# Les particules énergétiques solaires : études observationnelles et simulations magnétohydrdynamiques

Sophie Masson

▶ **To cite this version:**

Sophie Masson. Les particules énergétiques solaires : études observationnelles et simulations magnétohydrdynamiques. Astrophysique [astro-ph]. Observatoire de Paris, 2010. Français. NNT : . tel-00551523

**HAL Id: tel-00551523**
**https://theses.hal.science/tel-00551523**

Submitted on 4 Jan 2011

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

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

Observatoire de Paris
École doctorale Astronomie et Astrophysique d'île de France

Thèse de Doctorat

Spécialité
Astronomie et Astrophysique

---

# LES PARTICULES ÉNERGÉTIQUES SOLAIRES : ÉTUDES OBSERVATIONNELLES ET SIMULATIONS MAGNÉTOHYDRODYNAMIQUES

par
Sophie Masson

---

Thèse dirigée par Karl-Ludwig Klein

Soutenue publiquement
le 4 Octobre 2010
à l'Observatoire de Meudon
devant le jury composé de :

| | |
|---|---|
| Christophe Sauty | Président du jury |
| André Balogh | Rapporteur |
| Hubert Baty | Rapporteur |
| Gérard Belmont | Examinateur |
| Pascal Démoulin | Examinateur |
| Robert Wimmer-Schweingruber | Examinateur |
| Philippe Pouliguen | Représentant de la DGA |
| Karl-Ludwig Klein | Directeur de thèse |

Observatoire de Paris - Laboratoire d'Étude Spatiale et d'Instrumentation en Astrophysique

# Remerciements

Je tiens en premier lieu à remercier Ludwig KLEIN de m'avoir encadré pendant ces trois années de thèse. Je le remercie particulièrement pour tout ce qu'il m'a appris et fait découvrir, pour m'avoir permis d'étendre mes connaissances sur les divers phénomènes solaires et surtout d'avoir été disponible en toutes circonstances. Ce fut un réel plaisir de travailler avec lui.

Je remercie également la Direction générale de l'Armement d'avoir financer cette thèse. Je souhaite aussi remercier André BALOGH et Hubert BATY d'avoir accepté d'être rapporteur de ma thèse, ainsi qu'à Christophe SAUTY pour avoir accepté de présider ce jury de thèse. Merci aussi à Gérard BELMONT, Robert WIMMER-SCHWEINGRUBER et Pascal DEMOULIN de participer à cette thèse en tant qu'éxaminateurs. Enfin merci à Philippe POULIGUEN de représenter la Direction générale de l'Armement.

Je suis aussi très reconnaissante à Guillaume AULANIER pour m'avoir permis de développer une approche modélisatrice dans mon travail, et de m'avoir guidé en ce sens. Un grand merci aussi à Pascal DEMOULIN de m'avoir permis lui aussi d'étendre mes connaissances à un troisième volet de la physique solaire et de m'avoir offert l'opportunité de partir en Argentine dans le cadre d'une collaboration.

Je souhaite également remercier toutes les personnes avec qui j'ai pu interagir scientifiquement et humainement au sein du pôle de Physique solaire, Nicole VILMER, Birgitte SCHMIEDER, Gérard TROTTET, Lidia VAN DRIEL-GESZTELYI, Nicolas FULLER, Monique PICK, Alain KERDRAON. Un merci paticulier à Etienne PARIAT et Tibör TOROK pour avoir été plus que des collègues, et qui ont toujours été de bon conseil.

Ces trois années ont également été l'occasion de voyager, et ainsi de pouvoir discuter et de collaborer avec de nombreuses personnes. Je souhaite remercier particulièrement Säm KRUCKER pour m'avoir permis de passer quelques temps au Space Science Laboratory, Spiro ANTIOCHOS pour m'avoir acceuilli au Goddard Space Flight Center et à Mark LINTON au Naval research Laboratory, mais aussi un grand merci à Sergio DASSO et Cristina MANDRINI pour leur acceuil à Buenos Aires.

Un grand merci aussi à Christine BALSAMO pour son efficacité et sa gentillesse. Merci Philippe ROUSSEAU pour avoir relier les premiers exemplaires de cette thèse et qui reliera tout les autres. Merci à Frédéric DAUNY et Isabelle BUALE pour les impressions de poster.

Je tiens à rémercier également Rhita pour son soutien et sa patience, mais aussi pour sa bonne humeur et les trop nombreuses cigarettes que l'on a fumées ensemble. Un merci tout particulier à Julio pour les débats sans fin et les pauses clopes, et les conseils informatiques. Merci aussi à Alvaro, Joao, Arnaud, Seb, Fred, Julien, Denis, Fred numéro 2, Baptiste et Arielle. Merci aussi à l'épicier de la gare de Meudon, qui a fortement contribué à nous faire garder un moral d'acier.

Je souhaiterai finalement remercier ma famille d'avoir toujours été là et sans qui rien n'aurait été possible, merci Maman, Benoist, Aude et Antoine. Merci aussi à Bon Papa d'avoir relu cette thèse en entier. Un merci aussi particulier à mes amis. Ils me suivent depuis mes premières années à l'Université et j'ai partagé plus des trois quarts de mon temps avec eux (hors des cours évidement). Merci à Aurore, Ivan, Yann, Cécile, Olivier, Thaïs. Ma dernière

pensée ira à Grégory, que je remercie du fond de mon coeur d'être présent à mes coté depuis quelques années maintenant.

# Table des matières


**1 Introduction** **5**

**2 Contexte** **11**

2.1 Le champ magnétique de la photosphère à l'heliosphère . . . . . 11

2.1.1 La basse atmosphère solaire et les régions actives . . . . . 11

2.1.1.1 Formation et évolution des régions actives . . . . . 11

2.1.1.2 Les éruptions solaires : flares et CMEs . . . . . 13

2.1.2 Le champ magnétique interplanétaire . . . . . 16

2.1.2.1 Formation de l'héliosphère . . . . . 16

2.1.2.2 Perturbations de la structure magnétique du milieu interplanétaire . . . . . 18

2.2 La reconnexion magnétique dans la couronne solaire . . . . . 19

2.2.1 La reconnexion magnétique en MHD résistive . . . . . 20

2.2.1.1 Les équations de la magnétohydrodynamique . . . . . 20

2.2.1.2 La théorie de la reconnexion magnétique . . . . . 21

2.2.2 Accélération de la reconnexion . . . . . 24

2.2.3 Ce que la reconnexion magnétique implique . . . . . 26

2.3 Les particules accélérées lors des éruptions solaires . . . . . 27

2.3.1 Accélération des particules . . . . . 27

2.3.1.1 Champ électrique continu dans les nappes de courant . 27

2.3.1.2 L'accélération stochastique . . . . . 29

2.3.1.3 Le choc des jets de reconnexion et les ondes d'Alfvén de cisaillement . . . . . 31

2.3.2 Les signatures observationnelles de l'accélération de particules . 32

2.3.2.1 Le rayonnement X . . . . . 33

2.3.2.2 Le rayonnement $\gamma$ . . . . . 34

2.3.2.3 Le rayonnement micro-ondes . . . . . 34

2.3.2.4 Mesures in-situ des particules énergétiques . . . . . 35

**3 Origine et propagation des particules dans l'espace interplanétaire** **37**

3.1 Les particules énergétiques solaires détectées à la Terre . . . . . 38

3.1.1 Les particules chargées en milieu magnétisé . . . . . 38

3.1.1.1 Energie et équation du mouvement . . . . . 38

3.1.1.2 Equation de transport . . . . . 41

3.1.1.3 De l'héliosphère à l'atmosphère terrestre . . . . . 43

3.1.2 La détection à la Terre : les moniteurs à neutrons . . . . . 45

3.1.2.1 Qu'est ce qu'un moniteur à neutrons . . . . . 45

3.1.2.2 Rigidité de coupure et directions asymptotiques . . . . 47
3.1.2.3 Le réseau des moniteurs à neutrons . . . . . 49
3.2 Contraindre l'accélération des particules énergétiques solaires . . . . . 50
3.2.1 Un problème complexe . . . . . 51
3.2.1.1 Compétition entre les mécanismes d'accélération . . . 51
3.2.1.2 L'intérêt d'étudier les GLEs . . . . . 55
3.2.1.3 Les délais observés et la connexion à la Terre . . . . . 57
3.2.2 Retards et connexion expliqués par les processus d'accélération 59
3.2.2.1 L'accélération par l'onde de choc de la CME . . . . . 59
3.2.2.2 Accélération et injection tardive au flare . . . . . 61
3.3 Une étude temporelle détaillée . . . . . 64
3.3.1 Le choix de l'événement . . . . . 64
3.3.2 Les signatures observationnelles . . . . . 65
3.3.2.1 Le flux de protons relativistes en haut de la magnétosphère . . . . . 65
3.3.2.2 Les signatures de particules accélérées dans l'atmosphère solaire . . . . . 66
3.3.3 Un scénario d'accélération et de propagation . . . . . 68
3.3.3.1 Les particules accélérées de la couronne au milieu interplanétaire . . . . . 68
3.3.3.2 L'accélération des particules relativistes du 20 Janvier 2005 . . . . . 70
3.3.4 Article (A.1) : **Acceleration of relativistic protons during the 20 January 2005 flare and CME** . . . . . 71
3.4 La propagation des particules dans l'espace interplanétaire . . . . . 91
3.4.1 Les structures magnétiques du milieu interplanétaire . . . . . 91
3.4.1.1 La spirale de Parker . . . . . 91
3.4.1.2 Ejections de masse coronale interplanétaires et nuages magnétiques . . . . . 93
3.4.2 Retards et connexion Soleil-Terre expliqués par la propagation dans le milieu interplanétaire . . . . . 96
3.4.2.1 La diffusion des particules . . . . . 96
3.4.2.2 Propagation des particules énergétiques dans une structure magnétique transitoire . . . . . 98
3.4.3 Les structures magnétiques et leur rôle dans la propagation des particules . . . . . 100
3.4.3.1 Les structures magnétiques interplanétaires présentes à la Terre . . . . . 100
3.4.3.2 Les longueurs parcourues et le temps d'injection au Soleil . . . . . 101
3.4.3.3 L'importance du champ magnétique interplanétaire dans l'étude des GLEs . . . . . 103
3.4.4 Article (P.5) : **Interplanetary magnetic structures guiding solar energetic particles** . . . . . 105
3.4.5 Figure de l'évolution du champ magnétique et des paramètres plasma pour les 10 événements étudiés . . . . . 106

**4 La reconnexion magnétique 3D et son rôle dans les éruptions solaires 109**
4.1 Topologie magnétique et reconnexion dans la couronne solaire . . . . . 110
4.1.1 Les points nuls coronaux . . . . . 110
4.1.1.1 La topologie . . . . . 110
4.1.1.2 La reconnexion magnétique au point nul . . . . . 113
4.1.2 Les couches quasi-séparatrices (QSLs) . . . . . 116
4.1.2.1 La topologie des QSLs . . . . . 116
4.1.2.2 Reconnexion magnétique dans les QSLs . . . . . 119
4.1.3 Les signatures de la reconnexion . . . . . 121
4.1.3.1 Les rubans d'éruptions . . . . . 121
4.1.3.2 Morphologie des rubans et topologie . . . . . 123
4.2 Simulation 3D MHD de la dynamique d'une éruption observée . . . . . 125
4.2.1 L'utilisation du code 3D MHD . . . . . 125
4.2.1.1 Fonctionnement général du code . . . . . 125
4.2.1.2 Conditions limites et initiales des simulations . . . . . 128
4.2.2 L'émergence de flux . . . . . 129
4.2.2.1 Le déclenchement des éruptions . . . . . 130
4.2.2.2 Bald-Patch, bombes d'Ellerman et émergence résistive 131
4.2.2.3 Etude de la zone d'émergence : confirmation du rôle des BPs . . . . . 134
4.2.3 Article (A.3) : **Current buildup in emerging serpentine flux tubes** . . . . . 138
4.2.4 La dynamique des rubans expliquée par une nouvelle association topologique . . . . . 151
4.2.4.1 Rubans EUV et topologie magnétique . . . . . 151
4.2.4.2 Les conditions initiales et les paramètres de la simulation 153
4.2.4.3 Vers une nouvelle compréhension de la dynamique des éruptions . . . . . 154
4.2.5 Article (A.2) : **The nature of flare ribbons in coronal null-point topology** . . . . . 157
4.3 Injection d'un faisceau de particules par reconnexion glissante . . . . . 179
4.3.1 Du site d'accélération à la spirale de Parker connectée à la Terre 179
4.3.1.1 Des observations intrigantes . . . . . 179
4.3.1.2 Topologie en point nul avec spine externe ouvert . . . 182
4.3.2 Association QSL-point nul : injection dans un tube de flux étendu 183
4.3.2.1 Configuration magnétique initiale et forçage photosphérique . . . . . 183
4.3.2.2 L'atmosphère stratifiée . . . . . 185
4.3.2.3 Formation des courants et reconnexion au point nul . . 188
4.3.2.4 Reconnexion et vitesses de glissement des lignes de champ 189
4.3.3 Article (P.4) : **Interchange slip-running reconnection and sweeping SEP beams** . . . . . 193

**5 Conclusion et perspectives 195**

**Bibliographie 200**

**Annexes** **214**

**A Liste de publications et communications** **215**

**Table des Figures** **221**

# Chapitre 1

# Introduction

Les éruptions solaires sont des phénomènes hautement dynamiques et énergétiques, pouvant conduire à l'accélération de particules aux énergies relativistes et à l'éjection de matière atmosphérique solaire dans l'espace interplanétaire. L'impact de cette activité sur l'environnement terrestre n'est pas anodin et peut endommager le fonctionnement des satellites, mais peut également perturber l'activité humaine au sol.

Une des manifestations claire de la libération d'énergie solaire est l'observation de particules énergétiques accélérées lors des éruptions solaires. Les observations suggèrent que ces particules énergétiques peuvent être précipitées à la surface solaire comme être injectées dans l'espace interplanétaire. L'impact des particules à la surface solaire produit différents rayonnements plus ou moins énergétiques, et les particules injectées dans l'espace interplanétaire sont mesurées directement à la Terre.

Une composante extrêmement importante pour comprendre les phénomènes énergétiques est le champ magnétique solaire. Son influence sur l'activité solaire commence à la photosphère, lorsqu'il émerge dans l'atmosphère solaire, injectant de l'énergie dans la couronne. Son action se poursuit dans la couronne solaire, où ce champ magnétique impose la dynamique des éruptions et l'accélération des particules lors de la reconnexion magnétique libérant de l'énergie. Finalement, ce champ magnétique étend son influence dans le milieu interplanétaire à travers la propagation de structures magnétiques éjectées du Soleil et le guidage des particules énergétiques jusqu'à la Terre.

L'étude de ces phénomènes éruptifs solaires et notamment des particules énergétiques associées est donc un domaine très vaste, qui fait intervenir différents processus physiques impliquant des échelles spatiales de quelques mètres à quelques unités astronomiques, ainsi que des échelles de temps de la milliseconde à quelques heures, voire quelques jours. Il n'est donc pas possible de traiter l'ensemble de ces phénomènes d'une seule traite.

Par contre, en combinant des études sur les particules énergétiques mesurées à la Terre et sur les particules énergétiques impactant la surface solaire, ma thèse apporte de nouveaux éléments pour la compréhension des phénomènes énergétiques solaires. Aussi, elle permet d'étendre les problématiques traitant de la couronne à celles traitant des particules à la Terre. En effet, je me suis concentrée sur les deux domaines que sont l'origine et l'évolution des particules énergétiques solaires et le rôle de la dynamique de la reconnexion magnétique dans l'injection des particules, qu'elles soient précipitées au Soleil ou injectées dans le milieu interplanétaire.

L'activité éruptive solaire fournit des processus accélérateurs efficaces, lors des flares

et des éjections de masse coronale, pouvant produire des particules jusqu'aux énergies relativistes. Cependant, le mécanisme responsable de l'accélération des particules mesurées dans le milieu interplanétaire n'est pas clairement établi. En effet, la seule méthode pour le contraindre est d'associer temporellement les signatures radiatives au Soleil et dans le milieu interplanétaire avec les mesures in-situ.

Pour réaliser ce type d'association temporelle, une hypothèse sur le parcours interplanétaire est très souvent faite. Les particules voyagent alors du Soleil à la Terre le long d'un champ magnétique établi théoriquement, appelé la spirale de Parker. Sous cette hypothèse, les études par association temporelle se heurtent à deux problèmes majeurs. Tout d'abord, on note des retards quasi-systématiques entre le moment où l'on détecte les particules à la Terre et le moment théorique auquel elles auraient dû être détectées si les particules avaient été accélérées par le flare dans la basse couronne. De plus, pour suivre le champ magnétique théorique du Soleil à la Terre, les particules énergétiques devraient provenir de régions actives localisées sur le Soleil de manière à être connectées à la Terre par une ligne de champ de la spirale de Parker, ce qui est loin d'être toujours le cas.

Des nombreuses études, basées sur la méthode d'association temporelle des phénomènes éruptifs solaires avec les particules détectées à la Terre, suggèrent alors que l'accélération aux très hautes énergies se fait par les ondes de choc engendrées par les éjections de masse coronale. Une accélération par les ondes de choc permettrait en effet d'expliquer les retards et le problème de connexion des régions actives à la Terre lors des événements à particules, tout en respectant l'hypothèse de la propagation le long de la spirale de Parker.

Quelques études individuelles suggèrent néanmoins que les particules peuvent être accélérées aux énergies relativistes lors d'un flare. Toutefois, ces études sont réalisées sous l'hypothèse que les particules se propagent dans un champ magnétique interplanétaire classique.

Pourtant, les mesures in-situ du champ magnétique montrent clairement que le champ magnétique au voisinage de la Terre est souvent très différent du champ magnétique classique, surtout lors des périodes d'activité intense. L'origine et l'évolution des particules énergétiques ne sont toujours pas clairement établies, et des pistes d'études sont ouvertes :

- Quels seraient alors les mécanismes d'accélération lors d'une association temporelle, basée uniquement sur les similitudes des profils du rayonnement des particules énergétiques au Soleil et des profils de particules à la Terre, si l'on ne fixait pas la distance parcourue de manière arbitraire ?
- Si le champ magnétique interplanétaire n'était pas celui de la spirale de Parker, quelle structure magnétique interplanétaire pourrait assurer la connexion Soleil-Terre lors de la propagation des particules ?
- Quelle serait alors l'influence de la structure du champ magnétique interplanétaire sur les associations temporelles des phénomènes solaires et des particules détectées à la Terre ?

La reconnexion magnétique, étant omniprésente lors des éruptions solaires, fournit des processus accélérateurs de particules. L'évolution de ces particules énergétiques dans un plasma magnétisé est dictée par le champ magnétique. Je me suis consacrée à l'étude du rôle macroscopique de la dynamique de la reconnexion magnétique dans l'injection des particules énergétiques.

La reconnexion magnétique est typiquement associée à des configurations magnétiques où il existe une discontinuité magnétique, appelée une séparatrice. C'est en présence d'une telle discontinuité que des régions localisées de dissipation d'énergie vont pouvoir être formées, entraînant la brisure du gel magnétique.

La reconnexion magnétique implique deux phénomènes physiques distincts. Elle induit un transfert de flux magnétique à travers la séparatrice, qui se traduit par un saut de connectivité lorsque les lignes de champ passent d'un coté à l'autre de la dicontinuité. Elle induit également une libération d'énergie dans les régions de dissipation formées au niveau des séparatrices, qui est transferée au plasma par chauffage et aux particules par accélération. Le changement de connectivité et de libération d'énergie se produisent dans une région appelée le site de reconnexion.

Une des signatures observationnelles de la reconnexion magnétique, dans la couronne solaire, est la présence de rubans brillants à la surface solaire, attribués aux émissions chromosphériques générées par un chauffage local de cette couche atmosphérique, lors de l'impact des particules énergétiques ou d'un front de conduction.

Les études topologiques montrent alors que ces rubans d'émission sont localisés autour des pieds des séparatrices au niveau de la surface solaire. Cette co-spatialité entre pieds des séparatrices et rubans est expliquée par le fait que les particules énergétiques impactant la chromosphère sont les particules qui ont été accélérées au site de reconnexion et qui se sont propagées le long des lignes de champ ayant reconnecté à travers les séparatrices.

Bien que la topologie magnétique permette d'expliquer la forme des rubans, elle ne permet pas d'expliquer les évolutions temporelles et spatiales de ces rubans que l'on observe la plupart du temps lors des éruptions.

Jusqu'ici, deux mécanismes complémentaires ont été proposés pour expliquer la dynamique des rubans. Le déplacement des séparatrices, dû au transfert de flux magnétique à travers les séparatrices lors de la reconnexion, permettrait d'expliquer les déplacements des rubans, perpendiculaires à la ligne d'inversion (limite entre le flux magnétique positif et négatif). L'évolution temporelle de la reconnexion magnétique impliquant des lignes de champ, ancrées à différents endroits, permettrait d'expliquer les déplacements des rubans, parallèles à la ligne d'inversion.

Cependant, même si ces mécanismes apparaissent comme étant conceptuellement plausibles, aucune étude n'a encore permis de confirmer leur rôle dans la dynamique des rubans. On peut alors s'interroger sur quelques points déterminants :

- Quel est le mécanisme physique sous-jacent permettant d'expliquer les évolutions spatiales et temporelles des rubans ?
- La dynamique des rubans peut-elle être expliquée uniquement par la reconnexion au travers de séparatrices ?
- Comment la dynamique de la reconnexion influe-t-elle sur l'injection des particules dans des canaux de propagation formés par des lignes de champ reconnectées ?

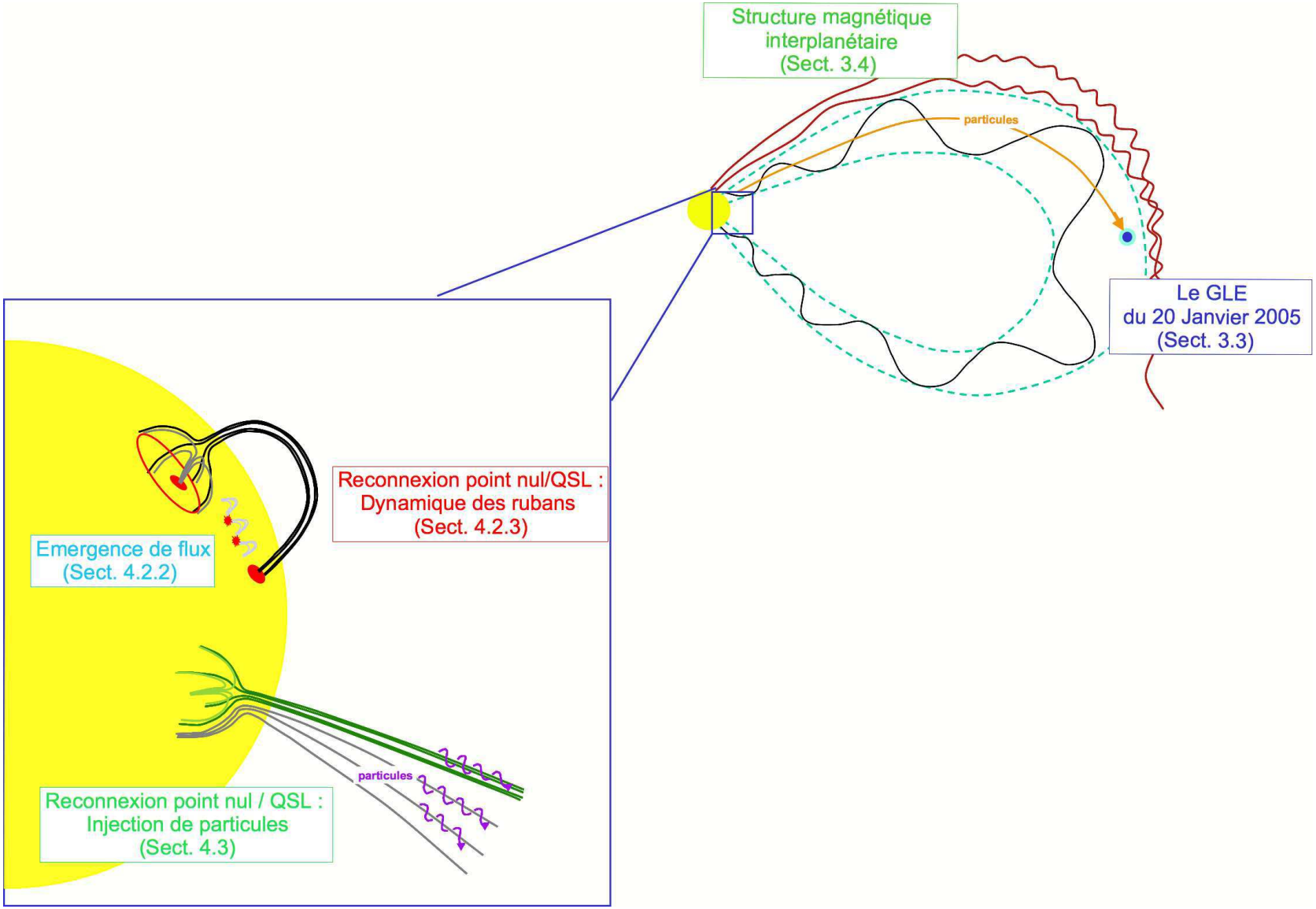
Pour traiter toutes ces questions, j'ai utilisé trois approches complémentaires : une approche observationelle basée sur l'analyse de données multi-instruments, une approche numérique consistant à réaliser des simulations tridimensionnelles en magnétohydrodynamique, et finalement une approche théorique permettant l'étude de la topologie magnétique.

Cette thèse se présente alors comme suit. Le premier chapitre est consacré au

contexte dans lequel se positionne ma thèse. J'y presenterai donc l'environnement solaire et notamment les caractéristiques du champ magnétique dans les différentes régions de l'atmosphère solaire que j'ai étudiées, ainsi que les processus physiques fondamentaux que sont la reconnexion magnétique et l'accélération de particules.

Le second chapitre est consacré aux particules énergétiques solaires dans le milieu interplanétaire, et dans lequel sont regroupées deux études distinctes : l'une porte sur l'origine et l'évolution des particules énergétiques observées lors d'un événement spécifique, et la seconde traite des structures magnétiques interplanétaires dans lesquelles les particules se propagent avant d'atteindre la Terre. Le chapitre suivant est dédié à l'étude de la dynamique de la reconnexion magnétique et à son influence quant à l'injection des particules. J'ai abordé ce problème avec deux études distinctes. La première consiste à étudier les particules énergétiques qui précipitent à la surface solaire, tandis que dans la seconde je propose un nouveau modèle permettant d'injecter les particules dans l'espace interplanétaire.

Ce manuscrit se termine par une discussion des résultats obtenus et des perspectives que cette nouvelle approche, combinant deux domaines d'expertises de la physique solaire généralement traitées de manière indépendante, peut apporter à l'étude des particules énergétiques solaires.


Structure magnétique
interplanétaire
(Sect. 3.4)
particules
Le GLE
du 20 Janvier 2005
(Sect. 3.3)
Reconnexion point nul/QSL :
Dynamique des rubans
(Sect. 4.2.3)
Emergence de flux
(Sect. 4.2.2)
particules
Reconnexion point nul / QSL :
Injection de particules
(Sect. 4.3)

# Chapitre 2

# Contexte

## Sommaire


**2.1 Le champ magnétique de la photosphère à l'heliosphère . 11**
2.1.1 La basse atmosphère solaire et les régions actives . . . . . 11
2.1.2 Le champ magnétique interplanétaire . . . . . 16
**2.2 La reconnexion magnétique dans la couronne solaire . . . 19**
2.2.1 La reconnexion magnétique en MHD résistive . . . . . 20
2.2.2 Accélération de la reconnexion . . . . . 24
2.2.3 Ce que la reconnexion magnétique implique . . . . . 26
**2.3 Les particules accélérées lors des éruptions solaires . . . . 27**
2.3.1 Accélération des particules . . . . . 27
2.3.2 Les signatures observationnelles de l'accélération de particules 32


Je présente dans ce chapitre les notions nécessaires aux différentes études que j'ai menées. Je présente, dans un premier temps, le champ magnétique solaire, base de l'activité solaire, qui émerge de la photosphère, se développe dans la couronne et s'étend dans le milieu interplanétaire ; ainsi que les phénomènes associés que l'on observe (Sect. 2.1). Je détaille par la suite la théorie de la reconnexion magnétique, omniprésente dans les phénomènes éruptifs solaires (Sect. 2.2), et je termine sur l'étape importante qu'est l'accélération des particules par des processus se développant lors de la reconnexion magnétique, ainsi que les signatures observationnelles des particules énergétiques solaires dont on dispose (Sect. 2.3).

## 2.1 Le champ magnétique de la photosphère à l'heliosphère

### 2.1.1 La basse atmosphère solaire et les régions actives

#### 2.1.1.1 Formation et évolution des régions actives

La plupart des phénomènes observés dans l'atmosphère solaire sont dus à la présence de champ magnétique. En fonction du phénomène et de la couche atmosphérique

considérée, la physique impliquée est différente. L'atmosphère solaire s'étend de la surface solaire aux limites externes de l'héliosphère, correspondant au choc terminal du vent solaire, situé à une centaine d'unités astronomiques (UA) du Soleil.

L'interface entre l'intérieur solaire et l'atmosphère est une région appelée la photosphère, correspondant à une région de quelques centaines de kilomètres dans laquelle la densité du plasma chute brusquement, de $n = 10^{15}$ cm$^{-3}$ à $n = 10^{11}$ cm$^{-3}$ (Fig. 2.2). Aux échelles spatiales solaires, ces quelques centaines de kilomètres d'épaisseur sont négligeables. La photosphère est définie comme une couche fine où l'on peut considérer que la dynamique du champ magnétique est régie par les mouvements du plasma. La diminution de la densité d'un facteur $\sim 10^4$ rend les régions au dessus de la photosphère optiquement minces, ce qui permet de mesurer l'effet Zeeman dans certaines raies d'éléments photosphériques, se formant dans la couche photosphérique fine, et d'en déduire les valeurs du champ magnétique longitudinal. Sur les magnétogrammes[1] solaires, il apparaît alors des régions de fortes concentrations de flux magnétique pouvant atteindre des intensités $> 1000$ G. Au niveau du reste de la surface solaire les concentrations de flux, observées à basse résolution, sont plus faibles $\sim 10$ G (Fig. 2.1). Les régions de champ magnétique intense, appelées régions actives, sont composées d'une polarité magnétique positive (le champ magnétique sort du Soleil) et d'une polarité négative (le champ magnétique rentre dans le Soleil). Sur les magnétogrammes ces polarités positives et négatives sont respectivement représentées en blanc et en noir. Deux polarités de signe opposé sont reliées par des lignes de champ magnétique pouvant monter à des altitudes de quelques centaines de mégamètres (1 Mm $= 10^3$ km) au dessus de la photosphère (Fig. 2.1). La température de la photosphère est facilement mesurable en supposant que le Soleil émet comme un corps noir, ainsi $T = 5800$ K.

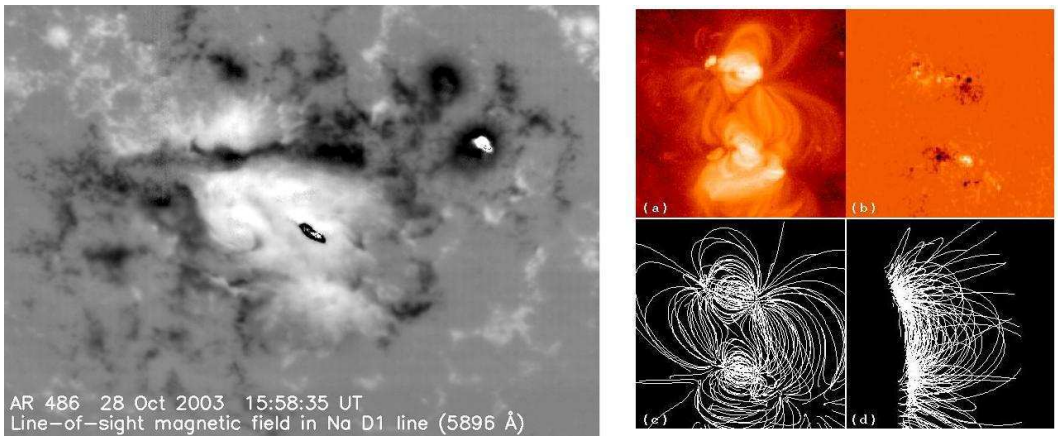



FIG. 2.1: **Gauche** : Magnétogramme de la composante longitudinale du champ magnétique (Schmieder et al. 2006) ; **Droite** : Exemple de reconstruction d'arcades magnétiques reproduisant les boucles coronales observées par l'instrument SXT à bord du satellite Yohkoh (Tsuneta et al. 1991)

La formation de ces régions actives est due à l'émergence de tubes de flux magnétiques de l'intérieur solaire. Le mécanisme à grande échelle permettant d'émerger du flux magnétique est la rotation différentielle. Elle génère un enroulement du champ magnétique, initialement poloïdal, induisant la formation d'une composante du champ toroïdale (Fig. 2.2, gauche). Par des processus complexes à plus petite échelle que je

[1] carte de mesures du champ magnétique longitudinal ou vectoriel

détaillerai dans la section 4.2.2, une partie du tube de flux traverse la photosphère et émerge dans l'atmosphère solaire. L'évolution de ce tube de flux magnétique dans l'atmosphère conduit à la formation d'arches magnétiques, formant ainsi les régions actives. Ces régions actives sont généralement plus complexes qu'un simple dipôle magnétique.

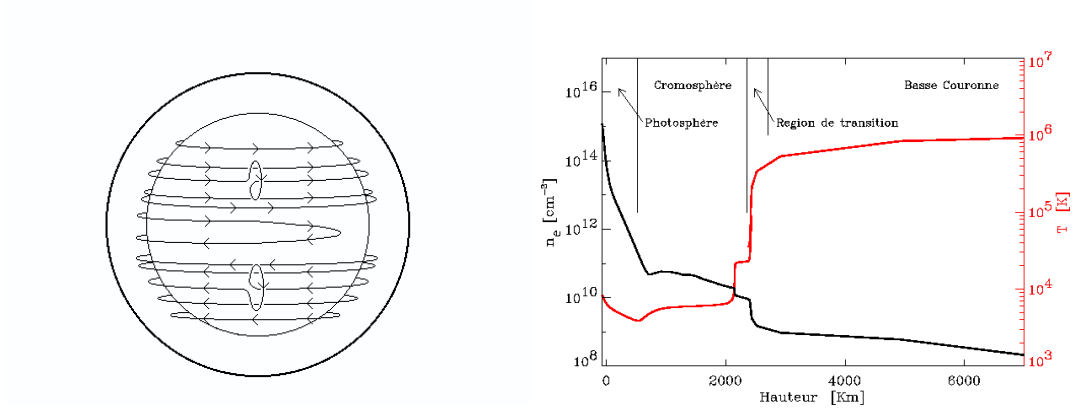



FIG. 2.2: **Gauche** : Schéma du champ magnétique solaire interne produit par la rotation différentielle ; **Droite** : Evolution de la densité et dela température dans les différentes couches atmosphériques solaires.

Au dessus de la photosphère, le plasma est beaucoup plus dilué et la température plus élevée. Les gradients de température et de densité définissent 2 couches atmosphériques distinctes (Fig. 2.2, droite) :

- La chromosphère, d'une épaisseur $\sim 2$ Mm, est située juste au dessus de la photosphère. La température en haut est de $10^4$ K, et la densité de $10^{11}$ cm$^{-3}$.
- La couronne s'étend de la chromosphère à quelques rayons solaires au-dessus de la photosphère. La température y est plus élevée encore que dans la chromosphère $\sim 2 \times 10^6$ K et la densité plus faible $\sim 2 \times 10^{8-9}$ cm$^{-3}$ dans les régions actives et les boucles.

Juste sous la chromosphère, la densité diminue suffisamment pour que le champ magnétique prédomine. Dans la chromosphère et la couronne, le rapport de la pression magnétique et de la pression cinétique est $\sim 10^{-4} - 10^{-5}$ pour un champ magnétique de 1000 G (typique du flux maximal dans une région active). La dynamique des régions actives dans ces couches atmosphériques est alors définie par la dynamique du champ magnétique.

La photosphère joue néanmoins un rôle important dans l'évolution des régions actives. En effet, les pieds des tubes de flux magnétiques coronaux émergés sont ancrés dans la photosphère. Ceci implique que les mouvements photosphériques imposent alors une certaine dynamique aux pieds des tubes de flux. Ces déplacements photosphériques sont transmis alors aux structures magnétiques coronales, et ce forçage photosphérique introduit de l'énergie et déstabilise les régions actives, initialement proches d'un état de minimum d'énergie magnétique.

#### 2.1.1.2 Les éruptions solaires : flares et CMEs

La base des phénomènes éruptifs solaires est la libération brusque d'énergie, emmagasinée précédemment dans les structures magnétiques des régions actives. Cette

libération d'énergie se fait entre autre par reconnexion magnétique (Sect. 2.2), qui engendre une reconfiguration magnétique de la couronne. Lors des éruptions, de nombreux événements se produisent, et sont observés par divers instruments dans l'espace et au sol, dans la quasi-totalité du spectre électromagnétique : des ondes radio de quelques kilomètres de longueur d'onde, au rayonnement $\gamma$ à $10^{-3}$ Å, correspondant à des photons d'une centaine de MeV, en passant par le visible. Seule la fenêtre de l'infra-rouge lointain n'est pas couverte par les observations, ce qui ne signifie évidemment pas que le Soleil est éteint dans cette gamme de longueurs d'onde. Les processus physiques engendrant ces différentes émissions sont directement liées à la libération d'énergie lors d'une éruption. Leur étude permet donc de diagnostiquer les processus physiques à l'oeuvre dans les éruptions et d'évaluer comment l'énergie libérée a été utilisée.

Les plus violentes libérations d'énergie dans une région active donnent lieu aux éruptions solaires composées d'un flare et d'une éjection de masse coronale. Ces deux types de phénomènes sont définis à partir des observations. L'émission de la couronne solaire se fait majoritairement dans l'UV (e.g. les raies du Fer) et en X-mou ($< 10$ keV). Lors d'un flare, le flux du rayonnement UV et X-mou augmente brusquement puis diminue plus ou moins rapidement, de quelques minutes à quelques heures (Fig. 2.3, gauche). L'augmentation du flux en X-mou définit la classe du flare. Les flares sont également observés dans la raie H$\alpha$ de l'atome d'hydrogène au niveau de la chromosphère (et en lumière blanche pour les plus intenses). ;observée dans le continuum à 1600 Å

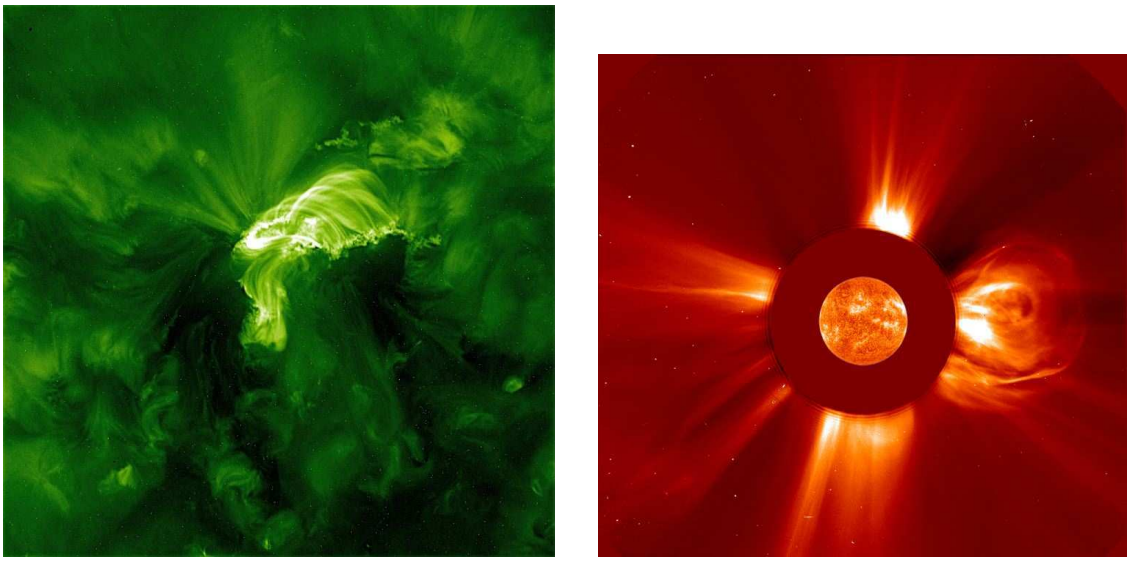


FIG. 2.3: **Gauche** : Observation UV à 193Å d'un flare par l'instrument AIA à bord de SDO (crédit NASA)) ; **Droite** : Observation d'une éjection de masse coronale en lumière blanche par le coronographe LASCO sur SOHO (crédit ESA/NASA)

Dans certains cas, un flare est accompagné d'une éjection de masse coronale (Coronal Mass Ejection, CME). Une partie du champ magnétique coronal entre en expansion et s'éjecte depuis la région active vers la haute couronne à des vitesses $\sim 10 - 2500$ km.s$^{-1}$ (Gopalswamy et al. 2004). Le champ magnétique éjecté emporte $\sim 10^{13} - 10^{14}$ kg de matière coronale. En amont de certaines CMEs, un choc se forme, pouvant accélérer des particules du milieu ambiant, qui émettront un rayonnement observable aux longueurs d'ondes radio. Proche du Soleil, les éjections de masses sont

observées en lumière blanche, lorsque la lumière du Soleil est suffisamment occultée. La bulle de plasma magnétisée n'émet pas directement dans le visible, mais les électrons libres présents dans cette structure diffusent la lumière émise par la photosphère (diffusion Thompson). Une CME est plus dense que la haute couronne et est alors composée d'un nombre plus important d'électrons, émettant donc une densité de rayonnement plus importante. Le rayonnement en lumière blanche d'une CME est alors plus intense que celui de la couronne (Fig. 2.3, droite).

Le schéma classique d'une éruption, permettant d'expliquer les observations des flares et des CMEs associées, est représenté dans la figure 2.4. C'est un schéma simplifié qui permet néanmoins d'expliquer le principe de base d'une éruption solaire. Ce modèle fait appel à la reconnexion magnétique, correspondant à un changement brutal de la connectivité du champ magnétique : les lignes de champ magnétique se "brisent" et se "recollent" entre elles, formant de nouvelles lignes de champ.

Dans les premières étapes du démarrage d'une CME, la montée d'un tube de flux torsadé (ou plasmoïde) sous des arcades magnétiques induit un pincement de ces arcades ancrées sur la surface et surplombant le plasmoïde (Fig. 2.4, gauche). Il apparaît alors une région de diffusion sous le plasmoïde, où les lignes de champ des arcades magnétiques reconnectent entre elles, donnant naissance à de nouvelles lignes de champ. Deux types de lignes se forment : les boucles post-éruptives qui se referment au niveau de la surface solaire et les lignes de champ qui s'enroulent autour du plasmoïde (Fig. 2.4, droite).

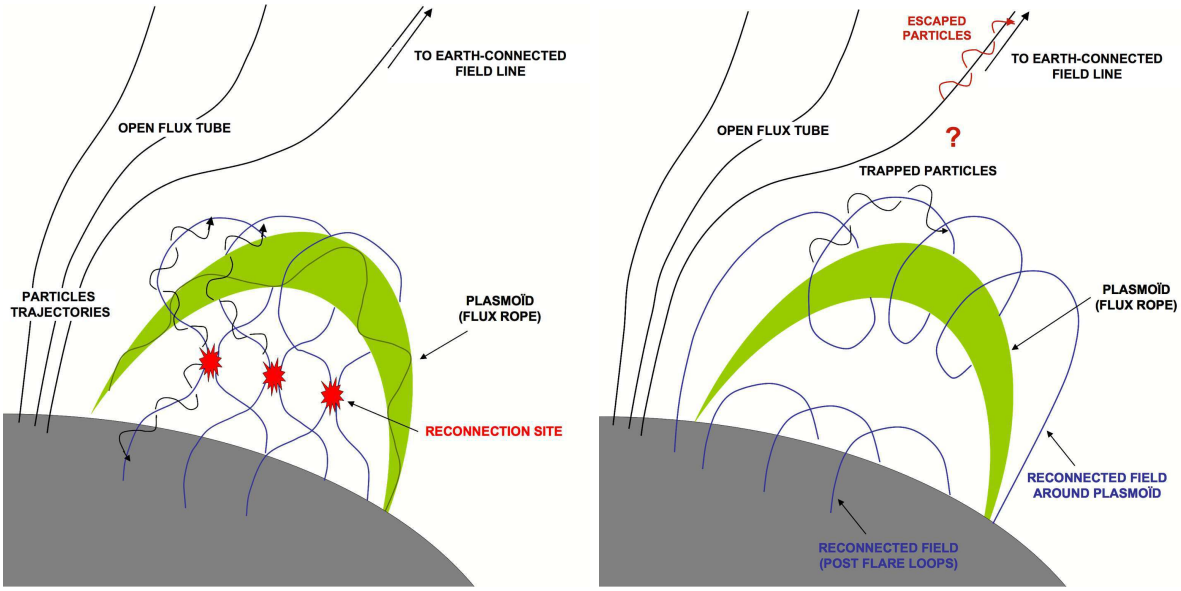



FIG. 2.4: **Gauche** : Suite à la montée du plasmoïde, les arcades magnétiques le surplombant se "pincent" en dessous, entraînant la reconnexion des lignes de champ ; **Droite** : Après avoir reconnecté, les lignes de champ forment deux types différents de boucles : les boucles post-éruptives et les boucles enveloppant le plasmoïde.

Au fur et à mesure que les arcades à grandes échelles reconnectent, les boucles post-éruptives s'empilent les unes sur les autres et l'apex apparent des boucles monte de plus en plus haut dans la couronne. Simultanément, le tube de flux torsadé continue de monter dans la couronne et d'être enveloppé dans le champ magnétique reconnecté. Le développement d'instabilités ou d'autres processus dynamiques, qui sont toujours des

sujets de recherche actifs, déclenchent l'envol du plasmoïde : c'est l'éjection de masse coronale, que l'on observe en lumière blanche, tandis que les rayonnements en X-mou et UV sont émis au niveau des boucles post-éruptives et de leur pieds chromosphériques.

### 2.1.2 Le champ magnétique interplanétaire

#### 2.1.2.1 Formation de l'héliosphère

En s'éloignant du Soleil, le champ magnétique diminue, alors que la température reste élevée. La structure du champ magnétique à grande échelle est alors définie par la dynamique du plasma. Le champ magnétique diminuant plus rapidement à l'équateur, la pression dynamique du plasma permet d'étendre les lignes de champ (Fig. 2.5).

Les mesures de vitesse du vent solaire montrent que les vitesses sont plus rapides aux pôles qu'à l'équateur (Fig. 2.5). L'origine et l'accélération de ce vent reste un sujet de recherche actif, et plusieurs modèles sont proposés. Je présente ici le modèle le plus courant qui est le modèle pensé par Parker (1963).

Lorsque l'on résout analytiquement les équations hydrodynamiques pour une atmosphère, soumise à un gradient de gravité en $r^{-2}$, initialement à l'équilibre hydrodynamique, et en supposant une symétrie sphérique, on obtient une infinité de solutions. La seule solution stable de cet ensemble est la solution transsonique. Elle correspond à la solution où la vitesse du fluide continue à augmenter en fonction de la distance, même après avoir dépasser le point transsonique, qui définit la distance où le nombre de Mach atteint 1. En hydrodynamique pure, tout fluide, initialement à l'équilibre autour d'une masse, finit par devenir instable et crée un vent. C'est le cas par exemple des atmosphères planétaires qui s'érodent constamment.

La couronne solaire correspond à une atmosphère soumise à un gradient de gravité en $r^{-2}$, mais magnétisée. La résolution des équations magnétohydrodynamiques complètes ne peut être faite analytiquement, mais numériquement. En supposant une symétrie axiale, à cause de la présence du champ magnétique solaire, les simulations numériques montrent que l'on retrouve la solution transalfvénique (Suzuki & Inutsuka 2005, Hayashi et al. 2006), et pour des conditions initiales typiques de l'atmosphère solaire, la vitesse de ce vent à la Terre est de $\sim 400$ km.s$^{-1}$ au niveau de l'équateur, et un vent plus rapide est obtenu au niveau des pôles. Bien que le vent aux pôles soit plus rapide qu'à l'équateur, il n'est que de $V_{pole} \sim 1.2 V_{equateur}$, ce qui ne permet pas d'expliquer le vent rapide ( $\sim 800$ km.s$^{-1}$) mesuré au-dessus des pôles (Ulysses). Il faut donc une autre source d'énergie pour expliquer le vent rapide. Une possibilité, permettant de retrouver les valeurs d'un vent rapide aux pôles, est de coupler la température au champ magnétique. Toutefois, rien ne nous permet de valider cette hypothèse dans le cas solaire.

On peut alors calculer le champ magnétique interplanétaire associé au vent solaire. Dans le milieu interplanétaire, le plasma régit le champ magnétique. Le vent s'étend dans deux dimensions de l'espace, et emporte avec lui le champ magnétique. Parker (1963) suppose alors que nécessairement le champ magnétique s'étend également dans 2 dimensions d'où $\mathbf{B} \propto r^{-2}$.

Pour calculer le champ magnétique interplanétaire, on suppose que le champ magnétique est complètement ouvert à partir d'une sphère localisée à une certaine distance au Soleil, appelée *la surface source*.

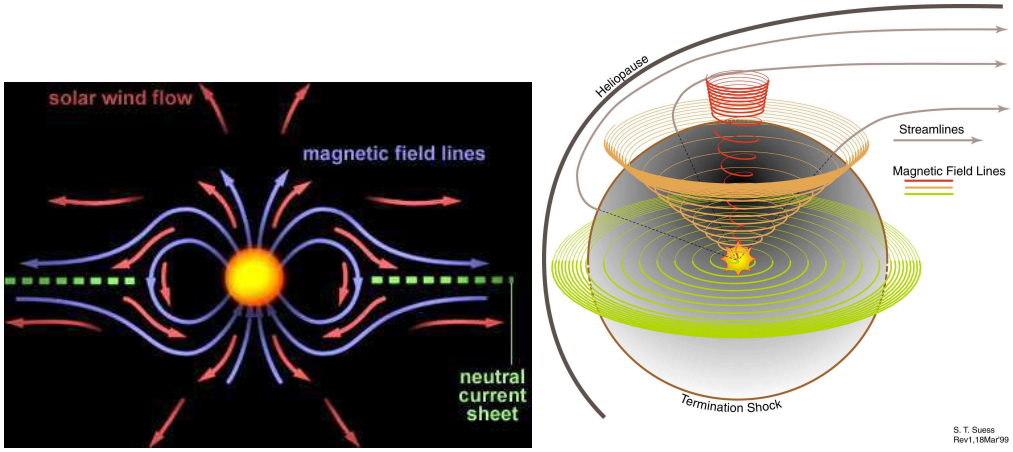



FIG. 2.5: **Gauche** : Le champ magnétique solaire : ouverture du champ magnétique par la pression dynamique de la couronne solaire ; **Droite** : Structure du champ magnétique interplanétaire dans un vent solaire lent.

A partir de la condition solenoïdale $\boldsymbol{\nabla} \cdot \mathbf{B} = 0$, et en supposant que le champ magnétique est défini dans un référentiel sphérique à symétrie de révolution ($\mathbf{B}_\theta = 0$) et azimutale ($\frac{\partial B_\phi}{\partial \phi} = 0$), on peut calculer le champ magnétique radial :

$$\boldsymbol{\nabla} \cdot \mathbf{B} = 0 \tag{2.1}$$

$$\frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}(r^2 B_r) + \frac{1}{r sin\theta}\frac{\partial}{\partial \theta}(sin\theta B_\theta) + \frac{1}{r sin\theta}\frac{\partial B_\theta}{\partial \theta} = 0 \tag{2.2}$$

$$\frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}(r^2 B_r) = 0 \rightarrow r^2 B_r = \text{cste}$$

Finalement, on obtient simplement que le champ magnétique radial :

$$B_r(r) = \frac{R_S^2}{r^2} B_r(R_S) \tag{2.3}$$

où $R_S$ est le rayon de la surface source.

Cette évolution du champ magnétique radial en $r^{-2}$ permet d'expliquer les mesures du champ magnétique interplanétaire à la Terre.

En supposant que la structure magnétique du milieu interplanétaire est dans un état stationnaire $\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = 0$, on peut calculer la composante $B_\phi$ du champ magnétique interplanétaire.

$$\boldsymbol{\nabla} \times (\mathbf{u} \times \mathbf{B}) = 0 \tag{2.4}$$

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r(u_\phi B_r - u_r B_\phi)\right) = 0 \tag{2.5}$$

$$\rightarrow r(u_\phi B_r - u_r B_\phi) = R_S^2 \omega_\odot B_r(R_S) \tag{2.6}$$

A la surface source, on a $B_\phi(R_S) = 0$ et $u_\phi(R_s) = R_S\omega_\odot$, où $\omega_\odot$ est la vitesse angulaire du Soleil. Alors, on en déduit $B_\phi(r) = \dfrac{u_\phi - r\omega_\odot}{u_r}B_r$. A grande distance, $r\omega_\odot \gg u_\phi$, et l'on peut approcher la vitesse radiale par la vitesse du vent solaire, $u_r \sim u_{VS}$, d'où :

$$B_\phi \simeq \frac{r\omega_\odot}{u_{VS}}B_r \tag{2.7}$$

D'après Parker (1963), en considérant un vent solaire, dont la vitesse radiale est supposée constante à partir de la surface source et où le champ magnétique est gelé dans le plasma, les lignes de force du champ magnétique interplanétaire, calculées à partir de l'équation 2.8, ont une forme de spirale d'Archimède (Fig. 2.5, droite), et sont régies par l'équation 2.9.

$$\mathbf{d}l \times \mathbf{B} = 0 \tag{2.8}$$

$$r - R_S = -\frac{u_r}{\omega_\odot}(\phi - \phi_S) \tag{2.9}$$

où $r$ et $R_S$ sont respectivement la distance radiale de la particule fluide considérée le long d'une ligne de force et le rayon de la surface source ; $\phi$ est l'héliolongitude de la particule fluide se déplaçant le long d'une ligne de force, $\phi_S$ est l'héliolongitude du pied à la surface source de la ligne de force considérée.

Cette structure du champ magnétique interplanétaire en spirale d'Archimède est appelée spirale de Parker. Les lignes de champ de cette spirale de Parker atteignant la Terre sont ancrées à la surface source à $\sim 30° - 50°$ Ouest d'héliolongitude pour un vent solaire de $400 - 800$ km.s$^{-1}$. Le calcul de la trajectoire d'une particule fluide se propageant le long de la ligne de champ magnétique connectant le Soleil et la Terre, avec la géométrie de la spirale de Parker, dépend de la vitesse du vent solaire. Elle est typiquement de 1.2 UA pour $u_{VS} = 400$ km.s$^{-1}$ et de 1.05 UA pour $u_{VS} = 800$ km.s$^{-1}$.

#### 2.1.2.2 Perturbations de la structure magnétique du milieu interplanétaire

En période de minimum solaire, la géométrie du champ magnétique interplanétaire peut être considérée comme étant celle de la spirale de Parker et le vent solaire qui l'accompagne est calme ($u_{VS} = 400$ km.s$^{-1}$). Néanmoins, le vent solaire possède une composante rapide qui s'échappe des pôles. Durant le cycle solaire, on mesure de temps en temps à la Terre des augmentations transitoires de la vitesse. Ce vent plus rapide trouverait son origine dans les régions où le champ magnétique coronal est ouvert. Ces régions de champ ouvert sont apelées des trous coronaux. La formation de ces trous coronaux reste une question d'actualité, mais quelques pistes, telles que la reconfiguration magnétique de la couronne lors des éruptions ou des processus de migration des pôles vers l'équateur, pourraient expliquer la présence de trous coronaux au voisinage de l'équateur. L'essentiel des vent rapides transitoires semble effectivement provenir de ces trous coronaux présents à l'équateur.

Dans le milieu interplanétaire, le vent rapide rattrape le vent lent, créant des régions où le vent solaire lent est comprimé par le vent solaire rapide. Ces régions sont appelées

des régions de corotation. Il résulte de cette compression une augmentation locale du champ magnétique pouvant induire des effets non négligeables sur la dynamique des particules énergétiques solaires se propageant dans le milieu interplanétaire. Par exemple, l'intensification locale du champ implique évidemment que la configuration simple du champ magnétique interplanétaire selon Parker est modifiée.

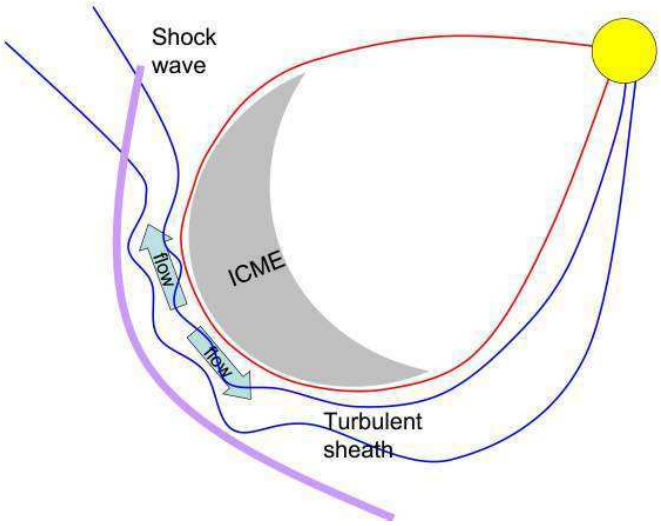



FIG. 2.6: Perturbation du champ magnétique interplanétaire par le passage d'une éjection de masse coronale interplanétaire (*http* : *//www.nmdb.eu*)

Une perturbation du champ magnétique interplanétaire nominal beaucoup plus violente provient des éjections de masse coronale (CMEs). Lorsque ces dernières se propagent dans l'espace interplanétaire, elles deviennent des éjections de masse coronale interplanétaires ou ICMEs. Leur champ magnétique est particulièrement intense puisqu'il provient directement des régions actives. Bien que la magnitude du champ magnétique diminue au cours de la propagation et de l'expansion de l'ICME dans le milieu, elle reste suffisamment élevée et le champ magnétique suffisamment structuré pour que l'ICME interagisse fortement avec la structure magnétique du vent solaire calme (Fig. 2.6). Lorsqu'une ICME est suffisamment intense, le champ magnétique interplanétaire, présent initialement dans le vent solaire calme, peut être complètement balayé par le passage de cette structure magnétique transitoire. D'autres interactions entre le champ magnétique interplanétaire et ces structures peuvent conduire à des processus de reconnexion entre les deux champs magnétiques de nature différente. La présence de ces structures peut modifier drastiquement le milieu interplanétaire, modulant les effets de l'impact de l'activité solaire sur la Terre.

## 2.2 La reconnexion magnétique dans la couronne solaire

La reconnexion magnétique est le changement de connectivité des lignes de champ magnétique et est directement due à la dissipation de l'énergie magnétique dans un milieu à fort nombre de Reynolds magnétique. Dans la couronne solaire, c'est le mécanisme physique qui engendre la majeure partie de l'activité de l'atmophère solaire.

En effet, la reconnexion intervient au niveau de l'émergence de flux magnétique dans l'atmosphère solaire, elle joue un rôle essentiel dans la libération d'énergie lors des éruptions induisant l'accélération des particules, le chauffage du plasma et la reconfiguration de la couronne, et elle est également impliquée dans la structuration magnétique de l'héliosphère.

## 2.2.1 La reconnexion magnétique en MHD résistive

### 2.2.1.1 Les équations de la magnétohydrodynamique

En fonction du phénomène que l'on souhaite étudier dans un plasma magnétisé, on utilise différentes approches. Dans le cadre des éruptions solaires, on traite des phénomènes à grandes échelles par rapport à la longueur de Debye[2] et à la longueur d'inertie dans le milieu. Les variables régissant ce plasma sont la densité $\rho$, la vitesse du fluide $\mathbf{v}$, la température $T$ et les champs électriques et magnétique. Ces variables évoluent selon les 3 équations fluide (Eqs. 2.10, 2.11, 2.12), couplées aux équations de Maxwell (Eqs. 2.13, 2.14, 2.15).

Les équations fluides découlent des différents moments de l'équation de Vlasov en supposant le plasma comme un fluide. Cette hypothèse fluide pour le plasma de la couronne solaire est néanmoins discutée. En effet, le libre parcours moyen des particules dans la couronne est relativement grand puisqu'il est d'environ 200 km. L'hypothèse fluide peut cependant être validée si l'on considère que les champs électriques et magnétique agissent sur les particules et que ces interactions peuvent être considérées comme jouant le rôle de pseudo-collisions.

Dans ces équations fluide, la pression et l'énergie interne apparaissent également et sont alors exprimées en fonction de la densité et la température, à partir des équations d'état (Eqs. 2.16, 2.17). D'autres termes comme la gravitation $\mathbf{g} = -\boldsymbol{\nabla}\Phi$ (où $\Phi$ est le potentiel gravitationnel), le flux de chaleur $\mathbf{q}$, le courant $\mathbf{j}$, le tenseur de viscosité $\Sigma$, apparaissent et sont alors exprimés en fonction des variables MHD et de leurs gradients. Il peut également y avoir des termes supplémentaires, dus à des apports externes au système. Ainsi des forces extérieures appliquées au système doivent être prises en compte dans l'équation du mouvement, $\mathbf{f}_{ext}$, et dans l'équation d'énergie, $\mathbf{u}.\mathbf{f}_{ext}$. Dans l'équation d'énergie on doit finalement rajouter un terme de chauffage exterieur, $\mathbf{H}$.

Les trois équations de conservation MHD sont respectivement l'équation de conservation de la masse (Eq 2.10), l'équation du mouvement (Eq 2.11), et l'équation d'énergie (Eq 2.12) :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \boldsymbol{\nabla} \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0 \tag{2.10}$$

$$\rho \left( \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u}.\boldsymbol{\nabla})\, \mathbf{u} \right) = \rho \mathbf{g} - \boldsymbol{\nabla} P + \boldsymbol{\nabla} \cdot \boldsymbol{\Sigma} + \mathbf{j} \times \mathbf{B} + \mathbf{f}_{ext} \tag{2.11}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left( U + \frac{1}{2}\rho u^2 + \rho\Phi + \frac{B^2}{2\mu_0} \right) &= -\boldsymbol{\nabla} \cdot \left( \frac{1}{2}\rho u^2 \mathbf{u} + (U+P)\mathbf{u} + \mathbf{q} - \mathbf{u}.\Sigma + \rho\Phi\mathbf{u} + \frac{\mathbf{E}\times\mathbf{B}}{\mu_0} + \right) \\ &+ \mathbf{H} + \mathbf{u}.\mathbf{f}_{ext} \end{aligned} \tag{2.12}$$

[2] L'échelle spatiale sur laquelle l'hypothèse de quasi-neutralité est assurée

Les équations de Maxwell (sans l'équation de Poisson) sont : la condition solenoïdale (Eq 2.13), l'équation de Faraday (Eq 2.14) et l'équation d'Ampère non relativiste (Eq 2.15) :

$$\boldsymbol{\nabla} \cdot \mathbf{B} = 0 \tag{2.13}$$
$$\boldsymbol{\nabla} \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \tag{2.14}$$
$$\boldsymbol{\nabla} \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j} \tag{2.15}$$

Les équations d'états pour la pression (Eq 2.16) et l'énergie interne (Eq 2.17), pour un gaz totalement ionisé, sont :

$$P(\rho, T) = \frac{2\rho k_B T}{M} \tag{2.16}$$
$$U(\rho, T) = \frac{P}{\gamma - 1} \tag{2.17}$$

où $M = m_e + m_i \sim m_i$ la masse totale, $\gamma$ est l'exposant adiabatique et $k_B$ la constante de Boltzmann.
Le flux de chaleur microscopique dépend du gradient de température et de la conductibilité du fluide $\kappa$ :

$$\mathbf{q} = -\kappa(\rho, T)\boldsymbol{\nabla} T \tag{2.18}$$

Le courant de la conductivité électrique $\sigma(\rho, T)$, est défini par la loi d'Ohm :

$$\mathbf{j} = \sigma(\rho, T)(\mathbf{E} + \mathbf{u} \times \mathbf{B}) \tag{2.19}$$

Le tenseur de viscosité dépend de la viscosité dynamique $\nu(\rho, T)$ :

$$\Sigma_{ij} = \nu(\rho, T)\left(\boldsymbol{\nabla}_i u_j + \boldsymbol{\nabla}_j u_i - 2/3\delta_{ij}\boldsymbol{\nabla} \cdot \mathbf{u}\right) \tag{2.20}$$

#### 2.2.1.2 La théorie de la reconnexion magnétique

La couronne solaire est un milieu très conducteur, induisant une faible résistivité électrique, $\eta$. D'après l'équation d'induction du champ magnétique, dans le cas des grandes échelles, le temps dynamique (ou d'advection) sera très court par rapport aux échelles de temps de dissipation du champ magnétique. D'après l'équation d'induction (Eq. 2.15), on peut évaluer le rapport du terme dissipatif et du terme d'advection pour le champ magnétique, en considérant que la conductivité $\sigma$ est un scalaire et que la résistivité uniforme est $\eta = (\mu\sigma)^{-1}$. Ce rapport adimensionné, caractérisant le comportement du champ magnétique dans le milieu, est appelé le nombre de Reynolds magnétique (Eq. 2.21) :

$$\begin{aligned} \frac{|\boldsymbol{\nabla} \times (\mathbf{u} \times \mathbf{B})|}{|\eta \Delta \mathbf{B}|} &\sim \frac{uL}{\eta} = \frac{t_{res}}{t_{adv}} \\ R_m &= \frac{uL}{\eta} \end{aligned} \tag{2.21}$$

avec $t_{adv} = \dfrac{L}{u}$ et $t_{res} = \dfrac{L^2}{\eta}$.

Pour des $R_m \gg 1$, on peut négliger le terme dissipatif. C'est l'approximation de la MHD idéale. Sous cette hypothèse non dissipative, le champ magnétique est gelé dans le plasma et le flux magnétique est conservé.

Pour dissiper l'énergie magnétique emmagasinée dans une région active, il est donc nécessaire que le terme résistif augmente, c'est-à-dire que le nombre de Reynolds diminue. On se place alors dans l'approximation de la MHD résistive. L'échelle dissipative est atteinte lorsque $R_m \sim 1$. La diminution du nombre de Reynolds $\propto L$, nécessite la formation de petites échelles spatiales sur lesquelles la dissipation sera efficace. Le champ magnétique étant gelé dans le plasma, le déplacement de l'un induit le déplacement de l'autre avec une vitesse identique. Dans la région de diffusion, le gel n'est plus respecté, ce qui permet aux lignes de champ magnétique de se déplacer indépendamment du plasma. Ainsi, l'augmentation du terme diffusif $\propto \Delta\mathbf{B}$ permet au champ magnétique d'être modifier indépendamment du plasma, pouvant conduire à un changement de connectivité de celui-ci : c'est la *reconnexion magnétique*. Dans la couronne solaire, la MHD résistive n'apparaitra que dans des régions très localisées, à petite échelle.

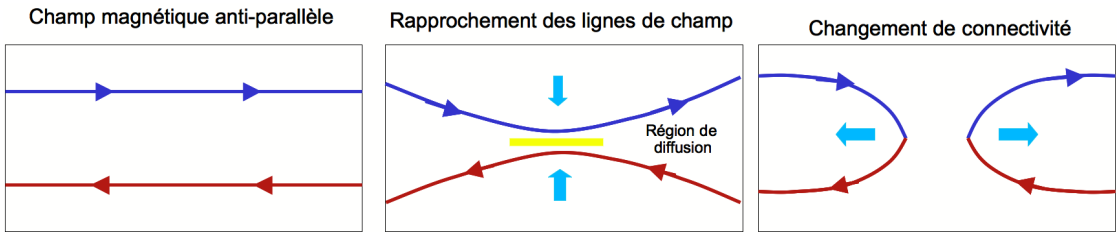



FIG. 2.7: **Gauche** : champ magnétique initialement anti-paralallèle ; **Milieu** : formation de la région de diffusion quand les lignes se rapprochent l'une de l'autre ; **Droite** : changement de connectivité des lignes de champ ejectées de la région de dissipation par la tension magnétique.

Dans le cadre de la MHD résistive, de nombreuses études théoriques de configurations magnétiques 2D, où le champ magnétique est anti-parallèle, montrent que les lignes de champ magnétique peuvent changer de connectivité (Fig. 2.7). Le modèle 2D de Parker (1963), donne naissance à une reconnexion lente, tandis que le modèle de Petschek (1964), une reconnexion plus rapide.

Hesse & Schindler (1988) furent les premiers à montrer théoriquement qu'en 3 dimensions, ce changement de connectivité des lignes de champ s'opère dans des régions de diffusion nécessitant la présence d'un champ électrique parallèle au champ magnétique. En effet, dans l'équation d'induction explicitée en fonction du champ électrique : $\dfrac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\boldsymbol{\nabla} \times \mathbf{E}$, la composante du champ électrique parallèle au champ magnétique

permet de briser le gel magnétique, et de conduire à des mouvements propres des lignes de champ magnétique, pouvant conduire à un changement de connectivité.

D'après la loi d'Ohm non-généralisée :

$$\mathbf{E} = -\mathbf{u} \times \mathbf{B} + \frac{\eta}{\mu_0} \boldsymbol{\nabla} \times \mathbf{B}, \tag{2.22}$$

la composante parallèle du champ électrique ne provient que du rotationnel du champ magnétique. Dans les configurations magnétiques de la couronne solaire, il est facile d'obtenir un rotationnel du champ magnétique. En effet, les pieds des tubes de flux magnétiques étant ancrés dans la photosphère, un mouvement photosphérique pourra alors induire un forçage du champ magnétique coronal. Le développement de ces régions de fort cisaillement du champ magnétique permet d'augmenter le rotationnel du champ magnétique. Ce qui induit alors la formation d'un courant électrique parallèle au champ magnétique, $E_{//}$.

Le champ électrique produit par le terme d'advection du champ magnétique ne contribue pas à la composante parallèle du champ électrique total. Cependant, avec une loi d'Ohm généralisée, d'autres termes peuvent contribuer au champ électrique parallèle, notamment la pression des électrons et l'inertie du courant.

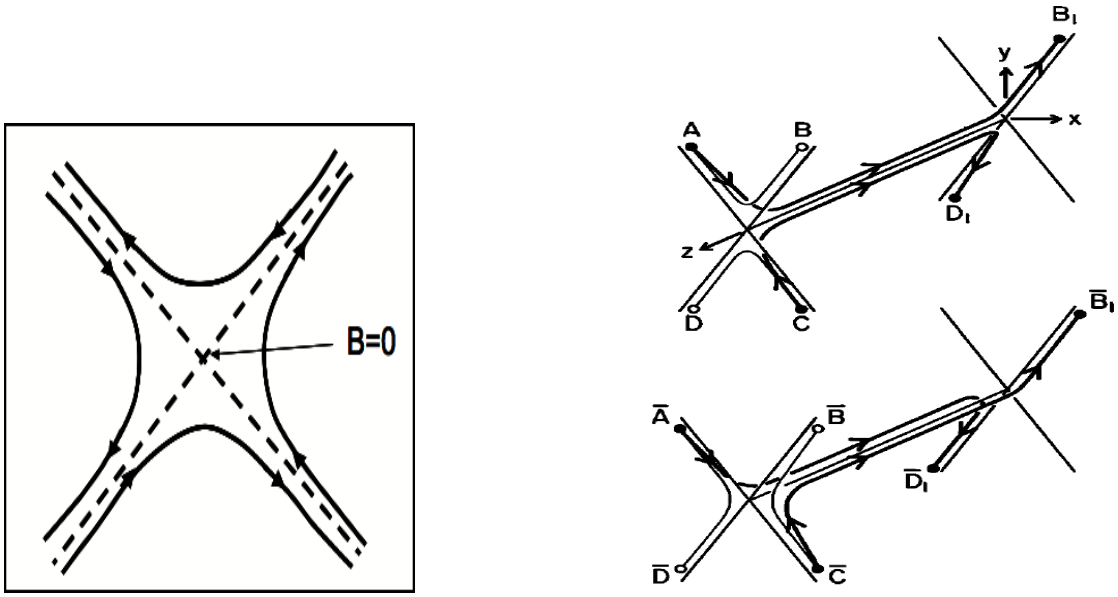



FIG. 2.8: **Gauche** : En 2D dans une configuration magnétique en point X, il existe un point où le champ magnétique est nul ; **Droite** : Avec l'ajout d'un champ magnétique guide en 2.5D à ce point X, il n'existe plus d'endroit où le champ magnétique est nul (Priest & Forbes 1992)

Le concept de la reconnexion magnétique en 3 dimensions dans la couronne solaire est particulièrement important. En effet, la troisième dimension introduit un champ magnétique guide dans les régions de dissipation, résultant de la composition des champ magnétiques entourant la région de reconnexion. Nous verrons par la suite que ce champ guide est important pour traiter la dynamique de reconnexion magnétique ainsi que l'accélération des particules solaires par les champs électriques et leur dynamique.

### 2.2.2 Accélération de la reconnexion

Bien que les conditions physiques requises pour déclencher la reconnexion magnétique soient respectées dans la couronne solaire, la valeur de la résistivité électrique de la couronne solaire est trop faible ($\sim 17\ \Omega.\mathrm{m}.10^{-9}$) pour expliquer la quantité d'énergie libérée pendant la courte durée des éruptions solaires.

Pour augmenter le terme diffusif, et ainsi conduire à un mode de reconnexion rapide, où la quantité de flux transféré par unité de temps permet d'expliquer l'énergie libérée, il y a deux pistes : l'augmentation de la résistivité magnétique et/ou l'augmentation de la densité de courant $j$.

D'après la loi d'Ampère (Eq. 2.15), une augmentation de la densité de courant se traduit par une augmentation du rotationnel du champ magnétique. Pour augmenter ce rotationel de $\mathbf{B}$ et donc le courant, pour une valeur du champ magnétique fixée, il faut diminuer les échelles spatiales sur lesquelles on mesure ce rotationnel. Un des problèmes majeurs de l'étude de la reconnexion dans les plasmas spatiaux est qu'il est difficile d'évaluer les épaisseurs des nappes de courant se développant dans les régions de dissipation. Quoi qu'il en soit, il est clair que ces nappes ne peuvent être infiniment fines, et leur épaisseur est généralement considérée comme étant à l'échelle du rayon de giration des ions, et dans certains cas, à l'échelle du rayon de giration des électrons. Dans la couronne solaire, cela revient à estimer que l'épaisseur des nappes de courant est de l'ordre de la dizaine de mètres à quelques kilomètres.

Aux échelles MHD de la couronne solaire, la résistivité se définit par le taux de collision :

$$\eta = \frac{m_e \nu_e}{e^2 n_e \mu_0} \tag{2.23}$$

où les variables $m_e$, $n_e$, $e$, correspondent respectivement à la masse, la densité, la charge des électrons, $\mu_0$ est la perméabilité magnétique du vide et $\nu_e$ est le taux de collision des électrons. Il suffirait alors d'augmenter les collisions pour créer une résistivité anormale et ainsi augmenter la résistivité totale de la région de diffusion. Le problème ici est que, les échelles spatiales sur lesquelles se forment les nappes de courant sont si petites que le milieu n'est plus que faiblement collisionnel [3]. Le développement d'une résistivité anormale lié à l'interaction ondes-particules pourrait, aux échelles non-collisionelles, eventuellement être proposée comme solution pour expliquer les taux de reconnexion observés. Cependant, d'autres mécanismes pourraient également permettre d'expliquer ces taux de reconnection.

Notamment, en se restreignant aux échelles MHD (plasma collisionel), les interactions ondes particules ne peuvent être traitées. Des études ont alors montré que l'accélération de la reconnexion pouvait s'effectuer via le développement d'instabilités dans la région de diffusion. Notamment, pour les petites échelles sur lesquelles se forment les nappes de courants, Furth et al. (1963) ont établi en 2D qu'une instabilité du type "tearing mode" pouvait se développer (Fig. 2.9). Ce résultat a été confirmé par des simulations 3D (Schumacher et al. 2000). Cette instabilité de "tearing" conduit à la filamentation de la nappe de courant. Aux petites échelles sur lesquelles les nappes de courant se développent, des ondes MHD peuvent induire une ondulation du champ

[3] le rayon de giration des particules est plus grand que l'échelle spatiale considérée

magnétique. La tension magnétique aura alors tendance à redresser ce champ ondulé, et à contrer le forçage appliqué par la perturbation. Pour des longueurs d'ondes grandes, la tension magnétique ne sera pas suffisante pour contre-balancer le forçage. L'augmentation locale du terme dissipatif implique alors que la reconnexion magnétique se développe localement à l'intérieur de la nappe de courant. Cette reconnexion conduit à la filamentation de la nappe de courant. Pour des longueurs d'ondes plus courtes, le champ sera plus fortement ondulé, induisant un tension magnétique plus forte capable de résister au forçage perturbatif. En 2D, cette instabilité forme des ilôts magnétiques, mais en 3D, ce sont des lignes de champ torsadées qui se forment après les processus locaux de reconnexion. D'après le modèle de Petschek (1964), la conservation de la masse implique qu'une diminution du rapport longueur sur épaisseur de la nappe de courant entraîne une augmentation du taux de reconnexion. La diminution des tailles des nappes de courant induite par le "tearing-mode", permet alors d'augmenter la vitesse de la reconnexion. Dans un modèle 2D, Karpen et al. (1995) ont montré que la fragmentation des nappes par les modes de "tearing" permet effectivement d'augmenter le taux de reconnexion et d'expliquer la quantité d'énergie libérée par reconnexion magnétique lors des éruptions dans les laps de temps observés.

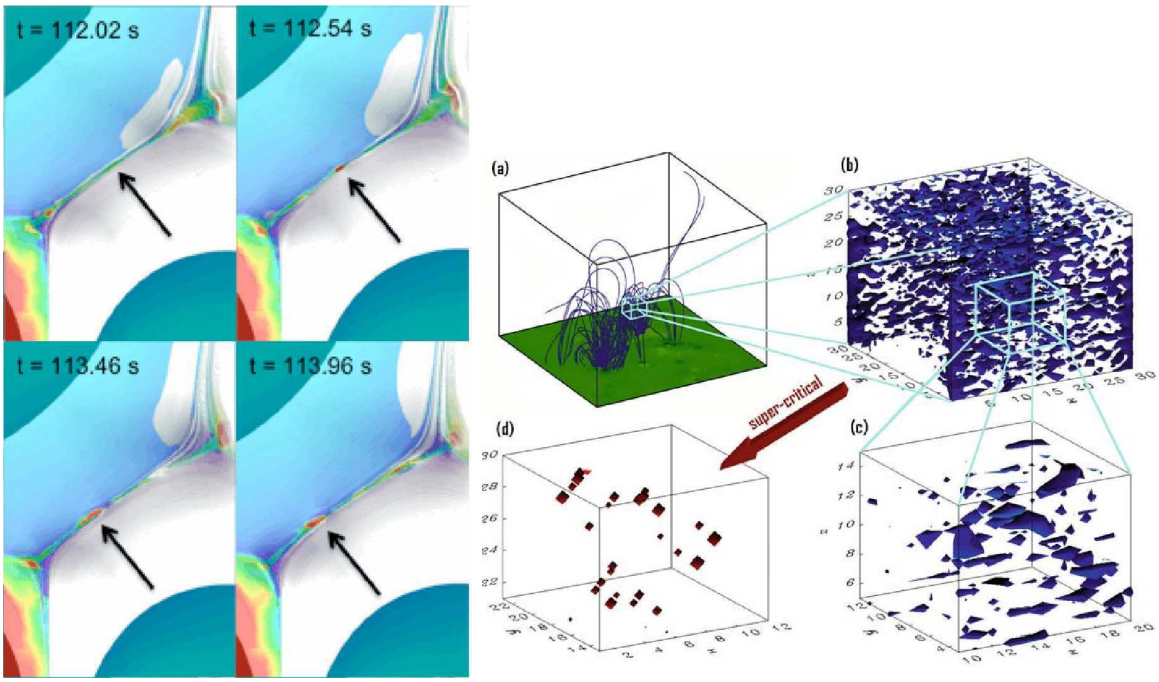



FIG. 2.9: **Gauche** : Coupe verticale 2D d'une nappe de courant 3D, où la nappe de courant se fragmente par instabilité de tearing (Edmondson et al. 2010) ; **Droite** : Distribution de la densité de courant à un temps donné pris lors d'une simulation MHD, où l'on observe un taux de fragmentation élevé de la nappe de courant (Vlahos et al. 2009).

Sous certaines conditions, la formation de ces tubes de flux torsadés peut impliquer le développement d'une "instabilité secondaire". Lorsque l'on perturbe des tubes de flux torsadés, une instabilité de type "kink" se développe (Dahlburg et al. 1992). Cette instabilité peut également induire de nouvelles reconnexions, conduisant à une complexification supplémentaire de la géométrie et de la distribution du champ magnétique. Suite à cette deuxième instabilité, les nappes de courant ne sont alors plus du tout structurées dans la région de dissipation (Fig. 2.9).

Une distribution aléatoire des nappes de courant fragmentée dans la région de diffusion semble être une étape indispensable pour expliquer les taux de reconnexion et les échelles de temps impliquées, mais aussi pour expliquer l'accélération de particules lors des flares (Drake et al. 2006).

Cependant, les simulations numériques, visant à déterminer si le taux de reconnexion augmente lorsque les nappes se fragmentent, sont réalisées en utilisant une résistivité non-uniforme et dans le cas non-stationnaire. En effet, la solution stationnaire analytique de Petschek (1964) s'avère être instable numériquement, ce qui a conduit à développer ces modèles de fragmentation de nappes de courant. De récentes simulations numériques en 2D de point X ont montré cependant qu'il était possible de modéliser les solutions stationnaires en prenant des résistivités particulières (Baty et al. 2006, 2009a,b). Notons ici qu'il existe d'autres pistes pour augmenter le taux de reconnexion, et notamment la MHD-Hall qui ne nécessiterait pas la fragmentation des nappes de courant, et où les lignes de champ seraient simplement aspirées dans la nappe de courant par le champ électrique Hall.

### 2.2.3 Ce que la reconnexion magnétique implique

Lors de la dissipation de l'énergie, la reconnexion magnétique n'est pas l'unique mécanisme qui se développe. Sur la figure 2.7 sont présentées deux lignes de champ anti-parallèles en 2D, avant et après avoir reconnectées. Dans la couronne, la dynamique est régie par le champ magnétique et donc par la force de Lorentz (Eq. 2.24). Par calcul vectoriel, cette force se décompose en deux termes distincts : la pression magnétique (terme de gauche) et la tension magnétique (terme de droite)

$$\begin{aligned} \mathbf{j}\times\mathbf{B} &= \frac{1}{\mu_0}\boldsymbol{\nabla}\times\mathbf{B}\times\mathbf{B} \\ \mathbf{j}\times\mathbf{B} &= \frac{-\boldsymbol{\nabla}\mathbf{B}^2}{2\mu_0}+\frac{1}{\mu_0}(\mathbf{B}.\boldsymbol{\nabla})\mathbf{B} \end{aligned} \tag{2.24}$$

La tension magnétique est inversement proportionnelle au rayon de courbure du champ magnétique. Lorsque les lignes de champ changent de connectivité, leur rayon de courbure est modifié (Fig. 2.7). Les lignes de champ dont le rayon de courbure aura diminué après la reconnexion, seront soumises à une tension magnétique plus forte. Ces lignes de champ seront éjectées du site d'accélération à des vitesses supérieures à celles du plasma ambiant. Le plasma étant gelé dans le champ magnétique, on observe dans ces régions des flots de plasma accélérés par la détente des lignes de champ, et donc plus rapides que le plasma localisée un peu plus loin du site de reconnexion : ce sont les *jets de reconnexion*. Lorsque la totalité de l'énergie magnétique est convertie en énergie cinétique (transférée au fluide), ces flots de plasma induit par la reconnexion peuvent atteindre des vitesses super-Alfvéniques, induisant le développement de chocs MHD en amont des jets de reconnexion (Revue détaillée dans Priest & Forbes 2002).

La reconnexion magnétique induit également le développement d'ondes d'Alfvén de cisaillement. En effet, lorsqu'une ligne de champ magnétique fortement cisaillée reconnecte avec une ligne de champ à l'équilibre sans force linéaire, ceci implique une nouvelle ligne de champ, composée d'une partie à l'équilibre et d'une partie hors équilibre. Ces ondes d'Alfvén, se propageant le long des lignes de champ reconnectées, ont

été mises en evidence par des observations dans la couronne (**?**) et par des simulations (Karpen et al. 1998, Linton & Longcope 2006). L'évacuation des courants s'effectue alors sous forme d'onde d'Alfvén de cisaillement, pouvant éventuellement se raidir en chocs se propageant le long des lignes de champ reconnectées.

Dans la couronne solaire, les configurations magnétiques sont particulièrement propices à la reconnexion. La complexité des régions actives, qui sont loin d'être purement bipolaires, induit des discontinuités de connectivité du champ magnétique dans la couronne solaire. La façon dont ces discontinuités sont distribuées définit la topologie magnétique d'une région. La discontinuité du champ magnétique est matérialisée par des lignes appelées séparatrices. Ce sont des sites préférentiels pour la reconnexion magnétique. La topologie particulière associée à une configuration magnétique où il n'existe pas de séparatrices, mais un fort gradient de connectivité, est appelée une quasi-séparatrice (Priest & Démoulin 1995).

## 2.3 Les particules accélérées lors des éruptions solaires

### 2.3.1 Accélération des particules

L'énergie dissipée lors de la reconnexion est transférée sous forme d'énergie cinétique aux particules et au plasma ambiant par chauffage. L'accélération des particules représente $\sim 50\%$ de la quantité d'énergie totale libérée lors de la reconnexion (Lin & Hudson 1976, Lin et al. 2003, Emslie et al. 2004). Le transfert d'énergie aux particules s'effectue à travers 3 processus principaux : l'accélération par le champ électrique dans la nappe de courant, l'accélération stochastique par interaction résonnante ondes-particules et l'accélération par les chocs pouvant se développer en amont des jets de reconnexion et des ondes d'Alfvén de cisaillement.

Typiquement, les électrons, en fonction du processus d'accélération, peuvent être accélérées de quelques keV à quelques MeV, et les protons de quelques keV jusqu'à quelques GeV (Priest & Forbes 2002).

#### 2.3.1.1 Champ électrique continu dans les nappes de courant

Dans la couronne solaire, on néglige souvent le terme Hall et le terme électronique, décrivant le courant diffusif formé par le gradient de densité électronique.

Rappelons ici l'expression de la loi d'Ohm résistive :

$$\mathbf{E} = -\mathbf{u} \times \mathbf{B} + \eta \boldsymbol{\nabla} \times \mathbf{B}$$

Dans la couronne solaire, le plasma est gelé dans le champ magnétique : la composante perpendiculaire de la vitesse du plasma n'est alors due qu'aux déplacements des boucles les unes par par rapport aux autres dans la couronne, comme par exemple une expansion des boucles dans la couronne suite à un forçage photosphérique ou à une émergence de flux. Le champ électrique convectif, $\mathbf{E}_\perp = -\mathbf{u} \times \mathbf{B}$ est faible et correspond à la composante du champ électrique perpendiculaire au champ magnétique.

Au contraire, le champ électrique induit par les courants, $\mathbf{E}_{//} = \eta \frac{(\boldsymbol{\nabla} \times \mathbf{B}).\mathbf{B}}{|\mathbf{B}|}$, est plus intense et parallèle au champ magnétique, seulement dans les nappes de courant.

En 3 dimensions, de la même manière que le courant formé dans les régions de dissipation est parallèle au champ magnétique et aligné avec le champ guide, le champ électrique parallèle est lui aussi aligné avec le champ guide. C'est la composante parallèle du champ électrique, engendrée par les courants développés dans les régions de reconnexion, qui permet d'accélérer efficacement les particules.

Pour être efficace, il faut cependant que le champ électrique parallèle soit suffisamment grand pour que les particules gagnent plus d'énergie qu'elles n'en perdent par collisions coulombiennes. On définit alors le champ électrique de Dreicer correspondant à la valeur minimale du champ électrique (Dreicer 1959) :

$$E_D = \frac{q_i ln\Lambda}{4\pi\epsilon_0 \lambda_D^2} \tag{2.25}$$

$ln\Lambda$ est le logarithme de Coulomb et $\lambda_D$ la longueur de Debye. Dans la couronne solaire, la valeur de ce champ électrique de Dreicer pour des électrons sera de l'ordre de $10^{-4}$ V.cm$^{-1}$.

L'estimation de la taille des nappes de courant dans la couronne solaire donne une longueur de $\sim 10^4$ km et une épaiseur $\sim 10km$ (Aschwanden 2002), ce qui permet de calculer, en fonction de l'intensité du champ électrique, le gain d'énergie des particules accélérées dans des nappes de courant typiques. Ce champ électrique, peut également être obtenu à partir des observations, et est de l'ordre de 10 V.cm$^{-1}$ $\gg$ E$_{\rm D}$ (Litvinenko 2006; Li et al. 2009).

Litvinenko & Somov (1993) ont montré, en calculant les trajectoires des particules à partir d'un modèle analytique où $\mathbf{B}_{//} \sim 100$ G et $\mathbf{B}_{\perp} \sim 0$, que la présence d'un champ magnétique guide, $\mathbf{B}_{//}$, était indispensable pour accélérer les particules jusqu'aux énergies relativistes. En effet, ce champ guide permet de magnétiser les particules et de les maintenir dans la zone d'accélération. Les particules accélérées sous ces conditions peuvent atteindre des énergies relativistes.

Les modèles analytiques considèrent généralement que le champ magnétique transverse est nul dans la région de dissipation. Or, dans la couronne solaire, la géométrie est plus complexe, ce qui implique que le champ magnétique transverse ne peut être considéré comme nul. L'application d'un champ magnétique transverse modifie le confinement des particules par le champ magnétique guide. Un effet de ce champ magnétique transverse est de complexifier les trajectoires des particules. Elles peuvent alors être éjectées de la zone d'accélération avant d'avoir pu atteindre les énergies relativistes. Pour un $B_{\perp} = 0.3$ G, dans les même conditions que précédemment, l'énergie des particules ne dépasse pas 20 MeV.

Pour expliquer les émissions électromagnétiques produites par les particules relativistites observées (Sect. 2.3.2), Martens (1988) argumente alors en faveur d'un champ transverse tendant vers 0. Cette hypothèse n'étant pas satisfaisante dans le cas des éruptions solaires en 3D, Litvinenko & Somov (1995) proposent alors que les particules interagissent avec plusieurs nappes de courant et non pas une seule. C'est grâce à la présence d'un champ magnétique transverse $\mathbf{B}_{\perp}$, induisant une séparation de charges dans le plasma, qu'un champ électrique transverse $\mathbf{E}_{\perp}$ se forme. Ce champ électrique

transverse est amplifié par le mouvement des multiples nappes de courant, à travers l'augmentation du terme $\mathbf{u} \times \mathbf{B}$ lorsque les nappes de courant collapsent. De plus, l'association de ce champ $\mathbf{E}_{\perp}$, présent à l'extérieur des nappes de courant, permet encore une fois de confiner les particules dans les nappes de courant. Les résultats obtenus montrent qu'il est possible d'accélérer les protons jusqu'aux énergies relativistes.

Notons tout de même ici, que la différence de masse entre les protons et les électrons conduit à des différences dans les énergies atteintes et le temps requis pour les atteindre par ces deux populations de particules. Néanmoins, le principe de l'accélération par un champ électrique direct est identique pour les électrons et les protons, et permet d'atteindre des énergies relativistes sur des temps très court : $\Delta t < 1$ s.

Nous avons vu, dans la section 2.2, que les nappes de courant pouvaient se fragmenter sous les effets d'instabilités. Le principe d'accélération par de multiples nappes de courant permet en principe d'expliquer l'accélération à haute énergie, dans des intervalles de temps extrêmement courts. Les temps d'accélération et les énergies atteintes par les particules sont déduits des observations du rayonnement électromagnétique (Sect. 2.3.2). En effet, en fonction de la fragmentation, de la longueur de la zone d'accélération et de l'intensité du champ électrique parallèle et perpendiculaire, les protons et les électrons peuvent être accélérés à différentes énergies.

En utilisant les résultats de simulations MHD résistives, et en incluant des particules test dans la boite de calcul MHD prise à un temps donné de la simulation, on trouve dans la litérature que les particules atteignent très rapidement des énergies relativistes lorsqu'elles sont accélérées dans une région où la nappe de courant est fragmentée[4] (Arzner & Vlahos 2004, Dmitruk et al. 2004, Turkmani et al. 2005, Drake et al. 2006).

#### 2.3.1.2 L'accélération stochastique

Comme l'accélération par les champs électriques dans la nappe de courant, l'accélération stochastique des particules lors des flares solaires est toujours un sujet de recherche à part entière. Le but de cette section n'est pas de présenter l'état-de-l'art de ce sujet, mais de présenter l'idée générale sous-jacente à ce processus accélérateur.

Un processus fréquent que l'on retrouve dans les plasmas magnétisés est l'interaction résonnante ondes-particules. Ce processus résonnant permet aux particules d'échanger de l'énergie avec les ondes et ainsi d'être accélérées ou décélérées. Le couplage fondamental entre une onde et une particule est donné par la condition de *résonnance Doppler* :

$$\omega - s\frac{\Omega}{\gamma} = k_{//} v_{//} \tag{2.26}$$

où $\omega$ et $k_{//}$ sont respectivement la féquence de l'onde et la composante du vecteur d'onde parallèle au champ magnétique, $\Omega = eB/m_{\alpha}c$ est la fréquence cyclotronique de la particule $\alpha$ (ion ou électron) et $\gamma$ son facteur de Lorentz, $v_{//}$ est la vitesse de la particule parallèle au champ magnétique et $s$ le nombre harmonique définissant le type de résonnance.

[4] La fragmentation n'est pas nécessairement imposée par le tearing-mode, mais peut l'être également par le turbulence

Pour que la particule interagisse de manière résonnante avec l'onde, la vitesse parallèle de la particule doit être légèrement supérieure ou inférieure à la vitesse de l'onde, respectant la condition de résonnance Doppler : $v_{res} = \dfrac{\omega - s\Omega/\gamma}{k_{//}}$. Pour obtenir la condition de résonnance en fonction de l'onde considérée, il suffit d'introduire l'expression de la relation de dispersion de l'onde résonnante dans la condition de résonnance Doppler.

Lorsqu'une particule interagit avec un paquet d'ondes, la particule perdra puis gagnera successivement de l'énergie. C'est ce que l'on définit comme étant une accélération stochastique. Ces multiples interactions résonnantes conduiront en moyenne à une augmentation de la vitesse de la particule si la vitesse initiale $v_{//}$ est plus faible que la vitesse de résonnance, ou à une décélération de la particule si sa vitesse initiale $v_{//}$ est plus grande.

Il existe deux familles d'ondes dans la couronne (Fig. 2.10) : les ondes plasmas (hautes fréquences) et les ondes électromagnétiques (basses fréquences et magneto-acoustiques). En suivant le principe de l'accélération stochastique, les particules seront d'autant plus accélérées que le spectre d'ondes avec lequel elles résonnent est large. La source de ces ondes avec lesquelles les particules résonnent est due à la turbulence des ondes plasmas ou à la turbulence MHD.

Dans les conditions de la turbulence des ondes plasmas, les simulations, basées sur les observations du rayonnement X-dur, suggèrent que l'accélération stochastique permet d'accélérer les particules à hautes énergies (Hamilton & Petrosian 1992, Miller et al. 1996). Cependant, l'accélération des particules par des modes hautes fréquences des ondes plasmas, proches de la fréquence plasma des électrons, devrait générer des émissions radio que l'on n'observe pas nécessairement dans tous les flares (Benz et al. 2005).

Le second scenario impliquant la turbulence MHD semble être plus prometteur. Le spectre d'onde MHD et des ondes basses fréquences, comprenant les ondes d'Alfvén, les ondes sonores, les ondes acoustique-ioniques, les ondes magnétosoniques et les ondes whistlers, est large. La formation du spectre d'ondes se forme par une cascade turbulente, introduisant le développement de petites échelles. Une accélération stochastique avec un large spectre permet d'obtenir facilement des particules énergétiques.

Les relations de dispersion (Fig 2.10) montrent que la fréquence de giration des électrons est proche de la fréquence maximale des modes whistlers, tandis que la fréquence cyclotronique des protons est proche de celle des ondes d'Alfvén. Par conséquent, les électrons interagiront préférentiellement avec les ondes whistlers, et les protons avec les ondes d'Alfvén.

Dans le cas de la résonnance avec les ondes whistlers, correspondant à la gamme de fréquence $\Omega_p \ll \omega < \Omega_e$ ($\Omega_p$ et $\Omega_e$ sont respectivement la fréquence cyclotronique des protons et des électrons), la condition de résonnance Landau ($s = 0$) implique que les électrons doivent avoir une vitesse supérieure à la vitesse d'Alfvén. Ceci induit une énergie minimale des électrons de 20 keV. Les ondes whistler peuvent alors accélérer les électrons des énergies sub-relativistes, qui émettent un rayonnement X-dur basse énergie, aux hautes énergies sur une échelle de temps de quelques centaines de millisecondes (Melrose 1974, Miller & Ramaty 1987).

Pour les interactions entre les protons et les ondes d'Alfvén, la condition de résonnance, pour $\omega \ll \Omega_p$, implique une vitesse initiale des protons supérieure à la vitesse

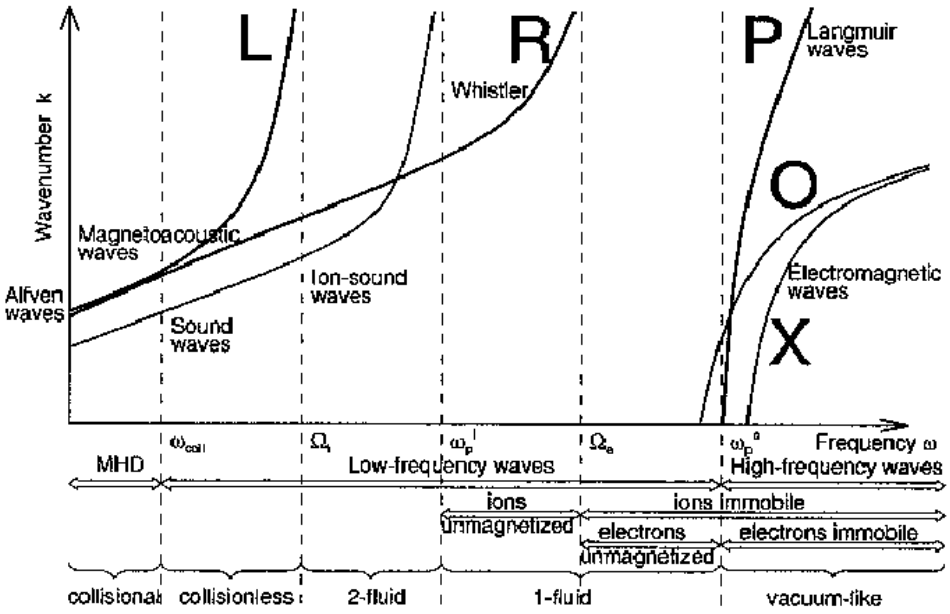



FIG. 2.10: Les relation de dispersion des ondes pouvant se dévelopées dans un plasma magnétisé (Aschwanden 2002)

d'Alfvén. L'énergie minimale que doivent avoir les protons pour entrer en résonnance avec les ondes d'Alfvén dans la couronne est alors $E_p \sim 20$ keV. Les protons au dessus de cette limite supra-thermique peuvent alors être accélérés jusqu'à des énergies du GeV sur des échelles de temps de 1 à 10 s (Miller et al. 1990, Steinacker & Miller 1992).

Afin que l'accélération stochastique des électrons et des protons aux énergies relativistes soit efficace, il est nécessaire que ces particules aient été pré-accélérées de leurs énergies thermiques ($< 1$ keV) à des vitesses supérieures à celle de la vitesse d'Alfvén. Cette pré-accélération est souvent attribuée à l'équivalent de l'amortissement Landau non-linéaire pour les ondes magnéto-acoustiques ($s = 0$ dans la condition de résonnace Doppler). D'après le modèle de Miller & Roberts (1995), les électrons sont les premiers à résonnner avec les ondes d'Alfvén et ils emmagasinent une grande quantité d'énergie des ondes. C'est seulement après que l'interaction résonnante pour $s = 0$ des ondes d'Alfvén avec les protons intervient. La masse des protons étant plus grande que celle des électrons, le gain d'énergie est relativement important. Ce décalage en temps entre l'accélération des électrons et des protons permettrait d'expliquer les retards observés du rayonnement $\gamma$ par rapport au rayonnement X-dur (Emslie et al. 2004), respectivement émis par des protons et des électrons relativistes (Sect. 2.3.2).

Une solution alternative proposée est l'accélération des particules par interactions résonnantes avec des ondes d'Alfvén hautes fréquences. Les résultats de diverses simulations MHD suggèrent que les protons thermiques peuvent atteindre des énergies supérieures à 30 MeV (Zhou & Matthaeus 1990, Miller & Roberts 1995). Ce scenario permet également d'expliquer les observations des raies d'émission $\gamma$.

#### 2.3.1.3 Le choc des jets de reconnexion et les ondes d'Alfvén de cisaillement

L'accélération par champ électrique et l'accélération stochastique permettent non seulement d'atteindre des énergies relativistes, mais également d'expliquer les obser-

vations (ex : séquences temporelles et spectres d'émission). D'autres processus, sont néanmoins avancés comme mécanismes accélérateurs de particules.

Ainsi, le choc développé en amont d'un jet de reconnexion super-Alfvénique est un candidat pour l'accélération de particules par onde de choc. En fonction des caractéristiques du milieu dans lequel se développe l'onde de choc, et de la géométrie du champ magnétique, l'accélération par onde de choc se décline en différents processus d'accélération. Pour les chocs en amont des jets de reconnexion, seule *l'accélération de Fermi du premier ordre par un choc rapide* semble être efficace (Aschwanden 2002).

Le modèle de Tsuneta & Naito (1998) suggère alors que l'accélération par un choc rapide peut expliquer les observations du rayonnement X-dur. Dans ce modèle, le choc doit être suffisamment fort pour que l'énergie gagnée par le choc soit supérieure à l'énergie perdue par collision, et que les électrons puissent être accélérés jusqu'à 50 keV, dans un laps de temps inférieur à la seconde et que le nombre d'électrons accélérés soit de l'ordre de $\sim 10^{34} - 10^{35}$ particules.s$^{-1}$. Ce mécanisme d'accélération est toutefois incapable d'accélérer les électrons à des énergies supérieures à 1 MeV, si l'on considère les électrons à une énergie initiale de $\sim 4$ keV. L'accélération de Fermi du premier ordre par un choc rapide permet effectivement d'expliquer le rayonnement X-dur, mais ne permet pas d'expliquer les électrons et les protons accélérés aux énergies relativistes.

Lors de la reconnexion, l'énergie est également évacuée sous forme d'ondes d'Alfvén de cisaillement. Le transfert d'énergie entre les ondes et les particules s'effectue en présence d'un gradient de densité élevé, permettant une conversion de mode et des cascades turbulentes. Dans le cas d'une éruption solaire, cela peut se produire lorsque les ondes atteignent la chromosphère. Un processus d'accélération stochastique peut alors se développer au niveau des pieds des boucles reconnectées. Fletcher & Hudson (2008) montrent que les énergies atteintes par les électrons permettent alors d'expliquer les observations de rayonnement X-dur. Cependant, ce processus ne permet pas d'expliquer les particules énergétiques injectées dans les le milieu interplanétaire, ni les plus hautes énergies que les particules peuvent atteindre lors d'un flare solaire.

### 2.3.2 Les signatures observationnelles de l'accélération de particules

La reconnexion magnétique dans la couronne solaire fournit divers processus accélérateurs de particules. Les modèles d'accélération sont établis et validés grâce aux nombreuses observations d'émissions électromagnétiques produites par les particules énergétiques dans la couronne, dans le milieu interplanétaire ainsi qu'à la Terre. Les observations multi-instruments et multi-longueurs d'onde fournissent des informations sur les particules de quelques keV au GeV. Les différents modèles d'émissions considérés permettent de déterminer le nombre de particules accélérées, leurs énergies, ainsi que les spectres d'énergie des particules. Les séquences temporelles permettent d'évaluer le temps requis pour accélérer les particules. Ces observations sont donc essentielles pour le diagnostic des processus accélérateurs de particules. Les particules énergétiques dans la couronne suivent les lignes de champ magnétique reconnectées. L'évolution spatiale des sources émettrices permet également de contraindre observationnellement la dynamique de la reconfiguration magnétique dans la couronne, lors de la reconnexion.

#### 2.3.2.1 Le rayonnement X

La couronne solaire est un milieu fortement magnétisé. Aux échelles spatiales des boucles magnétiques, de l'ordre de quelques dizaine à une centaine de mégamètres, le rayon de giration des particules, même relativistes est faible ($\sim 0.1 - 10$ km), ce qui implique que les particules accélérées sont guidées par les lignes de champ magnétiques. Le rayonnement observé dépend bien évidemment de l'énergie des particules, mais aussi de leur nature : protons ou électrons, ainsi que du processus de rayonnement.

On distingue 2 grands types de rayonnement engendré par les particules énergétiques solaires dans la partie chromosphère-couronne : les rayonnements X-dur et $\gamma$ , et le rayonnement radio dans le domaine des micro-ondes ($\sim 500$ MHz $- 1$ GHz).

On définit le rayonnement X-dur, le rayonnement X émis dans la gamme d'énergie 20 keV $-$ 1 MeV. Le processus d'émission permettant d'émettre du rayonnement X-dur est appelé rayonnement de freinage ou Bremsstrahlung. Les électrons énergétiques, d'une dizaine de keV à une dizaine de MeV, accélérés au site de reconnexion, se propagent le long des lignes de champ et impactent la chromosphère. Cette couche atmosphérique est plus dense que la couronne, et les électrons énergétiques interagissent par collisions coulombiennes avec les ions et les électrons chromosphériques. Les collisions impliquent une perte d'énergie des électrons, libérée sous forme de photons énergétiques. Lors des éruptions solaires, les sources émettrices en X-dur sont généralement observées de part et d'autre de la ligne d'inversion du champ magnétique photosphérique. On observe également un déplacement des sources X-durs, perpendiculaire et parallèle à la ligne d'inversion (Fig. 2.11, gauche). Ces déplacements sont probablement dus à l'évolution de la reconnexion dans les configurations magnétiques des régions actives.

Lors de la reconnexion, on a vu que l'énergie était également en partie transférée au plasma ambiant par chauffage. Cette augementation de la température du plasma confiné dans les boucles après l'éruption émet un rayonnement X-mou. Les régions émettrices ont souvent la forme des arcades magnétiques, et l'on trouve souvent des sources X-dur chromosphériques à leur pieds (Fig. 2.11,droite).

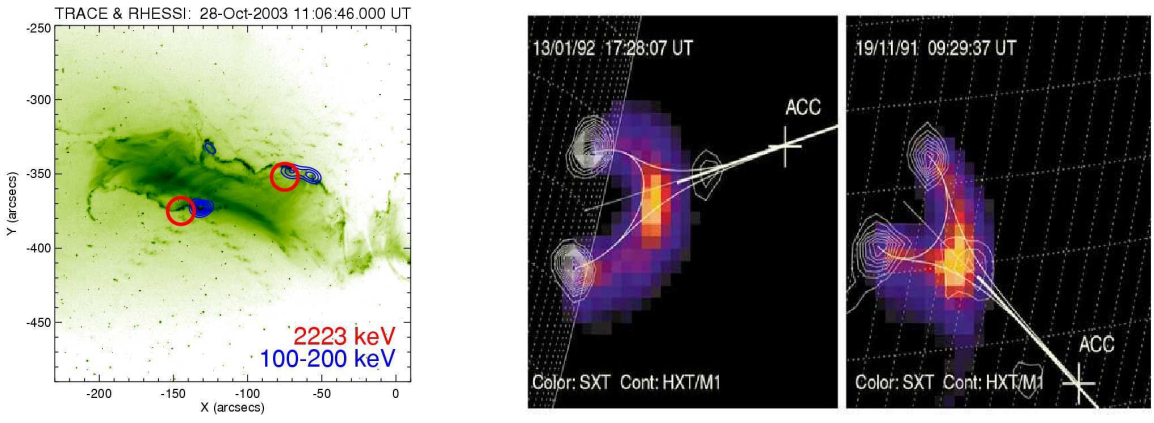



FIG. 2.11: **Gauche** : Sources de l'émission X-dur à $100 - 200$ keV (bleu) et $\gamma$ (rouge) à 2.2 MeV (capture d'un neutron), observées par RHESSI, et superposées aux rubans d'éruption observés en UV à 195 Å par TRACE (Handy et al. 1999) ; **Droite** : Superposition des sources X-dur (contour blanc) et de la source en X-mou (échelle de couleur), observées respectivement par HXT et SXT à bord du satellite Yohkoh.

#### 2.3.2.2 Le rayonnement $\gamma$

Le rayonnement $\gamma$, correspondant à une gamme d'énergie de photons $> 1$ MeV, est produit par différents processus d'émissions. Le rayonnement de freinage peut produire du rayonnement $\gamma$ lorsque ce sont des électrons relativistes $> 100$ MeV qui interagissent avec les ions de la chromosphère (Brown 1971, Hudson 1972). Toutefois, le rayonnement $\gamma$ peut également être produit par le résultat des réactions nucléaires déclenchées par l'impact chromosphérique de protons et d'ions énergétiques. Des réactions nuclaires, déclenchées lors de l'impact de protons et d'ions énergétiques d'une dizaine de MeV à quelques GeV, résultent divers produits : des ions dans des états nucléaires excités ou de nouvelles particules comme des neutrons, des positrons ou des pions. Des photons $\gamma$ à une énergie particulière (quelques MeV) ou dans le continuum (une centaine de MeV à quelques GeV) sont alors émis par les différents processus comme la désexitation d'ions chromosphériques, la capture de neutrons, l'annihilation de positrons ou encore la désintégration des pions. La production de neutrons ou de pions sont des réactions nécessitant des protons ou des ions d'une centaine de MeV à une dizaine de GeV. Une description complète des différentes réactions nuclaires menant à l'émission de photons $\gamma$ est faite par Ramaty & Mandzhavidze (1994). Le rayonnement $\gamma$ est un des seuls permettant de tracer les protons énergétiques, voire relativistes, accélérés lors des flares solaires. A partir d'observations spectroscopiques, la localisation des sources $\gamma$ n'est pas encore bien établi. En effet, certaines sources sont observées à coté des sources en X-dur, tandis que d'autres sont observées dans la couronne (Krucker et al. 2008). Ces différences peuvent être dues au mécanisme d'émission mis en jeu ou aux énergies auxquelles les particules ont été accélérées.

#### 2.3.2.3 Le rayonnement micro-ondes

Les émissions radio micro-ondes observées dans la couronne ont une tout autre origine que celle des X-durs et des $\gamma$. En effet, le processus responsable de ces émissions radio à hautes fréquences est le rayonnement synchrotron. Le rayonnement synchrotron est un rayonnement incohérent, produit pas des électrons individuels. Lorsqu'un électron accéléré se déplace dans un champ magnétique et est soumis à la force de Lorentz, il perd de l'énergie à travers son mouvement de giration. La fréquence cyclotronique d'un électron dans un champ magnétique est $\omega_{Be}/\gamma = eB/(m_e\gamma)$, et la fréquence d'émission d'un photon varie en fonction de l'énergie de l'électron émetteur. Pour des électrons relativistes, la fréquence sera de l'ordre de $\nu \sim \gamma^2\nu_{Be}$. Dans une boucle magnétique, l'intensité du champ varie. $\mathbf{B}$ est plus intense aux pieds des boucles qu'en haut. Ceci implique que les électrons relativistes rayonneront préférentiellement en haut des boucles, tandis que les électrons de plus basses énergies, au pieds des boucles. De manière générale, le rayonnement synchrotron provient du haut des boucles impliquant la présence des électrons les plus énergétiques. Pour des électrons de 100 keV $-$ 100 MeV, le rayonnement synchrotron est typiquement émis à des fréquences de $1 - 80$ GHz, correspondant à des longueurs d'ondes centimétriques ($\lambda < 20$ cm)

Lors de l'étude de ce rayonnement, il faut prendre en compte l'auto-absorption du rayonnement par le plasma ambiant. On ne pourra déterminer les énergies et le nombre d'électrons énergétiques émetteurs uniquement si l'émission est optiquement mince.

Les similitudes observées dans les profils du rayonnement en X-durs et micro-ondes, lors des éruptions solaires, suggèrent que la population d'électrons produisant ces deux

types d'émission est identique. En effet, les éléctrons accélérés se propagent dans les boucles magnétiques dans lesquelles ils ont été injectés, et émettent un rayonnement micro-ondes (rayonnement synchrotron), lorsque ces mêmes électrons atteignent les zones plus denses de la chromosphère, ils émettent alors en X-dur (rayonnement de freinage).

#### 2.3.2.4 Mesures in-situ des particules énergétiques

Les émissions présentées ci-dessus sont une indication claire de l'accélération de particules solaires lors des éruptions. Une seconde indication repose sur la détection in-situ des particules énergétiques. Une flotte de satellites mesure les flux de particules thermiques du vent solaire ainsi que les flux de particules énergétiques.

La détection in-situ de particules énergétiques suite à une éruption solaire, suggère que les particules accélérées peuvent être injectées dans le milieu interplanétaire et se propager dans l'héliosphère. Les particules énergétiques injectées au Soleil se propagent alors dans ce champ magnétique interplanétaire (Sect. 2.1.2), et en fonction des lignes de champ le long desquelles ces particules se propagent, elle seront détectées ou non à la Terre.

Les mesures de particules énergétiques de quelques keV à quelques centaines de MeV sont effectuées en dehors de la magnétosphère terrestre, afin que les mesures ne soient pas polluées par les particules piégées dans les ceintures de radiation.

Lors d'éruptions solaires particulièrement énergétiques, il est possible de détecter des particules relativistes ($> 450$ MeV) ayant pénétrées l'enveloppe magnétique et l'atmosphère de la Terre, au niveau du sol.

L'association directe de ces particules énergétiques, détectées à 1 UA, avec les signatures électromagnétiques observées au Soleil (ex. rayonnement X, $\gamma$, micro-ondes) ne peut être faite de manière précise pour différentes raisons :

- Le processus d'accélération des particules énergétiques au Soleil lors de la reconnexion magnétique, bien qu'il soit contraint par des observations, n'est toujours pas clairement établi.
- Le manque d'observations de la propagation des particules dans le milieu interplanétaire induit de multiples ambiguités temporelles et spatiales, rendant l'identification des sources accélératrices particulièrement difficile.
- Le profil d'injection de ces particules induit par la dynamique du champ magnétique lors de la reconnexion n'est toujours pas établi.
- Les ondes de choc engendrées par les éjections de masse coronale sont également capables d'accélérer les particules solaires à haute énergie.

# Chapitre 3

# Origine et propagation des particules dans l'espace interplanétaire

## Sommaire


**3.1 Les particules énergétiques solaires détectées à la Terre . 38**
3.1.1 Les particules chargées en milieu magnétisé . . . . . 38
3.1.2 La détection à la Terre : les moniteurs à neutrons . . . . . 45
**3.2 Contraindre l'accélération des particules énergétiques solaires . . . . . 50**
3.2.1 Un problème complexe . . . . . 51
3.2.2 Retards et connexion expliqués par les processus d'accélération 59
**3.3 Une étude temporelle détaillée . . . . . 64**
3.3.1 Le choix de l'événement . . . . . 64
3.3.2 Les signatures observationnelles . . . . . 65
3.3.3 Un scénario d'accélération et de propagation . . . . . 68
3.3.4 Article (A.1) : **Acceleration of relativistic protons during the 20 January 2005 flare and CME** . . . . . 71
**3.4 La propagation des particules dans l'espace interplanétaire 91**
3.4.1 Les structures magnétiques du milieu interplanétaire . . . . . 91
3.4.2 Retards et connexion Soleil-Terre expliqués par la propagation dans le milieu interplanétaire . . . . . 96
3.4.3 Les structures magnétiques et leur rôle dans la propagation des particules . . . . . 100
3.4.4 Article (P.5) : **Interplanetary magnetic structures guiding solar energetic particles** . . . . . 105
3.4.5 Figure de l'évolution du champ magnétique et des paramètres plasma pour les 10 événements étudiés . . . . . 106


La libération d'énergie durant les éruptions solaires permet d'accélérer les particules à hautes énergies, de la centaine de keV à quelques GeV. Lors de certaines éruptions, les particules les plus énergétiques, d'origine solaire, sont détectées à la Terre par des mesures in-situ ou au sol. Bien que l'activité solaire fournisse des mécanismes d'accélération efficaces : les ondes de choc de certaines éjections de masse coronale et les

différents processus physiques engendrés lors de la reconnexion magnétique, l'origine de ces particules énergétiques solaires est encore débattue. Je me suis alors interessée aux particules les plus énergétiques que le Soleil produit et qui atteignent facilement des énergies relativistes. Ces particules ont alors des énergies suffisantes pour être détectées au sol. Après avoir présenté comment ces particules hautement énergétiques se comportent entre leur site d'accélération et la Terre (Sect. 3.1), je discuterai les deux mécanismes d'accélération proposés et les problèmes systématiques rencontrés lors des études observationnelles des particules énergétiques dans le milieu interplanétaire (Sect. 3.2). La difficulté de l'étude de ces particules énergétiques solaires réside dans deux problèmes distincts : Comment contraindre le mécanisme d'accélération et quel est le rôle de la propagation des particules dans l'espace interplanétaire. A partir d'études observationnelles, j'ai apporté des éléments de réponse à ces problèmes, en fournissant des contraintes supplémentaires sur les sites d'accélération et le milieu interplanétaire. Dans un premier temps, je me suis intéressée à un événement particulier dont j'ai pu contraindre le processus solaire permettant d'accélérer des particules jusqu'aux énergies relativistes. Pour cela j'ai comparé les séquences temporelles des signatures des particules relativistes à la Terre avec les signatures radiatives, traçant l'accélération des particules dans l'atmosphère solaire (Sect. 3.3). Dans un deuxième temps, je me suis concentrée sur le problème de la propagation dans l'espace interplanétaire des particules relativistes, étape importante pour l'étude des événements à particules puisque cela affecte l'évolution temporelle des particules énergétiques à la Terre et occulte partiellement le lien entre les processus accélérateurs dans la couronne (Sect. 3.4).

## 3.1 Les particules énergétiques solaires détectées à la Terre

De manière générale, le Soleil produit des particules énergétiques pouvant atteindre des vitesses relativistes lors de certains événements. En fonction de leur énergie, ces particules seront détectées dans l'espace au voisinage de la Terre par les satellites, où au niveau du sol terrestre lorsqu'elles seront suffisamment énergétiques pour pénétrer la magnétosphère terrestre. Nous verrons donc dans cette partie comment les particules relativistes, d'origine solaire, sont transportées du site d'accélération aux détecteurs (les moniteurs à neutrons) localisés à la surface terrestre, à travers le milieu interplanétaire et la pénétration de la magnétosphère. Je présenterai également le mécanisme de détection et les avantages de ces mesures au sol.

### 3.1.1 Les particules chargées en milieu magnétisé

#### 3.1.1.1 Energie et équation du mouvement

La population de particules relativistes d'origine solaire que l'on trouve dans le milieu interplanétaire se compose d'ions plus ou moins ionisés. Les propriétés cinétiques des particules chargées se propageant dans un milieu magnétisé dépendent de la masse mais aussi de la charge.

Lorsque l'on souhaite étudier le comportement d'une particule chargée dans un

champ magnétique, il faut tenir compte de son état de charge et de son impulsion. On introduit alors la notion de *rigidité magnétique* :

$$\begin{aligned} R &= \frac{|\mathbf{p}|c}{q} \\ R[\mathrm{GV}] &= \frac{E[\mathrm{GeV.c^{-2}}]}{q[\mathrm{eV}]} \end{aligned} \tag{3.1}$$

Cette rigidité magnétique définit la quantité de mouvement $\mathbf{p}$ d'une particule, par unité de charge, multipliée par la vitesse de la lumière. Les particules possédant la même rigidité magnétique suivent donc les mêmes trajectoires dans un champ magnétique donné.

Lorsqu'une particule pénètre dans un détecteur, elle y dépose une partie ou toute son énergie cinétique. Si l'on connaît l'énergie cinétique de la particule relativiste incidente, on peut facilement déterminer sa vitesse.

Pour une particule relativiste de masse $m$ et de vitesse $\mathbf{v}$, on définit l'énergie totale et l'énergie cinétique de la particule, telle que :

$$E_{tot} = E_c + mc^2 = \gamma mc^2 \tag{3.2}$$

$$E_c = (\gamma - 1)\, mc^2 \tag{3.3}$$

$$\frac{|\mathbf{v}|}{c} = \sqrt{1 - \frac{1}{\left(\frac{E_c}{mc^2} + 1\right)^2}} \tag{3.4}$$

où $\gamma$ est le facteur de Lorentz, tel que : $\gamma = \sqrt{\frac{1}{1-\beta^2}}$ avec $\beta = \frac{|\mathbf{v}|}{c}$. On considère qu'une particule a atteint le régime relativiste, lorsque son facteur de Lorentz est supérieur ou égal à 2.

On peut également caractériser une particule énergétique par sa rigidité magnétique. Cette grandeur étant peu courante, je présente ici comment, de la rigidité magnétique, on déduit la vitesse d'une particule et son énergie.

Par conservation de la quantité de mouvement, on a :

$$E_{tot}^2 = |\mathbf{p}|^2c^2 + m^2c^4 = (qR)^2 + m^2c^4 \tag{3.5}$$

Etant donné que $Rq = |\mathbf{p}|c$ (Eq. 3.1), on peut calculer la vitesse d'une particule de charge $q$ à une rigidité $R$ donnée.

$$\gamma^2 = \frac{E_{tot}^2}{m^2c^4} = \left(\frac{Rq}{mc^2}\right)^2 + 1 \tag{3.6}$$

$$\frac{|\mathbf{v}|}{c} = \sqrt{1 - \frac{1}{\left(\frac{Rq}{mc^2}\right)^2 + 1}} \tag{3.7}$$

Pour un proton de masse $m = 1.672 \times 10^{-27}$ kg, de charge $q = 1.6 \times 10^{-19}$ c et un facteur de Lorentz $\gamma = 2$, soit une vitesse $v = 0.87c$, on obtient un rigidité magnétique $R = 1.627 \times 10^9$ V $= 1.627$ GV.

Lorsqu'une particule chargée évolue dans un milieu magnétisé uniformément et sans champ électrique, son mouvement se définit par deux grandeurs cinématiques caractéristiques : le rayon de giration $r_L$ (ou rayon de Larmor) et la fréquence cyclotronique $\omega_c$. Le rayon de giration détermine le mouvement circulaire de la particule, tandis que la fréquence cyclotronique est la fréquence de rotation de la particule (Fig. 3.1).

Pour une particule relativiste, de masse $m$, de charge $q = Ze$, et de vitesse $\mathbf{v}$ ; soumise uniquement à la force de Lorentz, et sachant que $\mathbf{v}.\dfrac{\mathrm{d}\mathbf{v}}{\mathrm{d}t} = 0$, la relation fondamentale de la dynamique s'écrit :

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}(\gamma m\mathbf{v}) = Ze(\mathbf{v}\times\mathbf{B}) \tag{3.8}$$

$$\gamma m\frac{\mathrm{d}\mathbf{v}}{\mathrm{d}t} = Ze(\mathbf{v}\times\mathbf{B}) \tag{3.9}$$

telle que : $\mathbf{F}_L = Ze(\mathbf{v}\times\mathbf{B})$ est la force de Lorentz.

On exprime l'équation 3.9 dans le référentiel lié au champ magnétique $(\mathbf{e}_\perp, \mathbf{e}_{//}\ )$, avec $\mathbf{e}_\perp$ le vecteur perpendiculaire au champ magnétique et $\mathbf{e}_{//}$ le vecteur unité parallèle (Fig. 3.1). Le vecteur vitesse fait un angle $\alpha$ avec le champ magnétique, apelé angle d'attaque de la particule. On obtient alors l'expression du rayon de Larmor et de la fréquence cyclotronique (ou gyrofréquence) :

$$r_L = \frac{\gamma m|\mathbf{v}|\sin\alpha}{Ze|\mathbf{B}|} \tag{3.10}$$

$$\omega_{ce} = \frac{Ze|\mathbf{B}|}{\gamma m} \tag{3.11}$$

Le rayon de Larmor et la gyrofréquence déterminent les échelles spatiales et temporelles sur lesquelles la particule suivra un mouvement adiabatique. En effet, dans la couronne solaire et le milieu interplanétaire, le mouvement des particules ne peut être réduit à un simple mouvement en milieu magnétisé uniforme à champ électrique nul. Ce sont des milieux plus ou moins collisionnels et dans lesquels les ondes électrostatiques et électromagnétiques peuvent se développer. Lorsque la fréquence des perturbations est très petite devant la fréquence cyclotronique ($\omega \ll \omega_c$) et les longueurs d'ondes grandes devant le rayon de Larmor, la giration des particules dans ce milieu peu fluctuant n'est pas modifiéé. Le *moment magnétique*, est alors conservé :

$$\Gamma = \frac{p_\perp^2}{2|\mathbf{B}|} = \text{constante} \tag{3.12}$$

Le moment magnétique est un invariant adiabatique. Cependant, lorsque le champ magnétique $\mathbf{B}$ fluctue sur les échelles spatiales et temporelles caractéristiques du mouvement de giration de la particule, un transfert d'énergie entre la particule et les fluctuations présentes dans le milieu peut s'opérer, impliquant une modification du moment magnétique et la violation de la condition d'adiabaticité.

Le transfert d'énergie entre les particules et les fluctuations peut se faire par exemple par une interaction résonante ondes-particules (Sect. 2.3.1.2). La présence d'ondes dans le milieu peut influer sur la vitesse des particules. Les particules peuvent ainsi être accélérées ou décélérées.

Les ondes ne sont pas les seules à influer sur le mouvement des particules. Les champs électriques induisent des mouvements de dérives électriques qui modifient le mouvement de la particule. De la même manière, les fluctuations du champ magnétique non uniforme introduisent également des phénomènes de dérive des particules. En fonction de son rayon de giration, la particule sera plus ou moins sensible à ces effets de dérive et sa trajectoire sera modifiée.

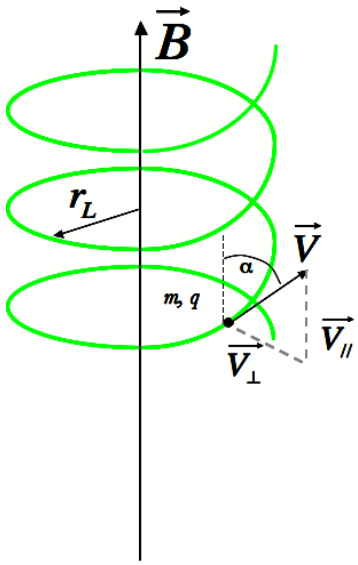



FIG. 3.1: Mouvement d'une particule de masse $m$ et de charge $q$ dans un champ magnétique uniforme sans champ électrique, soumise à la force de Lorentz. $r_L$ : est le rayon de Larmor, $\mathbf{v}$ : le vecteur vitesse ; $\alpha$ : l'angle d'attaque (angle entre le champ magnétique et la vitesse de la particule.

#### 3.1.1.2 Equation de transport

Avant d'être détectées à la Terre, les particules accélérées au Soleil se propagent dans le milieu interplanétaire. Le caractère peu collisionnel du vent solaire et les hautes énergies des particules impliquent que les particules énergétiques, se propageant le long des lignes de champ du milieu interplanétaire, n'interagissent pas avec les particules du vent solaire. Le champ magnétique interplanétaire (IMF) peut également être approché à un milieu où le champ magnétique et le champ électrique varient lentement. En effet, les fluctuations du champ magnétique interplanétaire varient sur des échelles de temps de quelques dizaines de minutes à plusieurs heures (Kallenrode 2001), alors que les particules énergétiques ont une fréquence de giration de l'ordre de quelques dizaines de secondes. Le champ magnétique interplanétaire peut alors être traité par une approche perturbative dont découle la théorie quasi-linéaire (QLT).

L'élaboration de modèles de transport de particules dans un champ magnétique reste un sujet de recherche d'actualité. Les hypothèses faites dans ces modèles dépendent principalement des caractéristiques des fluctuations du champ magnétique (échelles spatiales et temporelles, dimensions considérées) et de l'énergie des particules.

Le but ici n'est pas de présenter les différents modèles, mais de présenter celui qui est couramment utilisé lors de l'étude de la propagation de particules énergétiques ( $E >$ 1 MeV) dans le champ magnétique interplanétaire de l'héliosphère interne (Sect 2.1.2).

Le modèle classique du transport de particules énergétiques dans l'héliosphère interne considéré est le transport focalisé (*focused transport*). Cette théorie est construite sur deux hyptohèses.

Tout d'abord, le transport perpendiculaire au champ magnétique moyen des particules énergétiques dans le champ magnétique interplanétaire est négligé dans l'héliosphère interne (e.g Zank et al. 1998), bien que certaines études suggèrent que l'influence de la diffusion perpendiculaire dans le transport des particules énergétiques est non négligeable (e. g. Dröge et al. 2010, Zhang et al. 2009).

De plus, la décélération adiabatique[1] et les effets de convection du vent solaire [2] sont négligés dans ce modèle du transport focalisé. L'apport de ces deux processus sur le transport des particules a été néanmoins implémenté dans une étude de Ruffolo (1995), suggérant que la décélération adiabatique avait surtout une incidence sur les particules de basses énergies.

Après la suppression des termes de décélération adiabatique et de convection du vent solaire dans l'équation de transport généralisée, il ne reste que les termes de focalisation des particules le long du champ magnétique et la diffusion dans l'espace des vitesses de la distribution des angles d'attaque (Roelof 1969). Le rôle de ces deux termes dans l'équation de transport focalisé se résume donc à un transfert de quantité de mouvement, sans perte d'énergie.

Lors de la propagation dans le milieu interplanétaire, les particules énergétiques voient un champ magnétique divergent, c'est-à-dire que l'intensité du champ magnétique diminue avec la distance au Soleil. Ainsi, d'après la conservation du moment magnétique, la vitesse perpendiculaire des particules diminue lorsque la magnitude de champ magnétique décroît, tandis que la vitesse parallèle augmente. En supposant un champ électrique nul, l'énergie cinétique doit rester constante. Il se produit alors un transfert de quantité de mouvement perpendiculaire vers la quantité de mouvement parallèle. Ce comportement entraîne donc la focalisation de la particule le long du champ magnétique qu'elle suit et qui diminue avec l'éloignement au Soleil.

L'interaction de ces ondes avec les particules a des effets de diffusion sur l'énergie et sur les angles d'attaque. Lorsque la vitesse de la particule est bien plus grande que la vitesse de l'onde, la diffusion des angles d'attaque est plus rapide que la diffusion d'énergie. Dans le milieu interplanétaire, ce sont les ondes magnéto-hydrodynamiques qui dominent, avec pour vitesse caractéristique la vitesse d'Alfvèn, variant de $c_A \sim$ 1000 km.s$^{-1}$ dans la haute couronne ($\sim$ 10 R$_\odot$) à $c_A \sim$ 100 km.s$^{-1}$ à 1 UA (Meyer-Vernet 2007). Lorsque l'on cherche à déterminer le transport des particules solaires énergétiques, on a $v > 0.3c \gg c_A$. L'interaction résonnante avec les ondes joue un rôle principalement diffusif sur les particules. En moyennant sur plusieurs interactions cela se traduit par une diffusion des angles d'attaque dans l'espace des vitesses. Le coefficient de diffusion des angles d'attaque, $D_{\mu\mu}$ est alors directement relié aux caractéristiques des ondes qui résonnent avec les particules et peut être déduit dans l'approximation

[1] L'expansion du vent solaire induit une expansion des ondes. Les particules subissent alors une accélération de Fermi inverse et sont alors décélérées.

[2] Les ondes du milieu interplanétaire se déplacent avec le vent solaire, et influent sur l'énergie des particules se propageant dans le milieu

QLT (Jokipii 1966).

Le transport des particules relativistes dans le milieu interplanétaire est généralement traité comme un problème 1D. En tenant compte du mouvement adiabatique des particules et de la diffusion des angles d'attaque, on obtient l'équation de transport focalisé pour des particules dans le champ magnétique interplanétaire (Eq. 3.13), gouvernant l'évolution de la fonction de distribution des particules dans la direction $z$ du champ magnétique, $f(z, p, \mu, t)$, telle que :

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v\mu\frac{\partial f}{\partial z} + \frac{1-\mu^2}{2L}v\frac{\partial f}{\partial \mu} = \frac{\partial}{\partial \mu}D_{\mu\mu}\frac{\partial f}{\partial \mu} \tag{3.13}$$

où z est las coordonnée le long de la ligne de champ, $\mu = \cos(\alpha)$ est les cosinus de l'angle d'attaque, $v$ est la norme de la vitesse supposée constante.

- $v\mu\dfrac{\partial f}{\partial z}$ décrit l'évolution spatiale du faisceau de particules le long du champ magnétique ;
- $\dfrac{1-\mu^2}{2L}v\dfrac{\partial f}{\partial \mu}$ traduit la focalisation du faisceau par le champ magnétique divergent, où $L$ est la longueur de focalisation des particules, donnée par : $\dfrac{1}{L(z)} = -\dfrac{1}{|\mathbf{B}(z)|}\dfrac{\partial |\mathbf{B}|}{\partial z}$
- $\dfrac{\partial}{\partial \mu}D_{\mu\mu}\dfrac{\partial f}{\partial \mu}$ est le terme de diffusion des angles d'attaque, où $D_{\mu\mu}$ est le coefficient de diffusion dérivé des interactions résonnantes ondes-particules.

Ce modèle de transport des particules ne représente certes pas la complète réalité physique, mais il fournit une très bonne approximation dans le cas de la propagation des particules énergétiques dans l'héliosphère interne.

Le rayon de Larmor d'un proton relativiste de 5 GeV se propageant dans le champ magnétique interplanétaire à environ 1 UA de Soleil, soit $|\mathbf{B}| \simeq 8$nT, serait de l'ordre de 300000 km, c'est-à-dire environ la distance Terre-Lune. Avec un tel rayon de giration, les premières particules aux énergies relativistes, atteignant la Terre, ne sont que peu diffusées lors de leur parcours interplanétaire. Le signal détecté est alors fortement anisotrope et aligné le long du champ magnétique.

Pour des particules à des énergies relativistes, avec un rayon de giration de l'ordre de la distance Terre-Lune, et une fréquence de giration de l'ordre de la 0.1 Hz, la distribution en angle d'attaque des première particules sera effectivement peu diffusée. Cependant, les particules les plus diffusées arriveront plus tard. Ayant été plus diffusées, leur distribution des angles d'attaque sera plus large.

Le milieu interplanétaire étant peu collisionnel et la diffusion des particules énergétiques étant également peu efficace sur les premières particules énergétiques, leur libre parcours moyen est de l'ordre de l'unité astronomique. Les particules accélérées au Soleil qui arrivent en premier à la Terre ont été peu diffusées lors de leur parcours dans le milieu interplanétaire.

#### 3.1.1.3 De l'héliosphère à l'atmosphère terrestre

L'interface entre l'heliosphère et la magnétosphère correspond à de la matière choquée par l'affluence constante d'un vent solaire super-sonique et super-Alfvènique.

L'épaisseur du choc à la Terre varie entre $10 - 100$ km, en fonction de la vitesse du vent solaire (Morse & Greenstadt 1976). Dans cette couche de plasma choquée, correspondant à la région de transition entre le vent solaire et la magnétosphère le champ magnétique est fortement perturbé et discontinu.

Pour pouvoir traverser cette discontinuité de quelques centaines de kilomètres et pénétrer dans la magnétosphère, les particules incidentes doivent avoir un rayon de giration suffisamment grand par rapport à l'épaisseur de cette couche de plasma, où règne des discontinuités magnétiques. Un proton, d'une énergie $E = 100$ MeV typique d'un événement à particules énergétiques solaire (SEP), se propageant le long d'un champ magnétique de 8 nT, possède un rayon de Larmor $r_L = 100000$ km. Une telle valeur du rayon de Larmor est bien suffisante pour que le proton traverse la région de transition sans être perturbé par les discontinuités.

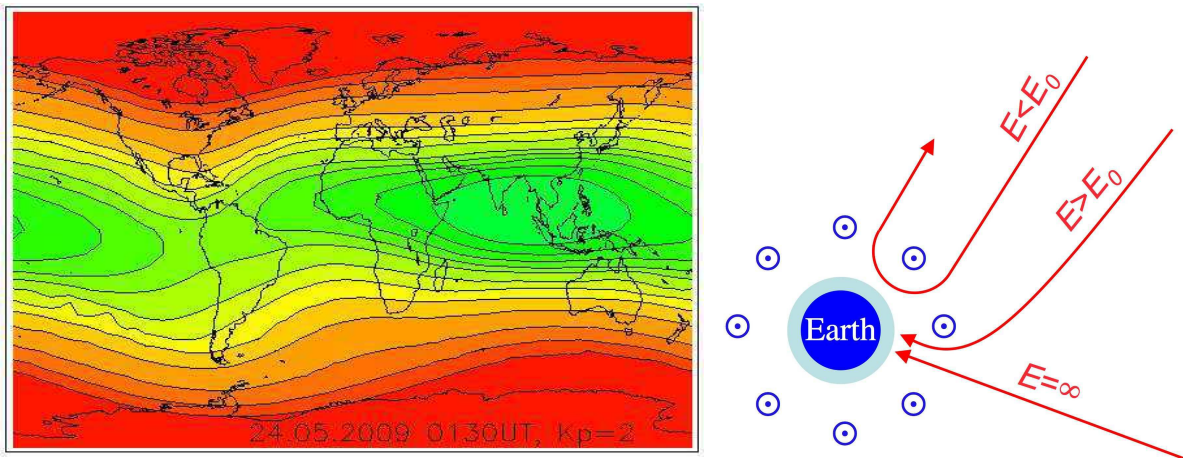



FIG. 3.2: **Gauche** : Distribution de la rigidité de coupure géomagnétique sur une mappemonde en fonction de la position (*http ://www.nmdb.eu*) ; **Droite** : schéma des trajectoires des particules déviées en fonction de leur énergies par rapport à l'énergie de coupure due au champ magnétique terrestre.

Contrairement au champ magnétique interplanétaire nominal au voisinage de la Terre ($B_{IMF} = 5$ nT), le champ magnétique de la magnétosphère est plus élevé, de l'ordre de 30 nT, dans la magnétosphère externe, à 1000 nT pour la magnétosphère interne. Après la traversée du choc, les particules incidentes sur la magnétosphère voient alors un champ magnétique plus fort. Cette augmentation du champ magnétique induit une intensification de la force de Lorentz et donc une diminution du rayon de Larmor. Le rayon de Larmor pour un proton de 100 MeV, impactant le haut de la magnétosphère ($B = 50$ nT), diminue de plus de la moitié par rapport au rayon de Larmor dans le milieu interplanétaire, $r_L = 26000$ km. Lorsque ce proton s'enfonce dans la magnétosphère, il rencontre un champ magnétique de plus en plus intense. Le rayon de Larmor continue alors à diminuer pour atteindre des valeurs de l'ordre du millier de kilomètres dans les couches internes, où la magnitude du champ magnétique avoisine les 1000 nT. Avec une telle valeur du rayon de Larmor dans la magnétosphère interne, le proton est tellement dévié par le champ magnétosphérique qu'il sera réfléchi vers l'espace (Fig. 3.2, droite). Pour que la particule atteigne l'atmophère terrestre, son rayon de Larmor en haut de la magnétosphère doit d'ores et déjà être suffisamment grand, supérieur à la distance entre le haut de la magnétosphère et le haut de l'atmosphère, pour être simplement dévié par le champ magnétosphérique. Pour une valeur du rayon

de Larmor supérieure à $\sim$ 30000 km, la particule atteint alors le haut de l'atmosphère avant d'avoir eu le temps de faire une giration complète.

La capacité d'une particule à impacter l'atmosphère terrestre est déterminée par sa rigidité ainsi que par la valeur du champ magnétique terrestre. Le champ magnétique de la magnétosphère introduit alors une contrainte sur la rigidité des particules pouvant être détectées au sol. Cette contrainte se traduit par une grandeur caractéristique, la rigidité de coupure géomagnétique. Elle représente la rigidité minimale que doit avoir une particule provenant du haut de la magnétosphère, à la verticale, pour atteindre l'atmosphère à environ 20 km d'altitude. Nous verrons dans la section 3.1.2.1 comment cette rigidité est calculée pour un point précis sur la surface terrestre.

En calculant cette rigidité de coupure géomagnétique pour différents points, répartis sur le globe, on peut déterminer des lignes où cette rigidité est constante. Ces lignes particulières correspondent aux lignes d'iso-intensité de $\mathbf{B}$. Un exemple de ces lignes est réprésenté sur la figure 3.2. Plus la latitude augmente, plus la rigidité de coupure géomagnétique diminue. Ainsi, au niveau de l'équateur magnétique, la rigidité de coupure géomagnétique atteint 15 GV, tandis qu'au niveau des pôles, elle est quasi nulle. Les particules avec une rigidité supérieure à cette rigidité de coupure géomagnétique vont pouvoir impacter la haute atmosphère. Au niveau des pôles, la coupure géomagnétique étant nulle, c'est la coupure atmosphérique à 450 MeV qui définit l'énergie minimale requise pour produire des particules secondaires dans l'atmosphère en nombre suffisant pour qu'elles soient détectables au sol.

L'interaction de ces rayons cosmiques avec les particules atmosphériques se traduit par la création de gerbes cosmiques. Les produits secondaires sont composés de différents types de particules, dont des neutrons, des protons et des muons (Simpson 2000). Des instruments au sol permettent de mesurer la signature de ces particules relativistes impactant l'atmosphère terrestre.

## 3.1.2 La détection à la Terre : les moniteurs à neutrons

### 3.1.2.1 Qu'est ce qu'un moniteur à neutrons

Un moyen de détecter ces particules relativistes, impactant l'atmosphère terrestre est le moniteur à neutrons. Ces moniteurs sont des instruments qui mesurent les neutrons tertiaires créés dans le moniteur surtout par les neutrons secondaires, produits dans l'atmosphère lors des gerbes cosmiques.

Il existe deux types de moniteur à neutrons. Le premier conçu fut un moniteur à neutrons IGY (Simpson & Uretz 1953). Quelques années plus tard un nouveau modèle, plus efficace, NM64 (Carmichael 1964), est construit. Dans leur revue, Stoker et al. (2000) présentent les différentes étapes de développement des moniteurs à neutrons.

Le principe de détection reste cependant le même. Un détecteur est composé de plusieurs tubes de comptage, et chaque tube est un compteur proportionnel. La figure 3.3 présente une coupe verticale d'un tube. En pénétrant dans le tube, les neutrons secondaires vont interagir avec une couche de plomb et produire des neutrons tertiaires non-thermiques. Ces neutrons tertiaires vont être thermalisés par une couche modératrice, généralement du polyéthylène[3]. Une fois thermalisés, les neutrons tertiaires

[3]La section efficace d'interaction entre les neutrons et le polyéthylène est plus importante à haute énergie.

thermiques interagissent ensuite avec le gaz contenu au centre du tube. Selon les moniteurs, le gaz contenu est formé soit de $BF_3$, soit de ${}^3_2He$. La réaction des neutrons thermiques avec ces gaz produit des particules chargées suivant les équations bilans suivantes :

$$ {}^{10}_{5}B + n = {}^{7}_{3}Li + {}^{4}_{2}He \quad (3.14) $$

$$ {}^{3}_{2}He + n = {}^{3}H + p \quad (3.15) $$

Ce sont les décharges électriques générées par les particules alpha et les protons qui sont mesurées à l'anode du tube.

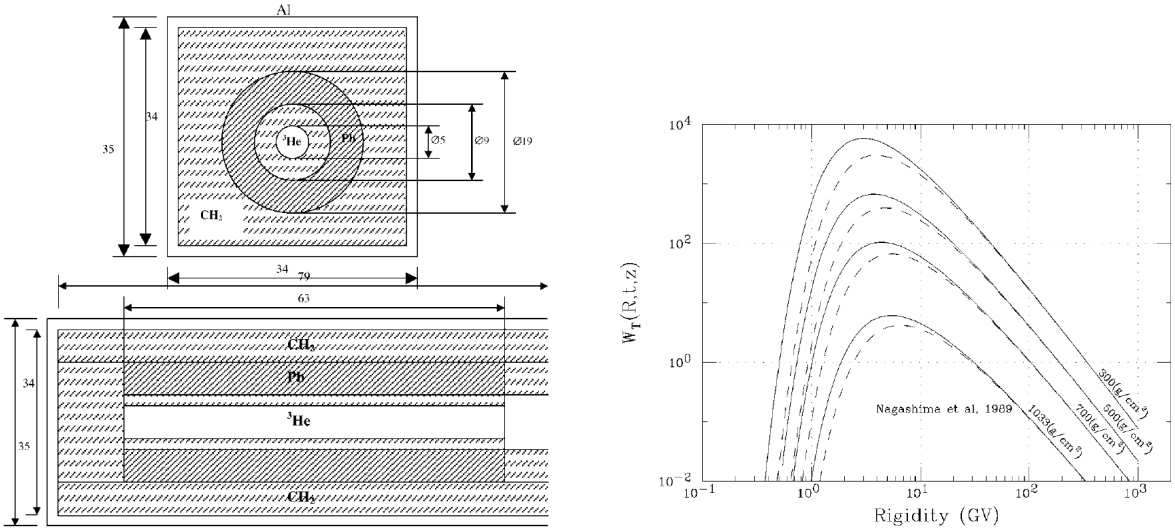



FIG. 3.3: **Gauche** : Coupe verticale (haut) et coupe longitudinale (bas) d'un tube compteur de moniteur à neutrons ; **Droite** : Fonction différentielle totale de réponse des moniteurs à neutrons en fonction de la rigidité des particules détectées. La fonction de réponse dépend de l'épaisseur atmosphérique au dessus du moniteur. Cette fonction de réponse est différente lors d'un minimum solaire (traits pleins) et d'un maximum (traits pointillés) Clem & Dorman (2000).

La fonction différentielle totale de réponse d'un moniteur à neutrons résulte de la combinaison du spectre en énergie des particules primaires, qui décroit avec l'énergie et donc la rigidité magnétique, et de l'efficacité du détecteur, qui augmente avec la rigidité. Clem & Dorman (2000) montrent alors que le maximum de la fonction différentielle totale de réponse d'un moniteur à neutrons est en moyenne de 5 GV pour des rayons cosmiques galactiques (Fig. 3.3).

Les moniteurs à neutrons détectent en permanence les rayons cosmiques galactiques (GCRs) impactant l'atmosphère terrestre. Le flux de GCRs est complètement isotrope et l'intensité varie en fonction du cycle solaire, mais également en fonction de la rotation terrestre (Belov 2000). La variation de 11 ans des GCRs est anti-corrélée avec le cycle solaire. Ce comportement s'explique facilement par le fait qu'en période de maximum solaire, l'heliosphère est plus fortement perturbée par les multiples éjections de masse coronale interplanétaires, que pendant un minimum d'activité solaire. La variation diurne, avec la rotation terrestre, s'explique aussi simplement par le fait qu'un moniteur à neutrons ne voit pas le même champ magnétique lorsqu'il est dans la partie nuit de la magnétosphère ou la partie jour. Sporadiquement, le flux est également modulé

par l'activité solaire. En effet, les éjections de masse coronale interplanétaires ont un champ magnétique intense et engendrent des ondes de choc, qui induit des déviations des GCRs. Il y a donc moins de GCRs qui impactent l'atmosphère terrestre, ce qui se répercute naturellement sur les taux de comptage des moniteurs. Cette diminution est appelé *effet Forbush* (Forbush 1938, Cane 2000). La figure 3.4 illustre ces différentes variations du flux des rayons cosmiques galactiques.

En plus de ces variations, les flux de particules relativistes solaires se superposent à ce flux des GCRs, créant des Ground Level Enhancements ou GLEs. En effet, lorsque ces GLEs atteignent la Terre, un ou plusieurs moniteurs enregistrent une augmentation significative de leurs taux de comptage (Fig. 3.4). La durée de ces événements solaires varie de quelques dizaines de minutes à quelques heures.

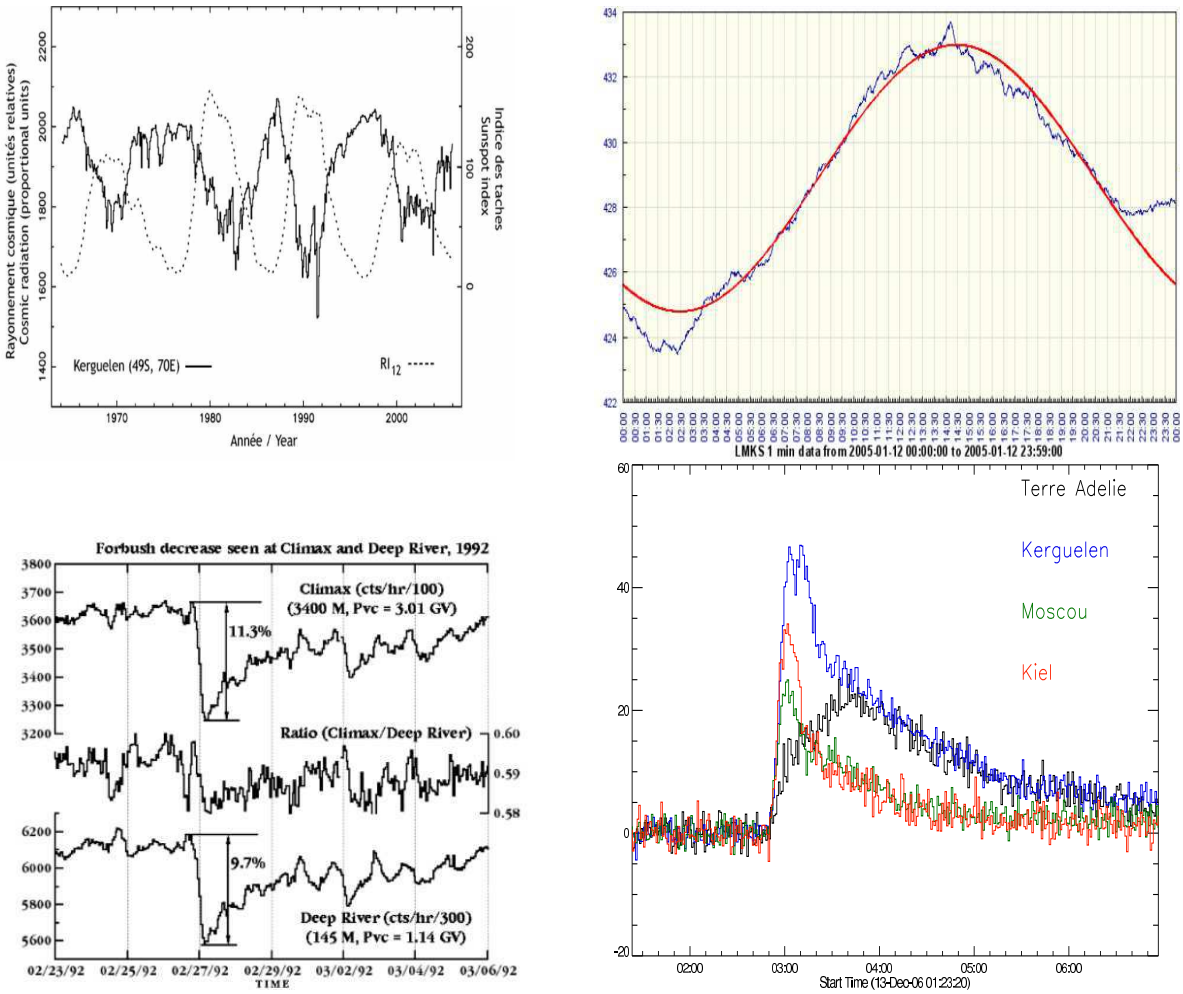



FIG. 3.4: **Haut** : variation de 11 ans du flux de GCRs par l'activité solaire (gauche), variation diurne du flux de GCRs, (droite) ; **Bas** : Exemple de décroissance Forbush du 23 Février au 6 Mars 1992 (gauche), événement à protons solaires du 13 Décembre 2006, observé par plusieurs moniteurs à neutrons (droite).

### 3.1.2.2 Rigidité de coupure et directions asymptotiques

Précédemment, nous avons vu que le champ magnétique terrestre introduit une condition limite sur la rigidité des particules pour qu'elles soient détectées à la Terre.

Pour chaque moniteur à neutrons, on peut définir une rigidité de coupure géomagnétique et des directions asymptotiques (Smart et al. 2000).

Pour déterminer la *rigidité de coupure géomagnétique* en un point, il faut dans un premier temps être capable de déterminer la trajectoire des particules dans le champ magnétique de la Terre. Le premier calcul analytique de trajectoires de particules dans un dipôle magnétique a été réalisé par Störmer (1930). Par la suite, des modèles plus complexes, destinés aux calculs numériques ont été élaborés (Shea et al. 1965, Smart et al. 2000). Ces divers modèles prennent en compte les variations du champ magnétique magnétosphérique dues à l'interaction avec le vent solaire, mais également les variations magnétiques de la magnétosphère interne et externe (Flueckiger & Kobel 1990).

Le calcul de la trajectoire d'une particule, d'incidence verticale à l'atmosphère terrestre, utilise le concept de particule miroir. Cette particule miroir est identique à la particule réelle, mais de charge opposée. Elle suit alors la même trajectoire que la particule réelle mais en sens inverse. L'intégration de la trajectoire d'une particule réelle entre son arrivée en haut de la magnétosphère et l'impact en haut de l'atmosphère est équivalente à l'intégration de la trajectoire de la particule miroir lancée verticalement du haut de l'atmosphère et sortant de la magnétosphère.

Le code Magnetocosmics [4] calcule les trajectoires de particules de différentes rigidités. Les différentes trajectoires obtenues sont permises (la particule miroir sort de la magnétosphère) ou interdites (la particule miroir retombe sur l'atmosphère). Le dessin à gauche sur la figure 3.5 illustre les différents types de trajectoires que l'on peut obtenir. Les trajectoires numérotées de 1 à 4 sont des trajectoires permises, tandis que la trajectoire 5 est interdite. Etant donné que les trajectoires des particules miroirs dépendent de leurs rigidités, la dernière trajectoire permise implique que la rigidité de la particule miroir suivant cette trajectoire est la rigidité de coupure géomagnétique.

*La direction asymptotique* définit la direction incidente de la particule au niveau de la magnétosphère terrestre qui aura une direction d'incidence donnée, en générale verticale en haut de l'atmosphère à une position donnée. Cette direction d'incidence traduit l'angle que fait le vecteur vitesse de la particule par rapport à une direction spatiale donnée.

A cause de la courbure de leurs trajectoires lors de leur entrée dans la magnétosphère, les particules de rigidités différentes peuvent arriver avec des angles d'incidences différents, tout en atteignant le même point à la verticale de l'atmosphère. Le calcul des directions asymptotiques d'un moniteur suit le même schéma que le calcul de la rigidité de coupure. En variant la rigidité de la particule miroir et en calculant les trajectoires, on détermine une gamme d'angles de sortie de la particule miroir en haut de la magnétosphère, correspondant aux angles d'incidence, en haut de la magnétosphère, de la particule réelle impactant l'atmosphère verticalement.

Ces directions asymptotiques, correspondant à l'angle d'incidence en haut de la magnétosphère, sont exprimées en latitude et longitude en coordonnées géocentriques à une distance de 25 $R_T$, et peuvent être représentées sur un mappemonde. De la même manière, le vecteur du champ magnétique interplanétaire pendant l'événement peut être mesuré. Traduit en latitude et longitude géocentriques, il est alors représenté sur la même mappemonde. Ainsi, à droite sur la figure 3.5 est représenté l'ensemble des directions asymptotiques pour quelques moniteurs à neutrons ainsi que le champ

[4] http ://cosray.unibe.ch/ laurent/magnetocosmics/

magnétique interplanétaire lors du GLE du 13 Décembre 2006 (R. Bütikofer, *communication privée*). L'ensemble des directions asymptotiques calculées définit un cône asymptotique d'acceptation. Ce cône permet de déterminer d'où proviennent les particules détectées par l'instrument. La courbure des trajectoires des particules est d'autant plus grande que la rigidité est faible, impliquant que les directions asymptotiques à une position donnée, s'éloignent d'autant plus de la direction verticale que la rigidité est faible.

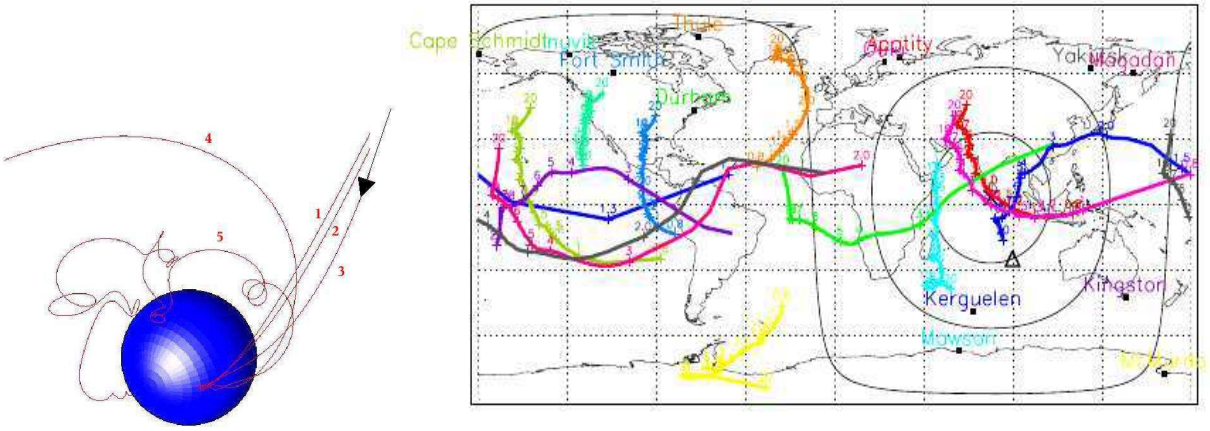



FIG. 3.5: **Gauche** : Illustration des trajectoires permises et interdites par le champ magnétique terrestre ; **Droite** : Les directions asympotiques des moniteurs à neutrons calculées lors l'événement du 13 Décembre 2006 (R. Bütikofer, *communication privée*). Ces directions asymptotiques sont représentées par une longitude et une latitude. Le triangle noir représente la direction du champ magnétique

#### 3.1.2.3 Le réseau des moniteurs à neutrons

Plus de cinquante moniteurs à neutrons opérationnels sont répartis sur l'ensemble du globe. Etant positionnés à différentes latitutes et longitudes, les coupures géomagnétiques, ainsi que les directions asymptotiques varient d'un moniteur à l'autre. D'autre part, pour deux moniteurs proches géographiquement mais à deux altitudes différentes, le taux de comptage diffère en fonction de l'épaisseur atmosphérique.

Une combinaison judicieuse des moniteurs permet d'obtenir l'axe de symétrie du faisceau de particules incidentes, sa distribution en angle d'attaque, et son spectre en rigidité. Moraal et al. (2000) résument l'intérêt et l'importance de travailler avec un réseau mondial de moniteurs à neutrons. En effet, en fonction de leur position, les cônes d'acceptation diffèrent et fournissent une information sur l'angle d'incidence des particules en haut de la magnétosphère ainsi que sur leur rigidité. En combinant les différentes informations données par les moniteurs individuels, il est possible d'en déduire les caractéristiques propres du faisceau de particules en haut de la magnétosphère.

De plus, si l'on connait la fonction de réponse des moniteurs (Clem & Dorman 2000), l'excès du taux de comptage pour chacun des moniteurs en réponse à un flux de particules anisotrope avec un spectre en rigidité prescrit, peut être modélisé. La minimisation de cet excès du taux de comptage calculé pour chaque moniteur par rapport au taux de comptage mesuré, pour l'ensemble des moniteurs utilisés, permet de déterminer l'amplitude et l'indice spectral du flux de particules, ainsi que l'axe de symétrie du faisceau et la distribution des angles d'attaque par rapport à cet axe du

maximum de flux des particules. Cette méthode est décrite en détail par Shea & Smart (1982) et Humble et al. (1991).

La distribution des angles par rapport à la direction de flux maximal décrit la distribution du faisceau en angles d'attaque, lorsque la direction du flux maximal est alignée avec le champ magnétique interplanétaire au voisinage de la Terre. Pour les particules relativistes d'origine solaire, cet alignement de la direction de flux maximal est vérifié dans la majorité des cas (McCracken et al. 1967). Notons tout de même qu'il est possible d'observer une déviation puisque le champ magnétique est mesuré ponctuellement et que le rayon de Larmor des particules aux énergies relativistes est grand.

Le modèle utilisé pour calculer le taux de comptage repose sur le calcul de la réponse d'un moniteur à neutrons soumis à un flux de particules homogène dont l'allure du spectre de rigidité (souvent en loi de puissance) est donnée et la distribution des angles d'attaque, donnée également, est symétrique par rapport à l'axe de maximum de flux du faisceau. Le moniteur à neutrons ayant une direction asymptotique alignée avec l'axe du faisceau enregistrera un signal plus fort. A titre d'exemple, prenons le GLE du 13 Décembre 2006. Le flux de protons, mesuré par le moniteur situé à Kerguelen, est le plus intense, par exemple que le flux mesuré par le moniteur à Moscou (Fig 3.4). D'après le calcul des directions asymptotiques (Fig. 3.5, à droite), on note que le cône d'acceptance de Kerguelen est le plus proche de la direction du champ magnétique.

L'utilisation en réseau des moniteurs à neutrons apparaît alors comme un outil important pour contraindre les caractéristiques des flux de particules solaires relativistes impactant la Terre. Ainsi, l'étude des GLEs permet d'obtenir des informations indispensable comme la directivité du faisceau ou l'anisotropie que les mesures in-situ de particules à moindre énergies ($\sim 50$ keV $-$ 300 MeV) ne permettent pas. En effet, les mesures in-situ sont réalisées en un point de l'espace tandis que le réseau des moniteurs à neutrons permet de réaliser des mesures sur l'ensemble du globe.

## 3.2 Contraindre l'accélération des particules énergétiques solaires

On sait que le Soleil est un accélérateur de particules efficace et il existe toute une zoologie d'événements à particules énergétiques. Ainsi, dans l'espace, les satellites mesurent des particules jusqu'à une centaine de MeV, ce sont des *Solar Energetic Particles* ou SEPs et au sol, les moniteurs à neutrons mesurent des protons énergétiques d'origine solaire au dessus de 450 MeV, les GLEs. Les SEPs sont plus fréquents que les GLEs qui ne sont rien d'autre que leur contrepartie relativiste, mais les sources solaires de leur accélération sont encore débattues. De nombreuses études ont été réalisées pour comprendre l'origine et les mécanismes d'accélération responsables des SEPs. Cependant, les résultats apparaissent comme étant très dépendants de l'événement et des observations utilisées pour ces études observationnelles. La détermination du ou des mécanismes d'accélération à partir des mesures au sol des particules relativistes présente des avantages certains. Après avoir justifié ce choix je présenterai les deux scénarios envisagés pour expliquer les observations et les évolutions temporelles des différentes signatures radiatives lors des GLEs.

### 3.2.1 Un problème complexe

#### 3.2.1.1 Compétition entre les mécanismes d'accélération

Les protons énergétiques (SEPs et GLEs) sont toujours associés à une éruption solaire énergétique, générant une éjection de masse coronale (CME) et un flare très énergétique (classe X ou M[5]). Ces deux manifestations solaires de libération violente d'énergie dans la couronne fournissent des processus capables d'accélérer des particules, jusqu'à des énergies relativistes, qui seront détectées au sol par les moniteurs à neutrons (Sect. 3.1).

La reconnexion magnétique déclenchant le flare, induit divers processus accélérateurs. Ces processus d'accélération et les signatures électromagnétiques des particules accélérées sont présentés en détail dans la section 2.3. D'un point de vue observationnel, c'est l'émission $\gamma$ (Sect. 2.3.2), observée au niveau des régions actives, qui suggère que des protons peuvent être accélérés parfois jusqu'au GeV, lors de la phase impulsive du flare (Chupp 1990). L'allure des spectres de photons produits lors d'un flare est directement liée à l'énergie des particules et aux processus d'émission mis en jeu. En comparant les spectres de photons observés avec des spectres de photons modélisés, en tenant compte des différents processus d'émission (Forrest et al. 1985, Kocharov et al. 1993), il est possible de déterminer l'énergie à laquelle les particules ont été accélérées.

La seconde option pour accélérer des particules à haute énergie, est une onde de choc. L'accélération se fait par un processus dit de Fermi. Les ondes de choc observées, résultent généralement des éjections de masse coronale (Steinolfson 1992) et sont divisées en deux groupes : les ondes de choc coronales, et les ondes de choc interplanétaires. Néanmoins, elles ont des propriétés différentes. D'une part le nombre de Mach de ces chocs est différent dans la couronne et dans la milieu interplanétaire. D'autre part, le champ magnétique dans la couronne est la plupart du temps fermé et intense, présentant une resistance à l'expansion de l'éjection de masse ; tandis que dans le milieu interplanétaire classique (spirale de Parker) le champ magnétique est ouvert, et n'oppose que peu de résistance à l'expansion des CMEs. La présence d'onde de choc lors d'un événement se traduit par une émission radio caractéristique des électrons accélérés par cette onde de choc. On observe ces émissions, appelées des sursauts de type II, dans la spectre dynamique radio. Ces sursauts présentent une dérive lente $\sim 0.1-1$ MHz.s$^{-1}$, et en fonction de la fréquence à laquelle ils apparaissent, ce sont des sursauts de types II coronaux ou interplanétaires. De nombreux modèles d'accélération montrent que l'accélération par onde de choc de particules aux énergies relativistes est possible (Sandroos & Vainio 2009).

Les événements à particules énergétiques solaires les plus fréquents sont les SEPs, qui ont été largement étudiés. D'après les profils des SEPs mesurés à 1 UA, on distingue deux groupes : les événements que l'on dit impulsifs et les événements graduels (Reames 1999). L'allure des profils temporels pour ces deux classes d'événements est présentée dans la figure 3.6. Les événements dits impulsifs sont associés à une émission en X-mou d'une durée de moins d'1 hr, tandis que les événements dits graduels sont associés à une émission en X-mou beaucoup plus longue (Cane et al. 1986).

Selon Reames (1999), les événements impulsifs résulteraient d'une accélération par

[5]Classification définie à partir de la valeur du maximum du flux en X-mou mesuré en W.m$^{-2}$ par les satellites GOES

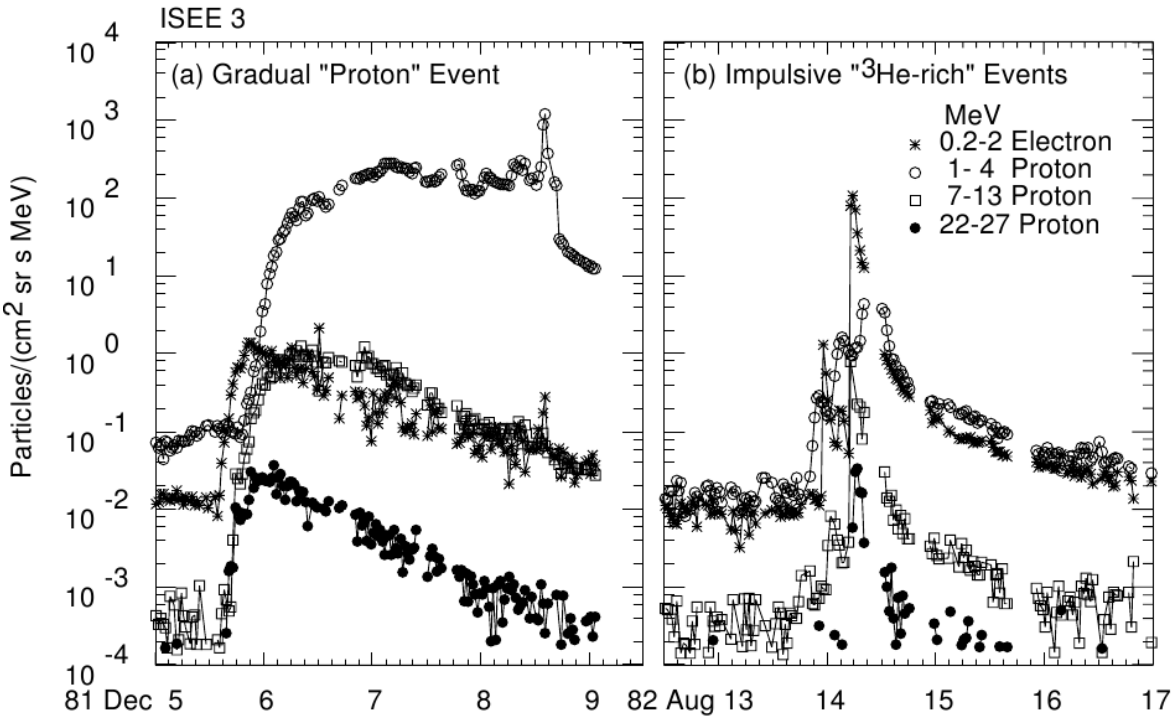



FIG. 3.6: Mesure des flux de protons à différentes énergies par l'instrument ISEE3 (Reames 1999). **Gauche** : Profil temporel de l'événement à proton énergétique graduel du 5 Décembre 1981 ; **Droite** : Profil temporel de l'événement à protons énergétique impulsif du 14 Aout 1982.

le flare, tandis que les événements graduels seraient accélérés par une onde de choc. D'après son étude, les événements impulsifs sont toujours associés à une région active, localisée autour de W50°, permettant aux particules accélérées lors du flare d'être directement injectées dans le tube flux de la spirale de Parker connecté à la Terre. Ce n'est pas le cas des régions actives associées aux événements graduels, bien que la tendance à l'ouest perdure (Fig. 3.10, gauche), les SEPs graduels peuvent provenir de l'ensemble du disque solaire. L'accélération par l'onde de choc permet alors d'expliquer pourquoi on peut détecter ces SEPs dont la région active n'est pas bien connectée. L'argument avancé est que l'onde de choc accélère les particules sur une large gamme de longitude, permettant ainsi à ces particules d'être injectées dans le tube de flux de la spirale de Parker connecté à la Terre (Fig 3.12).

Dans les années 80, ces conclusions s'appuyaient, entre autres, sur des observations radios montrant que les SEPs graduels étaient toujours associés à des sursauts de type II, tandis que les SEPs impulsifs ne l'étaient pas (Kahler et al. 1984). Cependant, de récentes études ont montré que des ondes de choc sont présentes aussi bien lors d'un SEP graduel qu'impulsif (Kahler et al. 2001, Yashiro et al. 2004).

Un second argument en faveur de l'accélération des SEPs graduels et impulsifs, respectivement par l'onde de choc et le flare, repose sur l'abondance d'$^3He$ par rapport à $^4He$. Des mesures des années 90 montrent que les SEPs impulsifs aux énergies $\sim 1$ MeV.nucleon$^{-1}$ présentent généralement une surabondance en $^3He/^4He$ de 1000, contrairement aux SEPs graduels où l'abondance d'$^3He$ est typique du milieu interplanétaire (Reames et al. 1988). L'$^3He$ est un élément rare et aucune surabondance de

cet élément n'est mesurée dans le milieu interplanétaire. Reames (1999) propose alors que cette surabondance est due au fait que l'$^3He$ est accéléré préférentiellement par un processus stochastique lors de l'interaction résonnante des particules avec les ondes générées lors de la reconnexion. Ceci suggère que les SEPs impulsifs sont accélérées lors du flare.

A l'inverse, les SEPs graduels présentent une abondance typique du milieu interplanétaire, en accord avec l'idée que les SEPs graduels sont composés de particules du milieu interplanétaire, accélérées par une onde de choc. Cependant, des mesures d'abondance à des énergies $> 15$ MeV.nucleon$^{-1}$ par l'instrument ERNE/SOHO (*Solar Heliospheric Observatory*, (Torsti et al. 1995)) ont montré que cette surabondance en $^3He$ n'était pas uniquement une caractéristique des événements impulsifs, mais que les événements graduels possédaient également cette propriété (Torsti et al. 2003). Ces résultats suggèrent alors que l'accélération des particules par ondes de choc dans SEPs graduels n'est probablement pas l'unique processus mis en jeu (Cane et al. 2007). Cette différence d'abondance dans les SEPs impulsifs et graduels peut cependant être expliquée par des différences dans la géométrie du choc et la population source de particules (Tylka et al. 2005) ou encore par l'efficacité du choc (Cane et al. 2003).

D'après les mesures des états de charge des ions du Fer, il semble que les SEPs impulsifs soient composés d'ions de Fer plus ionisés que ceux détectés lors des SEPs graduels. En effet, il semblerait que les ions de Fer dans les SEPs impulsifs soient facilement ionisés 20 fois. D'après l'équilibre thermodynamique, la température requise est d'environ $10^7$ K pour expliquer un état de charge aussi élevé. La couronne solaire est trop froide ($T \sim 1-3\times10^6$ K), mais lors d'un flare, l'énergie libérée ($> 6\times10^{25}$ J) permet de chauffer le plasma jusqu'à $10\times10^6$ K, comme le montrent les mesures d'émission dans les boucles post-éruptives. Cette augmentation de la température lors des flares permettrait donc d'atteindre des états de charge élevés, d'où la suggestion que les SEPs impulsifs sont accélérés lors du flare et non par une éjection de masse coronale. Pour les SEPs graduels, les mesures stagnent autour des états de charge caractéristiques du milieu interplanétaire (Cane et al. 1991, Cane et al. 1986). Une étude de Kartavykh et al. (2008) montre cependant que l'état de charge d'un ion ne dépend pas uniquement de la température, mais également de son énergie.

A partir du rayonnement en onde radio produit par la propagation de faisceau d'électrons sub-relativistes dans la couronne et le milieu interplanétaire, il est possible de contraindre un peu plus les sources d'accélération des particules énergétiques. Les fréquences d'émissions sont directement liées à la fréquence plasma locale, elle même dépendante de la densité du plasma telle que : $\omega_P \sim 9\sqrt{(n_P)}$. La densité du plasma dans le vent solaire décroît à mesure que l'on s'éloigne du Soleil. En première approximation, la densité décroît alors en $\sim 1/r^2$. Plus les électrons, émettant en radio, s'éloignent du Soleil, plus leur fréquence d'émission diminue. Il apparaît alors un effet de dérive des émissions radios vers les basses fréquences en fonction du temps à environ $10-20$ MHz.s$^{-1}$, et que l'on observe clairement sur les spectres dynamiques (Fig. 3.7). Les émissions présentant ces caractéristiques sont appelées sursauts de types III. Lorsque l'on utilise ces mesures d'émissions sous forme de spectre dynamique, elles fournissent des informations sur les processus d'émissions mis en jeu, ainsi que sur les structures du champ magnétique dans lesquelles les particules énergétiques émettent (ex : ouvert ou fermé).

La comparaison des sursauts de type II (signature d'une onde de choc) avec les flux

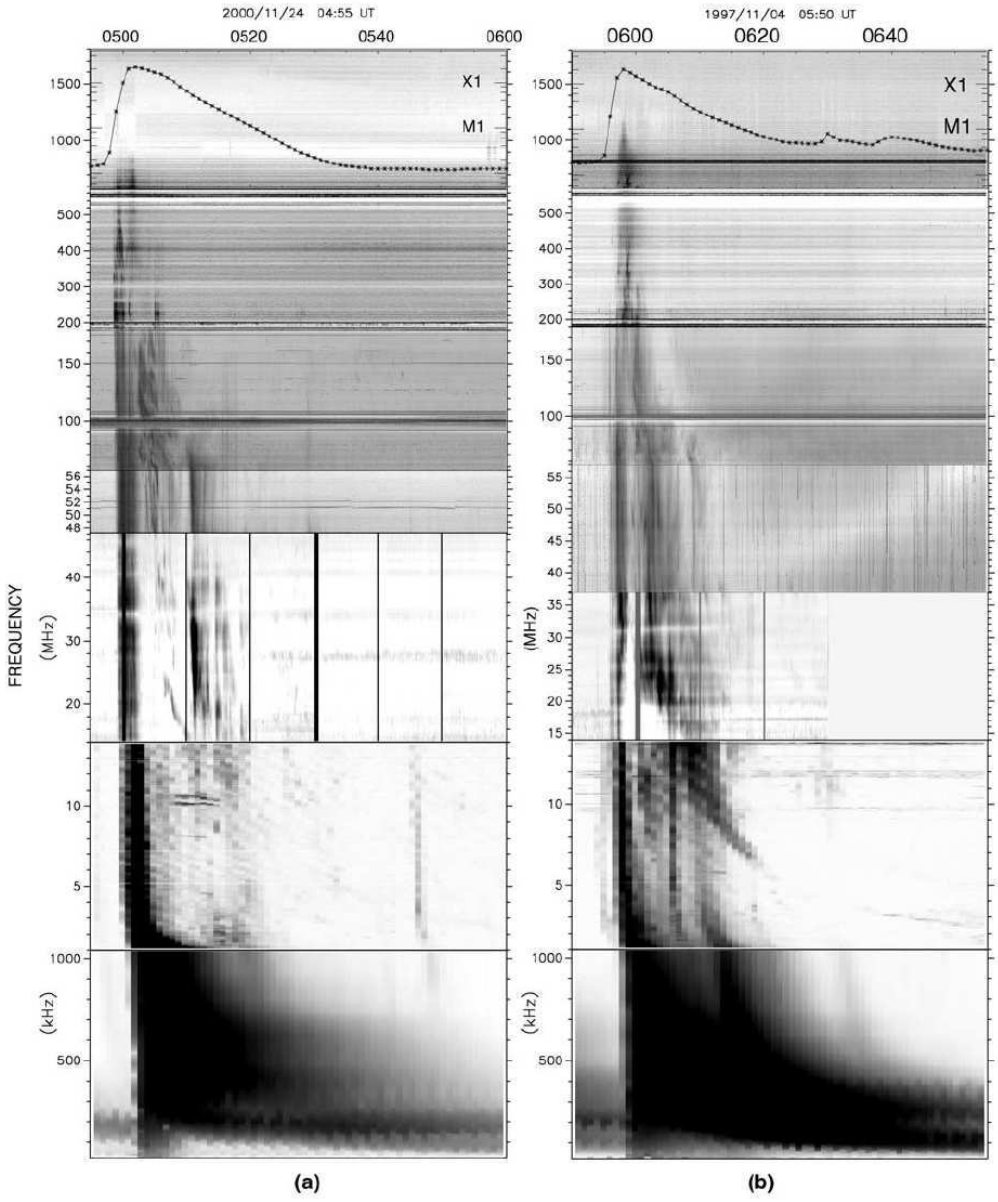



FIG. 3.7: Spectre dynamique composite entre 1500 MHz et 100 kHz, pour deux événements graduels observés : le 24 Novembre 2000 et le 4 Novembre 1997. Les sursauts de type II associés aux événements graduels sont précédés à plus hautes fréquence par des sursauts de types III (Cane et al. 2002).

de protons énergétiques montrent que les SEPs graduels sont préférentiellement accompagnés par un type II interplanétaire, observé entre 15 MHz et 100 kHz (Gopalswamy et al. 2005), pouvant suggèrer une accélération par une onde de choc interplanétaire. En comparant les flux en X-mou avec les spectres dynamiques composites s'étendant de 1800 MHz à 100 kHz, Cane et al. (2002) montrent que les sursauts de type II, observés lors des éruptions produisant des SEPs graduels, sont précédés par des sursauts de type III commençant très bas dans la couronne ($\sim$ 900 MHz). La figure 3.7 est une illustration de cette relation temporelle entre sursaut de type II et type III. Les ondes de chocs jouent probablement un rôle lors de l'accélération des particules produisant des SEPs graduels, mais cette étude montre que le flare peut également participer à

l'accélération, comme l'avait supposé Kahler (1982).

Les études statistiques cherchant à contraindre les mécanismes d'accélération des SEPs, qu'ils soient graduels ou impulsifs s'avèrent être peu concluantes, entre autre à cause du manque de cohérence entre les 2 catégories d'événement et les mécanismes d'accélération associées déduits des observations.

#### 3.2.1.2 L'intérêt d'étudier les GLEs

Bien que le mécanisme accélérateur ne soit pas nécéssairement le même pour des particules d'une dizaine de MeV et celles de quelques GeV, détectées au sol par les moniteurs à neutrons, les GLEs, l'étude de ces GLEs apparaît donc comme la meilleure voie pour contraindre les mécanismes solaires permettant d'accélérer des particules solaires à très hautes énergies.

Dans la section 3.1.2.3, on a vu que l'utilisation du réseau des moniteurs à neutrons permettait de déterminer le spectre, la distribution en angle d'attaque et la directivité, et d'en déduire le profil temporel du flux de particules relativistes en haut de la magnétosphère.

Les distributions en angle d'attaque des particules relativistes mesurées par les moniteurs à neutrons, bien que s'élargissant au cours de l'événement, restent fortement anisotropes (Vashenyuk et al. 2006) (Fig. 3.8). Ainsi, quel que soit le processus accélérateur, il doit être suffisamment rapide et bas dans la couronne solaire pour que le faisceau soit focalisé lors de son parcours interplanétaire (Sect. 3.1.1.2). Cette forte anisotropie au début de l'événement suggère que les premiers protons arrivant à la Terre ont été faiblement diffusés lors de leur propagation dans le milieu interplanétaire. L'isotropisation progressive du faisceau peut être illustrée avec le GLE du 13 Décembre 2006 : Les signaux mesurés par les moniteurs proches de la direction d'anisotropie du faisceau montent les premiers, avec une montée plus rapide et une durée plus courte que le flux mesuré par les moniteurs plus éloignés de la direction d'anisotropie (Fig. 3.8).

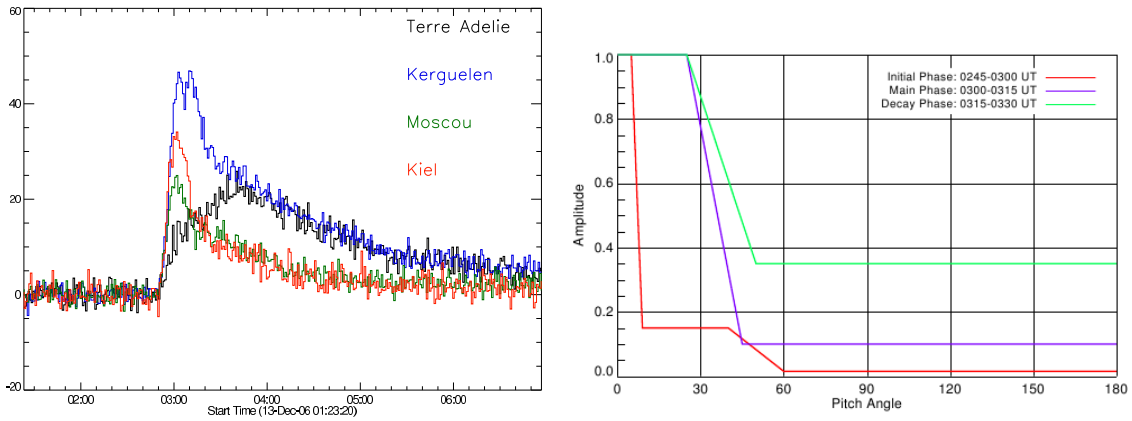



FIG. 3.8: **Gauche** :Flux de protons mesuré par différents moniteurs à neutrons (GLE, 13 Décembre 2006) ; **Droite** : Evolution de l'anisotropie du faisceau de protons du GLE du 13 Décembre 2006 (R. Buetikofer, communication privé).

Cette faible diffusion de la distribution des angles d'attaque des flux de protons se répercute sur le libre parcours moyen de ces particules dans le milieu interplanétaire. D'après la théorie de transport quasi-linéaire (QLT) de Jokipii (1966), le libre parcours moyen serait dépendant de la rigidité et varierait de $\lambda = 0.08 - 0.4$ UA pour des protons

de $1 - 20$ GeV. La QLT est cependant limitée puisqu'elle considère les fluctuations du champ magnétique comme faible, alors que le champ magnétique interplanétaire peut être fortement fluctuant. De plus, la détermination de ces libres parcours moyen est théorique et ne prend pas en compte les mesures in-situ de particules à la Terre.

A partir de simulations Monte Carlo de la propagation de particules relativistes par un transport focalisé, Lockwood et al. (1982) calculent le libre parcours moyen que le flux de particules doit posséder pour représenter l'anisotropie et le flux mesuré au sol par les moniteurs à neutrons. Ils montrent alors que le libre parcours moyen est plus petit, $\lambda = 0.5$ UA, lors d'événements s'isotropisant rapidement, et que pour des événements anisotropes plus longtemps, le libre parcours moyen est bien plus grand, $\lambda = 5$ UA (Fig. 3.9). Toujours avec des simulations de type Monte Carlo et en utilisant les mesures de flux, il a été montré que le libre parcours moyen peut être très différent d'un événement à l'autre, $0.01 - 10$ UA, en fonction de l'énergie des particules et des fluctuations du champ magnétique (Torsti et al. 2004, Ruffolo et al. 2006). Pour un flux de protons relativistes $>$ GeV, se propageant dans l'héliosphère interne avec un libre parcours moyen $> 0.5$ UA, Lumme et al. (1987) ont montré que les angles d'attaque du faisceau de proton seront faiblement diffusés, se traduisant par une forte anisotropie du faisceau.

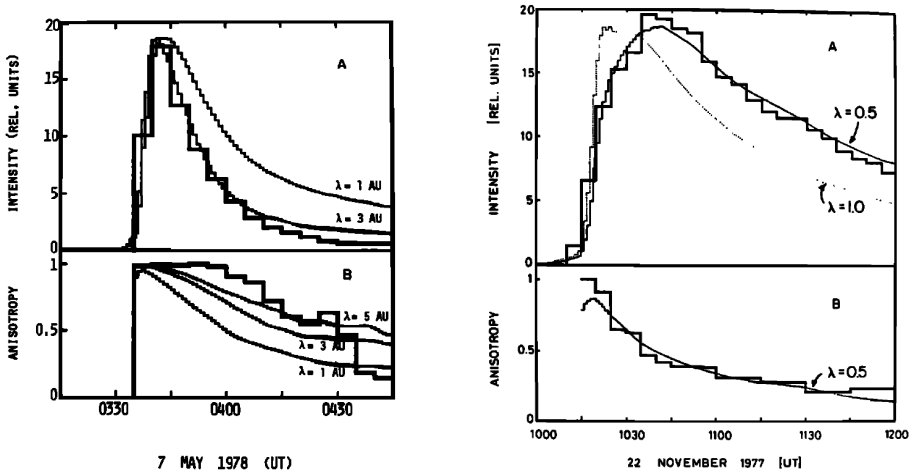



FIG. 3.9: Résultats d'une simulation Monte Carlo où le libre parcours moyen est calculé pour obtenir le profil temporel des protons relativistes mesuré à la Terre ; **Gauche** : pour un évenement avec une décroissance rapide (7 Mai 1978) ; **Droite** : pour un événement à décroissance plus lente (22 Novembre 1977) (Lockwood et al. 1982)

Les caractéristiques des flux de protons relativistes à la Terre, obtenues à partir du réseau des moniteurs, indiquent notamment que pour certains événements relativistes solaires, le flux est temporellement structuré et présente 2 composantes distinctes. Apparaît alors une composante de courte durée, présentant une montée rapide : la composante rapide (*prompt component*, PC), et une composante plus étendue dans le temps : la composante retardée (*delayed component*, DC). En plus de leur différence dans leur extension temporelle, la distribution en angle d'attaque de la composante PC est plus anisotrope que la composante DC. La présence de ces deux composantes présentant des caractéristiques différentes suggère que, lors de ces GLEs, les deux populations de particules n'ont pas été accélérées ensemble, ou bien qu'elle n'ont pas été accélérées par le même mécanisme, ou encore qu'elles se sont propagées dans un mi-

lieu interplanétaire très différent. Ainsi, cette structuration temporelle dans les flux de protons en haut de la magnétosphère apporte une contrainte supplémentaire lors de la comparaison des signatures radiatives des particules accélérées au Soleil et dans milieu interplanétaire avec les flux de particules relativistes mesurés à la Terre.

Bien que les GLEs soient rares[6], les énergies relativistes dont sont dotées ces particules induisent des conditions de propagation pour les premières particules dans le milieu interplanétaire impliquant des temps d'arrivée bien définis et des faisceaux peu diffusés. Les GLEs deviennent ainsi une source de données unique pour déterminer les temps d'injection des particules au Soleil lors des grosses éruptions. De plus, la structuration temporelle des profils des protons en haut de la magnétosphère favorise la comparaison directe avec les signatures de l'accélération de particules au Soleil (Sect. 2.3.2), permettant une association temporelle entre les processus accélérateurs et les particules accélérées. Cependant, des retards entre la détection des particules relativistes à la Terre et les signatures électromagnétiques au Soleil sont mesurés dans la quasi totalité des cas. Ces retards systématiques, introduisant un biais observationnel, peuvent également être accompagnés d'un problème de connexion entre la région active et le pied du tube de flux de la spirale de Parker connecté à la Terre.

#### 3.2.1.3 Les délais observés et la connexion à la Terre

Pour pouvoir faire une comparaison temporelle entre les signatures radiatives au Soleil et les particules énergétiques à la Terre, il faut s'affranchir du parcours dans le milieu interplanétaire, qui est différent pour les photons ($L = d_{ST} = 1$ UA) et pour les particules chargées (dépend du champ magnétique interplanétaire). De plus, seule les premières particules énergétiques doivent être utilisées comme indicateur temporel, puisque ce sont celles qui auront été le moins diffusées lors de leur propagation dans le milieu interplanétaire. Le temps d'injection au Soleil $t_{\rm SRT}$ des premiers protons énergétiques s'obtient avec :

$$t_{\rm SRT} = t_{\rm start} - \frac{L}{v} \tag{3.16}$$

où $t_{start}$ est le temps d'arrivée des premières particules au niveau de la Terre, $L$, longueur d'une ligne de champ le long de laquelle les particules se propagent à une vitesse $v$. Le temps d'injection ainsi calculé, peut alors être comparé aux différents temps caractéristiques des émissions électromagnétiques au Soleil (ex : temps de début ou du maximum des pics), calculés en soustrayant au temps de détection à la Terre 8.3 min = 1 UA/c .

Les régions actives, associées aux éruptions solaires produisant des GLEs, sont localisées majoritairement à l'Ouest solaire, et très proche du pieds d'ancrage de la spirale de Parker (Fig. 3.10). La distribution des positions des régions actives des événements suggèrent que les particules énergétiques, accélérées au Soleil, se propagent dans le milieu interplanétaire préférentiellement le long de la spirale de Parker, parcourant ainsi une longueur de l'ordre de $L \sim 1.2$ UA[7]. Pour des protons de 2 GeV, non diffusés lors de la propagation, le temps de parcours est de $\sim 11$ min.

Sous cette hypothèse de propagation des particules le long de la spirale de Parker, différentes études ont montré que les premiers protons relativistes arrivent à la Terre

[6]Seulement 70 GLEs répertoriées en 70 ans

[7]Cette longueur de la spirale de Parker dépend de la vitesse du vent solaire.

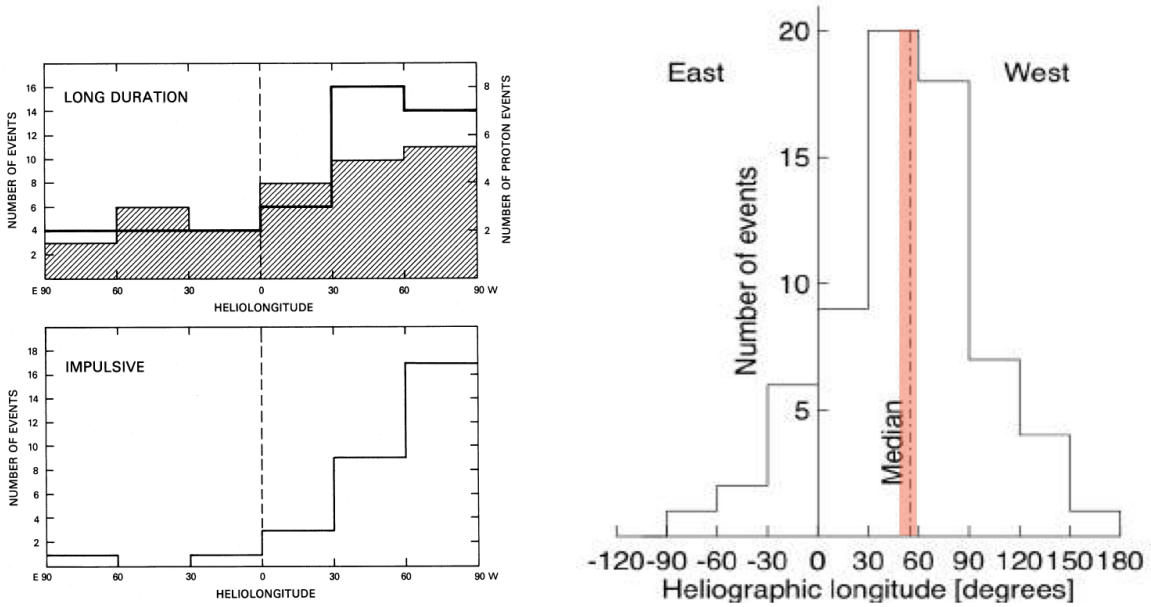



FIG. 3.10: **Gauche** : Distribution des événements à électrons relativistes pour les événements graduels, l'histogramme hachuré en haut et les événements impulsifs en bas. L'histogramme non hachuré dans le graphique du haut correspond à la distribution des positions des régions actives associées aux protons, établie par Kahler et al. (1984). **Droite** : Une distribution similaire est obtenue pour les GLEs à partir des mesures des moniteurs à neutrons (http ://www.nmdb.eu)

avec un retard de $10-30$ min par rapport au début des émissions X, H$\alpha$ ou microondes (Carmichael 1962, Kodama et al. 1977, Kahler et al. 2003). Lors de nombreuses études, ayant un but autre que la détermination des temps d'arrivée des particules relativistes à la Terre, des retards similaires ont été reportés (Debrunner et al. 1997, Kahler et al. 2003, Tylka et al. 2003). Cliver et al. (1982) ont également mesuré des retards supplémentaires au temps que mettent les particules pour parcourir la distance $L \sim 1.2$ UA, de 10 à 30 minutes par rapport au maximum de l'émission en H$\alpha$ et au début de l'émission micro-onde $> 9$ GHz (Fig. 3.11, gauche). Pour 10 de ces événements, théoriquement bien connectés à la Terre par la spirale de Parker ($20° - 90°$ Ouest), bien que des retards aient été observés, les électrons de 100 keV semblent avoir été injectés plus tôt que les protons et les électrons plus énergétiques, respectivement 2 GeV et 1 MeV (Fig. 3.11, droite). L'injection tardive des protons et des électrons les plus énergétiques peut être due au piégeage des particules ou à une accélération tardive des particules les plus énergétiques. Cette accélération tardive au flare pourrait entre autre expliquer les retards observés alors que la région active est connectée à la Terre par la spirale de Parker (Sect. 3.2.2.2).

Cependant, même si dans la majorité des cas, les GLEs sont associés à des régions actives proches du pied de la spirale de Parker, certains sont détectés alors qu'il ne sont théoriquement pas connectés à la Terre (Fig. 3.10). Le retard des particules pourrait donc être dû au fait que les particules, originaire d'une région active mal connectée, mettent plus de temps à atteindre la ligne de champ connectée à la Terre. Cependant, aucune corrélation n'est observée entre la durée des retards et la position des régions actives (Fig. 3.11, gauche). Les caractéristiques de l'accélération par l'onde de choc fournit des arguments pour expliquer les retards et résoudre le problème de connexion (Sect. 3.2.2.1).

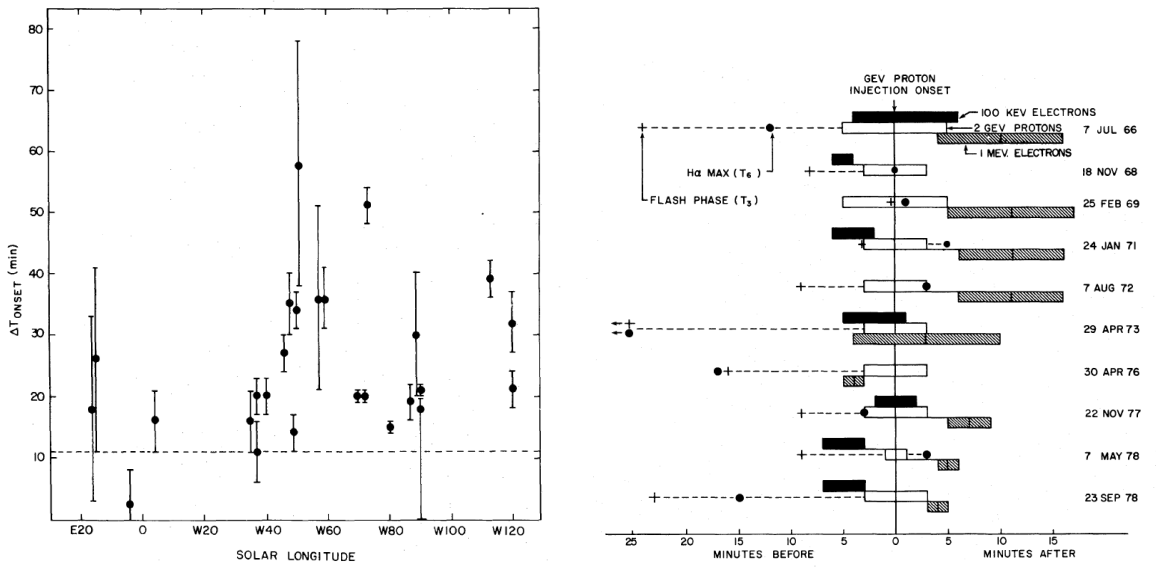



FIG. 3.11: **Gauche** :Pour 10 GLEs, localisé entre $20° - 90°$ Ouest, on mesure des retards par rapport au maximum de l'émission en $H_\alpha$ et au début de l'émission micro-onde $> 9$ GHz, pouvant être attribués à différents épisodes d'accélération de particules ; **Droite** : Les retards mesurés entre les différents flux de protons et d'électrons mesurés à la Terre et les signatures d'accélération de particules au Soleil (Cliver et al. 1982)

Mais pourquoi y aurait-il deux mécanismes distincts, le flare et l'onde choc, pour accélérer des particules aux énergies relativistes, qui ne dépendraient que de la position de la région active ? Deux problèmes majeurs se posent alors : A quoi sont dus ces retards systématiques que l'on observe, et comment peut-on détecter les particules relativistes accélérées lors d'éruptions dans des régions actives très mal connectées ?

### 3.2.2 Retards et connexion expliqués par les processus d'accélération

Bien que le milieu interplanétaire dans lequel les particules relativistes se propagent joue un rôle important (Sect. 3.4), les mécanismes d'accélération présents lors des éruptions solaires peuvent expliquer les retards observés et le problème de connexion de la région active à la Terre. Ainsi lors d'une éruption, les particules peuvent être accélérées par divers mécanismes liés à la reconnexion (Sect. 2.3.1) mais aussi par les processus présents lorsqu'une onde choc se développe à partir d'une éjection de masse coronale. Bien qu'il soit possible de déterminer le phénomène solaire éruptif (flare ou CME) responsable de l'accélération, il est néanmoins difficile de déterminer quel est le processus physique accélérateur.

#### 3.2.2.1 L'accélération par l'onde de choc de la CME

Lors de l'accélération par une onde choc, en amont d'une éjection de masse, les particules doivent traverser l'onde choc souvent, avant d'atteindre des énergies relativistes. Les CMEs les plus rapides sont éjectées du Soleil à une vitesse maximale de $\sim 2500$ km.s$^{-1}$ (Gopalswamy et al. 2004), impliquant un nombre de Mach Alfvénique dans la couronne de 2.5, ce qui est faible en comparaison des ondes de choc présentes dans les objets astrophysiques accélérateurs de particules relativistes ($\sim 1000$ dans les

restes de supernova). Les ondes de choc générées par les CMEs sont en général peu efficaces, et les particules relativistes restent donc un certain temps au voisinage de l'onde, permettant alors en principe d'expliquer les retards mesurés entre le début des signatures radiatives au Soleil et la détection des particules relativistes à la Terre.

Cette accélération par l'onde de choc en amont de la CME accélère les particules sur une large gamme d'héliolongitudes (Fig. 3.12, droite). Les particules peuvent être injectées dans un grand nombre de tubes de flux du champ magnétique interplanétaire, et notamment dans le tube de flux de la spirale de Parker, connecté à la Terre (Cliver et al. 1982, Nitta et al. 2006). En effet, il a été montré que pour des événements particuliers l'extension en longitude de la CME est suffisante pour que l'onde de choc atteigne le tube de flux de la spirale de Parker connecté à la Terre (Cliver (1982), Hudson et al. (1982), Cliver et al. (2004)). L'accélération de particules par l'onde de choc d'une CME, avec la géométrie appropriée, peut donc résoudre le problème de la connexion de la région active, où le flare est observé, à la spirale de Parker connectant la Terre.

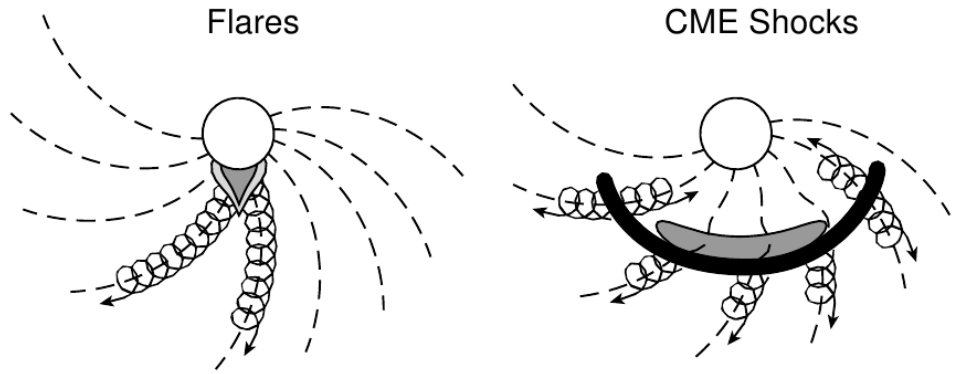



FIG. 3.12: **Gauche** : Représentation schématique de l'injection de particules accélérées lors du flare ; **Droite** : Représentation schématique de l'injection de particules accélérées par une onde de choc en amont de la CME. Leur injection le long de la spirale de Parker se fait plus haut dans la couronne que lors du flare (Reames 1999).

Après son éjection au Soleil, la CME et l'onde de choc associée s'éloignent du Soleil. En considérant que les particules, après injection dans le milieu interplanétaire, parcourent environ 1.2 UA, le retard mesuré entre le début du flare et la détection des particules, correspondant à la durée durant laquelle les particules sont accélérées, peut être traduit en terme de hauteur coronale de la CME à laquelle les particules sont injectées. A partir des données coronographiques en lumière blanche et en supposant que les particules sont accélérées en amont de l'onde de choc de la CME, Kahler (1994) détermine la hauteur de la CME à laquelle les particules sont injectées. En traçant l'évolution de l'intensité des flux des protons à 470 MeV, 1 GeV et 4 GeV, et en supposant que les protons relativistes parcourent 1.2 UA après leur injection dans le milieu interplanétaire, il montre que les pics des profils d'injection des protons correspondent à des hauteurs coronales de la CME d'environ $5 - 15$ $R_\odot$. Gopalswamy (2005) obtient des résultats similaires avec des hauteurs entre $1.4 - 8.7$ $R_\odot$ pour les particules relativistes des GLEs du cycle solaire 23.

La distance de $\sim$ 1.2 UA, communément admise comme longueur parcourue par les particules relativistes entre le Soleil et la Terre, est néanmoins discutable. En effet, Larson et al. (1997) montrent que les particules énergétiques de quelques MeV peuvent parcourir des distances de $2-4$ UA entre leur injection dans l'espace interplanétaire et la Terre. Une analyse de dispersion des vitesses (*velocity dispersion analysis*, VDA) permet de déterminer, sous certaines hypothèses, la longueur parcourue et le temps d'injection au Soleil des particules, dans une gamme d'énergie de quelques MeV à quelques dizaines de MeV, qui sont détectées d'autant plus tard à la Terre qu'elles sont moins énergétiques. Cette méthode est présentée en détail dans la section 3.4. Ainsi, en tenant compte des distances parcourues par les protons et les électrons, obtenues par cette méthode VDA, et qui peuvent être différentes de 1.2 UA, Krucker & Lin (2000) déterminent les hauteurs coronales d'injection des particules. Ils obtiennent des hauteurs coronales pour l'onde de choc de $h > 5-12$ $R_\odot$ pour 26 SEPs considérées. En ajoutant aux données utilisées dans la VDA les particules relativistes $\sim$ GeV, Cliver et al. (2004) et Reames (2009) montrent que les événenents à protons relativistes du cycle 23 ont pu être accélérés par une onde de choc entre $2-4$ $R_\odot$ (Fig. 3.12). Cette hauteur d'injection des particules relativistes a été déterminée pour des cas individuels de GLE (Falcone et al. 2003, Bieber et al. 2004). En comparant les temps d'injection des protons relativistes avec le début des émissions de sursauts de type II au Soleil, ils suggèrent également que les protons relativistes sont injectés après le début du sursaut de type II coronal. A ces distances du Soleil, les émissions de types II ont lieu aux longueurs d'ondes décamétriques, et les lignes de champ magnétiques sont ouvertes, suggérant que l'onde de choc en amont de la CME qui accélére ces particules est interplanétaire et quasi-parallèle (Cliver et al. 2004).

L'accélération de particules aux énergies relativistes par l'onde de choc en amont de la CME peut alors en principe exliquer les retards observés, mais aussi permettre aux particules d'être injectées dans les lignes de champ de la spirale de Parker connectées à la Terre.

#### 3.2.2.2 Accélération et injection tardive au flare

Bien que les ondes de choc en amont de la CME soient une solution, la quantité d'énergie pouvant être libérée lors de la reconnexion aux échelles des flares solaires est considérable $\sim 10^{20}$J $= 10^{27}$erg. De plus lors de la reconnexion magnétique des processus capables d'accélérer des particules à hautes énergies se développent (Sect. 2.3). Les signatures radiatives de particules accélérées, comme les émissions $\gamma$, traceur des protons accélérés à des énergies supérieures à 300 MeV, montrent effectivement que des particules à hautes énergies peuvent être accélérées lors du flare (Vilmer et al. 2003). L'accélération par le flare ne peut donc pas être totalement exclu comme mécanisme accélérateur des protons de hautes énergies. Mais, si les particules sont accélérées jusqu'à des énergies relativistes lors du flare, comment peut-on expliquer les retards de l'arrivée des particules à 1 UA ?

Lorsque l'on regarde en détail les profils temporels du rayonnement X-dur et micro-ondes, produits par des électrons accélérés lors d'un flare, on distingue différents pics d'émissions successifs, comme lors de l'événement du 13 Décembre 2006 (Fig. 3.13). Ces pics correspondent à des accélérations successives de particules lors de la reconfiguration magnétique de la région active. Ces structures temporelles dans les signatures

radiatives n'apparaissent pas dans les X-mous (Fig. 3.13). Le rayonnement X-mou est du rayonnement d'un plasma chauffé lors du flare, et le manque de structure vient du fait que le refroidissement du plasma prend plus de temps, contrairement aux émissions X-durs et micro-ondes produits par des processus différents (Sect. 2.3.2). Ces multiples épisodes d'accélération suggèrent que les particules ne sont pas accélérées uniquement au début du flare, déterminée avec la montée initiale des X-mous, mais qu'elles peuvent être accélérées plus tradivement lors d'épisodes d'accélération tardifs. Une accélération tardive permettrait donc d'expliquer les retards d'arrivée des particules relativistes à la Terre.

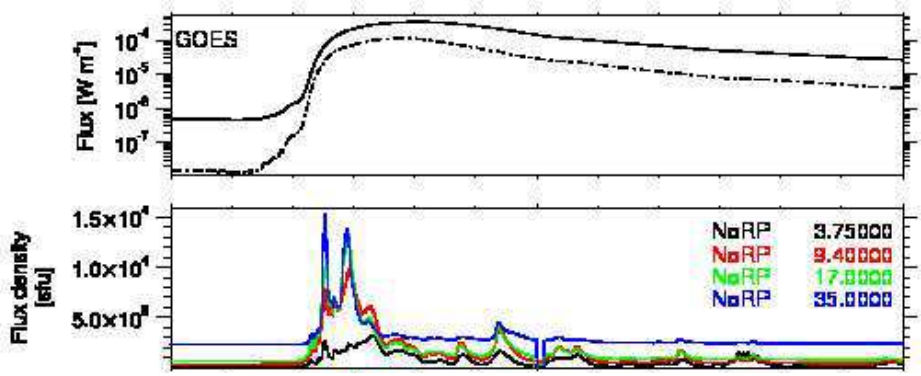



FIG. 3.13: **Haut** : Emission X-mou observée par GOES ;**Bas** profil des émissions micro-ondes à différentes longueurs d'ondes de 3.5 GHz et 35 GHz (Nobeyama Radio polarimeter) lors du GLE du 13 Décembre 2006.

En prenant comme profil d'injection des particules énergétiques, les profils des émissions micro-ondes, Klein et al. (1999) comparent les profils de particules, simulés après leur propagation libre dans le milieu interplanétaire, au signal observé par le moniteurs à neutrons. La meilleure concordance entre le début des montées du profil des protons relativistes à la Terre simulé et observé est obtenue pour un profil d'injection ne comptant que le deuxieme pic de l'émission coronale à 327 MHz (Fig. 3.14). Une accélération tardive des particules au flare permettrait donc d'expliquer le retard des protons relativistes à la Terre lors de cet événement.

De nombreuses émissions électromagnétiques (émission X, $\gamma$ et microondes), associées à des événements à protons, présentent plusieurs pics. En considérant que les protons relativistes se sont propagés librement le long la spirale de Parker ($L \sim 1.1 - 1.3$ UA), il est facile de déterminer le temps d'injection des particules au Soleil (Eq. 3.16), et de le comparer avec les temps de début des différentes signatures radiatives au Soleil. Des études temporelles individuelles de GLEs montrent effectivement qu'une accélération tardive des particules de plus haute énergie par rapport aux particules de plus basse énergie permet d'expliquer les retards observés lors de ces événements (Li et al. 2007, Li et al. 2009).

Comme pour l'accélération par l'onde de choc (Sect. 3.2.2.1), une analyse de dispersion des vitesses permet déterminer la distance interplanétaire parcourue par les particules énergétiques, et le temps d'injection des protons au Soleil. Ainsi, à partir du temps d'injection au Soleil des particules relativistes, Debrunner et al. (1997) montrent également que les protons sont accélérées aux énergies relativistes lors d'un nouvel épisode d'accélération et d'injection des protons, se produisant après le premier épisode

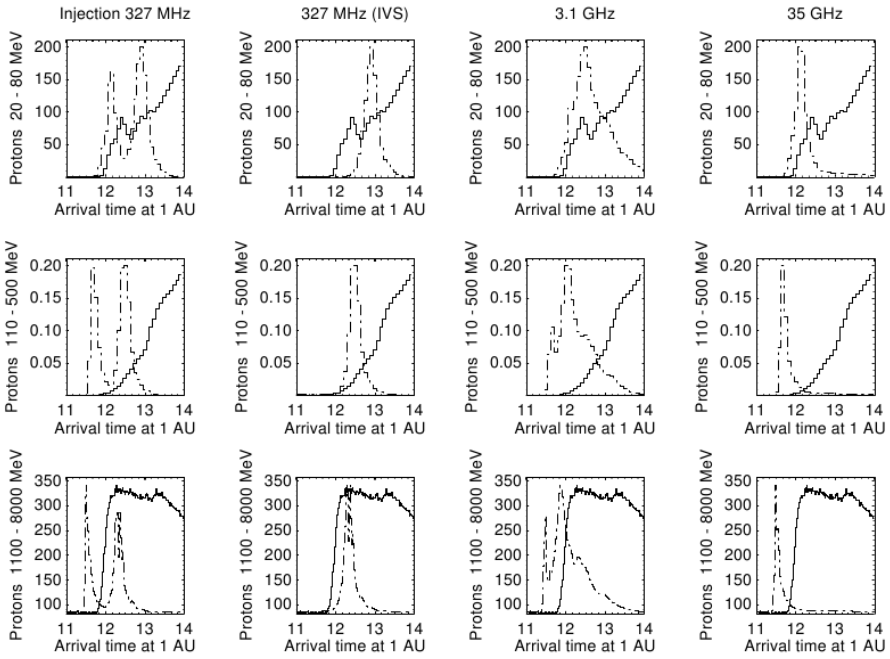



FIG. 3.14: Résultats de la modélisation du transport libre dans le milieu interplanétaire des particules en faisant varier le profil d'injection défini à partir des signatures radiatives au Soleil. Il semble alors que le meilleur profil d'injection est celui du deuxième pic micro-onde (dernière ligne, deuxième panneau), suggérant que les particules ont été accélérées simultanément avec les particules produisant le deuxième pic micro-onde (Klein et al. 1999).

d'accélération massif de particules lors de la phase impulsive du flare. En fonction des événements étudiés, les particules relativistes détectées à la Terre peuvent avoir été accélérées plus tard ou alors avoir été piégées au Soleil avant d'être injectées dans l'espace interplanétaire.

Quel que soit le parcours interplanétaire considéré, les résultats montrent que l'histoire de l'accélération et de l'injection des particules les plus énergétiques ne peut se résumer à un épisode singulier, mais que les flares associés aux particules relativistes sont complexes et présentent de multiples phases d'accélération et d'injection. Des retards entre l'injection des électrons et l'injection des protons coroborent l'idée de cette accélération tardive des hautes énergies (Kallenrode & Wibberenz 1991, Li et al. 2009).

Le rayonnement X-dur émis lors des flares solaires est observé depuis longtemps (*Solar Maximum Mission*, SMM, et *Reuven Ramaty High Energy Solar Spectroscopic Imager*, RHESSI, Lin et al. 2002). Les mesures du rayonnement X sont réalisées dans différentes gammes d'énergies de photons, permettant ainsi d'en déduire des spectres en énergie des X-durs. D'après l'analyse de ces spectres lors d'une vingtaine de SEPs observés, Kiplinger (1995) montre une tendance de durcissement du spectre au cours de l'événement (Fig. 3.15, à gauche). Ce comportement spectral des X-durs traduit une accélération de plus en plus de particules à hautes énergies. Pour les événements à particules relativistes, aucune étude statistique n'a été faîte. Néanmoins, lors du GLE du 20 Janvier 2005, (Saldanha et al. 2008) mettent en évidence un durcissement du spectre en X-dur (Fig. 3.15, à droite). Ce durcissement du spectre lors d'événements à particules énergétiques, voire relativistes, appuie l'idée d'une accélération plus tardive des particules les plus énergétiques. Cependant, une étude statistique récente des

spectres du rayonnement X-dur, observés lors des SEPs, établit que ce durcissement du spectre n'apparaît pas systématiquement (Grayson et al. 2009).

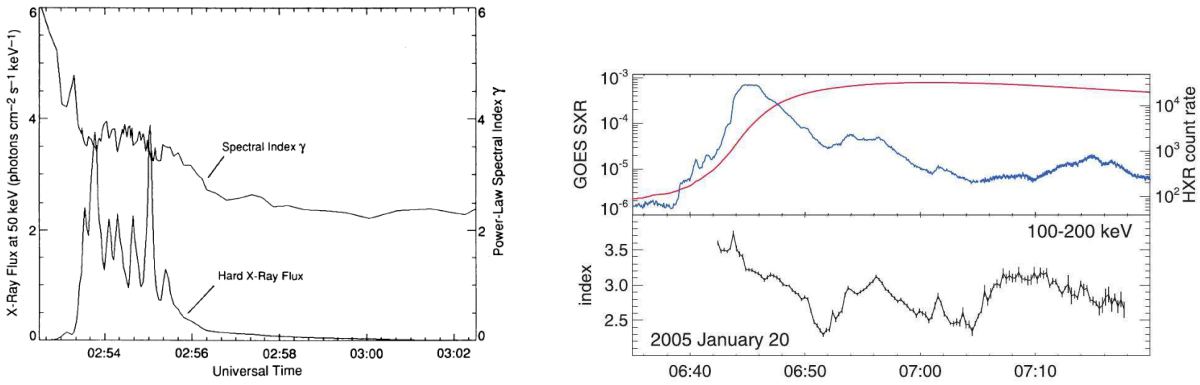



FIG. 3.15: **Gauche** : Evolution de l'indice spectral au cours de l'événement, calculée à partir du flux en X-dur à 50 keV observé par SMM lors du SEP du 13 Mai 1983 (Kiplinger 1995) ; **Droite** : Lors du GLE du 20 Janvier 2005 : Emission en X-mou observée dans le canal basse énergie de GOES (courbe rouge) et le flux du rayonnement X-dur (courbe bleue) observé par RHESSI à $50-100$ keV utilisé pour déterminer l'évolution de l'indice spectral (courbe noire) qui diminue au cours du temps traduisant un durcissement du spectre (Saldanha et al. 2008).

De plus, pour les événements présentant une composante rapide et une composante retardée, PC et DC, l'accélération des particules de la composante rapide semble pouvoir être temporellement attribuée au flare, tandis que la seconde composante est préférentiellement associée aux émissions de types II métriques et/ou hectométriques dans le spectre dynamique, suggérant une accélération par une onde de choc coronale ou interplanétaire (Moraal et al. 2009). Je confirmerai d'ailleurs cette tendance lors de l'étude détaillée du GLE le 20 Janvier 2005.

## 3.3 Une étude temporelle détaillée

Précédemment, j'ai présenté les différentes approches d'association temporelles considérées dans la littérature, et les conclusions qu'elles entraînent. Les résultats sur la séquence temporelle des signatures de l'accélération au Soleil et de l'injection des particules relativistes dans l'espace interplanétaire s'avèrent ambigüs. Il est donc nécessaire d'identifier les phénomènes solaires liés à l'accélération des particules aux énergies relativistes par des études individuelles plus précises. Afin de comprendre le mécanismes responsable de l'accélération des particules relativistes, j'ai étudié de manière détaillée un événement particulier, celui du *20 Janvier 2005*. Cet événement est particulièrement bien adapté à l'étude des corrélations temporelles avec les signatures radiatives. Je présente ici la méthode et les résultats obtenus.

### 3.3.1 Le choix de l'événement

Le GLE du 20 Janvier 2005 est l'un des plus intenses mesuré depuis la découverte des rayons cosmiques solaires et la région active associée à l'éruption est localisée à 55° Ouest, proche du pieds théorique de la spirale de Parker connectée à la Terre. Cela suppose que les particules énergétiques ont un accès direct à l'espace interplanétaire. Ce

GLE est observé par de nombreux moniteurs, et la détermination des caractéristiques du flux de protons relativistes peut être déduit des mesures du réseau de moniteurs à neutrons (Sect. 3.1.2.3).

Les résultats publiés par Flueckiger et al. (2006) pour le flux de protons en haut de la magnétosphère montrent que cet événement est temporellement structuré et fortement anisotrope. Ainsi, le profil présente un premier pic à montée très rapide ($2-3$ min) et de courte durée ; un second pic, 10 minutes plus tard est observé à plusieurs endroit (stations de Sanae, Kerguelen, Inuvik). L'anisotropie du faisceau suggère également que les effets de diffusion lors du transport des particules relativistes sont très faibles au début de l'événement.

De nombreuses observations complémentaires sont disponibles, notamment les flux $\gamma$, X-durs et micro-ondes, ainsi que les émissions radio dans les gammes de longueurs d'onde métriques, décamétriques et hectométriques, traçant les électrons énergétiques se propageant dans l'espace interplanétaire de $0.2-20$ $R_\odot$ au dessus de la photosphère. Sur le spectre dynamique radio, on remarque 2 sursauts de type III, traçant l'injection de faisceaux d'électrons sub-relativistes ($v \sim 0.3c$) dans le milieu interplanétaire. Notamment, dans le profil radio à 14 MHz ($h \sim 10$ $R_\odot$) on distingue deux pics, dont la séquence temporelle fait penser aux 2 pics observés dans le flux de protons relativistes. Ces similitudes dans les profils suggèrent une injection simultanée des électrons produisant les sursauts de type III et les protons relativistes.

Cet événement est donc très favorable à une étude temporelle détaillée. En effet, la quantité et la qualité des données permettent d'obtenir des résultats précis sur la séquence temporelle des différentes signatures radiatives. Notamment, pour cet événement, il y a des observations d'émission $\gamma$, seul rayonnement observable directement pouvant être dû à la présence de protons énergétiques ($> 300$ MeV) dans la couronne solaire (Sect. 2.3.2).

## 3.3.2 Les signatures observationnelles

Les premières particules relativistes sont détectées à la Terre à 06 :50 UT par le réseau de moniteurs à neutrons. Lors de l'éruption (NOAA 10720) associée à ce GLE, il a été observé un flare émettant en rayon X-mou, de classe GOES X7.1 (maximum du flux à $7.1 \times 10^{-4}$ W.m$^{-2}$) de 06 :37 UT à 07 :26 UT ; une émission en H$\alpha$ avec deux rubans (2B) localisés à 12° Nord et 58° Ouest ; et une éjection de masse coronale rapide observée par SoHO, ainsi que des perturbations à grande échelle en extrême ultraviolet.

### 3.3.2.1 Le flux de protons relativistes en haut de la magnétosphère

La combinaison des moniteurs à neutrons en réseau (Sect. 3.1.2.3) permet de déterminer la distribution angulaire par rapport à la direction privilégiée des particules et le spectre en rigidité du flux des protons en dehors de la magnétosphère. Nous avons utilisé 40 moniteurs à neutrons et l'analyse de Flueckiger et al. (2006) pour déterminer le flux de protons en haut de la magnétosphère (Fig. 3.16).

Lors de ce GLE, la direction privilégiée du maximum du flux est aligné avec le champ magnétique en dehors de la magnétosphère. La distribution angulaire ( panneau inséré dans le panneau b) de la figure 3.16) correspond donc à la distribution des

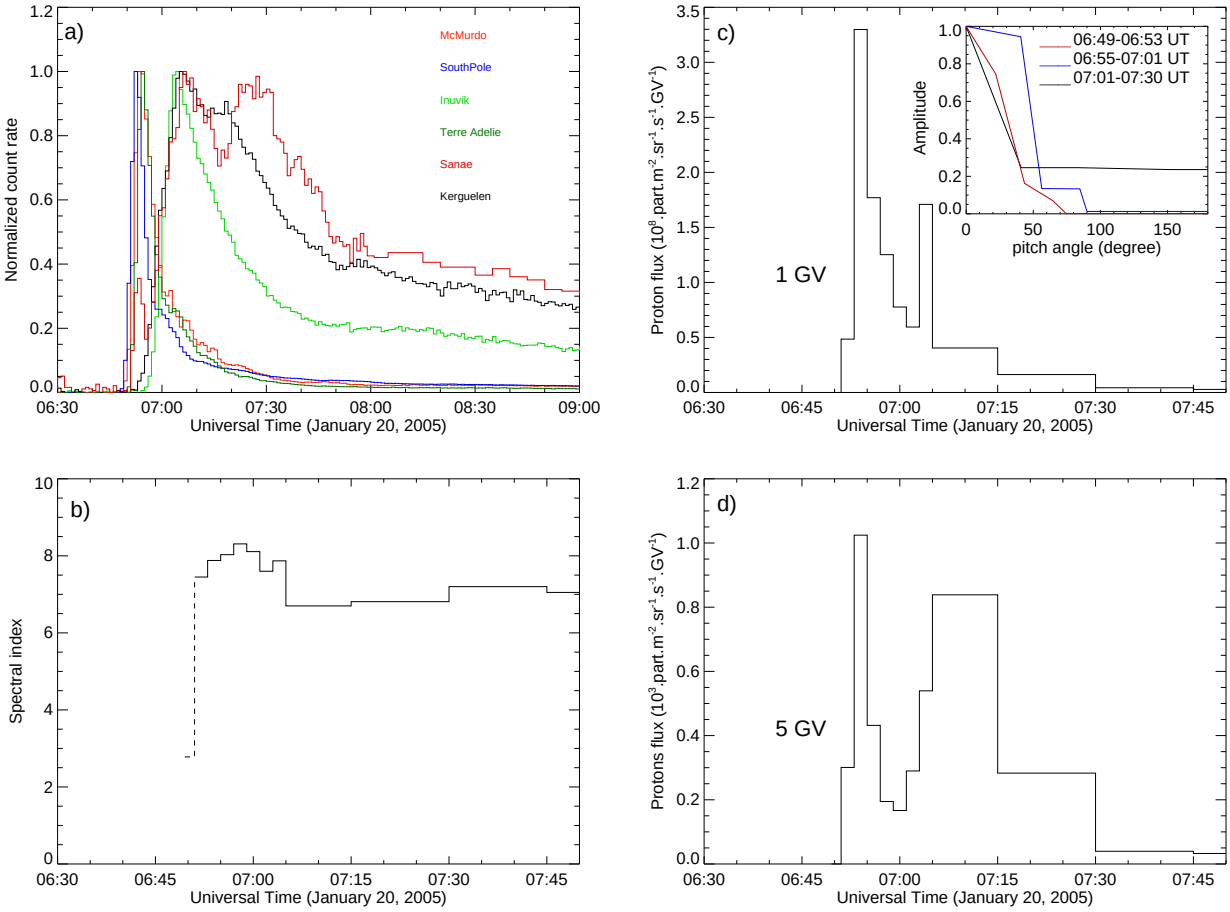



FIG. 3.16: Evolution des caractéristiques du profil des protons relativistes en haut de la magnétosphère. a) : Signal de quelques moniteurs à neutrons, b) Indice spectral, c) Amplitude et distribution en angle d'attaque du flux de protons et d) profil temporel du flux des protons en haut de la magnétosphère terrestre.

angles d'attaque du flux des protons relativistes. Sur le panneau c) de la figure 3.16 est représenté l'évolution temporelle de l'indice spectral obtenu ($\gamma(t)$) et sur le panneau d) est représenté l'amplitude de l'intensité différentielle directionnelle des protons (appelée plus tard l'intensité des protons).

Le profil temporel des protons relativistes en haut de la magnétosphère présente 2 pics distincts. Lors du premier pic, le flux est fortement anisotrope, avec des angles d'attaques ne dépassant pas les 30 °. Notons que le flux devient moins anisotrope lors du second pic. Cette diminution de l'anisotropie peut être due à la diffusion interplanétaire des protons du deuxième pic, à la réflexion au dela de 1 UA dans des régions en corotation ou encore à des ondes de chocs de CMEs éjectées du Soleil plus tôt et ayant déjà dépassé la Terre (Bieber et al. 2001, Sáiz et al. 2008).

### 3.3.2.2 Les signatures de particules accélérées dans l'atmosphère solaire

Les différentes signatures radiatives de particules de hautes énergies, accélérées lors de la reconfiguration de la région active (Sect. 2.3.2), sont représentées sur la figure 3.17. A partir des mesures du rayonnement X-dur du satelite RHESSI, on retient les émissions de $50-100$ keV et de $550-800$ keV, produit par des électrons accélérés respectivement

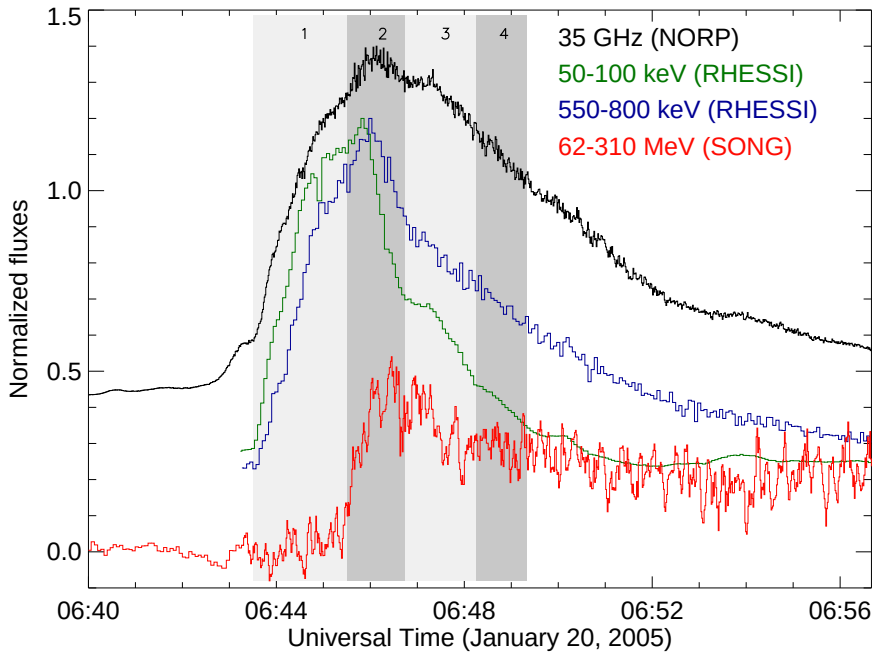



FIG. 3.17: Profils temporel des signatures radiatives du 20 Janvier 2005. Flux micro-ondes à 35 GHz observé par NoRP (noir), flux X-dur à $50-100$ keV (vert) et à $550-800$ keV (bleu) observé par RHESSI et flux du rayonnement $\gamma$ à $60-310$ MeV (rouge), mesuré par CORONAS-F/SONG. Les différents épisodes d'accélération sont labélisés de 1 à 4 et les intervalles de temps sont représentés par différents niveau de gris

jusqu'à 100 keV et 1 MeV.

Un rayonnement $\gamma$ dans la gamme d'énergie $60-310$ MeV est mesuré par CORONAS-F/SONG. Ce rayonnement est dû soit à une émission bremsstrahlung d'électrons relativistes, soit à la désintégration des pions neutres (Sect. 2.3.2). En comparant les spectres modélisés, avec et sans la composante de désintégration des pions, aux spectres de coups mesurés, on obtient que le spectre en énergie modélisé en tenant compte de la désintégration des pions représente pour le mieux le spectre mesuré. Il en découle que le rayonnement $\gamma$ est dominé par l'émission due à la désintégration des pions neutres. Ce résultat suggère que des protons ont été accélérés à des énergies supérieures à 300 MeV, énergie nécessaire pour produire des pions, lors de la phase impulsive du flare.

Les électrons accélérés aux énergies relativistes émettent également du rayonnement micro-ondes par mécanisme synchrotron dans la couronne solaire (Sect. 2.3.2). Le polarimètre radio de Nobeyama (Nakajima et al. 1985) mesure les densités de flux à quelques fréquences fixes ($1-80$ GHz) sur le Soleil entier. Le rayonnement micro-ondes de plus haute fréquence étant encore optiquement mince est le flux à 35 GHz, produit par des électrons de l'ordre de 1.5 MeV.

Chacun de ces 4 profils temporels présente une succession de plusieurs pics d'émission. J'ai alors défini des intervalles de temps pendant lesquels un pic d'émission est observé dans au moins deux mesures de flux différentes. Ces épisodes sont représentés sur la figure 3.17 en échelle de gris, sont labélisés de 1 à 4 et correspondent aux différents épisodes d'accélération lors de la phase impulsive du flare.

Les deux profils en X présentent chacun un pic dans les deux premier épisodes.

Cependant, le premier épaulement pour les X de $50 - 100$ keV est plus prononcé que le deuxième, présent dans l'épisode 2. A l'inverse, le profil des X plus énergétiques présente un second épaulement dans le deuxième épisode, plus marqué que le premier dans l'épisode 1. Cette évolution temporelle des flux X dans deux gammes d'énergies suggère alors un durcissement du spectre des X entre le premier et le deuxième épisode d'accélération (reporté également par Saldanha et al. 2008). Ce résultat nous permet de conclure que les électrons les plus énergétiques sont préférentiellement accélérés lors du deuxième épisode d'accélération.

La montée rapide et conséquente du profil du rayonnement $\gamma$ lors du deuxième épisode suggère que les protons les plus énergétiques ($> 300$ MeV) sont accélérés lors du deuxième épisode d'accélération. Grâce à l'étude temporelle détaillée (précision de la minute) des signatures de particules accélérées à différentes énergies, j'ai montré que les protons et les électrons les plus énergétiques étaient accélérés simultanément lors du second épisode d'accélération, débutant à 06 :45 :30 UT, de la phase impulsive de l'érutpion, et pas immédiatement au début.

### 3.3.3 Un scénario d'accélération et de propagation

#### 3.3.3.1 Les particules accélérées de la couronne au milieu interplanétaire

Il n'existe aucun traceur des protons énergétiques entre la basse atmosphère, où l'on observe les $\gamma$, et la Terre. Ce manque d'observation génère souvent des conjectures quant au parcours interplanétaire des protons. En supposant que les protons sont injectées en même temps que les phases d'injection des électrons, j'ai alors utilisé le rayonnement radio émis lors de la propagation d'électrons sub-relativistes dans le milieu interplanétaire.

Sur le spectre dynamique s'étendant de $180 - 1$ MHz (Fig. 3.18), on observe deux principaux groupes de sursauts de types III métriques-hectométriques et un sursaut de type II coronal ($180 - 75$ MHz). D'après Pohjolainen et al. (2007), le type II métrique n'est pas du à l'onde de choc en amont de l'éjection de masse. L'argument avancé est que la CME n'a pas encore atteint la hauteur coronale nécessaire au début de l'émission de type II coronal pour produire cette émission radio métrique. Cette émission pourrait alors être due à un choc coronal induit par l'expansion de la CME dans la couronne. A partir de ce spectre dynamique radio, j'ai pu déterminer le temps d'injection des électrons produisant les types III dans le milieu interplanétaire. La première injection de faisceau d'électrons non-thermiques observée est visible à 180 MHz, mais l'injection commence à plus haute fréquence et donc plus bas dans la couronne. La courbure observée entre 35 MHz et 25 MHz de ce premier groupe de types III suggère que les premiers électrons injectés n'ont pas accès à l'espace interplanétaire.

En revanche, les groupes de types III métriques ayant une contrepartie hectométrique traduisent une injection d'électrons non-thermiques dans le milieu interplanétaire. Je considère alors que les premiers électrons non-thermiques, injectés dans le milieu interplanétaire, sont ceux produisant le sursaut de type III principal, observé à partir de 14 MHz. Grâce au profil temporel de l'émission radio à 14 MHz, j'obtiens un temps de début du premier sursaut de type III intense de 06 :46 UT$\pm$30 s.

Le flux de protons et le flux du sursaut de type III à 14 MHz présentent des similitudes. Les deux profils ont chacun deux pics distincts. Le premier pic des protons

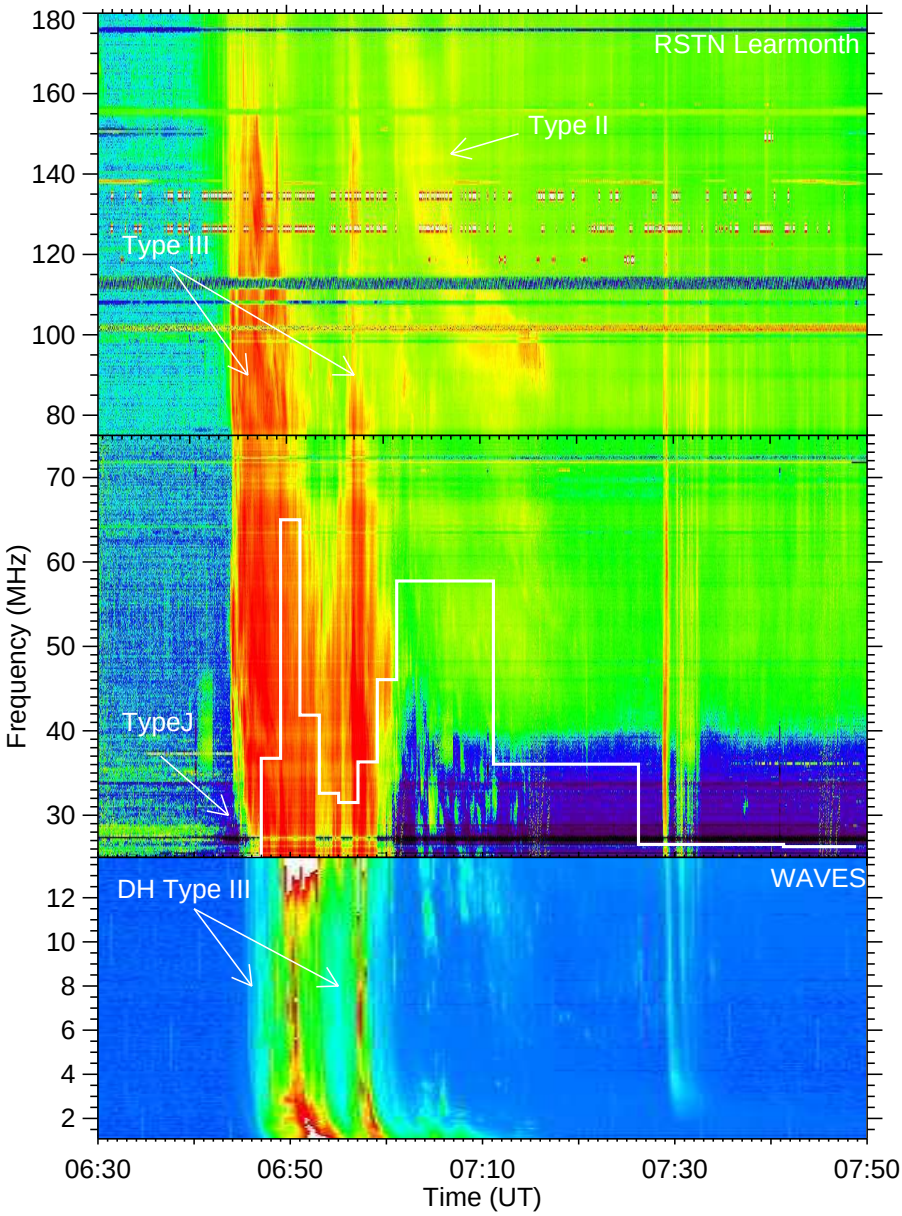



FIG. 3.18: Spectre dynamique radio composite : les mesures de $180 - 25$ MHz ont été faîtes par le réseau RSTN avec les données de Learmonth, et les mesures de $14 - 1$ MHz proviennent de l'instrument WAVES (Bougeret et al. 1995) embarqué sur le satellite WIND. Les différents types de sursauts sont labélisés sur la figure.

et de l'émission à 14 MHz possèdent un temps de montée et une durée identiques, ce qui suggère une injection commune des électrons non-thermiques et des protons relativistes.

Sous cette hypothèse d'injection commune, j'ai alors déterminé la distance supplémentaire parcourue par les protons par rapport à la distance de 1 UA parcourue

par le rayonnement. Cette distance supplémentaire correspond alors au décalage en temps, $\Delta t$, qu'il faut apporter pour superposer les premiers pics du sursaut de type III à 14 MHz et du profil des protons relativistes. J'obtiens par cette méthode, pour des protons de 5 GV, soit une vitesse de 0.98c, une distance interplanétaire parcourue de 1.49 UA. Cette distance, plus longue que la spirale de Parker théorique est cohérente avec les mesures d'un milieu interplanétaire fortement perturbé (McCracken et al. 2008).

#### 3.3.3.2 L'accélération des particules relativistes du 20 Janvier 2005

Sur la figure 3.18, j'ai superposé le profil temporel du flux de protons à la Terre, décalé de l'intervalle de temps résultant de la comparaison du sursaut de type III et du profil des protons. Par construction, la montée des protons commence avec le début du type III en dessous de 14 MHz. Néanmoins, la cohérence temporelle de la durée de l'injection des électrons non-thermiques et des protons est frappante, appuyant l'idée que les protons relativistes sont injectés simultanément avec les premiers électrons non-thermiques s'échappant dans l'espace interplanétaire. Ce temps d'injection des protons (06 :46 UT) coïncident avec le second épisode d'accélération de la phase impulsive (06 :45 :30 UT), durant lequel suffisamment de protons et d'électrons sont accélérés, respectivement à des énergies supérieure à 300 MeV et 1 MeV (durcissement du spectre du rayonnement en X, pic à 35 GHz et début du rayonnement $\gamma$).

L'étude temporelle détaillée des différentes signatures de l'accélération, de l'injection et de la propagation des particules énergétiques m'a permis d'établir une cohérence temporelle entre l'accélération des particules les plus énergétiques produisant les signature radiatives, et les protons relativistes à la Terre. Les résultats obtenus sur la distribution des sources de rayonnement X-dur et X-mou (Krucker et al. 2008), correspondant à l'évolution classique observée lors de la reconfiguration magnétique de la région active par un processus de reconnexion, suggèrent que l'accélération des premiers protons relativistes peut être associée aux processus accélérateurs présents lors de la reconnexion magnétique (Sect. 2.2).

Si l'on considère que les protons du deuxième pic parcourent la même distance interplanétaire que les protons du premier pic, on remarque que le début et la durée du second pic des protons sont cohérents avec ceux du type II coronal (Fig. 3.18). Cependant, le début du type II métrique coïncide avec le début d'un deuxième groupe de type III intenses, comme le montre le spectre dynamique à plus hautes fréquences (Pohjolainen et al. 2007). De ces observations, deux scénarios se dégagent. D'un côté, les protons du deuxième pic auraient été accélérés lors du flare comme les protons du permier pic, puis diffusés par l'onde de choc coronale. D'un autre côté, l'onde de choc produisant le type II métrique serait l'unique accélérateur des protons du deuxième pic. Ces deux scénarios permettent d'expliquer la longue durée, mais il n'est pas possible de les différencier et donc de conclure sur les mécanismes à l'oeuvre dans l'accélération des protons relativistes du deuxième pic.

L'événement du 20 Janvier 2005 présente, comme dans de nombreux GLEs, deux composantes : une rapide (PC) et une plus longue (DC). Les scénarios établis précédement dans la littérature consistent à considérer une accélération des protons de la composante rapide lors du flare, et de la composante retardée par l'onde de choc générée par la CME. Dans le cas 20 Janvier, bien que l'une des explications pour la composante

longue suggère une accélération par onde de choc, celle-ci n'est pas directement celle de la CME. Cependant, l'association de la première composante avec le flare apparaît particulièrement claire lors de cet événement spécifique. J'ai alors pu montrer que l'accélération de la composante rapide lors du flare ne se faisait pas de manière simple lors d'une phase unique d'accélération, mais que de multiples épisodes d'accélération sont présents dans la phase impulsive. Grâce à cette étude temporelle détaillée, j'ai apporté des contraintes significatives pour comprendre l'origine des particules solaires relativistes.

### 3.3.4 Article (A.1) : **Acceleration of relativistic protons during the 20 January 2005 flare and CME**

Solar Phys (2009) 257: 305–322
DOI 10.1007/s11207-009-9377-y

# Acceleration of Relativistic Protons During the 20 January 2005 Flare and CME

**S. Masson · K.-L. Klein · R. Bütikofer · E. Flückiger · V. Kurt · B. Yushkov · S. Krucker**

Received: 4 December 2008 / Accepted: 5 May 2009 / Published online: 27 May 2009
© Springer Science+Business Media B.V. 2009

**Abstract** The origin of relativistic solar protons during large flare/CME events has not been uniquely identified so far. We perform a detailed comparative analysis of the time profiles of relativistic protons detected by the worldwide network of neutron monitors at Earth with electromagnetic signatures of particle acceleration in the solar corona during the large particle event of 20 January 2005. The intensity – time profile of the relativistic protons derived from the neutron monitor data indicates two successive peaks. We show that microwave, hard X-ray, and $\gamma$-ray emissions display several episodes of particle acceleration within the impulsive flare phase. The first relativistic protons detected at Earth are accelerated together with relativistic electrons and with protons that produce pion-decay $\gamma$ rays during the second episode. The second peak in the relativistic proton profile at Earth is accompanied by

S. Masson (✉) · K.-L. Klein
Observatoire de Paris, LESIA – CNRS UMR 8109, Universités P&M Curie et Denis Diderot, Paris, 92195 Meudon Cédex, France
e-mail: sophie.masson@obspm.fr

K.-L. Klein
e-mail: ludwig.klein@obspm.fr

R. Bütikofer · E. Flückiger
University of Bern, Space Research & Planetary Sciences, 3012 Bern, Switzerland

R. Bütikofer
e-mail: rolf.buetikofer@space.unibe.ch

E. Flückiger
e-mail: flueckiger@space.unibe.ch

V. Kurt · B. Yushkov
Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia

V. Kurt
e-mail: vgk@srd.sinp.msu.ru

S. Krucker
Space Sciences Laboratory, University of California, Berkeley, CA 94720-7450, USA
e-mail: krucker@ssl.berkeley.edu

new signatures of particle acceleration in the corona within $\approx 1 R_{\odot}$ above the photosphere, revealed by hard X-ray and microwave emissions of low intensity and by the renewed radio emission of electron beams and of a coronal shock wave. We discuss the observations in terms of different scenarios of particle acceleration in the corona.

**Keywords** Coronal mass ejections · Cosmic rays, solar · Energetic particles, acceleration · Energetic particles, propagation · Flares

## 1. Introduction

Energy conversion in the solar corona is often accompanied by particle acceleration, which on occasion extends to relativistic energies. When relativistic ions or nucleons impinge on the Earth's atmosphere, they produce air showers of, among others, neutrons, protons, and muons. The nucleons can be detected by ground-based neutron monitors, provided the primary particle at the top of the atmosphere has an energy above some threshold, typically 450 MeV. Transient flux enhancements of relativistic solar particles are called ground-level enhancements (GLEs). They are the relativistic extension of solar energetic particle (SEP) events. An overview of neutron monitor studies of GLEs is given by Lopate (2006).

It is still an open question how the Sun accelerates particles and, more specifically, how it can accelerate particles to the relativistic energies observed during the GLE. With flares and coronal shock waves, both of which accompany large SEP events (Gopalswamy *et al.*, 2004), solar activity provides candidate environments for particle acceleration. But observations have so far not been able to show unambiguously which of them is the key element for particle acceleration to relativistic energies.

The links of particles detected near 1 AU with their solar origin are blurred by their propagation in interplanetary space, through scattering by the turbulent magnetic field and reflection at large-scale magnetic structures (Meyer, Parker, and Simpson, 1956; Dröge, 2000; Bieber *et al.*, 2002; Sáiz *et al.*, 2008). Thus, comparing signatures of accelerated solar particles at the Sun with the measurements of the relativistic particles at the Earth is often difficult, unless particularly favorable conditions of interplanetary propagation are met. This is why detailed timing analyses of individual events observed under such favorable conditions are a valuable means to search for common signatures of particle acceleration in GLE time profiles and in electromagnetic signatures at the Sun, especially at $\gamma$-ray, hard X-ray, and radio wavelengths. Such studies have been carried out in the past, and they have suggested that the neutron monitor time profiles give information on coronal acceleration processes (Akimov *et al.*, 1996; Debrunner *et al.*, 1997; Klein *et al.*, 1999, 2001; Miroshnichenko *et al.*, 2005). However, the timing uncertainty from interplanetary propagation makes a clear association of a GLE feature with a specific phase of the flare/CME event in the corona difficult.

The GLE on 20 January 2005 displays a conspicuous and rapid increase of the relativistic particle flux above the cosmic ray background detected by neutron monitors. The prompt increase and the high anisotropy suggest that the time profiles suffered little distortion by interplanetary scattering. In this paper we report on a detailed timing analysis of relativistic protons at 1 AU and interacting particles. Section 2.1 describes how the time profiles and distribution functions of protons detected at the Earth are derived from a set of neutron monitor measurements. The timing of accelerated particles in the chromosphere and the low corona is inferred from their microwave, hard X-ray, and $\gamma$-ray emissions (Section 2.2). Metric-to-kilometric radio emission from electron beams is used to trace the injection and

propagation of accelerated particles in the corona and interplanetary space (Section 2.3). The combination of these analyses allows us to infer the interplanetary path length traveled by the protons and their initial solar release time (Section 3.1) and the relationship of escaping protons with coronal acceleration processes throughout the event (Section 3.2). Finally, we present in Section 4 a consistent scenario of coronal acceleration in different episodes with different radiative signatures of energetic particles and different conditions of access to interplanetary space. We discuss our findings with respect to other work on this event and to particle acceleration scenarios of GLEs.

## 2. Observations

The relativistic proton event that started on 20 January 2005 at 06:50 UT was part of a large SEP event detected by a fleet of spacecraft and by the worldwide network of neutron monitors. Exceptionally energetic particles were detected by muon telescopes on the Earth (Ryan, 2005; D'Andrea and Poirier, 2005), which are sensitive to energies above several GeV. The event accompanied intense activity at the Sun comprising a strong flare in soft X rays (GOES class X7.1, 06:37 – 07:26 UT, peak at 07:01 UT) and Hα (2B, N12° W58°, active region NOAA 10720), as reported in *Solar Geophysical Data* Comprehensive Reports for January 2005,[1] along with intense hard X-ray and $\gamma$-ray emissions from high-energy particles (Kuznetsov *et al.*, 2008; Saldanha, Krucker, and Lin, 2008; Krucker *et al.*, 2008). SOHO observed a broad and fast CME and large-scale disturbances in EUV. Detailed presentations of this activity can be found, for example, in Simnett (2006) and Grechnev *et al.* (2008). The 20 January 2005 event was one of a series of large flares and CMEs involving the same active region between 13 January 2005 and its passage across the west limb. These events left the interplanetary medium in a highly perturbed state (Plainaki *et al.*, 2007; McCracken, Moraal, and Stoker, 2008). Neutron monitors detected a Forbush decrease starting on 17 January (Flückiger *et al.*, 2005).

### 2.1. Relativistic Protons at 1 AU

Neutron monitor time profiles of the GLE are shown in Figure 1(a) and in several other papers (Bieber *et al.*, 2005; Simnett, 2006; Flückiger *et al.*, 2005; Plainaki *et al.*, 2007; Bombardieri *et al.*, 2008; McCracken, Moraal, and Stoker, 2008). Here we are interested in the profile of the primary particles outside the Earth's magnetosphere. The primary particles producing the GLE from the Sun are protons or occasionally also neutrons, but neutrons can be excluded in the present GLE. As seen in Figure 1(a), the neutron monitors located in Antarctica (Sanae, McMurdo, South Pole, and Terre Adélie) start first and rise faster than the others. At these locations the zenith angle of the Sun is usually too large to detect solar neutrons by ground-based cosmic ray detectors as neutron monitors or solar neutron telescopes, and there was virtually no difference of time profiles at high-altitude (*e.g.*, South Pole) and sea-level (*e.g.*, Terre Adélie) stations. Zhu *et al.* (2005) come to the conclusion that the solar neutron telescope at Yangbajing (Tibet), at 4300 m above sea level, which observed the Sun at zenith angle 52°, also did not detect any signature of solar neutrons.

The terrestrial magnetic field determines the viewing direction and the low-rigidity cutoff of a neutron monitor with respect to primary protons. A set of instruments distributed on

[1] NOAA Solar-Terrestrial Physics Division, http://sgd.ngdc.noaa.gov/sgd/jsp/solarfront.jsp.

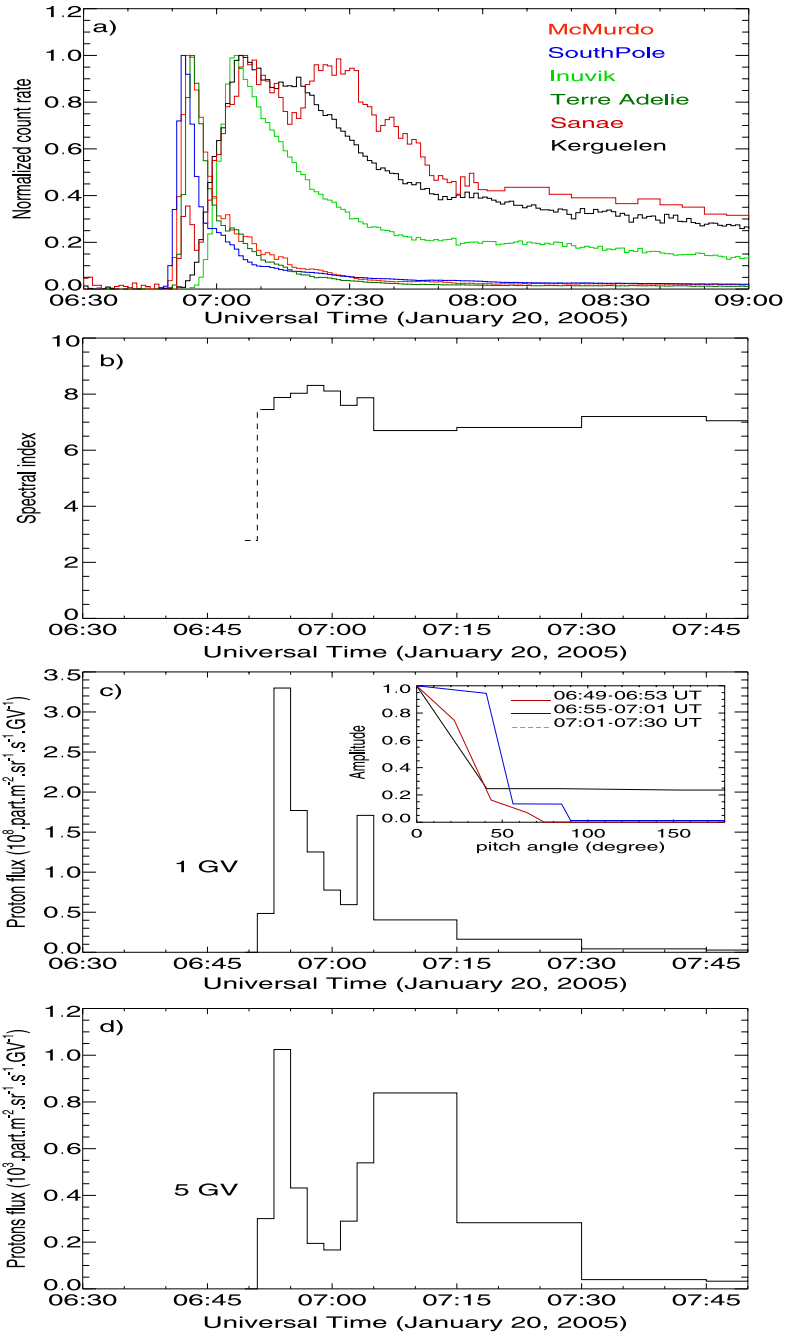



**Figure 1** Time histories of observed and derived parameters of the relativistic particle event on 20 January 2005: (a) count rate time histories of several neutron monitors, with count rates normalized by the individual maximum; (b) spectral index $\gamma(t)$ of the differential directional proton intensity spectrum (*cf.* Equation (2)); (c) amplitude $A(t)$ (differential directional proton intensity at 1 GV rigidity) of the protons, with the inset showing pitch angle distributions; (d) differential directional proton intensity at 5 GV rigidity. Note that the time scale in (a) is different from that from (b) to (d).

Earth can therefore be used to determine the rigidity spectrum in a range between roughly 1 and 15 GV and the angular distribution of the primary relativistic particles arriving at the top of the Earth's magnetosphere. The excess count rate of a neutron monitor is given by

$$\Delta N(t) = \int_{P_c}^{\infty} S(P) \cdot J_{\parallel}(P,t) \cdot F\big(\delta(P),t\big) \cdot \mathrm{d}P, \tag{1}$$

where $P$ is the particle's magnetic rigidity, related to the total energy $E$ by $eP = \sqrt{E^2 - m^2c^4}$, $e$ is the elementary charge, $P_c$ is the low-rigidity cutoff imposed by the terrestrial magnetic field, $S(P)$ is the rigidity response of the neutron monitor, called the yield function, and $F(\delta(P),t)$ describes the angular distribution of the particle flux, where $\delta(P)$ is the angle between the direction of maximal solar particle flux and the asymptotic viewing direction of the neutron monitor at rigidity $P$. It describes the pitch angle distribution if the axis of symmetry is along the local magnetic field direction outside the geomagnetosphere. Based on the analysis of Bütikofer *et al.* (2006), we assume in the following that this is indeed the case. $J_{\parallel}(P,t)$ is the rigidity-dependent differential directional particle intensity (hereafter called the "proton intensity"),

$$J_{\parallel}(P,t) = A(t)\left(\frac{P}{1\ \mathrm{GV}}\right)^{-\gamma(t)}. \tag{2}$$

For the present study we employed the data of 40 neutron monitors of the worldwide network. The MAGNETOCOSMICS code developed by L. Desorgher[2] has been used to simulate the propagation of energetic protons through the Earth's magnetic field and to determine for each neutron monitor the cutoff rigidity and the asymptotic directions from which the primary energetic particles impinged upon the magnetosphere. We computed for each neutron monitor the response to an anisotropic flux of charged particles at the top of the magnetosphere. Through a trial-and-error procedure that minimizes the difference between the modeled and the observed count rates for each monitor, we determined the amplitude $A(t)$, the spectral index $\gamma(t)$, and the anisotropy of incident particles at the boundary of the magnetosphere. We use in this method a variable time interval. At the beginning of a GLE the count rates and the spectrum change quickly. Later during the event the changes in the different parameters in time are less pronounced. In addition, the count rates of some neutron monitors showed a short pre-increase. Thus, we have chosen a time interval of 2 minutes during the initial and the main phases of the GLE and 10 and 15 minutes during the recovery phase. More details can be found in Bütikofer *et al.* (2006).

Figure 1(b) displays the spectral index. The initial phase, where $\gamma = 3$, is plotted by a dashed line, since we expect a hard spectrum of the solar cosmic ray flux near Earth in the first phase of the GLE just because the high-energy particles will arrive at the Earth earlier than the protons with lower energies.

Figures 1(c) and 1(d) display the time profiles of the proton intensities calculated by Equation (2) with $P = 1$ GV [*i.e.*, the amplitude $A(t)$] and $P = 5$ GV. At the first peak of the impulsive proton profile intensity at 1 GV obtained from our analysis is $A = 3.3 \times 10^8$ protons $(\mathrm{m}^2\ \mathrm{sr\ s\ GV})^{-1}$, and the spectral index is $\gamma = 8.0$. Using a similar method of analysis, Bombardieri *et al.* (2008) found $A = 2.0 \times 10^8$ protons $(\mathrm{m}^2\ \mathrm{sr\ s\ GV})^{-1}$ and $\gamma = 9.2$. Plainaki *et al.* (2007) used a different description of the pitch angle distribution,

[2] http://reat.space.qinetiq.com/septimess/magcos/.

but the index (7.6) and amplitude of the rigidity spectrum, when corrected for the different integration times, are similar to our values.

Several different approaches providing flatter spectra were reported in the literature. Bieber *et al.* (2005) and McCracken, Moraal, and Stoker (2008) compared the signals observed with a traditional neutron monitor and with a monitor without a lead shield, which is sensitive to lower energies than the shielded one. Their independent studies found spectral indices between 4 and 5 during the first peak of the GLE as observed, respectively, at the South Pole and Sanae stations. Ryan (2005) derived $\gamma = 6.2$ from the Durham and Mount Washington monitors, which have different yield functions because they are located at different altitudes. Since the Antarctic neutron monitors give information on the lower rigidities, and the North American monitors on medium rigidities, we suggest that the different indices reflect a spectrum that is not a power law in rigidity but gradually curves downward to some high-rigidity cutoff, as has been shown by Heristchi, Trottet, and Perez-Peraza (1976), Lovell, Duldig, and Humble (1998), and Vashenyuk *et al.* (2005).

Hereafter we will use the proton intensity at rigidity 5 GV, which corresponds to a kinetic energy of 4.15 GeV, for the comparison with the electromagnetic emissions. Indeed, although the response function of neutron monitors depends on atmospheric depth, for most stations its maximum is close to 5 GV (Figure 3 of Clem and Dorman (2000)). The time profiles of the relativistic protons display two well-identified peaks, which is a feature found in several other GLEs from the western solar hemisphere (Shea and Smart, 1996; McCracken, Moraal, and Stoker, 2008). The short rise to maximum during the first peak requires an acceleration of particles to relativistic energies or their release within a few minutes at most.

The inset plot in Figure 1(c) shows the pitch angle distribution for three time intervals between 06:49 and 07:30 UT. Between 06:49 and 07:01 UT, the first peak of the proton intensity time profile displays a narrow angular distribution. These protons suffer little scattering during interplanetary propagation. The maximum of the pitch angle distribution continues to be field-aligned during the second peak, but an increasingly broad range of pitch angles contributes. This suggests that particles came from the Sun throughout the first and the second peak of the proton time profile but that interplanetary scattering (Sáiz *et al.*, 2005; McCracken, Moraal, and Stoker, 2008) or a reflecting barrier outside 1 AU (Bieber *et al.*, 2002; Sáiz *et al.*, 2008) affected the second peak.

The interplay between variations of the amplitude and the spectral index make the second peak appear much longer at 5 GV than at lower rigidities. We consider this difference, which results from minor changes in the amplitude and spectral index, as questionable. In any case, the well-defined temporal structure of the proton intensity enables a more detailed comparison with coronal events than other GLEs.

### 2.2. High-Energy Particles in the Low Corona and Chromosphere: $\gamma$-Ray, Hard X-Ray, and Microwave Signatures

High-energy electrons and protons in the low corona and chromosphere are revealed by their hard X-ray and $\gamma$-ray bremsstrahlung, gyrosynchrotron microwave emission, and different types of nuclear $\gamma$ radiation. Figure 2 displays the time profiles observed by the Reuven Ramaty High Energy Spectroscopic Imager (RHESSI) (Lin *et al.*, 2002) in the photon energy ranges 50 – 100 keV (green line) and 550 – 800 keV (blue line), emitted by electrons with energies of order 100 keV and 1 MeV, respectively. The red curve shows CORONAS-F/SONG measurements (Kuznetsov *et al.*, 2008) of $\gamma$ rays from 62 to 310 MeV.

At higher altitudes in the solar atmosphere, the relativistic electrons produced synchrotron emission in coronal loops. The Nobeyama Radio Polarimeter (Nakajima *et al.*,

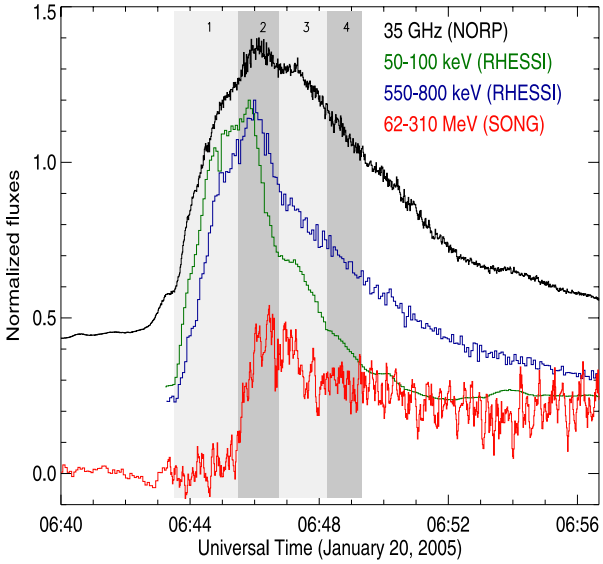



**Figure 2** Time profiles of the normalized flux density at 35 GHz (top) and normalized count rates of hard X rays and $\gamma$ rays (RHESSI, CORONAS-F/SONG) at different energies. Each count rate is normalized by the individual maximum and a term is added to properly separate the curves from each other. The 35-GHz emission (Nobeyama Radio Polarimeter, courtesy K. Shibasaki) is synchrotron radiation, emissions at 50 – 100 and 550 – 800 keV are bremsstrahlung. The high-energy $\gamma$ rays are pion-decay photons from primary protons at energies above 300 MeV. Different episodes of particle acceleration are distinguished by vertical stripes numbered 1 to 4.

1985) measures whole-Sun integrated flux densities at selected frequencies in the band 1 to 80 GHz. In Figure 2, we plot only the time profile at 35 GHz (black curve), since the emission is self-absorbed at the lower frequencies. A synchrotron spectrum is cut off at the characteristic frequency $\nu = 3/2\gamma^2\nu_{ce}$, where $\nu_{ce}$ is the electron cyclotron frequency and $\gamma$ is the Lorentz factor. If the magnetic field is 500 G, 35-GHz emission is hence emitted by electrons with kinetic energy of 1.5 MeV.

These four time profiles have common structures that reveal distinct episodes of particle acceleration during the flare. We defined four main episodes of particle acceleration corresponding to time intervals with a distinct peak in one or several of these spectral ranges. These episodes are highlighted in Figure 2 by different tones of gray shading and are labeled from 1 to 4. Other distinct rises of emission produced by energetic electrons occur later (*e.g.*, near 06:53 UT).

The hard X-ray and microwave emissions start to rise before 06:44 UT (between 06:42 and 06:43 UT at 35 GHz) and display several peaks. The time profiles of hard X rays present one peak in each of the acceleration phases 1 and 2. The rise to the second peak hides the decrease from the first and vice versa. Both peaks are also seen in the 35-GHz time profile. The initial rise of the hard X rays is faster, and the first peak is more pronounced, in the 50 – 100 keV range than in the 550 – 800 keV range. Hence relatively more high-energy electrons are accelerated during the second acceleration episode than during the first. This reflects the continued spectral hardening throughout most of the event reported by Saldanha, Krucker, and Lin (2008).

The appearance of increasingly high particle energies during episode 2 is clearly shown by the $\gamma$ rays above 60 MeV (Figure 2, bottom). The count rate starts to rise between 06:43 and 06:45 UT, consistent with an early start of acceleration phase 2, which is hidden in the electron radiation profiles by episode 1. We use as the earliest time the start of the high-energy $\gamma$-ray emission at 06:45:30 UT.

The flux of $\gamma$ rays above 60 MeV can be due to bremsstrahlung emission of energetic electrons or to the decay of neutral pions produced by protons above 300 MeV. To separate the two components, we fitted the response of the SONG detector to a combined

bremsstrahlung and pion decay spectrum

$$F(\epsilon) = w_{\mathrm{b}}(\epsilon)^{-\gamma} C(\epsilon) + w_{\pi}\,\Phi(\epsilon), \tag{3}$$

where $\epsilon$ is the photon energy. The bremsstrahlung spectrum is the combination of a power law with a function describing the steepening at high photon energies. The steepening is either represented by a spectral rollover

$$C(\epsilon) = \exp(-\epsilon/\epsilon_0) \tag{4}$$

or by a function that describes a gradual transition between power laws with index $\gamma$ at low energies and $\beta \geq \gamma$ at high energies:

$$C(\epsilon) = 1 \quad \text{if } \epsilon \leq \epsilon_{\mathrm{cut}}, \tag{5}$$

$$C(\epsilon) = \left[\frac{1+\epsilon/\epsilon_0}{1+\epsilon_{\mathrm{cut}}/\epsilon_0}\right]^{(\gamma-\beta)} \quad \text{if } \epsilon > \epsilon_{\mathrm{cut}}. \tag{6}$$

Nuclear lines were neglected in the fitting procedure, because the count rate in even the strongest one (at 2.2 MeV) does not exceed 15% of the underlying continuum.

The spectral shape of the pion-decay component was calculated by R. Murphy (private communication, 2007) and is similar to other commonly used forms (Murphy, Dermer, and Ramaty, 1987). The pions are considered to be produced by particles (protons and 50% $\alpha$ particles) with a power-law spectrum that extends up to 1.5 GeV and an isotropic angular distribution in the downward direction. The calculations demonstrate that the photon intensity and the location of the spectral maximum in the energy range up to 300 MeV are identical for power-law proton spectra with index 2 and 3. Because the highest energy interval of SONG is 150 – 300 MeV, we use the pion-decay component calculated by R. Murphy with the proton index 3. The detector response to a parallel beam of $\gamma$ rays is computed using GEANT3.21 routines, and the spectral parameters are derived by minimizing ($\chi^2$) the difference between observed and modeled count rates in selected detector channels. A set of model spectra and the resulting fit to the observed count rate spectrum during the early phase of the high-energy photon emission are plotted in Figure 3. The count rate at photon energies above 90 MeV, smoothed over 30 s, and the flux, which at those photon energies is largely dominated by pion-decay photons, are also shown. We conclude that the high-energy photon profile in Figure 4 and in Figure 2 can be attributed to high-energy protons in the solar atmosphere, requiring $2.3 \times 10^{31}$ protons above 30 MeV during a 1-minute interval at the peak of the emission. For comparison, Vilmer *et al.* (2003) evaluated in their Table 3 that five to ten times more protons were needed for the pion-decay $\gamma$-ray emission during the 24 May 1990 event.

We can make a rough comparison of the number of protons detected during the GLE and the number of protons required for the pion-decay $\gamma$-ray emission. The pitch angle distribution (inset in Figure 1(c)) shows that all protons during the first peak stream antisunward. If we assume that they are injected at the Sun into a flux tube of diameter $3 \times 10^9$ m at 1 AU (corresponding to an angle of 1.2°), as derived for impulsive electron (Buttighoffer, 1998) and ion events (Mazur *et al.*, 2000), our measured proton intensity at the peak of the GLE implies that $6 \times 10^{28}$ protons with rigidities above 1 GV are released to interplanetary space during the 2-minute interval around the maximum of the GLE. The number increases

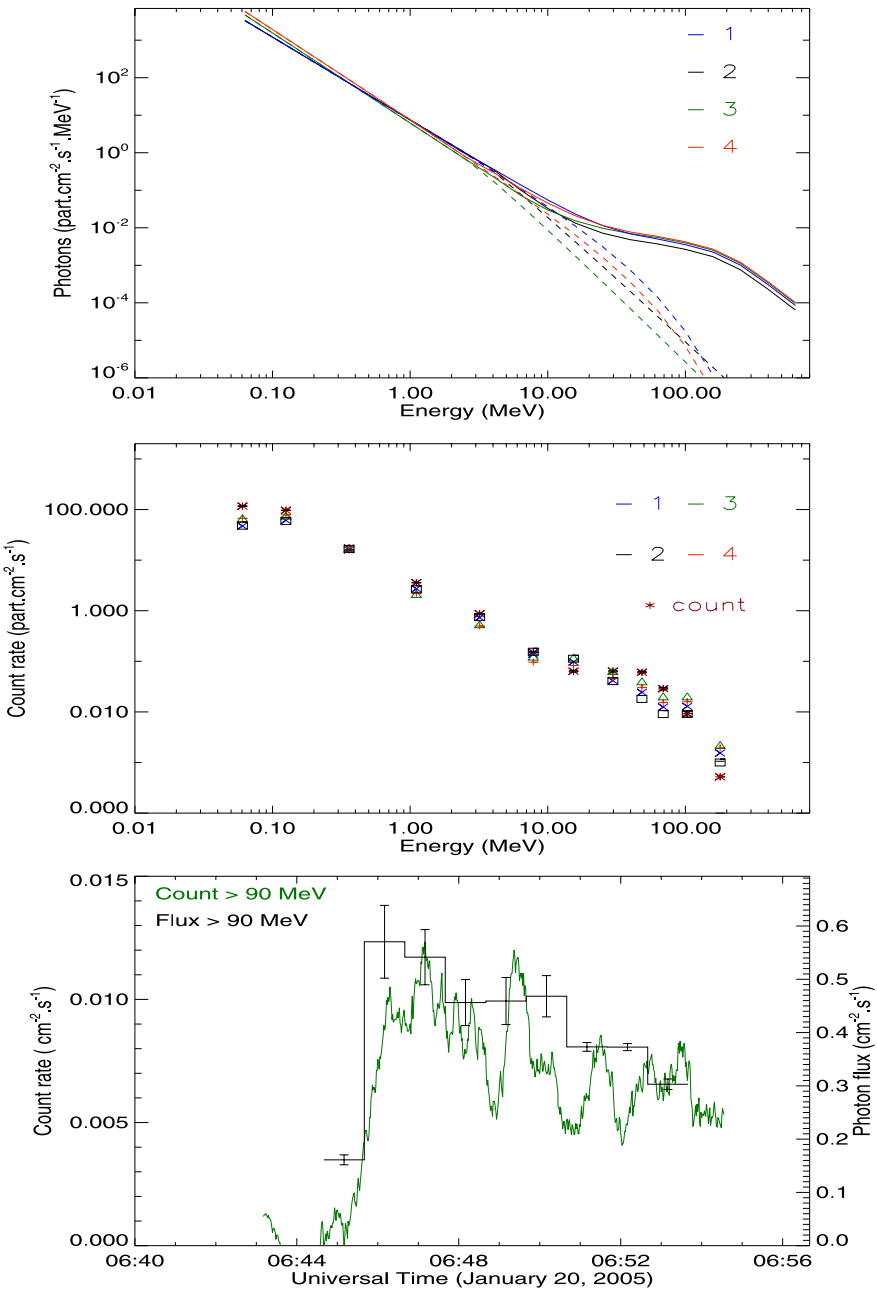



**Figure 3** High-energy photon emission observed by CORONAS-F/SONG. The top panel displays the model photon spectra with an electron bremsstrahlung and a pion-decay component [Equation (3)]. Solid lines represent total spectra; dashed lines are the electron bremsstrahlung components for power laws with indices 2.2 and 2.4 and an exponential rollover (curves numbered 1 and 4; *cf.* Equation (4); $\epsilon_0 = 30$ MeV) or a double power law (curves 2 and 3; *cf.* Equation (6); $\epsilon_{\rm cut} = 30$ MeV). The middle panel shows the observed count rate spectrum and fits with the same coding colors as for the model. The bottom panel shows the count rate (30 s smoothed) and photon flux at photon energies above 90 MeV.

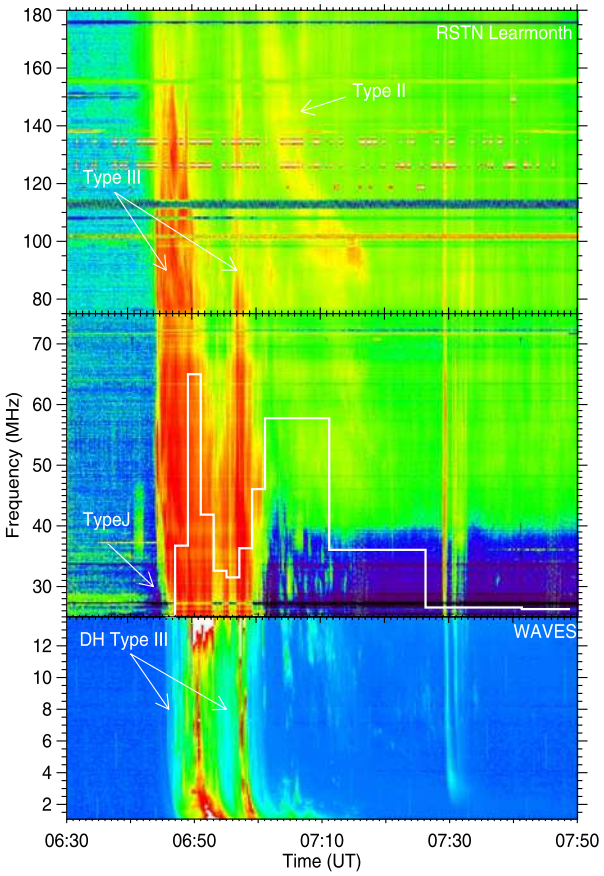



**Figure 4** Dynamic spectrum of the metric-to-decametric radio emission during the 20 January 2005 event, observed at the Learmonth station of the RSTN network (180 – 25 MHz) and the WAVES spectrograph aboard the *Wind* spacecraft (14 – 1 MHz). The overplotted white curve is the time history of the proton intensity at 5 GV rigidity (kinetic energy of 4.15 GeV), shifted backward by 216 s (see Section 3 for the evaluation of the time shift).

to $3.5 \times 10^{31}$ if a greater angular range of 30°, corresponding to a size of $7.8 \times 10^{10}$ m at 1 AU, is used. This result is to be considered with caution since we use a (steep) power law as the rigidity spectrum. As discussed earlier, the real spectrum is expected to consist of a flatter power law at low rigidities with a steep falloff or cutoff above some limiting rigidity. Thus, if this limiting rigidity is near or above 1 GV, our evaluation of the proton intensity above 1 GV with the power law will be overestimated. For comparison, the spectrum that generates the pion-decay $\gamma$-ray emission contains about $10^{29}$ protons above 1 GV (kinetic energy of 433 MeV), which is within the broad range of values estimated for the escaping protons.

In summary, the energetic particle signatures in the low atmosphere during the impulsive flare phase reveal several successive episodes of particle acceleration with durations of the order of a minute. The most energetic one starts close to 06:45:30 UT, judging from the $\gamma$ rays and the accompanying peaks in the hard X-ray and microwave emissions of energetic to relativistic electrons. The most energetic protons and electrons hence start to be accelerated during this episode, more than 2 minutes after the first radiative signatures of high-energy electrons in the solar atmosphere.

### 2.3. Radio Evidence on Particle Escape to the High Corona and Interplanetary Space

Metric-to-hectometric radio emissions of nonthermal electrons from the middle corona to the interplanetary medium are measured, respectively, by the RSTN network[3] (with data from the Learmonth station at 25 – 180 MHz) and the *Wind*/WAVES experiment in the range 0.04 – 14 MHz (Bougeret *et al.*, 1995). The combined spectrum of the two instruments in the 1 – 180 MHz band, corresponding roughly to a range of heliocentric distances between $1.2R_{\odot}$ and $10-20R_{\odot}$, is represented in Figure 4. Different burst groups can be distinguished.

Two groups of decametric-to-hectometric (henceforth DH) type III bursts are seen in the *Wind*/WAVES spectrum between 1 and 14 MHz, respectively, from 06:45 to 06:55 UT and 06:57 to 07:00 UT. Using the individual time profiles, we find that the first group starts with a faint burst at 06:45 UT ±30 s, followed by bright bursts starting at 06:46 UT ±30 s (see the time profile at 14 MHz, the central curve in Figure 5).

The two bright DH type III groups extend up to meter waves seen by RSTN. The starting frequency is above the RSTN high-frequency limit of 180 MHz. With the usual assumption that metric type III bursts are emitted at the harmonic of the electron plasma frequency, this implies that the acceleration sites are in the low corona, where the ambient density is above $10^8$ cm$^{-3}$. The first meter-wave burst in the RSTN spectrum, however, does not seem to continue into the WAVES band but bends around to form a type J burst between 35 and 25 MHz. This is probably not an artefact of decreasing sensitivity near the low-frequency border of the receiver, because no comparable decrease is observed in the subsequent emissions. Hence electrons accelerated during the first acceleration episode do not seem to get access to interplanetary space but instead propagate in closed coronal magnetic structures.

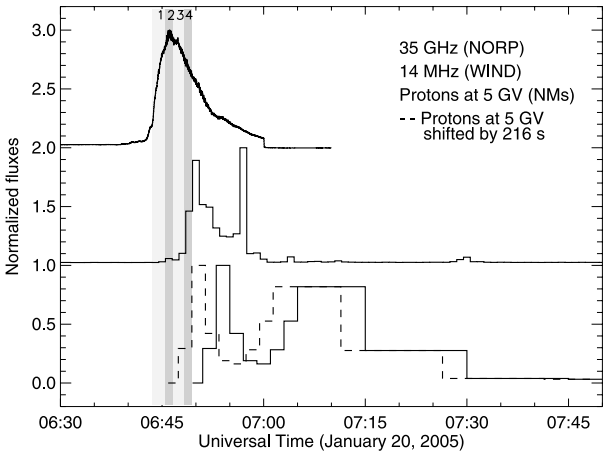



**Figure 5** Temporal evolution of the normalized flux densities in microwaves, that is, gyrosynchrotron emission of relativistic electrons (top; 35 GHz, Nobeyama Radio Polarimeter), decametric waves (middle; 14 MHz, *Wind*/WAVES radio spectrograph) emitted by unstable electron beams in the high corona, the normalized proton intensity at Earth (5 GV rigidity, kinetic energy 4.15 GeV; solid line), and the normalized proton intensity shifted by −216 s (dashed line). Each flux is normalized by individual maximum and a term is added to properly separate the curves from each other. The time axis refers to the time of detection at the *Wind* spacecraft or at Earth.

[3] http://www.ngdc.noaa.gov/stp/SOLAR/ftpsolarradio.html#spectralgraphs.

Thus, we assume that the first injection of nonthermal electron beams into interplanetary space is traced by the first faint DH type III burst at 06:45 UT ±30 s and is followed by a series of more intense injections corresponding to the first bright type III group.

Shortly after the second type III group, the RSTN spectrum shows a slowly drifting band of less intense emission. It is observed between 85 and 180 MHz from 07:00 to 07:15 UT. The frequency drift rate is $0.1-0.2$ MHz $s^{-1}$, and the instantaneous bandwidth is about 30% of the low-frequency limit of the burst. This is typical of a type II burst at long meter wavelengths (Mann, Classen, and Aurass, 1995). The burst therefore shows the propagation of a shock wave through the corona. If it is harmonic plasma emission, the ambient electron densities in the metric type II source range from $10^8$ to $2 \times 10^7$ $cm^{-3}$. At lower frequencies the *Wind*/WAVES spectrum presents a weak type II emission between 07:03 and 07:30 UT, without any harmonic relationship to the metric type II burst.

Underneath the structured type III and type II bursts the dynamic meter-wave spectrum shows a diffuse background (colored in green in Figure 4) that reveals gyrosynchrotron emission from mildly relativistic electrons. It starts together with the first metric type III bursts and continues throughout the plotted time interval. It can be identified until at least 07:50 UT in single-frequency records, with broadband fluctuations from centimeter to meter waves that suggest repeated electron injections.

## 3. Relativistic Protons at the Earth, Coronal Acceleration, and Interplanetary Propagation

### 3.1. Interplanetary Propagation and Initial Solar Release Time

The solar wind speed measured by *Wind*/SWE (Ogilvie *et al.*, 1995) at the time of the GLE is 800 km $s^{-1}$, implying a Parker spiral of 1.05 AU in length. The relativistic protons at 5 GV (corresponding to a velocity of $0.98c$) are then expected to arrive 46 s after the electromagnetic emission. But the first relativistic protons were detected not earlier than 06:49 UT (Figure 6 of McCracken, Moraal, and Stoker (2008)), 3 to 6 minutes after the start of the hard X-ray, microwave, and $\gamma$ radiations in the solar atmosphere.

However, since the relativistic protons were observed at Earth during a Forbush decrease, it is clear that the interplanetary magnetic field was far from nominal during this event. This is confirmed by the actual magnetic field measurements (Plainaki *et al.*, 2007; McCracken, Moraal, and Stoker, 2008). We therefore compare the time profiles of the proton intensity at 1 AU with the radio emissions in the corona to attempt a more realistic evaluation of the interplanetary path length and eventually of the solar release time of the particles detected near and at the Earth.

In Section 2.3, we concluded that the first DH type III bursts (14 MHz) reveal the first injection of nonthermal electron beams in interplanetary space. The time profiles of the radio emission at 14 MHz and of the proton intensity at 5 GV are shown in Figure 5. We note that both time profiles display similarly rapid initial rise phases and, broadly speaking, two peaks. These similarities suggest a common release of the relativistic protons and the radio emitting electron beams.

The rise phases and the first peak of the time profiles of protons and the bright type III emission at 14 MHz coincide when the proton profile is shifted backward by $t_{\text{shift}} = 216$ s. The time shift $t_{\text{shift}}$ between the two profiles corresponds to the supplementary path length traveled by the protons. Figure 5 displays the original (black solid line) and the backward-shifted time profile (black dashed line) of the relativistic protons at 5 GV. The timing would

not have been changed significantly if we had used a time profile at lower rigidity. Given the velocity of $0.98c$ and the light travel time of 489 s from Sun to Earth, the delay of 216 s implies that the protons traveled a distance of about 1.38 AU in interplanetary space.

The delay of 216 s gives only a lower limit of the travel time, because the acceleration region is presumably much closer to the Sun than the 14-MHz source. We determine the upper limit of the path length, assuming that the first relativistic protons are injected immediately after the acceleration of the protons that created pions in the low solar atmosphere. Thus we evaluate as an upper limit of the supplementary travel time of the protons with respect to photons $t_{\rm shift} = 4.5$ minutes, which induces a path length between the acceleration site of the first relativistic protons and the Earth of $0.98c \times (489\ {\rm s} + t_{\rm shift}) = 1.49$ AU.

The time interval between the onset of the second acceleration episode and the bright 14-MHz emission of electron beams (06:46 UT) is 30 s. With the density determination of Koutchmy (1994), the 14-MHz source is located about $4R_\odot$ above the photosphere. Thus the electrons injected in the low corona together with the relativistic protons have to travel $4R_\odot$ in 30 s. This implies an electron beam velocity of roughly $0.3c$, which is a classical velocity for electron beams producing type III bursts in the corona (Suzuki and Dulk, 1985; Poquérusse *et al.*, 1996). McCracken, Moraal, and Stoker (2008) evaluate a longer path length of 1.76 AU. They also assume that the injection of relativistic protons is simultaneous with the beginning of the high-energy $\gamma$-ray emission. The difference of 0.27 AU is mostly due to the definition of the onset time. These authors use a strongly smoothed version of the $\gamma$-ray profile, from which they deduce an onset time between 06:43 and 06:44 UT. In our Figure 2, this time corresponds to the beginning of the first acceleration episode. But at this time pion-decay $\gamma$ emission has not yet started, as shown in Figure 2 (see also Figure 4 of Kuznetsov *et al.* (2006)).

As an alternative, we also checked the frequently used assumption that all energetic particles accelerated during a flare start to be released together with the onset of the electromagnetic emission. If we assume that the escaping protons were accelerated and released with the first microwave emitting electrons, their travel time would be $489\ {\rm s} + t_{\rm shift} = 489 + 506$ s, and the interplanetary path length would be 1.95 AU. Although this value is not inconsistent with particles traveling along a twisted magnetic field line within an interplanetary CME (Larson *et al.*, 1997), it is in conflict with the idea suggested by the DH type III emission that the first microwave and hard X-ray emitting electrons have no access to interplanetary space. It is of course also inconsistent with the timing of the pion-decay $\gamma$-ray emission, which starts several minutes after the first hard X-ray and microwave signatures.

### 3.2. Release of Relativistic Protons and Associated Solar Activity throughout the Event

Figure 4 shows the superposition onto the radio spectrum of the 5-GV proton profile in white, shifted backward in time by 216 s so as to correct the travel path difference between protons and photons.

By construction the first peak in the proton time profile starts with the first group of DH type III bursts. Moreover, its duration is comparable with that of the DH type III group (about 10 minutes). Thus we conclude that the proton intensity time profile at the Earth and the radio time profile of the first DH type III group in the high corona are similar and that the first protons are injected into interplanetary space with the first escaping nonthermal electrons. This injection time coincides with the second episode of impulsive coronal particle acceleration, hence with the start of the $\gamma$-ray emission from protons above 300 MeV in the solar atmosphere, and with a fresh electron injection with a harder spectrum than before. Particles accelerated during and after the second acceleration episode get direct access to interplanetary space.

The time profile of the proton intensity shows a second peak that lasts longer than the first. Provided the path length of the relativistic protons is the same as during the first peak, the onset of this second peak coincides with the second group of type III bursts seen from 1 to 180 MHz, and the prolonged tail of the peak is accompanied by the type II burst between 75 and 180 MHz.

As noted by Pohjolainen *et al.* (2007), the shock wave producing this type II emission is not the bow shock of the CME observed by SOHO/LASCO. Indeed, at 06:54 UT, a few minutes before the type II burst, the CME front is at a heliocentric distance of $4.5\,R_{\odot}$, where electron densities inferred from eclipse measurements are below $2 \times 10^6$ cm$^{-3}$ (Koutchmy, 1994), corresponding to plasma frequencies below 13 MHz, much lower than those of the metric type II burst.

The exciter speed of the type II burst is also very different from the CME speed: The measured relative frequency drift rate is $-6.8 \times 10^{-4}$ s$^{-1}$. Such a drift is produced by an exciter that moves at a speed of roughly 500 km s$^{-1}$ along a hydrostatic density gradient (electron-proton plasma, $T = 1.5 \times 10^6$ K) at a heliocentric distance of $2R_{\odot}$. This is much lower than the speed of the CME, which Grechnev *et al.* (2008) estimated to be between 2 000 and 2 600 km s$^{-1}$.

## 4. Discussion

### 4.1. Summary of the Observational Findings

From the preceding analysis we infer the following scenario:

- The particle acceleration in the corona deduced from the electromagnetic signatures (Section 2.2) has several episodes in the impulsive phase, with individual durations of the order of 1 minute.
- Protons with energies above 300 MeV start to be accelerated during the second acceleration episode within the impulsive phase, together with electrons that have a harder spectrum than during the first episode (Section 2.2).
- The electrons accelerated during the first episode remain confined in closed coronal magnetic structures, whereas particles accelerated during the second and later episodes have access to interplanetary space along open magnetic structures (Section 2.3).
- The first rise of the relativistic proton profile at Earth is due to protons that are accelerated during the second episode of the impulsive phase.
- A second rise of the relativistic proton profile occurs after the peak of the hard X-ray and microwave emissions. The onset of this second peak coincides with a new acceleration of electrons in the low corona during the decay of the microwave and hard X-ray bursts, and with a fresh injection of electron beams into interplanetary space (second group of type III bursts seen on Figure 4). It is accompanied by shock-related radio emission in the corona at heliocentric distances below $2.5\,R_{\odot}$.

### 4.2. Evidence for Relativistic Proton Acceleration in the Flaring Active Region

Relativistic protons arrive at Earth during this GLE with some delay with respect to the first radiative signatures of particle acceleration and the travel time along the nominal Parker spiral. The delay comes from the interplanetary path length, which is longer than the nominal Parker spiral. But a key for understanding the timing of particle acceleration during this event is the identification of elementary episodes within the impulsive flare phase. The

first peak of the relativistic proton time profile is not related to the impulsive phase of the flare but to the second identified episode of particle acceleration. Similarly to the escaping relativistic protons, the bulk of the high-energy protons producing indirectly high-energy $\gamma$ rays through neutral pions are also accelerated in the second episode. The close connection between the interacting and escaping high-energy protons is corroborated by the finding that the number of protons required for the GLE would also be sufficient to produce a pion-decay $\gamma$-ray excess.

Release delays of GLE protons with respect to the first electromagnetic signatures are well established (Carmichael, 1962; Cliver *et al.*, 1982). They are often attributed to the trapping of the accelerated particles in closed magnetic structures or to the acceleration in a shock wave at greater altitude than the flaring loops (Lockwood, Debrunner, and Flückiger, 1990; Kahler, 1994). But the delay observed on 20 January 2005, among the shortest ever found, is consistent with a distinct acceleration episode in the impulsive flare phase. Such delays have been regularly reported for pion-decay $\gamma$-ray emission in other flares (Forrest *et al.*, 1986; Debrunner *et al.*, 1997; Dunphy *et al.*, 1999; Trottet *et al.*, 2008) and had been identified in the SONG data of the 20 January 2005 flare by Kuznetsov *et al.* (2008) and Grechnev *et al.* (2008). Acceleration delays of relativistic protons on time scales of a few minutes hence seem to be a general feature of large flares.

Imaging observations of this event at hard X rays and $\gamma$ rays (Krucker *et al.*, 2008) show the usual configuration of bright chromospheric footpoints of coronal loops, on top of UV ribbons, together with a presumably coronal $\gamma$-ray source. Such observations are commonly ascribed to a complex magnetic topology, implying magnetic reconnection in the low corona. So the timing, the energetics, and the X-ray and $\gamma$-ray source configuration during the 20 January 2005 event are consistent with a common origin of the interacting protons and the protons producing the first GLE peak in the flaring active region.

### 4.3. The Second Peak of the Relativistic Proton Profile

The correspondence between radio emissions and the second peak in the proton time profile is more complex than for the first peak.

The duration of this second peak and its occurrence in the decay phase of the hard X-ray and microwave emissions suggest a difference in the acceleration region, the conditions of particle propagation, or both. The finding that this second peak is accompanied by distinct metric radio emission and by some weak microwave and hard X-ray signature can, however, be considered as a further argument that the peak is due to a fresh injection of protons at the Sun, rather than being due to changed conditions of interplanetary propagation as argued by Sáiz *et al.* (2005). The metric radio observations suggest two possible scenarios:

- The first builds on the association of the start of the proton rise with a new, short group of type III bursts and a faint rise of the decaying microwave and hard X-ray time profiles. If the relativistic protons are injected simultaneously with the nonthermal electron beams, during about 3 minutes (photon arrival time of 06:57 – 07:00 UT), the prolonged tail would be ascribed to interplanetary scattering or reflection beyond 1 AU. Scattering requires very different propagation conditions from the first proton peak, which Sáiz *et al.* (2005) attribute to perturbations created by the first proton beam. The prolonged presence of gyrosynchrotron radiation in the corona could also argue for prolonged particle acceleration there, without any need to invoke interplanetary transport for the duration of the relativistic proton release. But we have no common feature in the timing to corroborate this idea.

- An alternative scenario is based on the association with a metric type II burst during the maximum of the second relativistic proton peak and its decay phase, which may suggest shock acceleration of the second peak as proposed for different reasons by McCracken, Moraal, and Stoker (2008). Pohjolainen *et al.* (2007) extrapolate the type II radio band backward to a start near 06:54 UT at 600 MHz (their Figure 13). If this is correct, the entire second peak of the proton profile is accompanied by the radio signature of a coronal shock. This shock is seen at an altitude below $2.5 R_{\odot}$ and at least its radio emission, if not the shock itself, is of short duration. Both findings are more consistent with a lateral shock than with a radially outward driven shock in front of the CME. A lateral shock would be expected to be quasiperpendicular with respect to open magnetic flux tubes in the low corona (see Figure 2 of Vainio and Khan (2004)). The initially lateral shock would become quasiparallel to the open field lines upon propagating outward. It has been argued elsewhere (Tylka and Lee, 2006) that quasiparallel shocks are less efficient particle accelerators at high energies than quasiperpendicular shocks. This could explain the short duration of this type II burst and the duration of the second proton peak.

### 4.4. Multiple Acceleration Episodes in Solar Energetic Particle Events

GLE scenarios including two components, called a prompt one and a delayed one, had been introduced before (Torsti *et al.*, 1996; Miroshnichenko, De Koning, and Perez-Enriquez, 2000). The delayed component was ascribed to acceleration at a CME-driven shock wave. Although the present analysis contains one scenario that is consistent with this two-component injection, it also shows that the coronal acceleration history is much more complex: There is no unique flare-related acceleration, but the impulsive flare phase is itself structured, as has long been known from hard X-ray observations (de Jager and de Jonge, 1978). If a coronal shock wave accelerates relativistic protons in a later phase of the event, it is not necessarily the bow shock of the CME that is the key element. Clearly, detailed comparative timing analyses of GLEs and flare/CME tracers provide relevant constraints to understand the origin of relativistic particles at the Sun.

**Acknowledgements** This research was supported by the French Polar Institute IPEV under grant RAYCO, the Swiss National Science Foundation, grants 200020-105435/1 and 200020-113704/1, the Swiss State Secretariat for Education and Research, grant C05.0034, and the High Altitude Research Stations Jungfraujoch and Gornergrat. The Russian authors' research is supported by the RBRF grant 09-02-011145-a. We thank the investigators of the following other neutron monitor stations for the data that we used for this analysis: Alma Ata, Apatity, Athens, Baksan, Barentsburg, Calgary, Cape Schmidt, Durham, Fort Smith, Hermanus, Inuvik, Irkutsk, Kingston, Kiel, Larc, Lomnický Štít, McMurdo, Magadan, Mawson, Mexico City, Moscow, Mt. Aragats, Mt. Washington, Nain, Nor Amberd, Norilsk, Novosibirsk, Newark, Los Cerrillos, Oulu, Potchefstroom, Rome, Sanae, South Pole, Thule, Tibet, Tsumeb, Tixie Bay, and Yakutsk. We acknowledge the supply of radio spectral data via the RSTN Web site at NGDC and S. White (University of Maryland College Park) for the related software. We are particularly grateful to the CORONAS/SONG team (Co-PI K. Kudela, Institute of Experimental Physics, Slovakia Academy of Sciences) and D. Haggerty (APL Laurel) for the CORONAS/SONG $\gamma$-ray and ACE/EPAM electron data and to K. Shibasaki (Nobeyama Radio Observatory) for the radio polarimetric data and detailed information on their quality. This research has greatly benefitted from the project "Transport of energetic particles in the inner heliosphere" led by W. Droege at the International Space Science Institute (ISSI) in Bern. Comments on an early version of this manuscript by G. Trottet were highly appreciated, as well as discussions with N. Vilmer, G. Aulanier, and S. Hoang. S.M.'s doctoral thesis research at Meudon Observatory is funded by a fellowship of Direction Générale à l'Armement (DGA).

## References

Akimov, V.V., Ambrož, P., Belov, A.V., Berlicki, A., Chertok, I.M., Karlický, M. *et al.*: 1996, *Solar. Phys.* **166**, 107.

Bieber, J.W., Dröge, W., Evenson, P.A., Pyle, R., Ruffolo, D., Pinsook, U., Tooprakai, P., Rujiwarodom, M., Khumlumlert, T., Krucker, S.: 2002, *Astrophys. J.* **567**, 622.
Bieber, J., Clem, J., Evenson, P., Pyle, R., Duldig, M., Humble, J., Ruffolo, D., Rujiwarodom, M., Sáiz, A.: 2005. In: Acharya, B.S., Gupta, S., Jagadeesan, P., Jain, A., Karthikeyan, S., Morris, S., Tonwar, S. (eds.) *Proc. 29-th Int. Cosmic Ray Conf.* **1**, 237.
Bombardieri, D.J., Duldig, M.L., Humble, J.E., Michael, K.J.: 2008, *Astrophys. J.* **682**, 1315.
Bougeret, J.L., Kaiser, M.L., Kellogg, P.J., Manning, R., Goetz, K., Monson, S.J. *et al.*: 1995, *Space Sci. Rev.* **71**, 231.
Bütikofer, R., Flückiger, E.O., Desorgher, L., Moser, M.R.: 2006. In: *20-th European Cosmic Ray Symposium*, 2006.
Buttighoffer, A.: 1998, *Astron. Astrophys.* **335**, 295.
Carmichael, H.: 1962, *Space Sci. Rev.* **1**, 28.
Clem, J.M., Dorman, L.I.: 2000, *Space Sci. Rev.* **93**, 335.
Cliver, E.W., Kahler, S.W., Shea, M.A., Smart, D.F.: 1982, *Astrophys. J.* **260**, 362.
D'Andrea, C., Poirier, J.: 2005, *Geophys. Res. Lett.* **32**, 14102.
de Jager, C., de Jonge, G.: 1978, *Solar. Phys.* **58**, 127.
Debrunner, H., Lockwood, J.A., Barat, C., Buetikofer, R., Dezalay, J.P., Flückiger, E.O. *et al.*: 1997, *Astrophys. J.* **479**, 997.
Dröge, W.: 2000, *Space Sci. Rev.* **93**, 121.
Dunphy, P.P., Chupp, E.L., Bertsch, D.L., Schneid, E.J., Gottesman, S.R., Kanbach, G.: 1999, *Solar. Phys.* **187**, 45.
Flückiger, E.O., Bütikofer, R., Moser, M.R., Desorgher, L.: 2005. In: Acharya, B.S., Gupta, S., Jagadeesan, P., Jain, A., Karthikeyan, S., Morris, S., Tonwar, S. (eds.) *Proc. 29-th Int. Cosmic Ray Conf.* **1**, 225.
Forrest, D.J., Vestrand, W.T., Chupp, E.L., Rieger, E., Cooper, J.: 1986, *Adv. Space Res.* **6**(6), 115.
Gopalswamy, N., Yashiro, S., Krucker, S., Stenborg, G., Howard, R.A.: 2004, *J. Geophys. Res.* **109**, 12105.
Grechnev, V.V., Kurt, V.G., Chertok, I.M., Uralov, A.M., Nakajima, H., Altyntsev, A.T. *et al.*: 2008, *Solar. Phys.* **252**, 149.
Heristchi, D., Trottet, G., Perez-Peraza, J.: 1976, *Solar. Phys.* **49**, 151.
Kahler, S.: 1994, *Astrophys. J.* **428**, 837.
Klein, K.L., Chupp, E.L., Trottet, G., Magun, A., Dunphy, P.P., Rieger, E., Urpo, S.: 1999, *Astron. Astrophys.* **348**, 271.
Klein, K.L., Trottet, G., Lantos, P., Delaboudinière, J.P.: 2001, *Astron. Astrophys.* **373**, 1073.
Koutchmy, S.: 1994, *Adv. Space Res.* **14**(4), 29.
Krucker, S., Hurford, G.J., MacKinnon, A.L., Shih, A.Y., Lin, R.P.: 2008, *Astrophys. J. Lett.* **678**, 63.
Kuznetsov, S.N., Kurt, V.G., Yushkov, B.Y., Myagkova, I.N., Kudela, K., Kaššovicová, J., Slivka, M.: 2006, *Contrib. Astron. Obs. Skaln. Pleso* **36**, 85.
Kuznetsov, S.N., Kurt, V.G., Yushkov, B.Y., Kudela, K.: 2008. In: Caballero, R., D'Olivo, J.C., Medina-Tanco, G., Nellen, L., Sánchez, F.A., Valdés-Galicia, J.F. (eds.) *Proc. 30-th Int. Cosmic Ray Conf.* **1**, 121.
Larson, D.E., Lin, R.P., McTiernan, J.M., McFadden, J.P., Ergun, R.E., McCarthy, M. *et al.*: 1997, *Geophys. Res. Lett.* **24**, 1911.
Lin, R.P., Dennis, B.R., Hurford, G.J., Smith, D.M., Zehnder, A., Harvey, P.R. *et al.*: 2002, *Solar. Phys.* **210**, 3.
Lockwood, J.A., Debrunner, H., Flückiger, E.O.: 1990, *J. Geophys. Res.* **95**, 4187.
Lopate, C.: 2006. In: Gopalswamy, N., Mewaldt, R., Torsti, J. (eds.) *Solar Eruptions and Energetic Particles, AGU Monograph* **165**, 296.
Lovell, J.L., Duldig, M.L., Humble, J.E.: 1998, *J. Geophys. Res.* **103**, 23733.
Mann, G., Classen, T., Aurass, H.: 1995, *Astron. Astrophys.* **295**, 775.
Mazur, J.E., Mason, G.M., Dwyer, J.R., Giacalone, J., Jokipii, J.R., Stone, E.C.: 2000, *Astrophys. J.* **532**, 79.
McCracken, K.G., Moraal, H., Stoker, P.H.: 2008, *J. Geophys. Res.* **113**(A12), 12101.
Meyer, P., Parker, E.N., Simpson, J.A.: 1956, *Phys. Rev.* **104**, 768.
Miroshnichenko, L.I., De Koning, C.A., Perez-Enriquez, R.: 2000, *Space Sci. Rev.* **91**, 615.
Miroshnichenko, L.I., Klein, K.L., Trottet, G., Lantos, P., Vashenyuk, E.V., Balabin, Y.V.: 2005, *Adv. Space Res.* **35**(10), 1864.
Murphy, R.J., Dermer, C.D., Ramaty, R.: 1987, *Astrophys. J. Suppl.* **63**, 721.
Nakajima, H., Sekiguchi, H., Sawa, M., Kai, K., Kawashima, S.: 1985, *Publ. Astron. Soc. Japan* **37**, 163.
Ogilvie, K.W., Chornay, D.J., Fritzenreiter, R.J., Hunsaker, F., Keller, J., Lobell, J. *et al.*: 1995, *Space Sci. Rev.* **71**, 55.
Plainaki, C., Belov, A., Eroshenko, E., Mavromichalaki, H., Yanke, V.: 2007, *J. Geophys. Res.* **112**(A11), 04102.

Pohjolainen, S., van Driel-Gesztelyi, L., Culhane, J.L., Manoharan, P.K., Elliott, H.A.: 2007, *Solar. Phys.* **244**, 167.
Poquérusse, M., Hoang, S., Bougeret, J.L., Moncuquet, M.: 1996. In: Winterhalter, D., Gosling, J., Habbal, S., Kurth, W., Neugebauer, M. (eds.) *Solar Wind Eight*, Am. Inst. Phys., Melville, 62.
Ryan, J.M., the *Milagro* Collaboration: 2005. In: Acharya, B.S., Gupta, S., Jagadeesan, P., Jain, A., Karthikeyan, S., Morris, S., Tonwar, S. (eds.) *Proc. 29-th Int. Cosmic Ray Conf.* **1**, 245.
Sáiz, A., Ruffolo, D., Rujiwarodom, M., Bieber, J., Clem, J., Evenson, P., Pyle, R., Duldig, M., Humble, J.: 2005. In: Acharya, B.S., Gupta, S., Jagadeesan, P., Jain, A., Karthikeyan, S., Morris, S., Tonwar, S. (eds.) *Proc. 29-th Int. Cosmic Ray Conf.* **1**, 229.
Sáiz, A., Ruffolo, D., Bieber, J.W., Evenson, P., Pyle, R.: 2008, *Astrophys. J.* **672**, 650.
Saldanha, R., Krucker, S., Lin, R.P.: 2008, *Astrophys. J.* **673**, 1169.
Shea, M.A., Smart, D.F.: 1996. In: Ramaty, R., Mandzhavidze, N., Hua, X.M. (eds.) *High Energy Solar Physics*, *AIP Conf. Proc.* **374**, 131.
Simnett, G.M.: 2006, *Astron. Astrophys.* **445**, 715.
Suzuki, S., Dulk, G.A.: 1985. In: McLean, D., Labrum, N. (eds.) *Solar Radiophysics*, Cambridge University Press, Cambridge, 289.
Torsti, J., Kocharov, L.G., Vainio, R., Anttila, A., Kovaltsov, G.A.: 1996, *Solar. Phys.* **166**, 135.
Trottet, G., Krucker, S., Lüthi, T., Magun, A.: 2008, *Astrophys. J.* **678**, 509.
Tylka, A.J., Lee, M.A.: 2006, *Astrophys. J.* **646**, 1319.
Vainio, R., Khan, J.I.: 2004, *Astrophys. J.* **600**, 451.
Vashenyuk, E.V., Balabin, Y.V., Bazilevskaya, G.A., Makhmutov, V.S., Stozhkov, Y.I., Svirzhevsky, N. S.: 2005. In: Acharya, B.S., Gupta, S., Jagadeesan, P., Jain, A., Karthikeyan, S., Morris, S., Tonwar, S. (eds.) *Proc. 29-th Int. Cosmic Ray Conf.* **1**, 213.
Vilmer, N., MacKinnon, A.L., Trottet, G., Barat, C.: 2003, *Astron. Astrophys.* **412**, 865.
Zhu, F.R., Tang, Y.Q., Zhang, Y., Wang, Y.G., Lu, H., Zhang, J.L., Tan, Y.H.: 2005. In: Acharya, B.S., Gupta, S., Jagadeesan, P., Jain, A., Karthikeyan, S., Morris, S., Tonwar, S. (eds.) *Proc. 29-th Int. Cosmic Ray Conf.* **1**, 185.

## 3.4 La propagation des particules dans l'espace interplanétaire

Pour contraindre les mécanismes d'accélération, on trouve généralement dans la litérature l'hypothèse que les particules solaires, détectées à la Terre, se sont propagées dans le tube de flux de la spirale de Parker connecté à la Terre, et que la distance ainsi parcourue est d'environ 1.2 AU. En considérant cette hypothèse, ce sont les mécanismes d'accélération qui permettent d'expliquer les retards observés ainsi que la connexion entre le site d'injection et/ou d'accélération et la Terre. On peut cependant s'interroger sur la validité de cette hypothèse : la spirale de Parker est-elle vraiment la seule configuration magnétique du milieu interplanétaire dans laquelle les particules énergétiques se propagent ? Un champ magnétique interplanétaire différent pourrait-il rallonger la distance parcourue entre le Soleil et la Terre, expliquant ainsi les retards ?

### 3.4.1 Les structures magnétiques du milieu interplanétaire

Le Soleil est connecté à la Terre à travers un champ magnétique interplanétaire. La structure de ce champ magnétique interplanétaire (IMF) peut être celle d'une spirale de Parker ou être plus compliquée comme une éjection de masse coronale interplanétaire (ICME) ou un nuage magnétique (MC). L'évolution des caractéristiques du champ magnétique et du plasma de la spirale de Parker sont très différentes de celles mesurées dans les éjections de masse coronale interplanétaires. L'étude des mesures du champ magnétique et des paramètres du plasma permet donc de contraindre la configuration magnétique de la structure du champ magnétique interplanétaire (IMF).

#### 3.4.1.1 La spirale de Parker

La topologie du champ magnétique interplanétaire en période de faible activité éruptive solaire correspond à une spirale d'Archimède (Sect. 2.1.2). Au niveau de la Terre, les mesures du champ magnétique et des paramètres plasma caractérisant un champ magnétique interplanétaire et correspondant à une spirale de Parker dans un vent solaire calme, ont largement été étudiées théoriquement et observationnellement.

Lorsque la Terre est baignée dans cet IMF type spirale de Parker, la magnitude du champ magnétique fluctue autour de 5 nT. Les composantes du champ magnétique mesurées en coordonnées GSE[8] permettent de calculer les angles du champ magnétique $\phi_{\mathrm{B}}$ (longitude) et $\theta_{\mathrm{B}}$ (latitude) suivant les équations 3.17 et 3.18, correspondant respectivement à l'angle fait par le champ magnétique par rapport à l'axe Soleil-Terre, et à l'inclinaison du champ magnétique par rapport au plan de l'écliptique (Fig. 3.19).

$$\theta_{\mathrm{B}} = arctan\left(\frac{b_z}{\sqrt{b_x^2 + b_y^2}}\right) \tag{3.17}$$

$$\phi_{\mathrm{B}} = arctan\left(\frac{b_y}{b_x}\right) \tag{3.18}$$

[8]L'axe $x$ :axe Soleil-Terre dirigé vers le Soleil, $z$ dirigé vers le nord du système et $y$ le dernier vecteur du repère trigonométrique

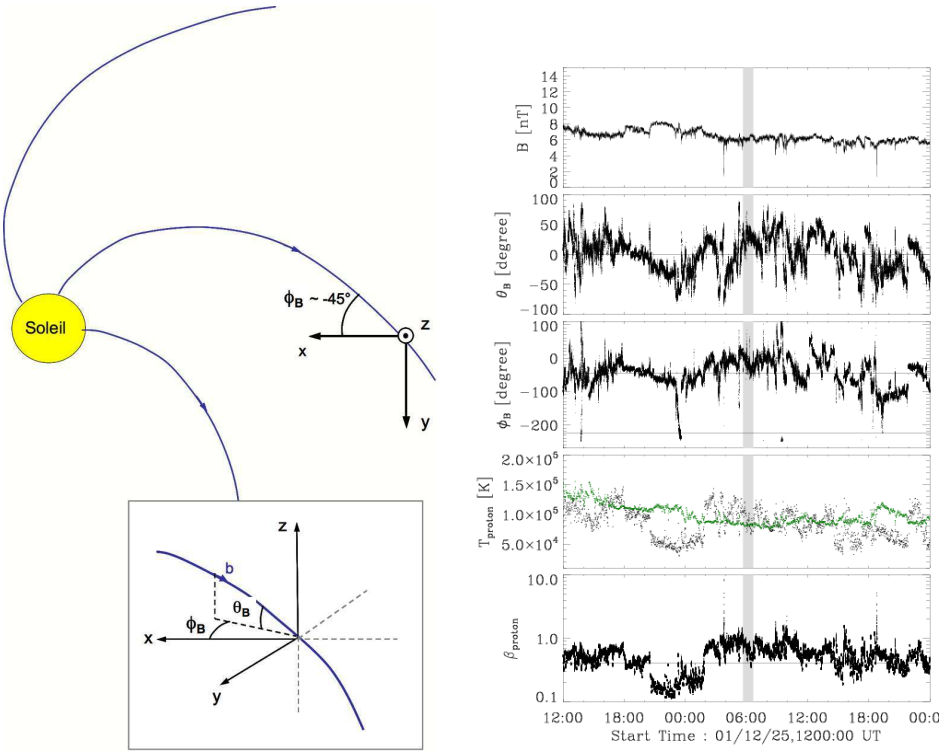



FIG. 3.19: **Gauche** : Définition des coordonnées GSE et définiton des composantes du champ magnétique dans ce référentiel ; **Droite** : exemple d'évolution de la magnitude et de l'orientation du champ magnétique, ainsi que l'évolution du béta des protons ($\beta_p$) et la comparaison entre la température mesurée $T_p$ et la température calculée $T_{\rm calc}$.

Pour une structure de l' IMF type spirale de Parker, l'angle $\theta_{\rm B} \in [-90; 90]$ oscille autour du plan de l'écliptique, c'est-à-dire $\theta_{\rm B} \sim 0°$, tandis que l'angle $\phi_{\rm B} \in [-180; 180]$ oscille autour de $-45°$ (champ magnétique positif) ou $135°$ (champ magnétique négatif). Ces valeurs peuvent varier en fonction de la vitesse du vent solaire. De manière générale, le champ magnétique d'une spirale de Parker est peu structuré. Les composantes du champ magnétique sont alors très fluctuantes autour de ces valeurs moyennes. On estime la variabilité du champ magnétique en calculant la variance de celui-ci à chaque mesure de temps sur une fenêtre temporelle fixe :

$$\sigma_B^2 = \frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N}(B- < B >)^2 \tag{3.19}$$

où N est le nombre de points de mesure dans l'intervalle de temps donné.

L'évolution des grandeurs plasma fournit également des informations sur le plasma accompagnant le champ magnétique interplanétaire dans lequel se trouve la Terre. La spirale de Parker est la structure magnétique du vent solaire calme. Les mesures in-situ de la densité, de la température et de la vitesse des électrons peuvent être polluées par le bruit électronique du satellite lui même. De plus, le plasma du vent solaire étant peu collisionnel, ce sont les ions qui définissent la dynamique du plasma. En effet, les ions d'un plasma typique du vent solaire se comportent préférentiellement de manière adiabatique, laissant les électrons s'adapter et transférer l'énergie. Ainsi, pour étudier les paramètres plasma, on ne considèrera que les grandeurs associées aux protons.

Deux paramètres plasma particulièrement instructifs sont : le $\beta_p$ des protons (Eq. 3.20),

traduisant le rapport entre la pression magnétique et la pression cinétique, et la température des protons mesurée, $T_p$.

$$\beta_p = \frac{P}{P_{\rm mag}} = \frac{n_p k_B T}{b^2/2\mu_0} \tag{3.20}$$

Dans un vent solaire lent ou rapide, $\beta_p$ est grand et fluctue entre 0.4 et 1, ce qui correspond à un plasma magnétisé dans lequel la pression cinétique est comparable à la pression magnétique. La température des protons mesurée dans un vent solaire lent ($V_{\rm VS} \sim 400$ km.s$^{-1}$) est d'environ $T_p \sim 1 - 1.5 \times 10^5$ K, et pour un vent solaire rapide ($V_{\rm VS} \sim 800$ km.s$^{-1}$), $T_p \sim 3 - 3.5 \times 10^5$ K. Elliott et al. (2005) ont alors montré, qu'empiriquement, la température des protons dans le vent solaire calme, en absence de stuctures magnétiques transitoires, est corrélée à la vitesse des protons. Ils établissent alors une relation linéaire et empirique permettant de calculer une température, $T_{\rm calc}$ :

$$T_{\rm calc} = 640 V_{\rm VS} - 1.56 \times 10^5 \tag{3.21}$$

qui doit être de l'ordre de la température observée des protons dans une situation de vent solaire calme. Il suffit alors de calculer la température des protons en fonction de leur vitesse et de la comparer avec la température des protons mesurée afin d'obtenir une contrainte importante pour caractériser la structure magnétique du milieu interplanétaire.

Lorsque le champ magnétique est dans le plan de l'écliptique et qu'il fait un angle de $-45°$ ou $+135°$ avec l'axe Soleil-Terre, que $\beta_p \sim 0.4 - 1$ et que la température calculée est comparable à la température observée, on peut conclure que le plasma observé est le vent solaire calme et que la structure magnétique du milieu interplanétaire est la spirale de Parker. Un exemple de l'évolution du champ magnétique et des grandeurs plasma est présentée dans la figure 3.19. En fonction de la valeur de la température, on peut d'ailleurs déterminer si la spirale a été formé par un vent solaire rapide ou lent.

#### 3.4.1.2 Ejections de masse coronale interplanétaires et nuages magnétiques

Une éjection de masse coronale interplanétaire est la manifestation interplanétaire d'une CME (Wimmer-Schweingruber et al. 2006). La taille des ICMEs augmente plus que d'un facteur $10^3$ au cours de son voyage du Soleil à l'héliosphère externe, et leurs vitesses à la Terre varient de $\sim 300$ km.s$^{-1}$ à $\sim 900$ km.s$^{-1}$. Les CMEs éjectées du Soleil avec une vitesse plus faible que la vitesse moyenne du vent solaire, ont tendance à être accélérées lors de leur parcours dans le milieu interplanétaire, tandis que les CMEs initialement rapides vont ralentir (Lindsay et al. 1999).

Le plasma du vent solaire s'étend en longitude et latitude, contrairement aux ICMEs qui s'étendent dans toutes les directions de l'espace. Cette expansion particulière des ICMEs est due à la faible pression cinétique que le vent solaire inflige à ces bulles de plasma magnétisées. Cette expansion plus rapide des ICMEs induit une diminution de la densité du plasma contenu dans ses structures magnétiques plus rapide que celle du milieu interplanétaire, qui décroît en $1/r^2$ (avec $r$ la distance au Soleil). Des observations de 0.3 à 5 UA (obtenue par de multiples satellites : Helios, WIND, ACE, Ulysses) montrent en effet que la densité du plasma dans une ICME décroît entre $n_{ICME} \propto r^{-2.3}$ et $n_{ICME} \propto r^{-2.6}$ en fonction des études réalisées (Liu et al. 2005, Leitner et al. 2007).

Cette expansion implique également un refroidissement du plasma contenu dans la structure magnétique de l'ICME. Ainsi, la température des protons du plasma de l'ICME mesurée à la Terre est plus faible que la température des protons dans le vent solaire, et est de l'ordre $10^4$ K (Gosling et al. 1973, Richardson & Cane 1995). Ces basses températures de protons ne sont pas corrélées avec les vitesses des protons mesurées. D'après Richardson & Cane (1995), une faible valeur de la température des protons telle que : $T_{\rm calc} > 2T_{\rm obs}$, suffit à caractériser une ICME. Cependant, dans certains cas d'ICME, la température des protons est élevée. Des études montrent qu'une température plus élévée résulterait de la présence d'une seconde structure magnétique plus rapide que l'ICME elle même (autre ICME ou vent solaire rapide). Ces structures plus rapides vont alors compresser l'ICME et l'empêcher de s'étendre et donc de se refroidir.

L'origine solaire des ICMEs introduit certaines caractéristiques quant au champ magnétique. Les mesures à la Terre montrent que les ICMEs possèdent un champ magnétique plus intense que le vent solaire, cohérent avec l'expansion de l'ICME. La magnitude du champ peut varier de 10 nT à 60 nT et son intensité décroît plus vite que celle du vent solaire, conséquence directe de l'expansion rapide de l'ICME. Les ICMEs sont considérées comme étant la partie interplanétaire d'un tube de flux torsadé éjecté du Soleil. Cette topologie magnétique particulière implique une certaine cohérence du champ magnétique. A partir des mesures de $\mathbf{B}$ et de ses composantes, on remarque que la variance du champ magnétique (Eq. 3.19) d'une ICME est faible, traduisant cette forte cohérence du champ magnétique due à la configuration torsadée de l'ICME (Klein & Burlaga 1982). Cette configuration torsadée implique une évolution systématique, plus ou moins marquée dans les mesures des angles $\theta_B$ et $\phi_B$ (Sect. 3.4.1.1) lors de la traversée de la structure par le satellite (Fig. 3.20, gauche), contrairement aux composantes de $\mathbf{B}$ dans le vent solaire qui fluctuent autour d'une valeur moyenne.

Les valeurs élevées du champ magnétique et les faibles températures des protons mesurées dans les ICMEs induisent un diminution de $\beta_p$. Les études montrent effectivement que $\beta_p < 0.4$ dans une ICME.

Lorsque le champ magnétique, la température et le béta des protons présentent les caractéristiques présentées ci-dessus, la structure magnétique présente à la Terre est alors identifiée comme étant une ICME. Le panneau de gauche de la figure 3.20 présente un exemple d'évolution typique du champ magnétique et des paramètres plasma. Lorsque dans les données, on observe, en plus des critères présentés ci-dessus, une rotation claire d'une des composantes du champ magnétique (correspondant à un changement de signe d'une des composantes du champ magnétique), la structure magnétique transitoire à la Terre est un nuage magnétique (Burlaga et al. 1981; Burlaga 1991). Les nuages magnétiques (*Magnetic Cloud*, MC) sont un sous ensemble des ICMEs. La rotation du champ magnétique par rapport à l'évolution du champ magnétique dans les ICMEs peut être due à un paramètre d'impact[9] faible. Pour un faible paramètre d'impact, le satellite traverse la structure magnétique interplanétaire en son centre, d'où cette rotation claire du champ magnétique (Fig. 3.20, droite). Pour un grand paramètre d'impact, le satellite passe sur le bord du nuage magnétique et ne traverse pas le tube de flux complètement, d'où une mesure partielle de la rotation du champ magnétique. Les ICMEs pourraient alors correspondre à un nuage magnétique que le

[9]Le paramètre d'impact définit la distance à l'axe central du nuage à laquelle le satellite traverse le nuage ou l'ICME.

satellite traverserait avec un paramètre d'impact large, ne permettant pas d'identifier clairement la struture torsadée du tube de flux.

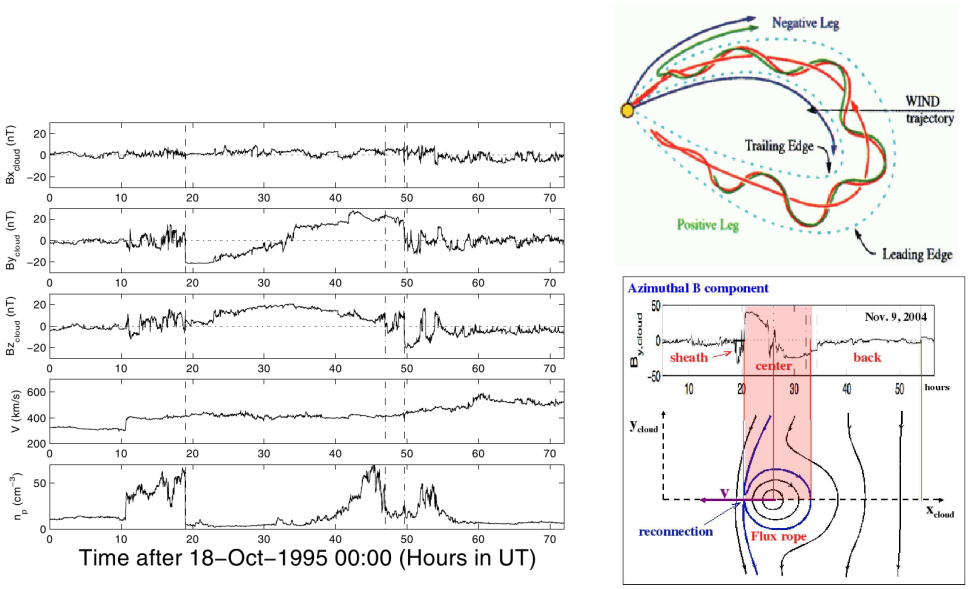



FIG. 3.20: Exemple d'évolution de la magnitude et des angles du champ magnétique, ainsi que l'évolution de la vitesse du plasma et sa densité. **Gauche** : Exemple de l'évolution des composantes du champ magnétique mesurées à la Terre par ACE lors d'un nuage magnétique du 18 Octobre 1997, situé entre les traits pointillés (Dasso et al. 2006) et de la diminution de la densité dans le nuage ; **Droite** : représentation schématique d'un nuage magnétique partiellement reconnecté, formant un back à l'arrière du nuage (Larson et al. 1997, Dasso et al. 2006)

En plus de ces critères, lorsque les deux pieds de l'ICME ou du MC sont encore attachés au Soleil, on détecte des flux d'électrons non-thermiques ($> 80$ eV) bi-directionnels (Gosling et al. 1987). Les électrons se propagent dans l'ICME et sont réfléchis par le processus de miroir magnétique aux pieds de celle-ci. On observe donc des flux d'électrons avec des angles d'attaque opposés de 180°.

Lors de leur propagation dans le milieu interplanétaire, ces structures magnétiques transitoires dynamiques (ICMEs ou MCs) interagissent avec le vent solaire. Le champ magnétique du vent solaire se drape alors autour de la structure magnétique transitoire. Lorsque le rotationnel entre le champ magnétique de la structure et le champ magnétique du vent solaire est suffisamment important, un processus de reconnexion magnétique (Sect. 2.2) peut se développer. Le champ magnétique externe du tube de flux à l'avant de l'ICME se reconnecte avec le champ magnétique du vent solaire. Ce flux magnétique reconnecté se retrouve alors à l'arrière de l'ICME ou du MC. Cette partie arrière du MC ou de l'ICME, connectée avec le champ magnétique du vent solaire, est appelée le *back* (Dasso et al. 2006, 2007). Les propriétés du champ magnétique et du plasma d'un MC ou d'une ICME sont ainsi modifiées par cette connexion de la structure magnétique avec le champ magnétique interplanétaire ambiant. Un changement brusque de connectivité, se traduisant par une discontinuité d'une ou plusieurs des composantes du champ magnétique (Fig 3.20), peut être observée lors du passage du satellite de la structure magnétique au back. Les paramètres plasma ont également un comportement différent, et notamment le $\beta_p$ a tendance à augmenter dans le back.

## 3.4.2 Retards et connexion Soleil-Terre expliqués par la propagation dans le milieu interplanétaire

### 3.4.2.1 La diffusion des particules

Dans la section 3.2, j'expose comment les retards observés entre les protons énergétiques et le début des émissions électromagnétiques peuvent être expliqués par les phénomènes solaires accélérateurs (flare ou CME) mis en jeu. Ces conclusions reposent essentiellement sur l'hypothèse que les particules se propagent dans un milieu interplanétaire avec un libre parcours moyen suffisamment grand pour que les particules ne soient pas ou peu diffusées (Sect. 3.1.1.2). C'est-à-dire que la distance parcourue par les particules corresponde à la longueur géométrique du champ magnétique interplanétaire dans lequel elle se propagent.

Cependant de nombreux effets additionnels, non pris en compte dans le transport focalisé, peuvent introduire des effets de diffusion des particules non négligeables qui doivent être considérés si l'on veut déterminer avec plus de précision le temps d'injection des particules au Soleil (Bieber et al. 2002). Ces termes supplémentaires induisent une diminution du libre parcours moyen, et donc une augmentation de la diffusion des particules lors de leur transport dans le milieu interplanétaire. La diffusion des particules peut augmenter significativement la distance apparente de parcours des particules. Cette augmentation du temps de parcours des particules énergétiques par la diffusion peut expliquer les retards observés entre le début des émissions électromagnétiques et l'injection des particules énergétiques au Soleil. Kallenrode & Wibberenz (1990) ont d'ailleurs montré que le temps de parcours des particules pouvait augmenter d'une dizaine de minutes pour des protons d'1 MeV, simplement à cause de la diffusion.

D'autres effets liés à la propagation de particules dans le vent solaire, comme la décélération adiabatique, la convection de chaleur dans le vent solaire ou la géométrie 3D de la turbulence, peuvent influer sur le temps de parcours des particules (Sáiz et al. 2005). Lintunen & Vainio (2004) créent un ensemble de données de profils temporels, simulés à partir de différents profils d'injection de protons à différentes énergies (de 0.13 à 57 MeV) et de différentes conditions de propagation interplanétaire (variation du libre parcours moyen). De cet ensemble de données simulées, ils analysent la dispersion en vitesse de ces profils synthétiques et ils montrent que la distance parcourue par des protons en fonction des différents paramètres du modèle peut varier de 1 à 2 UA, entraînant un temps de parcours plus long, variant de 10 à 40 min (Fig. 3.21, haut).

A partir des observations d'émission radio de type III, il est possible de déterminer le temps de dérive radio des types III, traduisant le temps de parcours des faisceaux d'électrons énergétiques ($2 - 20$ keV) émetteurs de types III (Cane & Erickson 2003). Ce temps de dérive varie entre 10 et 90 min. Pour 61 événements, Cane (2003) a comparé les temps de dérive radio aux retards des électrons $> 25$ keV détectés in-situ par rapport au temps de début au Soleil de l'émission radio de type III à la plus haute fréquence[10]. La corrélation entre les retards des électrons $> 25$ keV et les temps de dérive radio (Fig 3.21, bas) suggère que les électrons mesurés à la Terre appartiennent à la même population que les électrons accélérés au Soleil. Cette appartenance à la même population de particule suggère une accélération commune des électrons détectés in-situ

[10]Utilisation des données du récepteur TNR de l'instrument WAVES/WIND, mesurant les émissions électromagnétiques dans la gamme de fréquence $10 - 200$ kHz

et des électrons producteurs de types III. Les retards observés des électrons peuvent alors être attribués à un parcours des électrons plus long dans le milieu interplanétaire et non à différents mécanismes d'accélération comme l'ont suggérées de précédentes études ( Krucker et al. 1999, Haggerty & Roelof 2002).

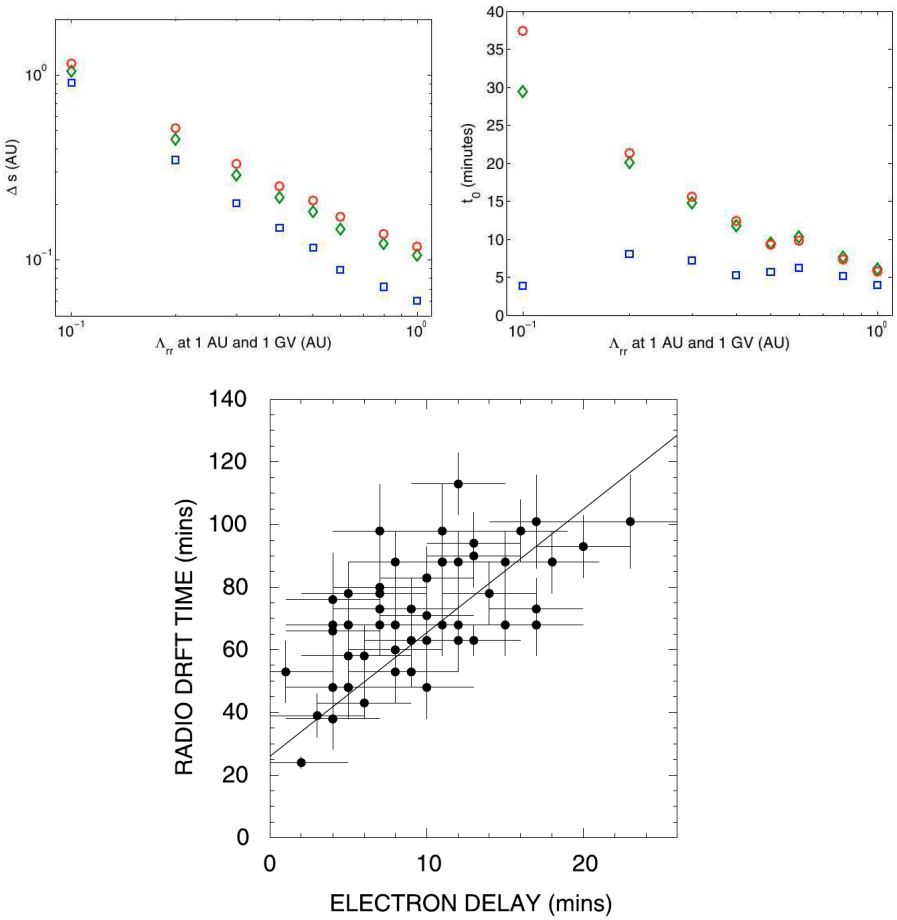



FIG. 3.21: **Haut** : Résultats de l'analyse de dispersion des vitesses, appliquée à un ensemble de flux de protons synthétiques de $0.13 - 57$ MeV, modélisés pour un spectre en énergie $\propto E^{-2}$ en fonction des libres parcours moyens variant de 0.1 à 1 UA pour une rigidité de 1 GV (Lintunen & Vainio 2004). A droite est présentée la longueur supplémentaire parcourue par rapport à 1 UA par les protons et à gauche les temps d'injection des protons au Soleil. Pour les différents jeux de données, la durée de l'injection des protons varie : $t = 0$ (carré), $t = 2.7$ h (losange) et $t = 9.5$ h (cercle) ; **Bas** : Corrélation entre le temps de dérive radio et l'intervalle de temps entre les électrons $> 25$ keV et le début d'émission des types III à 200 kHz (Cane 2003).

Ces études observationnelles et modélisatrices permettent donc d'expliquer les retards des particules énergétiques par les effets de diffusion des particules durant leur propagation le long du champ magnétique interplanétaire turbulent. Cependant, les études prônant la diffusion interplanétaire comme cause des retards observés considèrent un champ magnétique interplanétaire du type spirale de Parker, dans un vent solaire calme. Est-ce vraiment le cas ? Les particules énergétiques se propagent-elles systématiquement dans une spirale de Parker, en étant plus ou moins diffusées ?

#### 3.4.2.2 Propagation des particules énergétiques dans une structure magnétique transitoire

La configuration magnétique du milieu interplanétaire à la Terre ne peut être uniquement considérée comme une spirale d'Archimède (Sect. 3.4.1). En effet, la présence à la Terre de structures magnétiques transitoires, telles des ICMEs ou des MCs, fournit une alternative à la connexion Soleil-Terre autre que la spirale de Parker nominale (Mandrini et al. 2005).

La détection de flux particules énergétiques, accélérées lors d'une éruption solaire, alors que la Terre est située dans une ICME ou un MC pré-existant (associées à une CME éjectée quelques jours avant du Soleil), suggère la propagation du Soleil à la Terre de ces particules dans une structure magnétique transitoire. En utilisant les flux de SEPs (des protons de $22-27$ MeV et des électrons de $0.2-2$ MeV mesurés in-situ sur *International Sun-Earth Explorer* (ISSE3, von Rosenvinge et al. 1978)), Kahler & Reames (1991) mettent en évidence que dans certains cas, le nuage magnétique présent à la Terre au moment de la détection des SEPs est toujours connecté au Soleil, au moins partiellement. De nombreuses études, utilisant les flux de particules énergétiques pour sonder la connexion des ICMEs ou des MCs au Soleil montrent également une connexion, au moins partielle, au Soleil (Mazur et al. 1998, Larson et al. 1997, Crooker et al. 2008).

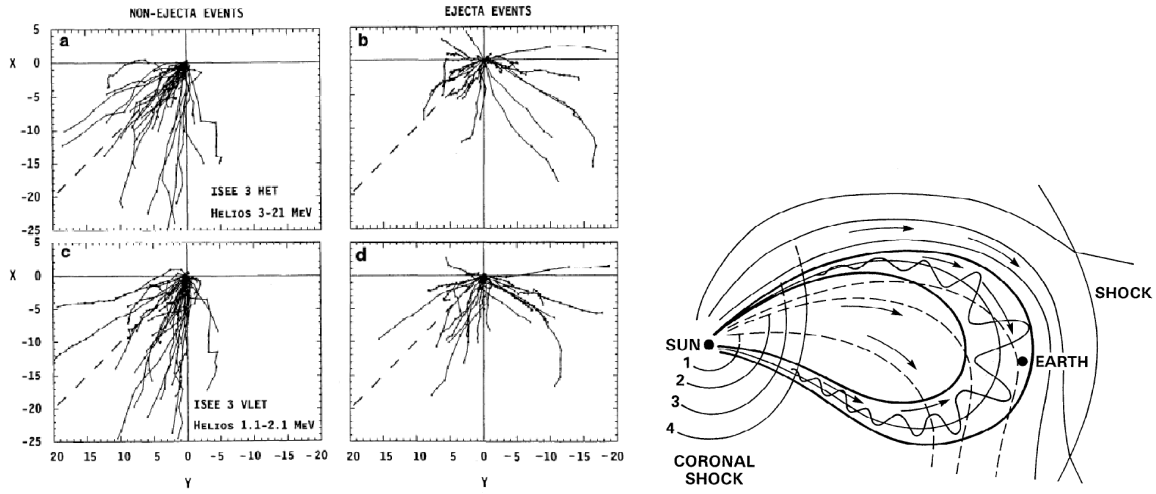



FIG. 3.22: **Gauche** : Directions d'anisotropie du flot de protons et d'électrons énergétiques pour 39 événements, calculées à partir des vecteur de flux de particules déduits des mesures faites dans les 8 secteurs du détecteur à particules de ERNE. Les résultats se scindent en 2 groupes distincts, l'un associé à un champ magnétique interplanétaire nominal (colonne de gauche) et l'autre, associé à un champ magnétique interplanétaire formé d'une ICME (colonne de droite). Le trait en pointillé représente la direction de la spirale de Parker pour $V_{VS} \simeq 400$ km.s $-1$ ; **Droite** : Schéma d'une ICME à la Terre, encore ancrée au Soleil et dans laquelle les particules énergétiques peuvent propager (Richardson & Cane 1996).

Si les particules énergétiques ne se propagent pas le long de la spirale de Parker, la direction du maximum de la distribution angulaire du flux ne devrait pas être alignée

avec la direction du champ magnétique de l'IMF nominal. A partir des mesures de flux de particules par des détecteurs à particule embarqués sur divers satellites, on peut calculer la direction d'anisotropie du flux. En déterminant les directions d'anisotropies de flux de protons à basse énergie ($1-4$ MeV) et à haute énergie ($4-150$ MeV), mesurés par ISSE3 (von Rosenvinge et al. 1978) ou avec Helios (Stilwell et al. 1975) à $3-21$ MeV, Richardson & Cane (1996) montrent qu'effectivement, la direction d'anisotropie des SEPs dépend de la stucture du champ magnétique interplanétaire présente à la Terre. En effet, dans leur étude, lorsque le satellite est localisé dans un champ magnétique interplanétaire nominal, les directions angulaires des maxima des SEPs sont alignées avec la direction de la spirale de Parker dans 90% des cas (Fig. 3.22, gauche). A l'inverse, les SEPs arrivant au satellite lorsque celui-ci est dans une structure magnétique transitoire ont des directions d'anisotropie non alignées avec le champ magnétique de la spirale de Parker (Fig. 3.22, gauche). Pour une connexion Soleil-Terre assurée par une ICME ou un MC, les particules accélérées lors d'une éruption, associée à une région active localisée loin de la spirale de Parker, peuvent être injectées et se propager dans la jambe de l'ICME localisée au voisinage de la région active (Fig. 3.22, droite). Ainsi, des particules provenant d'une éruption localisée à l'Est solaire pourront être détectées à la Terre après s'être propagées dans la jambe Est de l'ICME (Richardson et al. 1991). La présence d'une structure magnétique transitoire fournit un champ magnétique permettant une connexion Soleil-Terre lorsque la région active n'est pas connectée à la Terre par la spirale de Parker.

En utilisant les distributions angulaires obtenues par les mesures de flux de protons énergétiques par SoHO/ ERNE, Torsti et al. (2004) montrent que non seulement les protons énergétiques se propagent dans un nuage magnétique toujours ancré au Soleil, mais qu'en plus, le libre parcours moyen, obtenu par la modélisation du transport des protons de 20 MeV (Kocharov et al. 1998), est au moins de 10 UA. Un libre parcours moyen aussi grand montre que ce nuage magnétique est un environnement particulièrement favorable à une propagation des particules énergétiques où la diffusion dans l'hélisophère interne est faible.

Lorsque des particules énergétiques se propagent dans une ICME ou un MC, de par la géométrie de la structure magnétique transitoire, la distance parcourue peut s'avérer être plus longue que les 1.2 UA de la spirale de Parker. A partir d'une analyse de dispersion en vitesse (Sect. 3.4.3.2) des flux d'électrons à différentes énergies, mesurés par WIND/ 3DP, pour des événements associés à la présence d'un MC[11] à la Terre, Kahler et al. (2009) obtiennent des longueurs de parcours plus longues que 1.2 UA. En étudiant un événement lors duquel des électrons de $0.1-10^2$ keV se propagent dans un nuage magnétique partiellement connecté au Soleil, Larson et al. (1997) montrent que la longueur parcourue par les électrons dans le nuage magnétique varie de 2 UA à 4 UA, correspondant respectivement à une propagation dans le coeur et en périphérie du nuage magnétique.

Il apparaît donc nécessaire d'examiner en détail les structures magnétiques du milieu interplanétaire lors de l'arrivée à la Terre des GLEs. En effet, les GLEs sont souvent détectés lors d'un effet Forbush (Sect. 3.1.2.1), suggérant que l'hypothèse de la spirale de Parker dans un vent solaire calme est effectivement irréaliste dans de nombreux cas. Des études individuelles de GLEs suggèrent effectivement que, dans certains cas, les

[11] Liste des nuages magnétiques $http://lepmfi.gsfc.nasa?goc/mfi/mag_cloud_S1.html$

protons relativistes se propagent dans un milieu interplanétaire perturbé, comme le GLE du 20 Janvier 2005 (Masson et al. 2009). L'étude du GLE du 28 Octobre 2003 (Miroshnichenko et al. 2005) suggère que les protons relativistes parcourent environ 2 UA, ce qui est cohérent avec une propagation dans une éjection de masse coronale interplanétaire, et non dans le tube de flux de la spirale de Parker connectée à la Terre. Toutefois, il n'existe à ce jour aucune étude systématique de la structure du champ magnétique interplanétaire.

### 3.4.3 Les structures magnétiques et leur rôle dans la propagation des particules

Je propose alors une étude faisant appel à deux méthodes indépendantes. En utilisant les mesures du champ magnétique obtenues avec MAG/ACE et les paramètres du plasma SWEPAM/ACE à la Terre, j'ai identifié les structures magnétiques qui guident les particules relativistes des GLEs. Puis, j'ai évalué indépendamment les temps d'injection au Soleil et la longueur de parcours des protons énergétiques détectés dans l'espace (ERNE/SOHO) et aux moniteurs à neutrons en utilisant une analyse de dispersion des vitesses.

#### 3.4.3.1 Les structures magnétiques interplanétaires présentes à la Terre

J'ai détaillé dans la section 3.4.1 comment le champ magnétique et les paramètres plasma évoluent en fonction de la structure magnétique du milieu interplanétaire mesurée à la Terre. Des instruments MAG (Smith et al. 1998) et SWEPAM (McComas et al. 1998) embarqués sur le satellite *Advanced Composition Explorer* (ACE, Stone et al. 1998), j'obtiens respectivement les données du champ magnétique : la magnitude et les composantes en coordonnées GSE, ainsi que les paramètres plasma : la densité, la vitesse et la température des protons. Le satellite ACE est positonné au point de Lagrange L1. Afin de pouvoir déterminer la topologie magnétique présente à la Terre lors de l'arrivée des protons relativistes, il faut appliquer une correction en temps. En effet, la structure magnétique observée à L1, arrivera à la Terre à un temps $t_{\text{Terre}} = t_{\text{L1}} + \Delta t$, où $t_{\text{L1}}$ est le temps de mesure de ACE à L1 ; $\Delta t$ est le temps que met la structure observée à L1 pour atteindre la Terre : c'est la distance Terre-L1 divisée par la vitesse $V_{\text{plasma}}$, étant approximativement la vitesse des protons mesurée à ACE.

A partir des données de ACE, corrigées en temps, j'ai identifié la structure magnétique interplanétaire présente à la Terre lors de la détection de chaque GLE. Les résultats obtenus sont résumés dans la table 3.1. Les figures représentant les évolutions du champ magnétique et des paramètres plasma pour les 10 événements étudiés sont présentées dans la section 3.4.5. Sur les 10 GLEs séléctionnés, 3 se propagent dans un champ magnétique type spirale de Parker (créé par un vent rapide ou un vent lent) et 1 GLE se propage entre 2 ICME. Les 6 autres événements arrivent clairement dans une structure magnétique transitoire : 3 se propagent dans le back d'un nuage magnétique, 1 seulement se propage dans un nuage magnétique, 1 autre à l'arrière d'une ICME et le dernier arrive pendant le passage du front de choc de l'ICME. Grâce à cette étude, on distingue deux groupes de structures magnétiques présentes à la Terre lors de l'arrivée des premiers protons relativistes : la spirale de Parker et une structure magnétique directement reliée à des éjections de masse coronale interplanétaires ou des

| Date GLE | $t_{debut}$ (UT) | Position de la région active | Structure interplanétaire | Distance (UA) et $t_{\mathrm{SRT}}$ (UT) |
|---|---|---|---|---|
| 14 Jul 00 | 10 :31 | N22,W07 | VS perturbé entre 2 ICMEs | |
| 15 Apr 01$^\star$ | 13 :55 | S20,W85 | VS perturbé par une précédente ICME | 1.39 - 13 :43 |
| 18 Apr 01$^\star$ | 02 :36 | derrière le limb | nappe de courant | 1.42 - 02 :24 |
| 26 Dec 01$^\star$ | 05 :40 | N08, W54 | VS | 1.21 - 05 :29 |
| 24 Aug 02$^\star$ | 01 :24 | S02,W81 | VS | 1.11 - 01 :14 |
| 28 Oct 03$^\star$ | 11 :12 | S16, E08 | back d'un MC | 1.78 - 10 :56 |
| 29 Oct 03 | 21 :01 | S15, W02 | dans MC | |
| 02 Nov 03$^\star$ | 17 :30 | S14, W56 | back d'un MC | 1.9 - 17 :13 |
| 20 Jan 05 | 06 :49 | N14, W55 | back d'un MC | |
| 13 Dec 06$^\star$ | 02 :50 | S06, W23 | VS rapide | 1.98 -02 :33 |

TAB. 3.1: Tableau récapitulatif des résultats obtenus pour les 10 événements étudiés (col.1), dont les premiers protons arrivent à un temps de début obtenus par les mesures des moniteurs à neutrons (col.2). La colonne 3 liste la position des régions actives associées aux événements. La colonne 3 et 4 synthétisent les résultats obtenus respectivement par l'étude d'identification des structures magnétiques interplanétaires et l'analyse de dispersion des vitesses.

nuages magnétiques.

De plus, en comparant les structures magnétiques dans lesquelles se propagent les protons relativistes des 10 GLEs selectionnés et la position des régions actives associées (tab. 3.1), on remarque que les particules provenant des régions actives mal connectées à la spirale de Parker ont tendance à se propager dans le back d'une éjection de masse coronale interplanétaire ou d'un nuage magnétique. Cette corrélation entre position de la région active et structure magnétique connectant le Soleil et la Terre montre que les structures magnétiques transitoires dans le milieu interplanétaire peuvent expliquer la détection des particules énergétiques à la Terre lorsque la région active n'est pas connectée à la Terre par la spirale de Parker.

Dans le cas d'une région active théoriquement bien connectée au champ magnétique nominal, comme le GLE de 26 Décembre 2001, les particules semblent se propager effectivement dans une spirale de Parker. Néanmoins, dans certains des cas étudiés ici, le 24 Août 2002 et le 13 Décembre 2006, l'étude du milieu interplanétaire montre que les protons se propagent dans un champ magnétique nominal alors que la région active est localisée à environ 30 ° du pied de la spiral de Parker. Ce paradoxe peut s'expliquer par des processus comme le transport de particules ou par la dynamique du champ magnétique lors de l'éruption. Je reviendrai sur ce dernier point dans le chapitre 4. Toutefois, ces deux événements requièrent une étude individuelle plus poussée, comme la détermination de l'anisotropie du flux de particules permettant de déterminer leur direction d'arrivée (Torsti et al. 2004).

#### 3.4.3.2 Les longueurs parcourues et le temps d'injection au Soleil

Pour déterminer la longueur parcourue par les premières particules énergétiques depuis leur injection jusqu'à leur arrivée à la Terre, j'ai appliqué la méthode d'analyse de la dispersion des vitesses. Des particules d'énergies différentes, supposées être injec-

tées simultanément dans le même tube de flux interplanétaire connectant la Terre, et se propageant librement, n'arriveront pas en même temps à la Terre. Cette différence des temps d'arrivée est alors simplement due au fait qu'elles parcourent la même distance, mais avec des vitesses différentes. Il suffit alors de tracer les temps d'arrivée des premières particules, $t_{\text{Terre}}$ en fonction de l'inverse de leur vitesse $1/v$ pour obtenir la distance, $L$, qu'elles ont parcourues et le temps d'injection au Soleil, tel que :

$$t_{\text{Terre}} = \frac{L}{v} + t_{\text{SRT}} \tag{3.22}$$

avec $t_{SRT}$ : le temps d'injection au Soleil ou solar release time.

J'ai donc utilisé les données de l'instrument ERNE (Torsti et al. 1995) sur *Solar and Heliospheric Obseravtory* (SoHO). Cet instrument fournit entre autres des mesures de flux de protons énergétiques couvrant une gamme en énergie de 12 et 150 MeV avec 10 canaux différents. Les derniers canaux d'énergies pouvant être pollués dans le cas d'événement à particules relativistes[12], je n'ai considéré dans l'étude que les 5 canaux de basses énergies (13−16 MeV, 16−20 MeV, 20−25 MeV, 25−32 MeV, 32−40 MeV). Seulement 7 des GLEs sélectionnés (marqués d'une étoile dans le tableau 3.1) ont des mesures in-situ de protons énergétiques utilisables.

J'ai déterminé les temps de début des mesures de flux de particules pour les 7 GLEs dans chacun des 5 canaux en energies, en définissant le temps de début comme étant le temps où le flux de particules égalise la valeur du bruit de fond plus trois fois l'écart type. Le bruit de fond et son écart type sont calculés sur 1 heure quelques temps avant la montée du signal. Les particules les plus énergétiques arrivant en premier, je considère que le temps de début du flux mesuré est dû aux particules les plus énergétiques de chaque canal. Je trace donc, pour chaque GLE, les temps de début en fonction de l'inverse de la vitesse, obtenue pour le maximum de l'énergie de chaque canal. A ces points obtenus par ERNE, j'ajoute le point correspondant aux protons relativistes (obtenu par les moniteurs à neutrons). Les temps de début pour chaque événement considéré est celui déterminé par Moraal et al. (2009), et je choisis comme énergie pour ces protons $E_p = 4.15$ GeV (Sect. 3.1.2.1).

Pour déterminer la longueur parcourue par les protons énergétiques et le temps d'injection au Soleil, j'ai ajusté une droite par régression linéaire. Bien que les hypothèses considérées dans la méthode VDA soient fortes, les résultats permettent tout de même une évaluation de la distance parcourue et du temps d'injection. Il reste cependant une incertitude due à la contribution de la diffusion. Je détermine alors le meilleur ajustement en supprimant un des 5 points obtenus par les mesures de ERNE. Je garde alors l'ensemble des 4 points de ERNE donnant le meilleur coefficient de corrélation, entre 0.93 et 0.99 (Fig. 3.23). Le canal supprimé n'est pas le même en fonction du GLE considéré. Les longueurs de parcours et le temps d'injection au Soleil sont reportés dans la dernière colonne du tableau 3.1. Les longueurs obtenues varient entre 1.1 UA et 2 UA montrant que les particules peuvent s'être propagées le long de la spirale de Parker ou dans des structures magnétiques impliquant une distance géométrique plus longue du champ magnétique, connectant la région active et la Terre.

[12] *http* : *//www.srl.utu.fi/erne*$_d$*ata/index*$_e$*nglish.html*

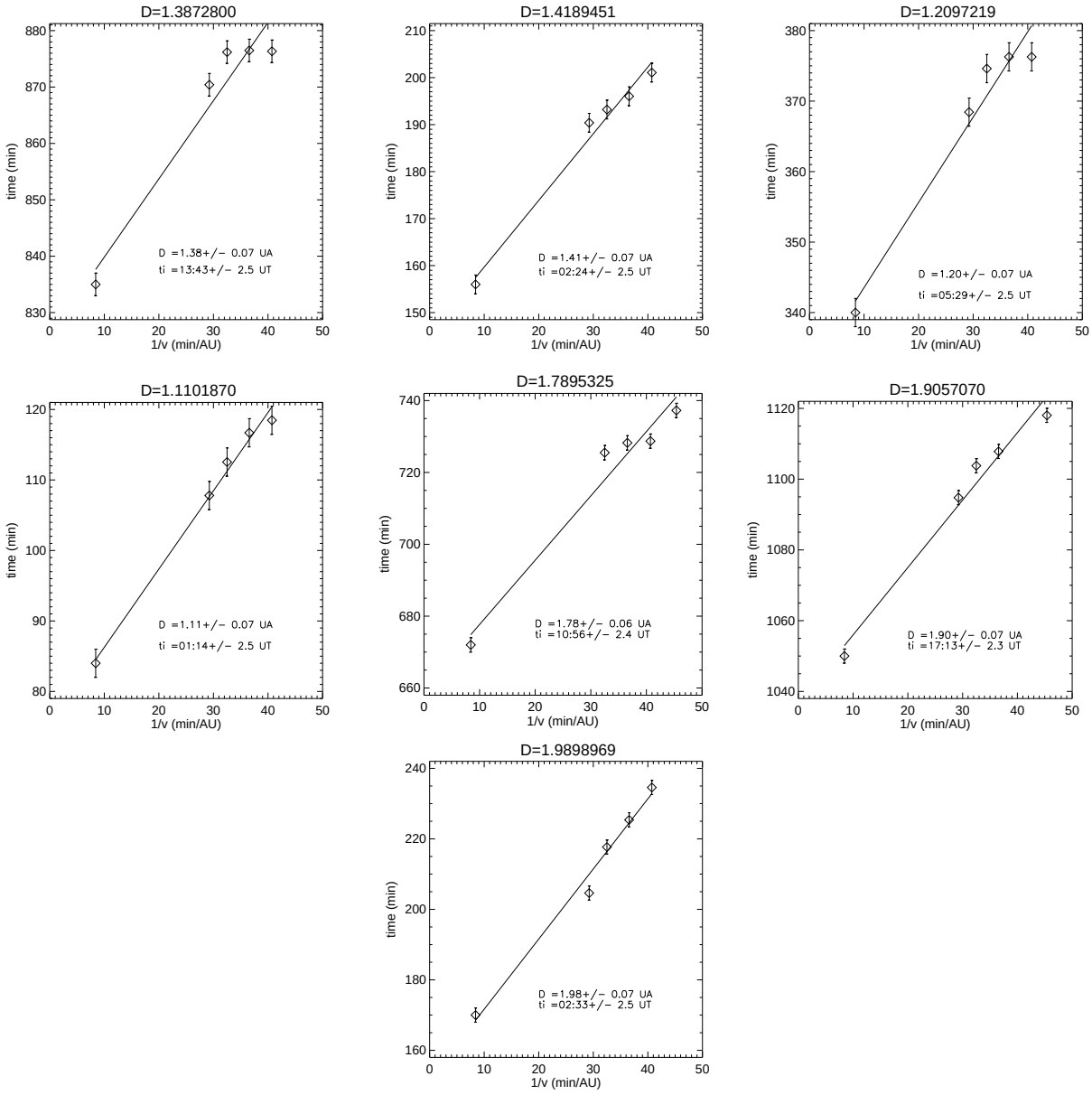



FIG. 3.23: Les résultats obtenus de l'analyse en dispersion des vitesses des 7 GLEs, avec la méthode de sélection que je décris dans le texte.**Haut** Respectivement de gauche à droite le 15 Avril 2001, le 18 Avril 2001 et le 26 Décembre 2001.**Milieu** : de gauche à droite 24 Août 2002, le 28 Octobre 2003 et le 2 Novembre 2003.**Bas** : le 13 Décembre 2006

#### 3.4.3.3 L'importance du champ magnétique interplanétaire dans l'étude des GLEs

En combinant les résultats sur les structures magnétiques interplanétaires présentes à la Terre lors de l'arrivée des protons relativistes et les longueurs parcourues par les protons énergétiques, on s'aperçoit qu'il y a une relation claire entre distance parcourue et structures magnétiques interplanétaires (Fig 3.24, gauche). Les événements dont les protons parcourent une distance d'environ 1.2 UA arrivent à la Terre dans un champ magnétique interplanétaire typique de la spirale de Parker, tandis que les protons parcourant une distance plus longue, supérieure à 1.2 UA et pouvant atteindre 2 UA arrivent alors que le champ magnétique interplanétaire correspond à une structure

magnétique transitoire.

Le résultat obtenu pour le GLE du 13 Décembre 2006 présente cependant une incohérence totale entre le champ magnétique interplanétaire dans lequel se propagent les protons et qui correspond à une spirale de Parker créé par un vent solaire rapide et la longueur de 2 UA parcourue par les protons. La détermination de la longueur parcourue se base sur des protons du GeV et des protons du MeV. Une explication serait que la diffusion dans le milieu interplanétaire est plus efficace pour les particules moins énergétiques (au MeV) que pour les particules aux énergies relativiste au GeV. Une autre possibilité, serait que les particules aient été accélérées par une onde de choc en amont d'une CME et injectées tardivement le long de la spirale de Parker. Le délai de l'injection correspondrait alors à l'altitude à laquelle l'éjection de masse injecte les particules le long de la spirale de Parker.

En dehors de cet événement complexe qui nécéssite une étude plus approfondie, la distance parcourue par les protons apparaît, dans cette étude être directement reliée à la structure magnétique dans laquelle les particules se propagent. La cohérence obtenue à partir de ces deux approches différentes donne du poids à cette conclusion.

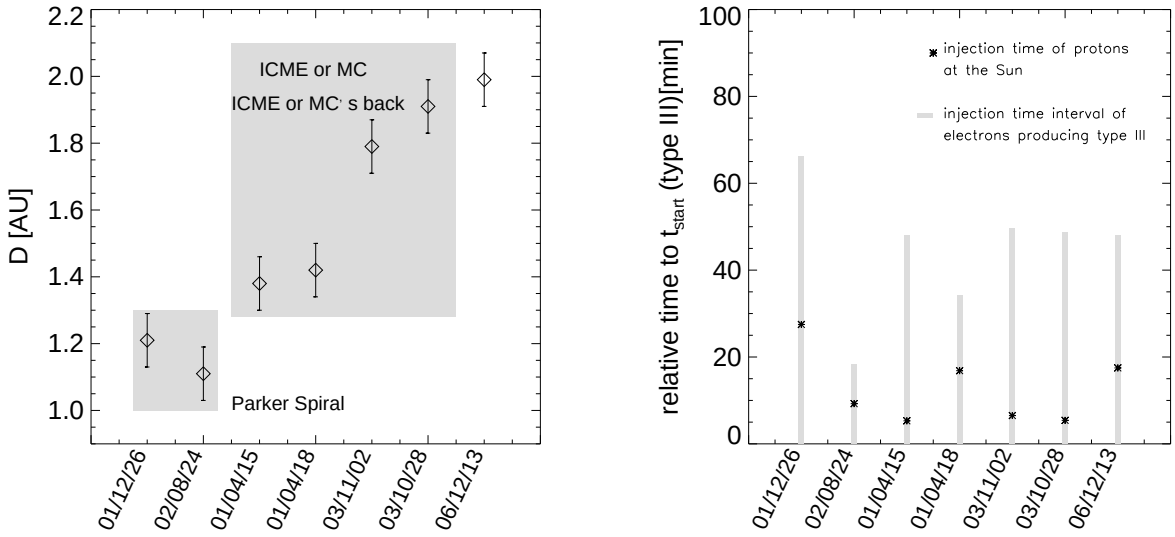



FIG. 3.24: **Gauche** : Distance parourue par les protons relativistes lors des 7 événements étudiés et les structures magnétiques, déduites par notre étude, dans lesquelles les particules se propagent pour ces mêmes événements. **Droite** : Temps d'injection des protons (asterix) et intervalle de temps d'injection des électrons produisant les types III (intervalles grisés) pour les 7 GLEs étudiés.

Grâce à l'analyse de dispersion des vitesses, on obtient également le temps d'injection au Soleil des protons relativistes, $t_{\mathrm{SRT}}$ (Tab. 3.1). Nous avons vu, lors de l'étude du 20 Janvier 2005, que les protons relativistes étaient, selon toute vraissemblance, injectés dans l'espace interplanétaire, simultanément avec les électrons de quelques keV produisant les sursauts de type III. J'ai alors déterminé pour chaque GLE, l'intervalle de temps durant lequel le plus grand nombre de sursauts de type III successifs était observé.

L'intervalle est défini comme étant la durée pendant laquelle l'émission électromagnétique à 14 MHz ($h \sim 10$ $\mathrm{R}_{\odot}$ est supérieure au bruit de fond plus trois fois l'écart type. Je retranche 8.3 min aux intervalles de temps obtenus pour les corriger du temps

de parcours de la lumière, puis je compare les temps d'injection des protons relativistes au Soleil avec ces intervalles temps d'injection des électrons. La figure 3.24 présente cette comparaison des temps d'injection des protons et des électrons produisant les sursauts de type III, où l'origine de l'axe des ordonnées correspond au temps de début du groupe de sursaut de type III pour chaque événement.

Il apparaît alors que pour tout les GLEs étudiés, les protons relativistes sont injectés pendant l'injection des faisceaux d'électrons non-thermiques. Cette cohérence entre les temps d'injections des protons relativistes au Soleil et les intervalles d'injection des multiples faisceaux d'électrons fournit un argument supplémentaire quant à la validité de l'évaluation de la distance parcourue par les protons et leurs temps d'injection au Soleil par l'analyse de dispersion des vitesses. En suivant l'argumentation de Cane et al. (2002), suggérant que les électrons produisant les types III sont accélérés dans la basse couronne, et mon analyse du 20 Janvier 2005, ce résultat argumente en faveur d'une accélération des premiers protons relativistes dans la région active éruptive.

La cohérence des résultats obtenus à partir de deux études indépendantes que j'ai menées montre plusieurs choses. La propagation des protons relativistes dans des structures magnétiques transitoires, impliquant des longueur de lignes de champ plus longues que 1.2 UA, montre donc que les retards observés peuvent être en partie expliqués par une longueur géométrique du champ magnétique interplanétaire plus grande. De plus, lors des GLEs associés aux éruptions, localisées loin de la spirale de Parker, les protons relativistes arrivent tous dans une structure magnétique transitoire et non dans la spirale de Parker. La connexion entre le site d'accélération et la Terre ainsi que les retards observés peuvent ainsi être expliqués par la structure du champ magnétique interplanétaire, et pas uniquement par l'accélération et l'injection des particules grâce à une éjection de masse coronale (Sect. 3.2.2.1), ou à la turbulence du milieu interplanétaire.

A travers cette étude, il est clair qu'il est indispensable de considérer le milieu interplanétaire dans lequel se propagent les protons relativistes si l'on veut comprendre les retards observés, la connexion entre le site accélérateur et la Terre, et finalement pouvoir associer correctement les phénomènes solaires à l'accélération des particules.

### 3.4.4 Article (P.5) : **Interplanetary magnetic structures guiding solar energetic particles**

Le travail présenté ci-dessus est terminé, et l'article qui présentera ces résultats est en cours de rédaction. Il sera soumis à *Astronomy and Astrohysics* avec comme auteurs : S. Masson, S. Dasso, P. Démoulin et K.-L. Klein

### 3.4.5 Figure de l'évolution du champ magnétique et des paramètres plasma pour les 10 événements étudiés

Les tracés suivants présentent l'évolution du champ magnétique et des paramètres plasma, de haut en bas : la magnitude du champ magnétique, les angle $\theta_B$ et $\phi_B$ (Eqs. 3.17 et 3.18) du champ magnétique en coordonnées GSE, la température des protons mesurée (noir) et calculée par la relation 3.21 (vert) et le $\beta_P$ des protons. L'intervalle de temps durant lequel les protons relativistes sont mesurés à la Terre par les moniteurs à neutrons pour chaque GLE est représenté par un rectangle grisé.

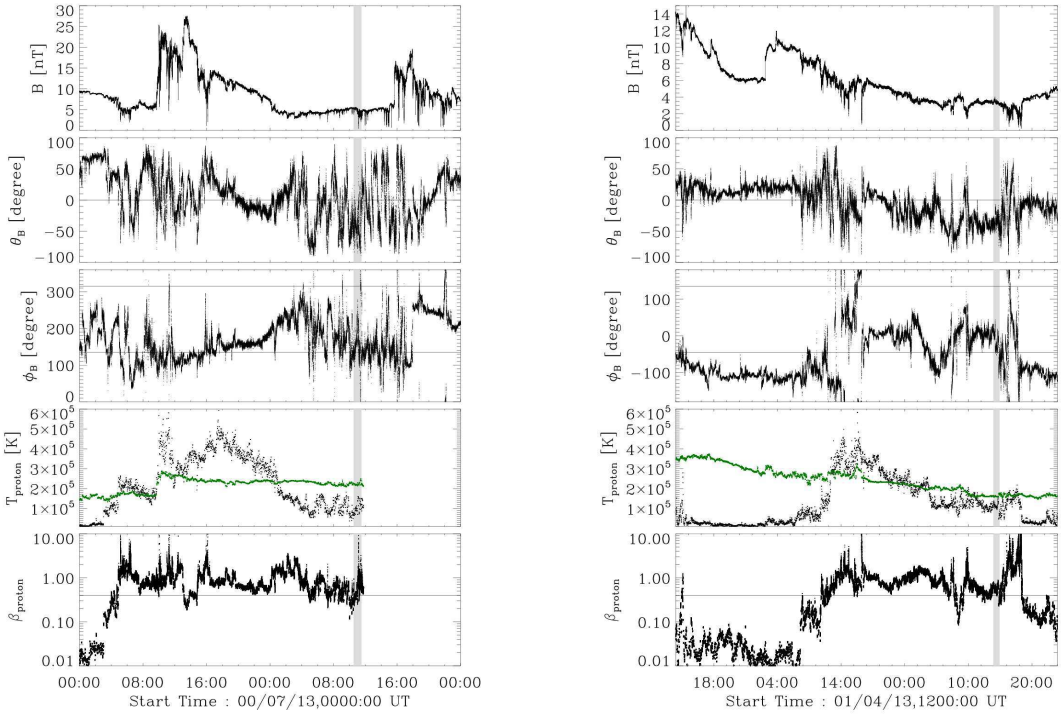



FIG. 3.25: **Gauche** : 14 Juillet 2000 ; **Droite** : 15 Avril 2001

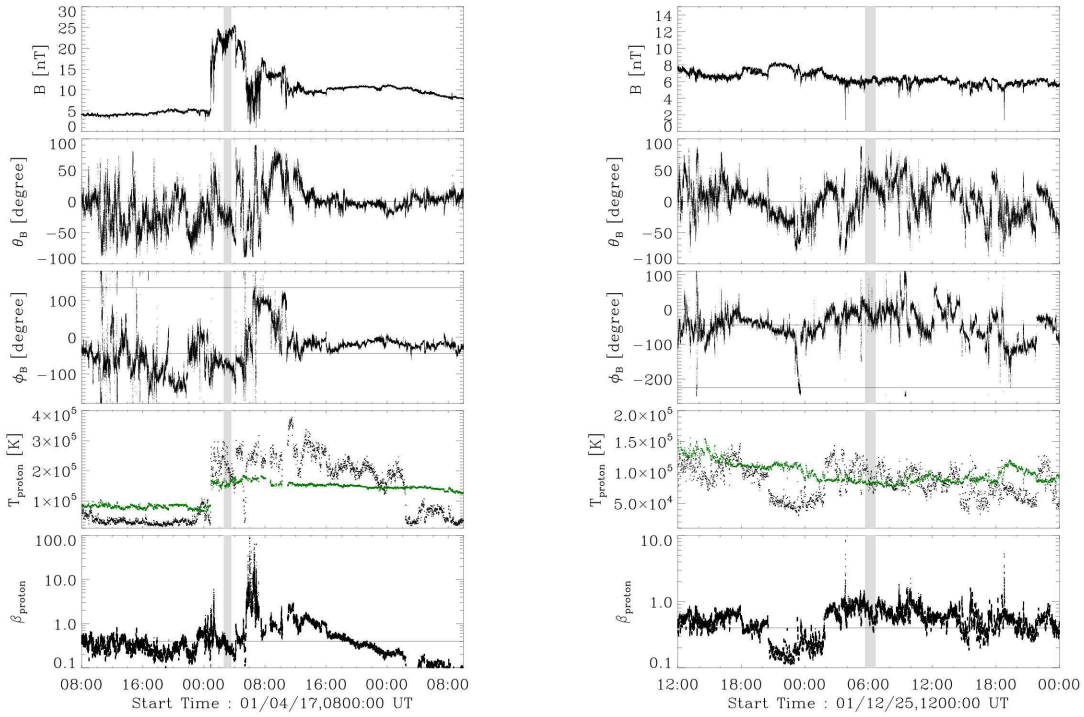



FIG. 3.26: **Gauche** : 18 Avril 2001 ; **Droite** : 26 Décembre

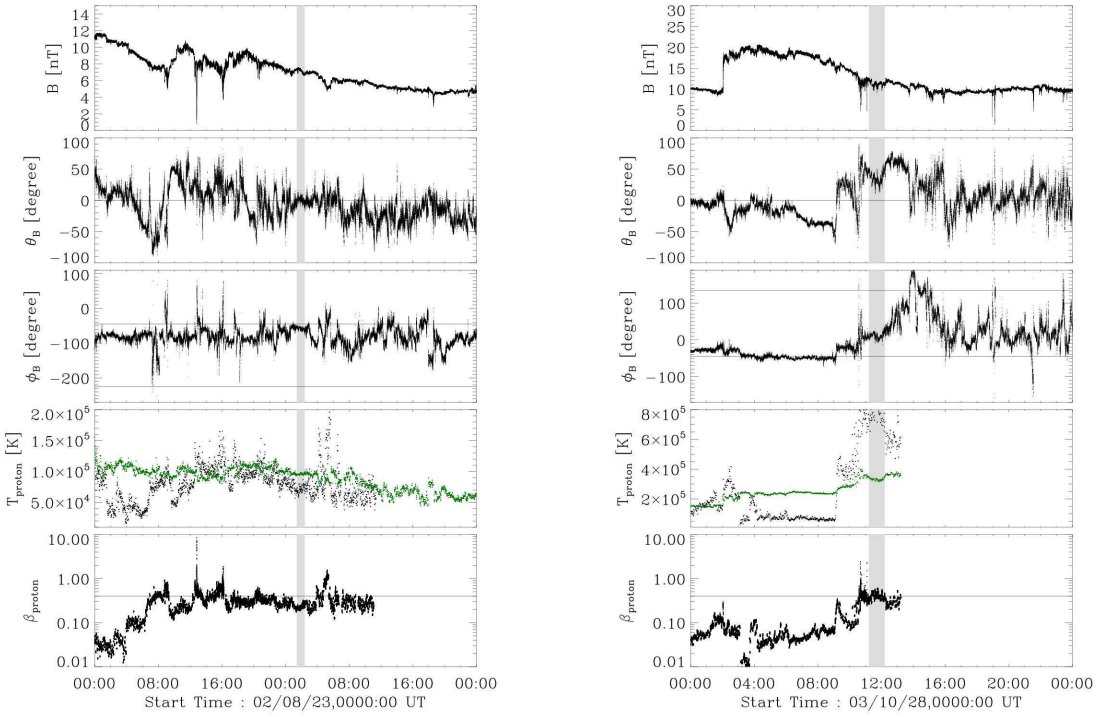



FIG. 3.27: **Gauche** : 24 Août 2002 ; **Droite** : 28 Octobre 2003

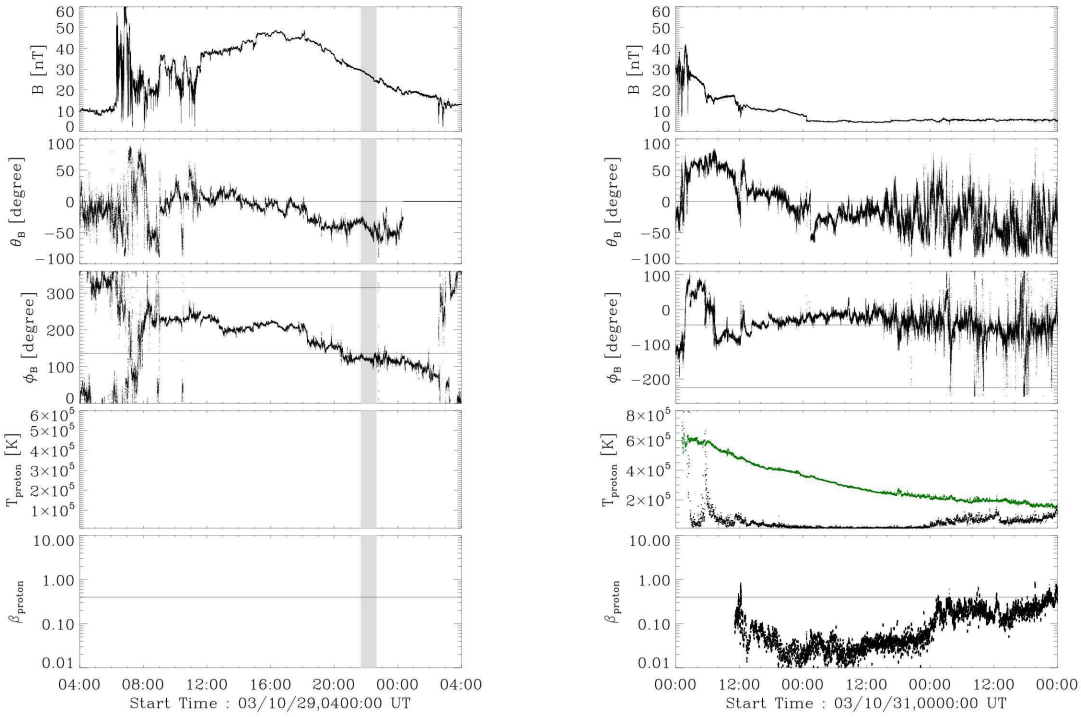



FIG. 3.28: **Gauche** : 29 Octobre 2003 ; **Droite** : 2 Novembre 2003

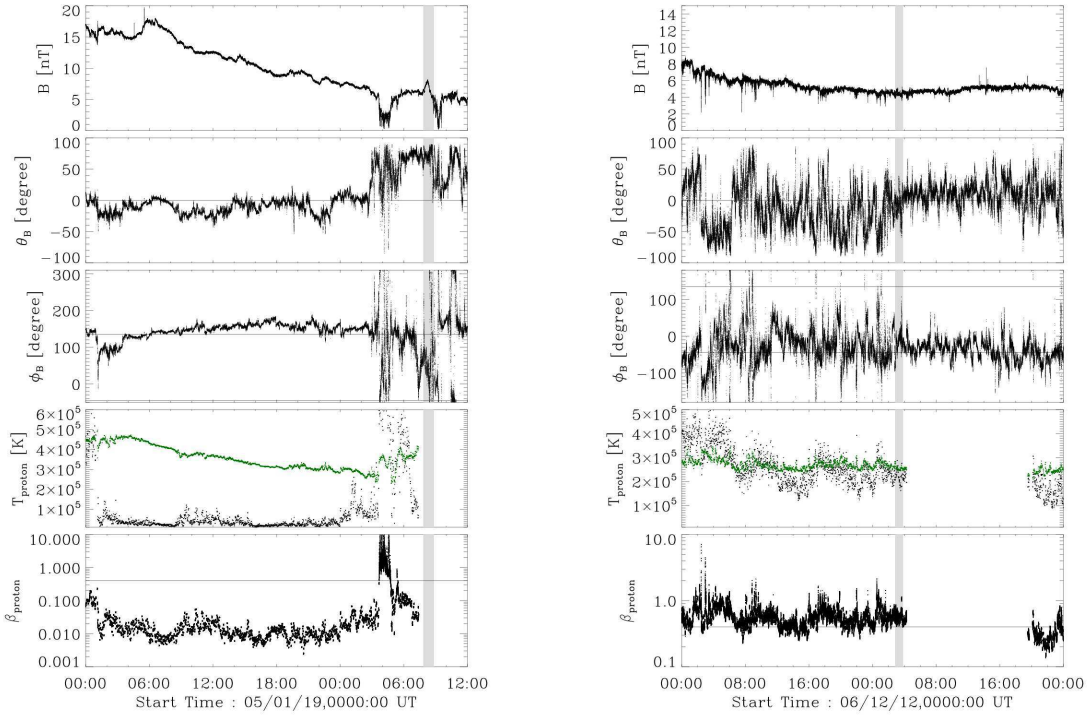



FIG. 3.29: **Gauche** : 20 Janvier 2005 ; **Droite** : 13 Décembre 2006

# Chapitre 4

# La reconnexion magnétique 3D et son rôle dans les éruptions solaires

## Sommaire


**4.1 Topologie magnétique et reconnexion dans la couronne solaire . . . 110**
4.1.1 Les points nuls coronaux . . . 110
4.1.2 Les couches quasi-séparatrices (QSLs) . . . 116
4.1.3 Les signatures de la reconnexion . . . 121
**4.2 Simulation 3D MHD de la dynamique d'une éruption observée . . . 125**
4.2.1 L'utilisation du code 3D MHD . . . 125
4.2.2 L'émergence de flux . . . 129
4.2.3 Article (A.3) : **Current buildup in emerging serpentine flux tubes** . . . 138
4.2.4 La dynamique des rubans expliquée par une nouvelle association topologique . . . 151
4.2.5 Article (A.2) : **The nature of flare ribbons in coronal null-point topology** . . . 157
**4.3 Injection d'un faisceau de particules par reconnexion glissante . . . 179**
4.3.1 Du site d'accélération à la spirale de Parker connectée à la Terre . . . 179
4.3.2 Association QSL-point nul : injection dans un tube de flux étendu . . . 183
4.3.3 Article (P.4) : **Interchange slip-running reconnection and sweeping SEP beams** . . . 193


Les éruptions solaires sont dues à une reconfiguration du champ magnétique coronal, permettant de libérer l'énergie magnétique emmagasinée lors d'épisodes d'émergence ou d'annihilation de flux dans l'atmosphère solaire et de mouvements photosphériques. Cette énergie libérée lors des éruptions ou des flares solaires est en partie transférée, à travers les processus de chauffage du plasma et d'accélération de particules dans la

couronne. La dynamique des signatures de la reconnexion dans la couronnne solaire est dictée directement par l'évolution des configurations magnétiques des régions actives lors des flares. Je présenterai dans un premier temps deux topologies du champ magnétique, essentielles pour comprendre la dynamique des flares et les caractéristiques de la reconnexion dans ces configurations, ainsi que les signatures observationnelles associées (Sect. 4.1). Les résultats d'une simulation tridimensionnelle magnétohydrodynamique (MHD), alimentée par les observations et déclenchée par l'émergence de flux, montrent qu'une nouvelle association topologique en point nul avec des quasi-séparatrices est responsable de l'évolution de la reconnexion, permettant d'expliquer la dynamique des rubans d'éruption (Sect. 4.2). Lors de la reconnexion, les particules sont précipitées dans l'atmosphère solaire, mais d'autres peuvent être injectées dans des lignes de champ ouvertes et être détectées in-situ par les satellites à la Terre. A partir d'une simulation MHD 3D d'une configuration magnétique adéquate, j'ai étudié la dynamique permettant d'expliquer certaines observations concernant l'injection de particules dans le milieu interplanétaire (Sect. 4.3).

## 4.1 Topologie magnétique et reconnexion dans la couronne solaire

Dans la couronne solaire, on distingue 2 types de configurations magnétiques dans lesquelles un processus de reconnexion magnétique peut se développer : la reconnexion à travers des séparatrices, associées à des points nuls magnétiques, et à travers des couches quasi-séparatrices. Dans cette partie je présente donc les différences topologiques de ces objets et les régimes de reconnexion qui leurs sont associés, ainsi que les signatures observationnelles de la reconnexion dans ces topologies particulières.

### 4.1.1 Les points nuls coronaux

#### 4.1.1.1 La topologie

Lorsque du champ magnétique émerge de la photosphère, il se forme des régions actives, dans un premier temps simplement bipolaire, puis lorsque du champ magnétique continue à émerger, les configurations magnétiques de la couronne se complexifient et donnent naissance à des configurations magnétiques complexes (Sect 2.1.1). Le champ magnétique coronal peut alors présenter des discontinuités de connectivité. Les configurations magnétiques en points nuls sont des topologies magnétiques typiques, observées dans l'atmopshère solaire (Schrijver & Title 2002). Ces topologies correspondent à une configuration magnétique possédant un point particulier où le champ magnétique est nul ($\mathbf{B} = 0$). Sur une totalité de 100 concentrations de flux magnétique, 7 à 15 points nuls peuvent être formés (Longcope et al. 2003, Close et al. 2005). La présence d'un point nul dans la couronne solaire indique qu'il existe des discontinuités de connectivité, matérialisées par les séparatrices (Fig 4.1). Les séparatrices sont des surfaces (ou des lignes) particulières passant par un point nul.

La détermination de la topologie de ces lignes de champ particulières se fait en considérant une expansion de Taylor du champ magnétique au voisinage du point nul positionné en $\mathbf{r}_0$. Le champ magnétique peut donc s'écrire en fonction de la matrice

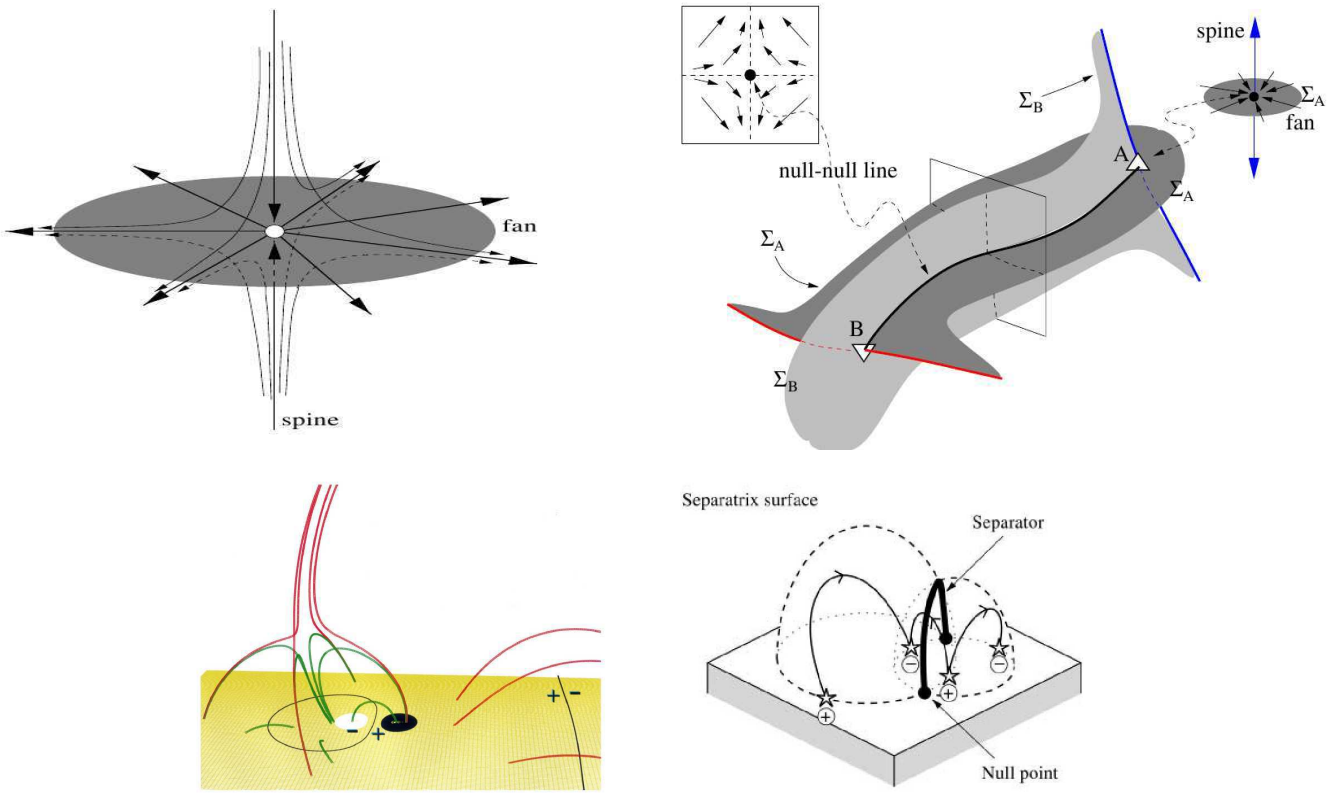



FIG. 4.1: **Haut** : Topologie d'un point nul 3D avec les séparatrices associées les spines et le fan (gauche), topologie d'un séparateur est définie par l'intersection de deux surfaces séparatrices (droite) (Longcope 2005) ; **Bas** : topologies magnétiques dans la couronne solaire : d'un point nul (gauche) formé par un bipôle inclut dans une polarité magnétique (Antiochos et al. 2002) et d'un séparateur (droite) formé dans une configuration quadrupolaire (Priest et al. 2005).

Jacobienne de $\mathbf{B}$ au voisinage du point nul :

$$\mathbf{B} = M.\mathbf{r} \tag{4.1}$$

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}) = \begin{bmatrix} \partial_x B_x & \partial_y B_x & \partial_z B_x \\ \partial_x B_y & \partial_y B_y & \partial_z B_y \\ \partial_x B_z & \partial_y B_z & \partial_z B_z \end{bmatrix}_{\mathbf{r}_0} .\mathbf{r} = 0 \tag{4.2}$$

Respecter la condition solénoïdale, $\boldsymbol{\nabla}.\mathbf{B} = 0$, correspond à annuler la trace de la matrice Jacobienne, c'est-à-dire à déterminer les valeurs propres et vecteurs propres, telle que $\lambda_1 + \lambda_2 + \lambda_3 = 0$. On obtient alors les valeurs et les directions préférentielles du champ magnétique au voisinage du point nul. Ainsi, 2 des vecteurs propres, de même signe, définissent la surface séparatrice, appelée le *fan* (ou l'éventail), tandis que le troisième vecteur définit une ligne singulière, le *spine* (ou l'épine), intersectant le fan au point nul (Lau & Finn 1990, Parnell et al. 1996, Longcope 2005). En fonction du signe des vecteurs propres, le point nul est défini comme étant négatif lorsque les lignes de champ, de part et d'autre du fan, s'approchent du point nul et s'éloignent de celui-ci le long du spine. Un comportement inverse des lignes de champ (divergence le long du fan et convergence le long du spine) définit un point nul positif (Parnell et al. 1996,

Priest & Titov 1996).

La géométrie des séparatrices dépend de la présence, ou non, de courant. Pour un champ magnétique potentiel, soit $\nabla \times \mathbf{B} = 0$, les 3 vecteurs propres sont orthogonaux : le spine intersecte le fan perpendiculairement. Au contraire, en présence de courant électrique, lorsque le champ devient sans force linéaire, les 3 vecteurs propres ne sont plus perpendiculaires les uns aux autres. Le rapport entre les valeurs propres définit également la symétrie de la toplogie. Pour des valeurs propres identiques, la distribution du flux magnétique dans le fan est axi-symétrique autour du fan : on dit que le point nul est symétrique. En revanche, si l'un des vecteurs propres est plus petit que les deux autres, le flux magnétique n'est plus distribué isotropiquement dans le fan et le point nul devient asymétrique.

Les séparatrices définissent des domaines de connectivité distincts (Baum & Bratenahl 1980). Dans le cas d'une topologie en point nul, la surface du fan sépare l'espace en deux domaines : le domaine de connectivité interne, situé sous le dôme du fan et dans lequel se trouve la partie interne du spine ; et le domaine de connectivité externe dans lequel se trouve la partie externe du spine, au dessus du fan.

Lorsqu'une configuration magnétique avec un point nul est confinée sous des arcades magnétiques connectant un bipôle magnétique à plus grande échelle, le spine externe est fermé et "ancré" à la photoshère (Fig. 4.2, gauche). A l'inverse, une configuration en point nul, incluse dans une région où le champ magnétique est ouvert, implique un spine externe ouvert (Fig. 4.2, droite). Cette topologie en point nul peut être formée par reconnexion lorsqu'un petit bipôle magnétique émerge dans une polarité magnétique appartenant à un bipôle magnétique de plus grande échelle (Antiochos 1998, Török et al. 2009). Par construction mathématique, un point nul n'apparaît jamais tout seul, mais par paire (Greene 1988, Lau & Finn 1990), ce qui n'est pas forcément le cas dans la couronne solaire.

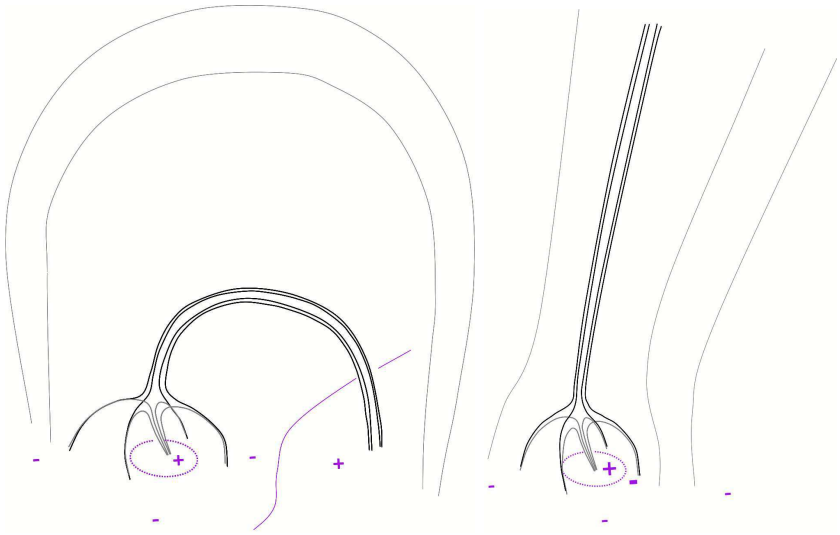


FIG. 4.2: **Gauche** : Configuration magnétique avec un point nul confiné par des arcades magnétiques d'un bipôle à grande échelle : le spine externe est fermé ; **Droite** : Configuration magnétique avec un point nul dans un champ magnétique ouvert et divergent à grande échelle : le spine externe est ouvert.

Lorsque deux point nuls coronaux sont présents, ce qui correspond à une configuration quadrupolaire, Lau & Finn (1990) et Baum & Bratenahl (1980) définissent la notion de *séparateur*. Ce séparateur correspond à l'intersection de deux surfaces séparatrices, associées respectivement à un point nul positif et négatif (Fig. 4.1). Cette ligne singulière, traçant l'intersection des surfaces est un site au niveau duquel la reconnexion magnétique peut se produire (Priest & Forbes 1990). D'autre topologies magnétiques plus complexes peuvent être construites à partir des points nuls coronaux (Antiochos 1998).

#### 4.1.1.2 La reconnexion magnétique au point nul

Une topologie magnétique en point nul est une configuration privilégiée pour la reconnexion magnétique. En effet, par définition, le champ magnétique est anti-parallèle d'un domaine de connectivité à l'autre, favorisant la formation d'une nappe de courant (Sect. 2.2). Les modèles cinématiques prédisent la formation de nappes de courant au point nul et le long des séparateurs dans le cas de la MHD idéale (Lau & Finn 1990, Priest & Titov 1996). Néanmoins, en MHD idéale, le flux magnétique ne peut être transféré à travers les séparatrices du fait du gel du champ magnétique dans le plasma (théorème du gel d'Alfvén). Il faut pour cela que de petites échelles se développent pour permettre de diminuer le nombre de Reynolds magnétique et d'augmenter le terme dissipatif de l'équation d'induction (Sect. 2.2).

Pour déclencher la reconnexion dans une configuration magnétique, il faut injecter de l'énergie et/ou de la torsion magnétique dans le système (Sect. 2.2). Comparé aux faibles valeurs du $\beta$ dans la couronne solaire, le $\beta$ du plasma au niveau de la photosphère est plus grand que 1. Les pieds photosphériques des boucles coronales sont alors régis par les mouvements photosphériques, permettant ainsi l'étude des configurations magnétiques coronales en supposant une condition *line-tied* (pieds attachés). La validité de cette hypothèse est néanmoins discutée, bien que généralement admise (Grappin et al. 2008).

L'application d'un forçage photosphérique va ainsi cisailler les arcades magnétiques, induisant la perte de l'état d'équilibre du système et une augmentation de l'énergie du système ou des instabilités. Le cisaillement de la configuration magnétique induit la formation de courant le long des séparatrices (Low 1987, Aly 1990, Lau 1993). Une topologie magnétique en point nul fermée (où les deux pieds du spine sont ancrés à la photosphère) répond différemment que l'on cisaille ou que l'on applique un mouvement rotationel aux pieds photosphériques du spine ou du fan.

Où que soit le mouvement de cisaillement appliqué à la configuration magnétique, le courant se forme le long des surfaces et des lignes séparatrices . Cependant, les études de la formation des nappes de courant montrent que celles-ci ne se développent pas de la même façon (Pontin & Galsgaard 2007). Ainsi, selon que le mouvement de cisaillement est appliqué aux pieds du fan ou du spine, la nappe sera plus intense le long d'une séparatrice particulière. Au niveau du point nul, on observera alors une nappe de courant orientée le long du fan (resp. spine) pour un mouvement appliqué au pied du spine (resp. fan).

De plus, Pontin et al. (2007a) montrent que lors de l'évolution d'une configuration en point nul dont les spines sont forcés par un mouvement de cisaillement, la structure magnétique du point nul est modifiée (Fig. 4.3, bas) : les deux spines, de part et d'autre

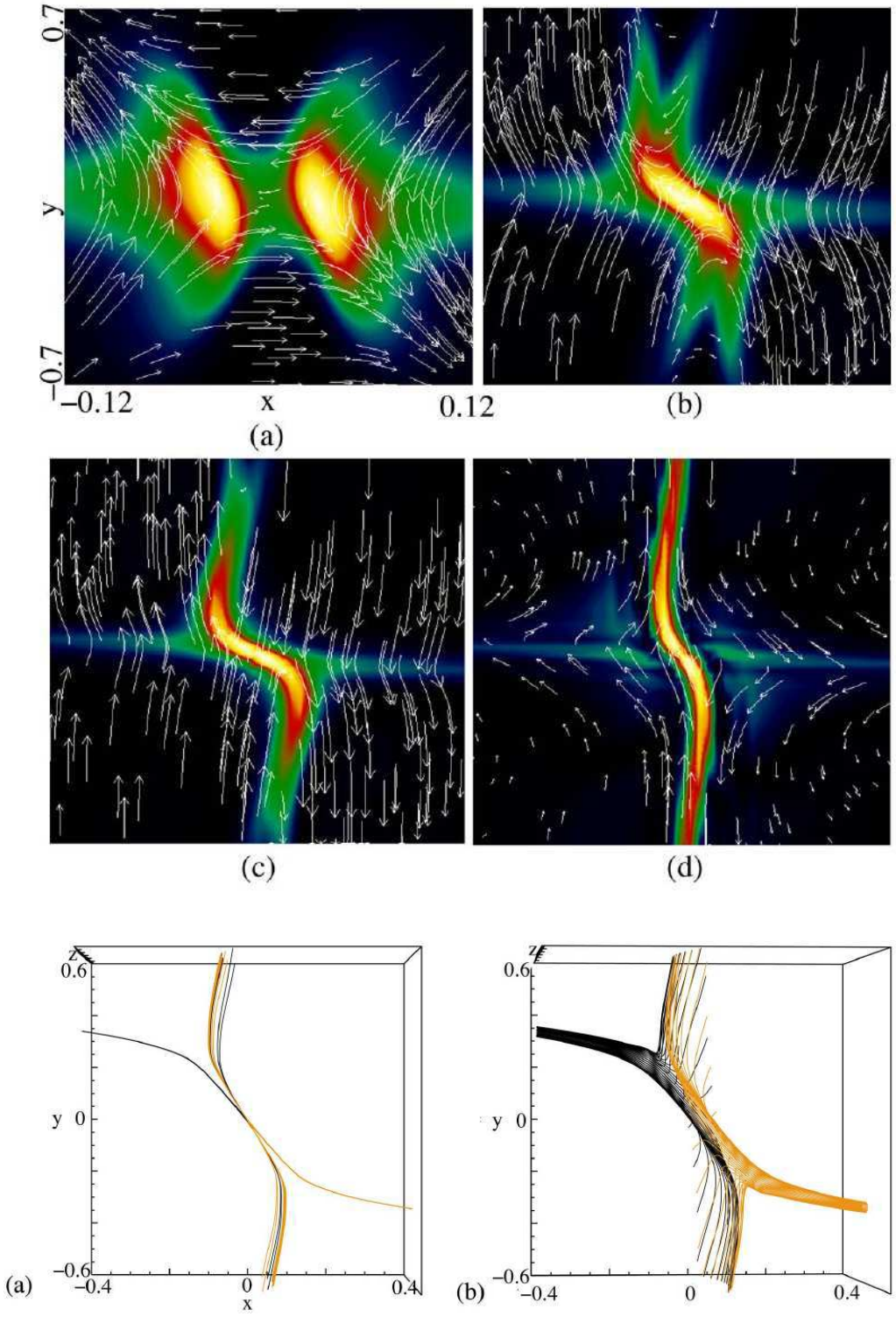



FIG. 4.3: **Haut** : Evolution de la densité de courant au cours d'une simulation résistive MHD d'une topologie en point nul. Un mouvement de cisaillement est appliqué à chacun des spines. Les flèches blanches représentent les flots de plasma (Pontin et al. 2007a) ; **Bas** : Configuration de lignes de champ magnétique tracées proches des séparatrices, permettant de mettre en évidence le déchirement du spine (Pontin et al. 2007a).

du fan, ne sont plus co-alignés : c'est le déchirement du spine (Galsgaard & Nordlund 1994).

Ce déchirement du spine induit tout d'abord une extension de la région où le rotationnel du champ magnétique est grand, conduisant à la formation d'une nappe de courant le long de la ligne reliant les deux spines, étendue et plus intense que les nappes le long des séparatrices (Antiochos 1996). Le déchirement du spine repose sur deux phénomènes distincts. Tout d'abord, le forçage photosphérique des pieds des séparatrices injecte une onde d'Alfvén torsionnelle (ou de cisaillement) le long des séparatrices perturbées. Lorsque cette onde d'Alfvén traverse la coquille entourant le point nul, où $\beta \sim 1$, elle est convertie en onde sonore. La force de pression ainsi produite va alors comprimer le point nul, conduisant à une intensification de la nappe de courant (Rickard & Titov 1996, Galsgaard et al. 2003a). Le cisaillement des pieds des boucles magnétiques entraîne également leur gonflement. Ce gonflement des lignes de champ sous le dôme du fan ou sous le spine, ancré dans le domaine de connectivité externe, induit une compression des séparatrices et du point nul. Pour une topologie en point nul initiallement potentielle, Parnell et al. (1997) montrent que cette compression au niveau du point nul conduit à l'applatissement du point nul. Le cisaillement du champ magnétique induisant le déchirement du spine, induit nécessairement un cisaillement du plasma au voisinage du point nul. Dans le cas particulier du point nul, on peut montrer qu'une nappe de vorticité unique peut se développer dans le cas compressible ou incompressible (Pontin et al. 2007b, Litvinenko 2006)

La formation d'une nappe de courant s'intensifiant au voisinage du point nul (Fig. 4.3, haut) crée une région favorable à la dissipation d'énergie magnétique et donc à la reconnexion (Sect. 2.2). En effet, la formation de petites échelles au voisinage du point nul, permet d'augmenter l'action du terme dissipatif. La diffusion du courant permet à la configuration magnétique de se relaxer vers son état de minimum d'énergie et donc de retrouver un état potentiel, impliquant nécéssairement le ré-alignement des deux spines. Le transfert de flux lors de la reconnexion magnétique peut également induire un réalignement des spines, simplement par le fait que le champ magnétique n'est plus gelé dans le plasma et peut ainsi le "traverser" (Antiochos et al. 2002).

L'énergie magnétique emmagasinée lors du forçage photosphérique va être libérée. D'après les modèles idéalisés, selon l'orientation de la nappe de courant formée autour du point nul, on distingue deux régimes de reconnexion. D'après Pontin et al. (2004), une nappe de courant, alignée le long du spine, entraîne un transfert de flux magnétique à travers le fan, appelé aussi *spine reconnection* car les lignes de champ sautent d'un spine à l'autre à travers le fan. A l'inverse, pour une nappe de courant parallèle au fan, la configuration magnétique subit un *fan reconnection*, durant laquelle le flux est transféré à travers le spine mais aussi à travers le fan (Pontin et al. 2005b). Un exemple d'évolution de la reconnexion magnétique d'une topologie en point nul est présenté dans la figure 4.4. La dynamique du champ magnétique suggère que le transfert de flux se fait à travers le fan (Pariat et al. 2009). Les lignes de champ, initalement localisées dans le domaine de connectivité interne reconnectent et s'ouvrent, tandis que les lignes de champ initialement ouvertes reconnectent au point nul et se referment sous le fan. Priest & Pontin (2009) ont proposé récemment un troisième régime reconnexion appelé *torsionnal reconnection*, n'induisant aucun transfert de flux d'un domaine de connectivité à l'autre, mais un changement de connectivité continu des lignes de champ, conduisant à un mouvement de rotation des lignes de champ le long du fan ou autour

du spine.

Lors de la reconnexion, le flux magnétique est transféré mais doit être conservé. Notons d'ailleurs que dans la couronne solaire, étant donné que le fan est une surface séparatrice, sous laquelle est confiné du flux magnétique, seul un transfert de flux magnétique à travers le fan peut conduire à la libération massive d'énergie. Cette modification de la configuration magnétique doit néanmoins respecter la condition de conservation du flux, conduisant ainsi au déplacement des séparatrices et du point nul afin que le flux magnétique, situé sous le fan et à l'extérieur, reste constant.

Pour une configuration magnétique initialement dans un état d'équilibre, il n'est pas évident que la reconnexion induite par un apport d'énergie permette de libérer toute l'énergie emmagasinée et que la configuration retrouve son état d'équilibre sans-force linéaire (Antiochos et al. 2002).

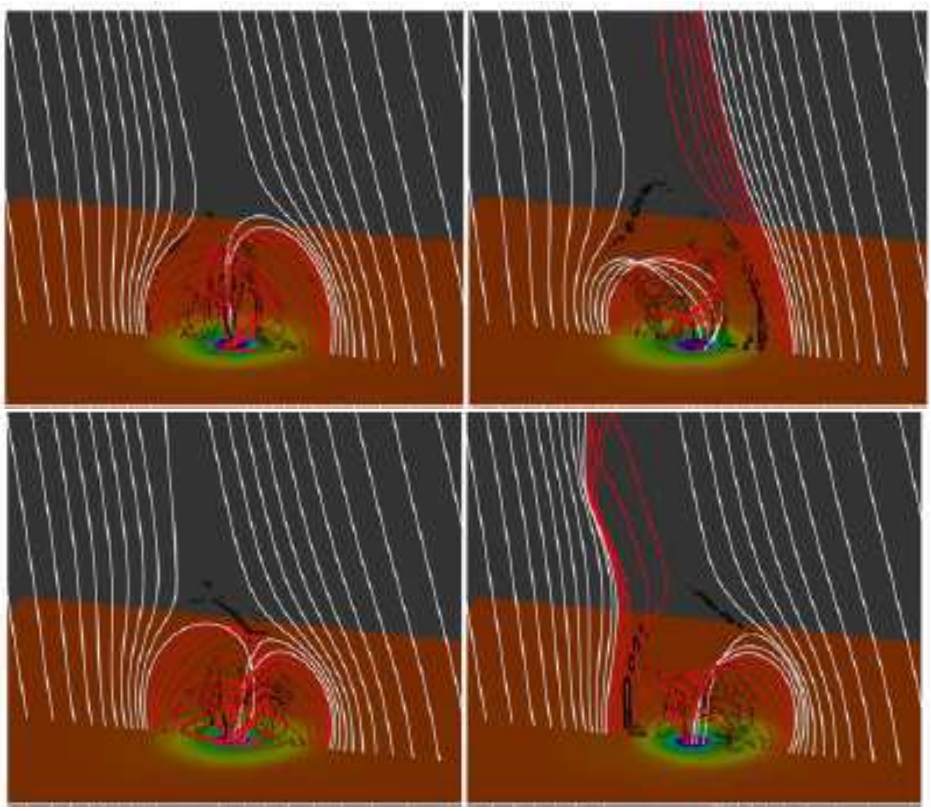


FIG. 4.4: Résultats d'une simulation MHD d'une configuration en point nul. Les lignes blanche représentent les lignes de champ initialement ouvertes et les lignes de champ rouges celles initialement fermées, sous le dôme du fan. Les 4 images sont prises à des temps différents. L'évolution de la connectivité se comporte alors comme suit : les lignes rouges ont reconnectées au point nul et se retrouvent ouvertes tandis que les lignes ont également reconnectées au point nul et se sont fermées sous le fan (Pariat et al. 2010).

## 4.1.2 Les couches quasi-séparatrices (QSLs)

### 4.1.2.1 La topologie des QSLs

Une topologie magnétique sans point nul coronal, permettant la libération d'énergie et la formation de rubans d'éruption (Sect. 4.1.3), a été mise en évidence par Démoulin

et al. (1994a). Ils ont ainsi montré, en déterminant la topologie magnétique de régions actives, associées à des flares observés en $H_\alpha$, par des méthodes d'extrapolation en champ potentiel ou champ sans force linéaire[1], qu'un point nul n'était pas indispensable pour déclencher de la reconnexion magnétique dans la couronne.

En suivant la théorie de la reconnexion magnétique, Démoulin et al. (1994a) proposent alors que tout changement de connexion des lignes de champ à des vitesses plus grandes que la vitesse locale du plasma peut être assimilé à de la reconnexion magnétique. Les observations de flares solaires associés à des configurations magnétiques présentant des régions de fort gradients de connectivité, mais sans points nuls, confirment cette définition de la reconnexion magnétique (Mandrini et al. 1997, Démoulin et al. 1997). Ces objets topologiques, correspondant à des volumes dans lesquels de forts gradients de connectivité sont présents, sont des régions potentielles de libération d'énergie par reconnexion magnétique. Priest & Démoulin (1995) et Démoulin et al. (1996) les définissent alors comme des *quasi-separatrix layers* (QSLs) ou couches quasi-séparatrices.

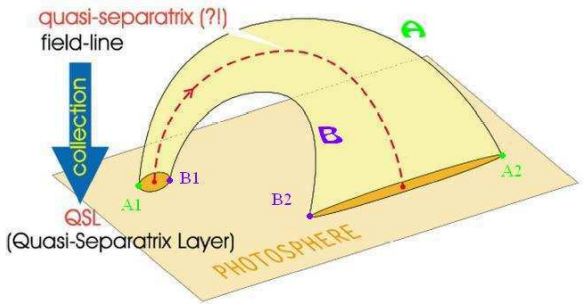



FIG. 4.5: :

Le passage à travers une QSL se traduit par un changement rapide mais continu de la connectivité des lignes de champ. Une QSL est définie par son facteur d'expansion entre le segment $A_1B_1$ (Fig. 4.5) séparant les deux pieds initiaux de deux lignes de champ et le segment $A_2B_2$ (Fig. 4.5) séparant les pieds conjugués de ces même lignes. En 3 dimensions, cela correspond à un tube de flux dont l'un des pieds est concentré dans un petit volume tandis que l'autre s'ancre dans un domaine de flux plus large et applati (Priest & Démoulin 1995).

Plus précisément soit un volume $\mathcal{V}$ de surface $\mathcal{S}$, soient $\mathbf{r}$ et $\mathbf{r}'$ les deux pieds ($\in \mathcal{S}$) d'une ligne de champ de coordonnées respectives $(x, y)$ et $(x', y')$ dans un repère[2] de $\mathcal{S}$. Soit $f$ la fonction bijective réciproque de $\mathcal{S}$ dans $\mathcal{S}$ qui associe l'un des pieds de la ligne de champ à l'autre pied : $f : \mathbf{r} \longmapsto \mathbf{r}'$. L'application à plusieurs variables $f(x, y)$ peut être représentée par un vecteur de coordonnées $[x'(x, y), y'(x, y)]$. Il est possible de définir la norme $N$ de la matrice Jacobienne associée à l'application $f$ comme (Démoulin et al. 1996) :

$$N(x,y) = \sqrt{\left(\frac{\partial x'}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial x'}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial y'}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial y'}{\partial y}\right)^2} \tag{4.3}$$

[1]Configuration magnétique avec du courant. Ce courant est proportionnel au champ magnétique tel que $\mathbf{j} = \alpha\mathbf{B}$, où $\alpha$ est un scalaire

[2]Supposé cartésien et orthonormé ici par simplification mathématique. Les définitions de $N$ et de $Q$ peuvent néanmoins être étendues à n'importe quelle surface munie d'une norme appropriée.

$N$ est la norme du tenseur de déplacement de $(x', y')$ par rapport à $(x, y)$. Grossièrement, $N$ donne en un point, le taux d'écartement des lignes de champ au niveau du pied opposé, rapporté à l'écartement des lignes de champ en ce point. Soit $\mathbf{x}_1$ la position du pied d'une ligne de champ, supposons que l'on "passe" depuis $\mathbf{x}_1$ à une autre position, $\mathbf{x}_2$, infiniment proche, située à la distance $\Delta x$ de $\mathbf{x}_1$. Soit $\mathbf{x}'_1$ et $\mathbf{x}'_2$ les positions respectives des pieds associées à $\mathbf{x}_1$ et $\mathbf{x}_2$. Alors la distance $\Delta x'$ entre $\mathbf{x}'_1$ et $\mathbf{x}'_2$ est donnée grossièrement par : $\Delta x' \simeq N(\mathbf{x}_1)\Delta x$. Les grandes valeurs de $N$ définissent donc les régions où la connectivité photosphérique varie fortement.

Le concept de QSL, en tant que région de variation forte de la connectivité des lignes de champ, implique donc l'existence d'un seuil sur $N$. Les traces des QSLs au niveau photosphérique ont ainsi été définies initialement comme les régions où $N \gg 1$ (Priest & Démoulin 1995,Démoulin et al. 1996).

L'extension du concept des QSLs dans l'ensemble du volume pose néanmoins problème lorsque l'on considère la définition de $N$. En effet, si l'on suppose que les normes des champs magnétiques normaux à la surface, $B_{n,+}$ et $B_{n,-}$, respectivement aux deux pieds conjugués d'une même ligne de champ appartenant à la QSL, sont différentes, la norme du tenseur de déplacement N sera également différents entre un pied et l'autre de la ligne de champ. Ce qui implique que cette grandeur N n'est pas constante le long d'une ligne. Afin de résoudre ce problème, Titov et al. (2002) ont défini le facteur d'élongation-écrasement ("squashing-degree"), $Q$, comme :

$$Q(\mathbf{x}_+) = \frac{N^2(\mathbf{x}_+)}{B_{n,+}/B_{n,-}} = Q(\mathbf{x}_-) = \frac{N^2(\mathbf{x}_-)}{B_{n,-}/B_{n,+}} \tag{4.4}$$

Les QSLs sont les régions où $Q \gg 2$ (Titov et al. 2002). Une petite surface circulaire dans une des polarités devient une région ellipsoïdale très allongée au niveau de l'autre polarité lorsque $Q$ est grand (Fig. 4.6). $Q$ étant unique pour une ligne de champ donnée, le volume défini par l'ensemble des lignes de champ où $Q \gg 2$, donne l'extension volumique des QSLs (Fig. 4.6). Ce facteur $Q$ définit donc le gradient de connectivité d'un tube de flux. Dans le cas des séparatrices, la connectivité étant discontinue, le gradient de connectivité est infini, correpondant ainsi à une limite des QSLs lorsque le facteur $Q \to \infty$ (Titov et al. 2002).

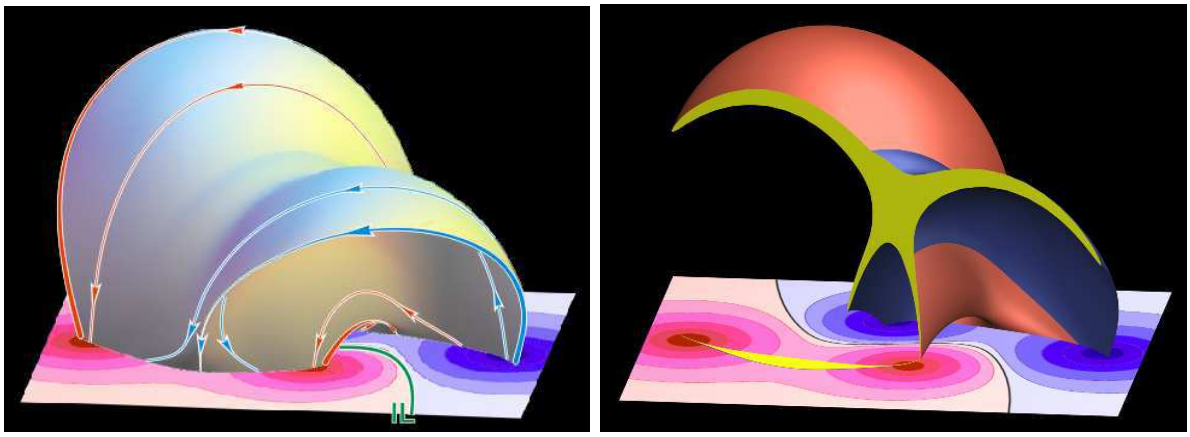


FIG. 4.6: Quasi-séparatrices dans une configuration magnétique quadrupolaire. **Gauche** : isosurfaces de Q au-dessus de cartes du champ magnétique vertical ; **Droite** : Coupe des isosurface où l'on visualise le tube de flux hyperbolique au centre en forme de X (Titov et al. 2002).

Une QSL se définit dans un volume où le facteur d'élongation-écrasement n'est pas constant mais suffisamment grand. La région où ce facteur Q est le plus grand définit le *tube de flux hyperbolique* (Hyperbolic flux tube, HFT). C'est dans cette région que les lignes de champ ont le gradient de connectivité le plus important (Fig. 4.6). Ces tubes de flux hyperboliques généralisent le concept de séparateur pour des séparatrices volumiques (QSLs) et non surfaciques (Titov et al. 2002).

#### 4.1.2.2 Reconnexion magnétique dans les QSLs

Au même titre que pour les séparatrices, un cisaillement des pieds d'une QSL devrait générer la formation d'une nappe de courant d'épaisseur finie dans des régions de forts gradients de connectivité (Démoulin et al. 1996). Par des calculs analytiques, Inverarity & Titov (1997) ont montré que pour 4 différents types de forçages photosphériques très particuliers, seul un type de mouvement permettrait de former des courants le long des QSLs. La première simulation confirmant la formation de courant dans le volume des QSLs a été réalisée par Milano et al. (1999). En effet, ils trouvent une correspondance spatiale entre les positions des nappes de courant et les positions des QSLs formées au cours de leur simulation par application d'un champ de vitesse photosphérique. Par la suite, de nombreuses études ont cherché à mettre en évidence la formation de nappes de courant plus intenses, connues pour être des sites privilégiés pour la reconnexion. Galsgaard et al. (2003b) ont simulé l'évolution d'une configuration magnétique dans laquelle des QSLs très larges sont initialement présentes. Ils obtiennent des nappes de courants qui s'intensifient au niveau du HFT selon le mouvement de cisaillement photosphérique appliqué. L'intensification de la nappe de courant se développant au niveau du tube de flux hyperbolique confirme les résultats prédits analytiquement par Titov et al. (2003). En réalité, les QSLs initiales étant trop larges, les courants intenses se forment juste au niveau des QSLs plus fines, formées par le forçage photosphérique (Démoulin 2006). En considérant des QSLs initiallement plus fines, Aulanier et al. (2005b) montrent alors que les nappes de courants les plus intenses se développent au HFT et sont indépendantes du forçage photosphérique appliqué à la topologie magnétique. En effet, la distribution précise des nappes de courant dépend, comme pour une topologie en point nul, du type de mouvement appliqué, mais la position des courants les plus intenses ne l'est pas. La figure 4.7 illustre la formation des courants dans les QSLs et leur intensification au niveau du HFT où le facteur $Q$ est le plus élevé.

Le panneau en haut à gauche de la figure 4.7 présente une configuration magnétique quadrupolaire dans laquelle les bipôles magnétiques sont inclinés d'un angle de 150°. Le facteur d'élongation-écrasement $Q$ est représenté en échelle de gris et trace les pieds des QSLs présentes. Suite à un mouvement de torsion appliqué à l'un des pieds, des nappes de courant se forment (Fig. 4.7, en haut à droite) et les plus intenses sont localisées au niveau du HFT. La ligne du bas montre, respectivement, de gauche à droite, le facteur $Q$, $\mathbf{j}/\mathbf{B}$ et le courant. Il apparaît alors que la région où ces grandeurs sont les plus grandes est le HFT.

Dans la section 2.2, on a vu qu'à partir du moment où un champ électrique, parallèle au champ magnétique se forme, il peut y avoir reconnexion. Priest & Forbes (1992) sont alors les premiers à proposer que la configuration magnétique en 2.5 D, correspondant à une configuration 2D en point X auquel on ajoute un champ guide n'a plus de séparatrices. Ils montrent alors que dans une telle configuration, en l'absence de vraies

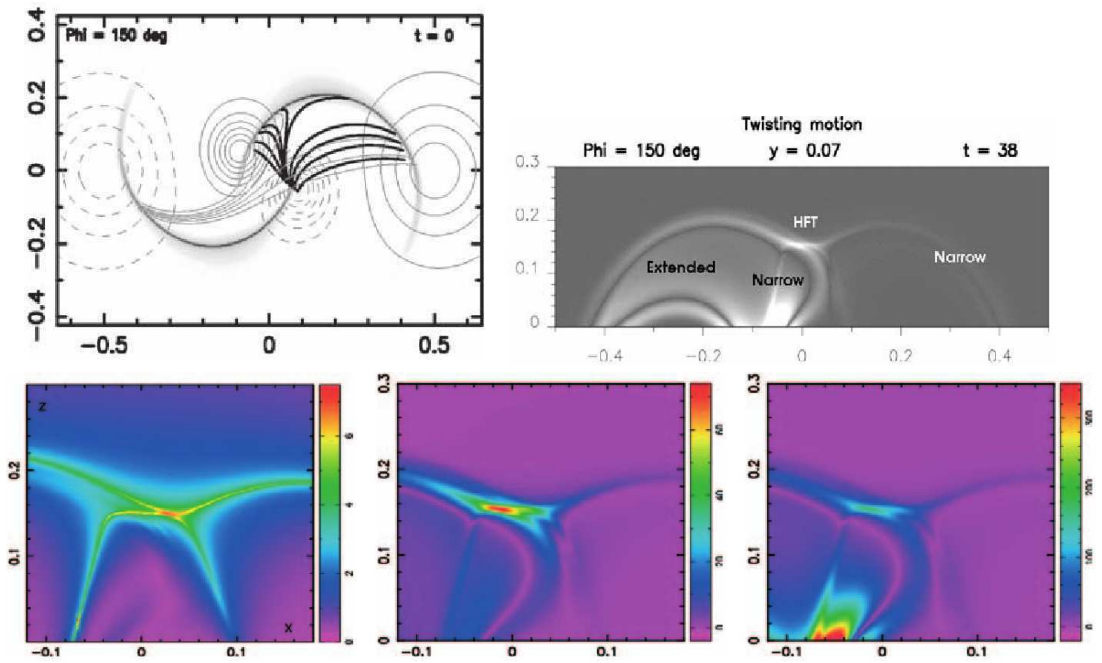



FIG. 4.7: La configuration magnétique quadrupolaire dans laquelle les bipôles magnétiques sont inclinés d'un angle de 150°. **Haut** : le facteur d'élongation-écrasement $Q$ est représenté en échelle de gris au niveau de la photosphère (gauche), où sont tracés des isocontours de $B_z(z=0)$, et qui trace les pieds des QSLs présentes ; Coupe 2D des courants formés le long de la QSL, les plus intenses sont localisés au niveau du HFT (droite). **Bas** : coupe verticale 2D à $y = 0.7$ de $Q$, $\mathbf{j}/\mathbf{B}$ et $\mathbf{j}$, respectivement de gauche à droite. La nappe de courant la plus intense est localisée dans la région de $Q$ fort (Aulanier et al. 2005b).

séparatrices, le changement de la connectivité des lignes de champ est continu. Priest & Démoulin (1995) généralisent ce résultat en 3 dimensions et montrent théoriquement, dans le cas stationnaire, que les lignes de champ magnétique dans une quasi-séparatrice échangent leur connectivité les unes avec les autres de manière continue à travers la QSL. Ils proposent alors que pour un déplacement sub-Alfvénique d'un pied d'une ligne de champ de cette QSL, le pied conjugué de cette même ligne pourrait se déplacer à une vitesse super-Alfvénique. Ce comportement des lignes de champ peut être vu comme un glissement des lignes de champ à travers les quasi-séparatrices.

Afin de prendre en compte l'évolution des connections glissantes, il est néanmoins nécessaire de travailler à partir de simulations numériques. Ainsi, à partir d'un calcul analytique stationnaire de la cinématique en 3D, Priest et al. (2003) ont montré que la reconnexion glissante des lignes de champ se produit lorsque le tube de flux hyperbolique est suffisamment écrasé. La version MHD numérique de l'étude précédente permet d'obtenir des résultats similaires (Pontin et al. 2005a). En imposant un champ de vitesse plus faible à la frontière photosphérique ($\sim 1\% c_A$), Aulanier et al. (2006) mettent alors en évidence que les pieds des lignes de champ reconnectent continûment au niveau du HFT à des vitesses super-Alfvéniques. Ce régime de reconnexion glissante est défini comme du *slip-running reconnection* ou reconnexion dérapante. Les lignes de champ localisées dans la région où $Q$ est maximum (au niveau du HFT) vont suivre ce régime de *slip-running reconnection*. Néanmoins, les lignes de champ de la QSLs, localisées dans des régions où $Q$ est légèrement plus faible, vont reconnecter à des vitesses plus faibles, qui seront sub-Alfvéniques, avant d'atteindre la région de $Q$ fort.

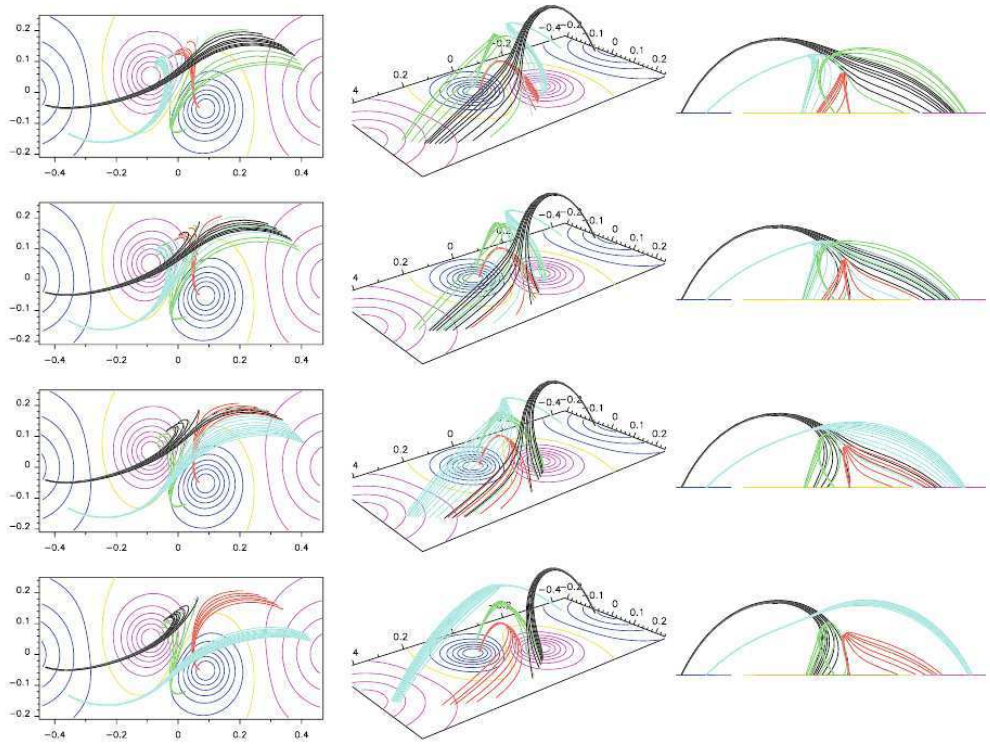


FIG. 4.8: Différentes vues d'une configuration magnétique avec des QSLs. Evolution des lignes de champ, à 4 temps différents, lors de laquelle on note le mouvement de glissement apparent des lignes de champ, typique de la reconnexion glissante dans les QSLs (Aulanier et al. 2006)

Dans une QSL, on définit alors différents régimes de reconnexion en fonction de la valeur de facteur d'élongation-écrasement, $Q$. Les lignes de champs au bord d'une QSL commenceront par reconnecter à des vitesses sub-Alfvéniques, définisant un régime de *slipping reconnection* ou reconnexion glissante, jusqu'à ce qu'elles atteignent la région de $Q$ fort où elles continueront à reconnecter via du *slip-running reconnection*, pour finalement se retrouver à nouveau dans des régions de $Q$ faible où elles reconnecteront via du *slipping reconnection*. La figure 4.8 présente un exemple de l'évolution de la connectivité des lignes de champ lors de la reconnexion glissante dans les QSLs.

### 4.1.3 Les signatures de la reconnexion

#### 4.1.3.1 Les rubans d'éruptions

Une des signatures la plus flagrante d'un flare, est l'observation des brillances appelées des rubans d'éruption. Ces rubans sont observés à différentes longueurs d'ondes : dans la raie d'émission du Fe XI/X à 171 Å, correspondant à l'extrême ultra-violet (EUV) ; dans le continuum UV à 1600 Å et dans la raie du Fer XII à 195 Å (Fig. 4.9, b) et historiquement dans la raie H$\alpha$ de l'hydrogène (Fig. 4.9,a). Ces émissions sont attribuées au chauffage du plasma chromosphérique (Schmieder et al. 1987). Le chauffage de la couche chromosphérique conduit à un processus d'évaporation du plasma dans les boucles. On observe également des boucles post-éruptives plus chaudes ($T \sim 10^6$ K) que la couronne ambiante dans différentes raies d'émission des éléments de la couronne (Fig. 4.9, c) mais également en rayonnement X-mou ($< 10$ keV). Bruzek (1964) fut

le premier à proposer l'idée que ces rubans étaient une conséquence de la libération d'énergie lors d'un flare. La structure la plus commune consiste en deux rubans parallèles, reliés par les boucles post-éruptives. De nombreux auteurs ont proposé alors que ces rubans étaient localisés aux pieds des arcades magnétiques ayant reconnectées suivant le schéma classique d'une éruption (Sturrock 1966, Kopp & Pneuman 1976).

Lors du processus de reconnexion magnétique, l'énergie dissipée dans une nappe de courant est transférée aux particules du plasma par trois mécanismes. Il y a en effet la dissipation ohmique qui chauffe le plasma ambiant, les gradients de préssion et les forces magnétique qui conduisent à l'accélération du plasma et l'accélération des particules par transfert d'énergie cinétique ($\sim 50\%$ de l'énergie). Même si la formation des rubans est largement attribuée au chauffage du plasma chromosphérique, l'origine de ce chauffage est encore débattue.

En effet, on sait qu'une partie de l'énergie permet d'accélérer des particules, notamment des électrons à des énergies $> 30$ keV produisant des émissions X-durs au niveau de la chromosphère (Sect. 2.3.2). Le reste de l'énergie est transférée au plasma qui est donc chauffé ou accéléré. Dans un milieu à faible $\beta$ et à fort champ magnétique, comme dans la couronne solaire, la fréquence de giration des particules thermiques est supérieure à la fréquence de collision. Les particules thermiques du plasma s'écoulent le long des boucles magnétiques coronales au lieu d'être diffusées par interaction coulombienne lors de leur parcours dans une boucle, impliquant ainsi une anisotropie de la conductivité du flux de chaleur le long des lignes (Spitzer 1965, Priest & Forbes 2002). Le plasma chaud atteint la chromosphère, et y dépose son énergie en chauffant cette couche atmosphérique. Cette augmentation de la température permettrait alors d'expliquer la formation des rubans aux pieds des arches magnétiques. L'énergie dissipée par la reconnexion peut également accélérer les électrons à des énergies plus faibles que les électrons énergétiques produisant le rayonnement X-dur, typiquement à quelques keV. La propagation de ces faisceaux d'électrons non-thermiques se fait également le long des boucles magnétiques, et leur impact au niveau de la chromopshère peut également conduire à un chauffage du plasma.

Le mécanisme responsable des rubans d'éruption n'est toujours pas établi clairement. Un argument en faveur d'un chauffage dû à l'impact de faisceaux d'électrons non-thermiques au niveau chromosphérique est l'observation de sources X-dur étendues et co-spatiales avec les rubans d'éruption (Masuda et al. 2001). Dans la majorité des cas, ce rayonnement X-dur est très localisé et de courte durée. Aschwanden et al. (1996, 1997) proposent alors que les rubans seraient dus à la précipitation d'électrons non-thermiques, piégés dans les boucles magnétiques. Le piégeage leurs permettrait alors d'impacter plusieurs fois la chromosphère, contrairement aux électrons plus énergétiques, produisant les X-durs, qui impacteraient une seule fois la chromosphère.

Cependant, le processus impliquant la conduction thermique le long des boucles présente également des évidences observationnelles. Dans la phase tardive d'une éruption, lors de laquelle aucune émission X-dur n'a été observée, Czaykowska et al. (1999) mettent en évidence des flots de plasma ascendants, suffisamment rapides, pour avoir été produits par des électrons émetteurs de rayonnement X-dur. De plus, cette évaporation chromosphérique est observée au dessus des rubans en H$\alpha$ . Ils proposent que sans observations d'émissions X-dur, c'est la conduction thermique qui devrait être responsable de la formation des rubans. Cependant, l'observation des rubans sans X-durs pourrait être dû au seuil de détection des X, ou au fait que les électrons accélérés

n'aient pas une énergie suffisante pour produire des X.

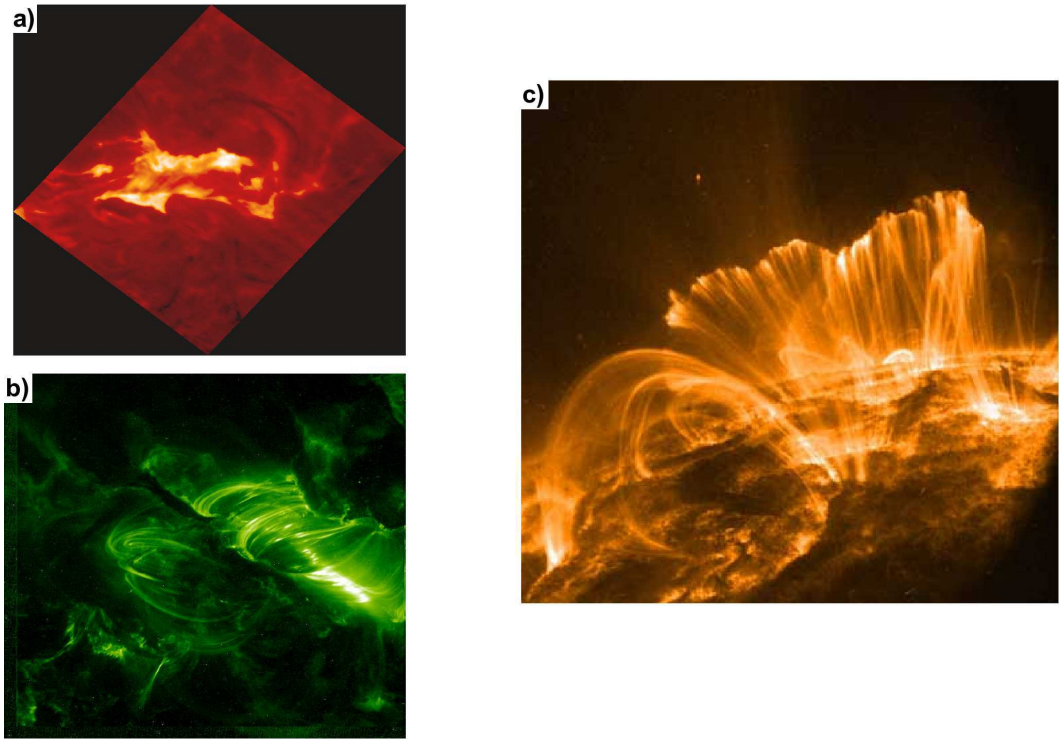



FIG. 4.9: **Gauche** : Eruption du 28 Octobre 2003 : (a) émission chromosphérique observée en H$\alpha$ (Observatoire de Wroclaw) et (b) émission coronale en ultraviolet (UV) dans la raie du Fer XII à 195 Å observée par le satellite Transition Region and Coronal Explorer (TRACE, Handy et al. 1999) ; **Droite** : émission dans la raie de Fer à 171 Å (crédits NASA).

#### 4.1.3.2 Morphologie des rubans et topologie

Quel que soit le mécanisme responsable du chauffage de la chromosphère, la formation des rubans est directement reliée à la reconnexion magnétique. Gorbachev & Somov (1989) ont proposé que les rubans, observés lors des flares, tracent la position des pieds des séparatrices au niveau de la chromosphère, permettant ainsi d'évaluer la topologie de la configuration magnétique de la région active. La morphologie des rubans d'éruption peut donc être utilisée comme premier diagnostic de la topologie magnétique impliquée lors de l'éruption, même si l'on observe des sous-structures plus complexes dans ces rubans (Fletcher & Hudson 2001), suggérant la présence d'une topologie plus compliquée que celle déduite de la forme des rubans.

Par reconstruction du champ magnétique des régions actives (Mandrini et al. 1991) il est possible de déterminer la topologie magnétique. La comparaison spatiale entre les positions des pieds des séparatrices, présentes dans les régions actives, et les positions des rubans d'émission en H$\alpha$ ou UV, confirme l'idée que les rubans tracent les pieds des séparatrices (Fig. 4.10, à gauche), que ce soit pour une configuration magnétique quadrupolaire ou bipolaire avec une ligne d'inversion en forme de $\mathcal{S}$ (Mandrini et al. 1991, 1995, Démoulin et al. 1993, 1994b ; van Driel-Gesztelyi et al. 1994, Bagalá et al. 1995).

La forme la plus courante des rubans d'éruption consiste en deux rubans allongés et parallèles à la ligne d'inversion. Le schéma classique pour une telle éruption suppose qu'elle a lieu dans une configuration magnétique bipolaire, où les arcades sont cisaillées.

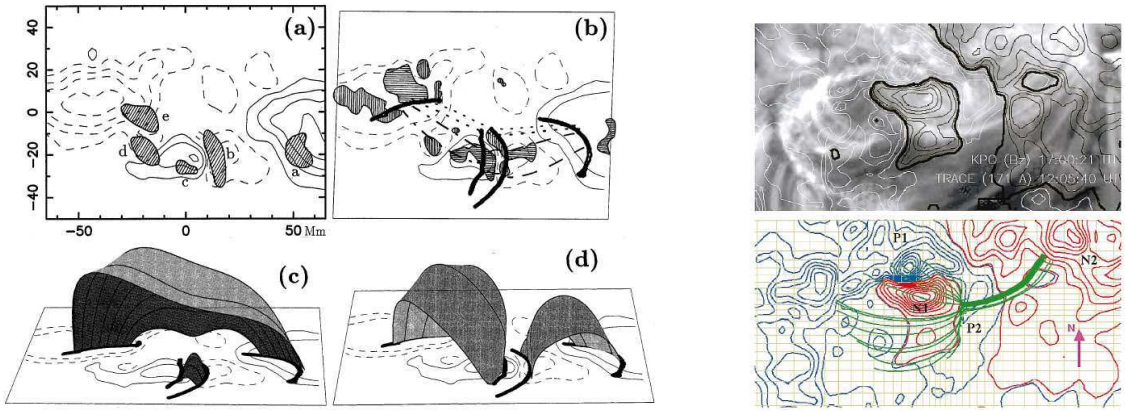



FIG. 4.10: **Gauche** : Superposition de la topologie magnétique dans une configuration quadrupolaire sans séparatrices aux rubans d'éruptions observés en $H_\alpha$ (Démoulin et al. 1997). **Droite** : Comparaison des rubans en UV à 171 Å superposés au champ magnétique longitudinal, et de la topologie magnétique en point nul (Aulanier et al. 2000).

Cependant, cette géométrie en double rubans peut également être attribuée à une éruption confinée. En effet, lors de la reconnexion au travers de quasi-séparatrices, pour une configuration bipolaire, les rubans formés ont alors la même forme que la trace photosphérique des pieds des QSLs (Fig. 4.7, en haut à gauche), c'est-à-dire deux rubans en forme de $\mathcal{J}$ de part et d'autre de la ligne d'inversion (Démoulin et al. 1997, Mandrini et al. 1997). En plus de la co-spatialité avec les rubans d'éruption, la reconnexion glissante dans des QSLs devrait se traduire par une extension rapide des rubans (Aulanier et al. 2006). A partir d'observations en X-mou (Hinode /XRT) de plusieurs événements, Aulanier et al. (2007) ont pu associer l'évolution temporelle des boucles chaudes observées à de la reconnexion glissante dans des quasi-séparatrices.

Lorsque la reconnexion a lieu dans une topologie en point nul, on s'attend à observer un ruban d'éruption circulaire traçant les pieds du fan, et deux points brillants correspondant au spine interne et au spine externe. A partir d'extrapolation en champ potentiel ou champ sans force linéaire du champ magnétique photosphérique, et en utilisant les différentes signatures de la reconnexion observées (H$\alpha$ , EUV), la reconnexion magnétique dans des topologies magnétiques en point nul a été mise en évidence pour des flares non éruptifs (Démoulin et al. 1994b, Mandrini et al. 1995, Fletcher et al. 2001), comme pour des flares éruptifs (Aulanier et al. 2000, Manoharan & Kundu 2003). Les rubans associés à une configuration en point nul ne sont pas statiques et peuvent présenter une évolution spatiale et temporelle. Ces déplacements des rubans sont généralement attribués aux déplacements des séparatrices, induits par la reconnexion magnétique (Sect. 4.1.1.2).

La co-spatialité des rubans d'éruptions avec les pieds des séparatrices ou des quasi-séparatrices permet évidement de confimer le rôle de la reconnexion dans la formation des rubans. Cela apporte également des pistes observationnelles pour étudier les éruptions solaires. Cependant ce type d'étude n'apporte aucune information sur la dynamique de l'éruption et l'évolution de la reconnexion, qui permettraiten d'expliquer la

dynamique des rubans au cours de l'éruption.

## 4.2 Simulation 3D MHD de la dynamique d'une éruption observée

Afin d'établir une relation claire entre la dynamique des rubans et l'évolution de la configuration magnétique lors de la reconnexion, j'ai réalisé une simulation numérique magnétohydrodynamique tridimensionnelle d'un flare observé. J'ai choisi d'étudier le flare du 16 Novembre 2002 dans la région active AR 10191. Ce flare correspond à une éruption confinée, lors de laquelle on observe 3 rubans d'éruption distincts dans le continuum EUV. La morphologie de ces rubans peut être cohérente avec une topologie en point nul. Cependant, la dynamique et l'allongement progressif des rubans observés ne correspond pas à une reconnexion simple au point nul (Sect. 4.1.3). Pour que cette simulation soit la plus pertinente possible, j'ai utilisé les données des magnétogrammes pour déterminer certaines conditions initiales. En particulier, j'ai déterminé un forçage photosphérique reproduisant la dynamique horizontale de la photosphère, due à l'émergence de flux, observées dans une partie de la région active quelques heures avant le début du flare. Les résultats de cette simulation m'ont permis dans un premier temps d'étudier et de confirmer le mécanisme d'émergence résistive de flux magnétique (Sect. 4.2.2), mais aussi d'expliquer la forme et la dynamique des rubans d'éruption par la dynamique de la reconnexion (Sect. 4.2.4).

### 4.2.1 L'utilisation du code 3D MHD

#### 4.2.1.1 Fonctionnement général du code

Dans les deux simulations que je présente dans ce manuscript en section 4.2.4 et 4.3.2, j'ai utilisé le code MHD 3D visco-résistif développé par Aulanier et al. (2005a). Ce code ayant été développé en zéro-$\beta$, je l'ai implémenté en y ajoutant les effets adiabatiques d'une atmosphère uniforme (Sect. 4.2.4), puis stratifiée (Sect. 4.3.2). Cette section est dédiée à la présentation du code et à la manière de l'utiliser lorsque l'on veut simuler les éruptions solaires.

Le code résout les équations MHD (Eq. 4.6-Eq. 4.9) dans leur forme complètement développée dans un repère cartésien. Les dérivées sont calulées sur 5 points de maille et le schéma temporel est un prédicteur-correcteur d'ordre 2.

Les équations utilisées ne sont pas écrites de la même façon que les équations présentées dans la section 2.2. Elles sont exprimées en fonction de la densité, du champ magnétique, de la température et de la vitesse. Les équations intégrées dans le code sont moins nombreuses car le courant et le champ électrique sont directement intégrés dans l'équation du mouvement. Le code n'ayant pas été développé dans le but d'étudier les transferts d'énergie, il ne contient pas l'équation pour l'énergie totale, mais seulement pour l'énergie interne. On peut alors faire les remarques suivantes :

Les équations contiennent des termes diffusifs explicites et pas nécessairement physiques, mais qui aident à empêcher la formation de gradients trop raides. Par exemple, un terme dissipatif a été ajouté dans l'équation de continuité (conservation de la masse). L'équation du mouvement (Eq. 4.8) est elle aussi modifiée par un terme visqueux, non

physique, permettant d'éviter le développement de gradients de vitesse, aussi bien sur les petites que les grandes cellules du maillage.

Dans l'évolution des configurations magnétiques en point nul, la condition $\beta$ non nul et donc une température non nulle, est indispensable si l'on veut que le point nul se déforme de manière significative au cours du temps. Ceci étant dit, on ne cherche pas à calculer de manière précise le taux de reconnexion, et on se limite donc au cas adiabatique.

Au lieu de résoudre l'équation d'énergie totale, on choisit de résoudre uniquement l'équation de la température, à laquelle on ajoutera un terme de dissipation. Cette équation résulte directement de l'équation de l'énergie interne $\mathrm{dU} = -\mathrm{PdV}$ dans le cas d'un gaz ionisé où $U = \dfrac{PV}{\gamma - 1}$, et à laquelle on ajoute un terme de chauffage. On obtient alors que $V\mathrm{dP} + \mathrm{PdV} = (1-\gamma)\mathrm{PdV}$. Sachant que $\dfrac{\mathrm{dV}}{V} = -\dfrac{\mathrm{d}\rho}{\rho}$ et en passant par les dérivées Lagrangiennes, on obtient finalement :

$$\frac{\partial P}{\partial t} + (\mathbf{u}.\boldsymbol{\nabla})P = -\gamma P \boldsymbol{\nabla}\cdot\mathbf{u} \tag{4.5}$$

On rajoute alors au terme de droite un terme diffusif $Q$, où l'on considère que le terme en $\kappa_0 T^{5/2}$ de l'expression de la conduction thermique, $\kappa_0 T^{5/2}\boldsymbol{\nabla}T$, est une constante $\kappa = \kappa_0 T^{5/2}$. Ce terme a pour rôle de diffuser les gradients de température et non de les propager, ce qui est cohérent avec le fait que dans la couronne solaire la conductivité est grande alors que dans le code elle est petite. En considérant que $P = \dfrac{\alpha k_B}{m_P}\rho T$, $\alpha = 2$ dans le cas d'un gaz totalement ionisé, on obtient l'équation pour la température (Eq. 4.8).

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\boldsymbol{\nabla}\cdot(\rho\mathbf{u}) + \kappa\Delta\rho \tag{4.6}$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \boldsymbol{\nabla}\times(\mathbf{u}\times\mathbf{B}) + \eta\Delta\mathbf{B} \tag{4.7}$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -(\mathbf{u}.\boldsymbol{\nabla})\,T - (\gamma-1)\,T\,(\boldsymbol{\nabla}\cdot\mathbf{u}) + \kappa\Delta T \tag{4.8}$$

$$\begin{aligned}\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} &= \mathbf{g} - (\mathbf{u}.\boldsymbol{\nabla})\,\mathbf{u} - \frac{k_B}{\alpha m_P}\left(\boldsymbol{\nabla}T + \frac{T}{\rho}\boldsymbol{\nabla}\rho\right) + (\mu\rho)^{-1}\,(\boldsymbol{\nabla}\times\mathbf{B})\times\mathbf{B} \\ &+ \nu'\Delta'\mathbf{u}\end{aligned} \tag{4.9}$$

où $\rho$ est la densité, $T$ la température du plasma, $\mathbf{B}$ le champ magnétique et $\mathbf{u}$ la vitesse du plasma. Les constantes $\gamma$, $m_P$, $k_B$ et $\mu$ sont respectivement l'exposant adiabatique, $\gamma = 5/3$, la masse du proton, la constante de Boltzman et la perméabilité magnétique.

Dans le code, l'équation d'induction est écrite dans sa forme complètement développée, ce qui a permis de supprimer les termes de $\boldsymbol{\nabla}\cdot\mathbf{B}$. Ainsi, les termes représentant la divergence du champ magnétique n'étant pas calculés, la divergence du champ magnétique ne se propage pas d'une itération à l'autre. De plus, aucune induction et impulsion ne sont générées lors de la simulation. Bien que le forçage de la divergence de $\mathbf{B}$ à 0 ne soit donc pas implémenté dans le code, l'effet de la divergence de $\mathbf{B}$ reste localisé et ne se développe pas.

Les termes diffusifs dans l'équation de mouvement $\nu\Delta'\mathbf{u}$ et l'équation d'induction $\eta\Delta\mathbf{B}$ correspondent respectivement aux termes de viscosité du plasma et de résistivité électrique. $\nu\Delta'\mathbf{u}$ correspond à un filtre visqueux, où le pseudo-laplacien $\Delta'$ est adapté à la taille locale de la maille. Cee choix permet que la diffusion soit efficace sur les cellules plus grandes, contrairement au Laplacien classique qui induit une diffusion de plus en plus faible lorsque la taille de la maille augmente. Le terme $\eta\Delta\mathbf{B}$ permet de diffuser le champ magnétique. La valeur de la résistivité $\eta$ est petite de manière à ce que la diffusion n'agisse que dans les zones où se développent les petites échelles (Sect. 2.2).

Dans un milieu homogène, $\nu'$ et $\eta$ seraient déterminées de manière à ce que les nombres de Reynolds et Reynolds magnétique soient de l'ordre de 1 à l'échelle de la plus petite maille $L_{min}$, pour assurer la stabilité du code. C'est-à-dire que le temps d'advection égalise les temps de diffusion, permettant ainsi de définir des expressions pour les vitesses caractéristiques de diffusion de la vitesse, $u_\nu$, et du champ magnétique,$u_\eta$ :

$$\mathrm{u}_\nu = \nu' \mathrm{L}_{\min} \tag{4.10}$$

$$\mathrm{u}_\eta = \frac{\eta}{L_{min}} \tag{4.11}$$

En réalité, l'expérience montre que la viscosité doit être plus grande afin d'éviter la formation de discontinuités des vitesses, que les cellules soient grandes ou petites. Elle est typiquement choisie telle que : $u_\nu \sim 1-10\% c_A$. La vitesse de dissipation du champ magnétique est elle choisie de sorte que le champ magnétique soit diffusé aussi vite que l'apport des perturbations par les mouvements photosphériques, soit : $\mathrm{u}_\eta \sim \mathrm{u}_{\mathrm{phot}}$

La vitesse photosphérique que l'on applique pour perturber le système et injecter de l'énergie libre est indirectement contrainte par le pas de temps du calcul, défini par :

$$dt = \min\left(\frac{\mathrm{L}^{\min}}{\mathrm{u}+\mathrm{c_F}}\right) \times \mathrm{C_{CFL}} \tag{4.12}$$

où $\mathrm{c_F}$ est la vitesse du mode magnéto-sonore rapide et $\mathrm{C_{CFL}}$ est le facteur de Courant de Friedrichs-Lewy et vaut 0.5. Il faut alors que la vitesse imposée u soit suffisamment grande pour que le temps de calcul soit raisonable, mais doit tout de même rester négligeable devant $\mathrm{c_F}$.

Le maillage utilisé est non-uniforme et est construit sur la base de séries géométriques. Les paramètres des séries géométriques sont ajustés de manière à ce que le rapport de la plus grande maille et sur la plus petite maille soit $< 20$ dans les 3 dimensions. La détermination de la taille des mailles est également contrainte par le temps de calcul, c'est-à-dire qu'il faut que le nombre de points de maille reste raisonnable. Au maximum, on peut travailler avec $\sim 230 \times 230 \times 230$ intervalles. En effet, le temps de calcul dépend du produit du nombre total de points de maille et du pas de temps, soit $\sim n^4$. Lorsque l'on multiplie le nombre de point par 2, on augmente alors le temps de calcul par 16. Le maillage que j'ai utilisé est différents dans les deux simulations. J'ai dû en effet le modifier de manière à obtenir une haute résolution spatiale dans les régions où de forts gradients risquaient de se développer.

#### 4.2.1.2 Conditions limites et initiales des simulations

J'ai déja énoncé plusieurs fois (Sect. 2.2 et Sect. 4.1.1.2) que les boucles coronales pouvaient être considérées comme étant attachées au niveau de la photosphère. Dans un milieu magnétisé, l'information se propage à travers des ondes d'Alfvén ou des ondes magnéto-sonores. Le déplacement du pied d'une ligne de champ injecte alors une onde le long de la boucle qui atteindra l'autre pied. Dans les conditions line-tied, cette onde est simplement réfléchie au niveau de la photosphère et fait demi-tour pour se propager de nouveau dans la boucle. Cependant, étant donné que la photosphère n'est pas une surface rigide, mais seulement une couche beaucoup plus dense dans laquelle le $\beta$ du plasma est supérieur à 1, cette approximation n'est pas théoriquement valable. L'onde d'Alfvén n'est alors que partiellement réfléchie et le reste de l'énergie traverse la photosphère, sous forme d'une onde évanescente. Grappin et al. (2008) ont alors montré qu'en traitant la photosphère-chromosphère comme une interface stratifiée avec un champ magnétique uniforme, le forçage d'un pied induit nécessairement, à terme, le déplacement de l'autre. Cela reste cependant débattu. En effet, au niveau de la photosphère, le champ magnétique est concentré, augmentant ainsi l'intensité du champ magnétique. Ceci a pour effet d'augmenter la vitesse d'Alfvén dans ces régions à fort champ magnétique, pouvant conduire à repousser la limite $\beta = 1$ sous la photosphère. Ce déplacement de la limite $\beta = 1$ pourrait être une piste à explorer pour déterminer l'effet sur le line-tying des pieds des boucles. Dans le code, on suppose toutefois que la frontière photosphérique est line-tied.

Dans mes simulations, le champ magnétique est déterminé soit par des mesures réelles du champ magnétique (Sect. 4.2.4), soit arbitrairement lors de la construction de la topologie magnétique que l'on souhaite étudier (Sect. 4.3.2). En revanche, la densité, la température et la vitesse du plasma sont déterminées de manière à obtenir une évolution quasi-statique de la configuration magnétique dans un régime physique correspondant à celui de la couronne solaire.

Il faut alors dans un premier temps fixer la valeur de la vitesse d'Alfvén. On fixe ensuite une taille caractéristique, $D$, définie par la configuration magnétique du système. Elle est déterminée en générale par la distance séparant les deux polarités impliquées dans la reconnexion magnétique. On obtient alors un temps d'Alfvén correspondant au temps que met une perturbation pour parcourir cette distance $D$ à la vitesse $c_A$.

La vitesse d'Alfvén et la vitesse du son sont définies par :

$$\mathrm{c}_\mathrm{A}^2 = \frac{b^2}{\mu_0 \rho} \tag{4.13}$$

$$\mathrm{c}_\mathrm{S}^2 = \frac{\gamma k_B T}{m_P \rho} \tag{4.14}$$

et dépendent donc de l'évolution des grandeurs atmosphériques et de celle du champ magnétique.

Que ce soit pour une atmosphère uniforme (Sect. 4.2.4) ou stratifiée (Sect. 4.3.2), il faut alors que les profils initiaux de densité et de température, permettent de rester dans un régime coronal, c'est-à-dire à faible $\beta$ (Eq. 4.15) et évoluant quasi-statiquement, avec un régime sub-Alfvénique et sub-sonique (Eqs. 4.16 et 4.17) dans la totalité de la boîte de calcul.

$$\beta = 2\mu_0 \frac{2\rho k_B T}{m_P B^2} \ll 1 \tag{4.15}$$

Les nombres de Mach Alfvénique et sonique :

$$\mathrm{M_A} = \frac{u}{\mathrm{c_A}} \ll 1 \tag{4.16}$$

$$\mathrm{M} = \frac{u}{\mathrm{c_S}} \ll 1 \tag{4.17}$$

L'ajustement de ces profils de densité et de température se fait au cas par cas, afin que ces conditions soient respectées dans toute la boite de calcul. Les simulations que j'ai faîtes, contiennent toutes deux un point nul. Au voisinage de ce point nul, le $\beta$ du plasma est infini ($\mathbf{B} = 0$). Pour ces expériences numériques, les profils de densité et de température sont ajustés de manière à avoir un $\beta$ respectant la condition 4.15 sauf dans un petit rayon autour du point nul, où $\beta \gg 1$.

Une condition supplémentaire pour ajuster les profils de température et de densité vient du champ de vitesse photosphérique appliqué. L'expérience montre que $\max(\mathrm{u_{phot}}) \sim 5 - 10\%\mathrm{c_{A,max}}$ est une valeur qui permet de faire un calcul avec un nombre d'itérations acceptable. Il faut donc construire les profils des variables atmosphériques pour respecter le régime sub-Alfvénique et sub-sonique : $\max(\mathrm{u_{phot}}) < \mathrm{M_A}$ et $\max(\mathrm{u_{phot}}) < \mathrm{M}$.

La dernière contrainte à prendre en compte, est le maillage non uniforme. Les profils de densité, de température et de vitesse doivent être construits de manière à ce que les gradients initiaux imposés par ces profils soient distribués sur au moins plus de 10 à 15 points de maille pour éviter la formation de chocs et de couches limites au cours de la simulation. Le code est construit avec un shéma numérique non diffusif. Il est alors nécessaire d'introduire explicitement des termes diffusifs dans les équations MHD, permettant aux gradients s'étant formés au cours de la simulation d'être diffusés qu'aux petites échelles et ainsi d'éviter que le calcul s'arrête après le temps du raidissement d'une onde. Ce choix permet de traiter la dynamique de la manière la plus précise possible, et de maitriser la diffusion durant du calcul. En effet, avant la formation des petites échelles et l'apparition de la diffusion, les résulats obtenus à partir de ce code sur la dynamique et le comportement d'un milieu MHD sont en accords avec la théorie.

### 4.2.2 L'émergence de flux

De la simulation que je présenterai dans la section 4.2.4, j'ai pu étudier un phénomène solaire indispensable à son activité coronale : l'émergence de flux magnétique dans la couronne. Je présente dans ce qui suit l'importance de cette émergence pour le déclenchement des éruptions solaires ainsi que les mécanismes invoqués, la topologie impliquée et les évidences observationnelles. Je me suis alors intéressée plus particulièrement à la formation de courant dans ces régions d'émergence de flux, et à l'association spatiale avec les observations, ce qui m'a permis de confirmer le rôle de la reconnexion à petite échelles dans les processus d'émergence.

#### 4.2.2.1 Le déclenchement des éruptions

L'excès d'énergie, modifiant l'état d'équilibre d'une configuration magnétique et conduisant au déclenchement du flare, est apporté par les changements de conditions photosphériques. Les mouvements photosphériques, induisant cette accumulation d'énergie dans la couronne, sont dus à divers mécanismes : par exemple le déplacement des tâches solaires (Gesztelyi & Kalman 1986) ou l'annihilation du flux magnétique dans les régions actives (Martin et al. 1985). L'émergence de tube de flux au niveau de la photosphère est également un processus conduisant au déclenchement des éruptions. En effet, l'émergence de tube de flux induit des mouvements photosphériques, permettant d'injecter de l'énergie par cisaillement, mais elle induit également une augmentation de flux magnétique, transporté de l'intérieur à l'atmosphère solaire (Zirin 1972, Heyvaerts et al. 1977).

L'émergence de flux magnétique se traduit par l'apparition de petits bipôles que l'on observe sur les magnétogrammes (Wang & Zirin 1992, Schmieder et al. 2004). Ces petits bipôles ont un flux magnétique de l'ordre de $10^{19}$ Mx (Zwaan 1987) et correspondent à l'intersection d'un tube de flux avec la photosphère (Fig 4.11, a). Une fois qu'une partie du tube de flux a émergée, il se forme une boucle en forme de $\Omega$ ($\Omega$-loops). Les flots de plasma descendants, obervés au niveau des pieds des boucles émergentes (Malherbe et al. 1997), s'expliquent par le fait que le plasma contenu dans les boucles se vide peu à peu par effet gravitationel de l'apex vers les pieds de la boucle. Le haut de la boucle étant ainsi moins dense que le plasma environnant, le tube de flux monte dans la couronne par poussée d'Archimède, et forme finalement une boucle coronale (Fig. 4.11, à droite) : une région active vient d'être formée.

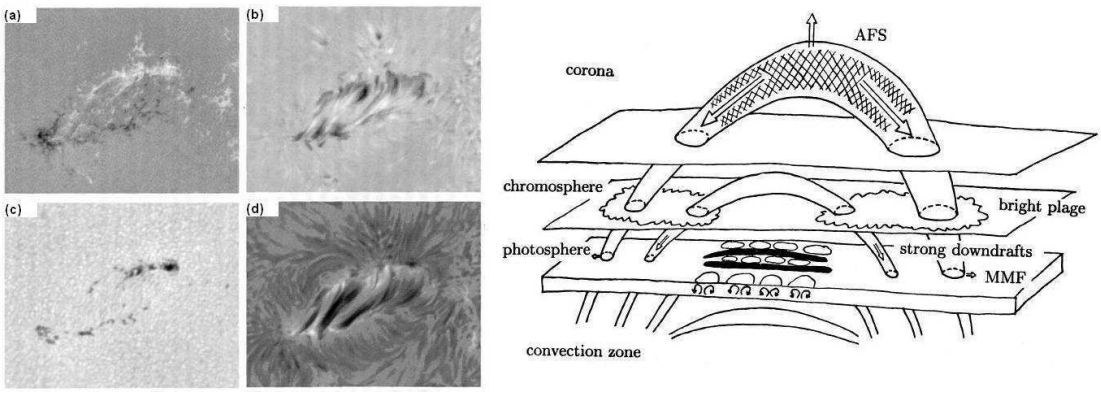



FIG. 4.11: **Gauche** : Exemple d'observations d'une région d'émergence de flux (le 29 Juillet 1989) : (a) mesure du champ magnétique longitudinal, (b) observation dans la raie du Fer I à 5576 Å, (c) observation dans le visible, (d) observation en H$\alpha$ (Strous et al. 1996) ; **Droite** : Schéma de l'émergence de flux en boucle $\Omega$, n'invoquant que la poussée d'Archimède (Shibata et al. 1989).

Lors de la montée du tube de flux, ses pieds photosphériques s'éloignent de la ligne d'inversion (Strous et al. 1996). Cette séparation des polarités magnétiques, observée au niveau de la photosphère, induit des mouvements photosphériques dans la région active, conduisant au déclenchement des éruptions (Schmieder et al. 1997). Ces polarités se déplacent typiquement d'une dizaine de mégamètres, à des vitesses de l'ordre de $0.7-0.8\,\mathrm{km.s^{-1}}$ au maximum (Strous et al. 1996). Ces vitesses photosphériques sont largement inférieures à la vitesse d'Alfvén typique de la couronne, $c_A \sim 400-1000\,\mathrm{km.s^{-1}}$.

L'évolution des boucles magnétiques dans la couronne forcées par des mouvements photosphériques dans la couronne peut donc être considérée comme quasi-statique.

Le mécanisme expliquant l'émergence de flux de la zone convective vers la couronne à travers la photosphère est un sujet encore débattu. L'idée première était qu'un tube de flux magnétique montait de la zone de convection à la couronne grâce à la poussée d'Archimède. Cette théorie permettait d'expliquer l'apparition de petits bipôles magnétiques, leur orientation et l'écartement progressif des pieds du tube. Cependant, la photosphère est une interface où apparaîssent de forts gradients verticaux des grandeurs thermodynamiques, comme la pression, la densité ou la température. Notamment, la densité photosphérique chute d'un facteur $\sim 10^6$ entre le bas et le haut de la photosphère, soit environ sur une hauteur de 500 km (Sect. 2.1).

Le tube de flux ascendant rencontre alors un milieu complètement différent. La diminution du gradient de température entraîne l'arrêt de la poussée d'Archimède. Le tube de flux arrête de monter et s'écrase sous la photosphère (Spruit et al. 1987). De plus, la dynamique change complètement entre la zone convective, où le plasma domine ($\beta > 1$), et la couronne ($\beta < 1$).

En se basant sur les mesures de vitesses du plasma dans des régions d'émergence de flux, *Emerging Flux Region* (EFRs), Strous & Zwaan (1999) suggérèrent que les tubes de flux émergents auraient une forme ondulée en serpent de mer ou *sea-serpent*, et non en forme de $\Omega$ comme cela l'était présupposé jusqu'alors. En identifiant des déplacements en translation rectiligne de bipôles magnétiques et en déterminant les valeurs du champ magnétique à partir de magnétogrammes vectoriels, Bernasconi et al. (2002) ont pu confirmer la forme en sea-serpent des tubes de flux lors de l'émergence (Fig 4.12).

Cette ondulation des tubes de flux magnétiques a été attribuée dans un premier temps à une instabilité de Rayleigh-Taylor (Pariat et al. 2004). Les simulations numériques, permettant de traiter de manière approchée l'interface zone convective-photosphère, montrent que cette ondulation serait plutôt due aux mouvements convectifs (Cheung et al. 2008).

Le plasma s'écoule alors le long des parties en $\Omega$ du tube de flux ondulé et se retrouve bloqué dans les creux du tube en forme de $U$. La surdensité de plasma ainsi formée dans les creux, empêche ces parties du tube en $U$ de monter dans la couronne et former les boucles en $\Omega$, observées plus haut dans la couronne. Pour qu'une éruption se déclenche, il faut qu'une quantité non négligeable d'énergie libre soit injectée dans le système. Les tubes de flux doivent donc réellement émergés pour induire des déplacements photosphériques conséquents. Des études récentes montrent alors qu'il pourrait s'agir d'un mécanisme d'émergence résistive, guidé par une succession de reconnexion magnétique à petite échelle au niveau des boucles en $U$ (Pariat et al. 2004, Isobe et al. 2007, Archontis et al. 2009).

#### 4.2.2.2 Bald-Patch, bombes d'Ellerman et émergence résistive

Dans les régions d'émergences de flux (EFRs), on observe souvent des émissions typiques, appelée les bombes d'Ellerman (EBs). Ce sont des émissions de courte durée et très localisées. Elles sont observées dans les ailes de la raie H$\alpha$ à 6563 $\mathring{A}$ (Ellerman 1917). Elles peuvent aussi être associées à des points brillants, observés dans le continuum EUV à 1600$\mathring{A}$ (Georgoulis et al. 2002, Qiu et al. 2000, Schmieder et al. 2004). Pour

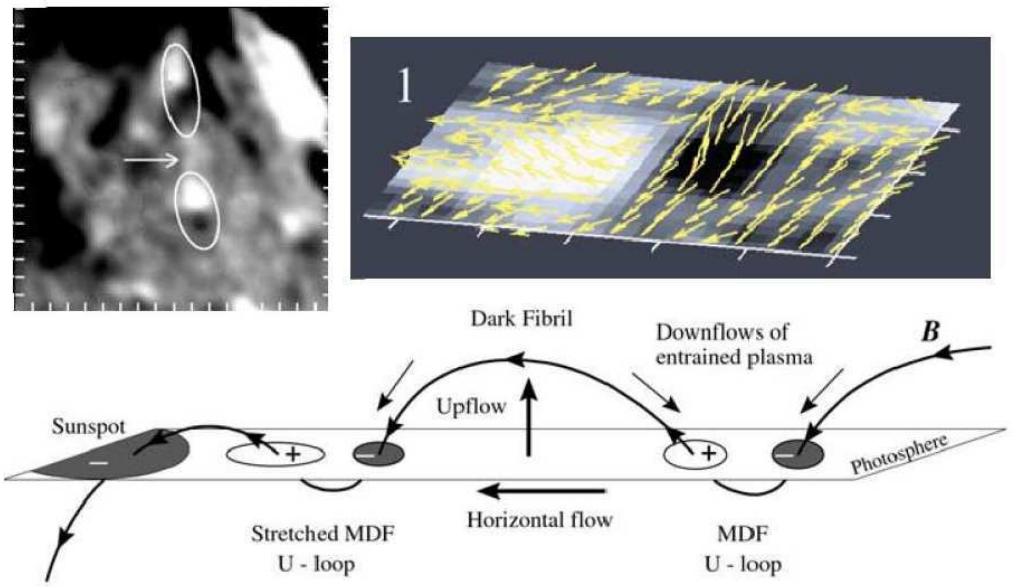



FIG. 4.12: **Haut** : à gauche est présenté une observation de bipôles magnétiques s'éloignant au cours du temps, à droite des mesures de vitesses du champ magnétique autour de ces bipôles. **Bas** : schéma hypothétique expliquant l'ondulation des tubes de flux dans une région d'émergence (Bernasconi et al. 2002).

expliquer l'allure du profil de la raie $H_\alpha$ associée au EBs et l'énergie radiative émise, une augmentation de la température de $10^3$ K de la chromosphère est suffisante (Kitai 1983). Bien que ces EBs soient également observées ailleurs que dans les régions d'émergence de flux, les études montrent une co-spatialité entre la position des EBs, et les lignes d'inversion du champ magnétique photosphérique longitudinal (Dara et al. 1997), où sont localisées les boucles magnétiques en forme de "U" (Fig. 4.13). Georgoulis et al. (2002) trouvent également que les EBs sont localisées au niveau des petits bipôles observés dans les zones d'émergence de flux.

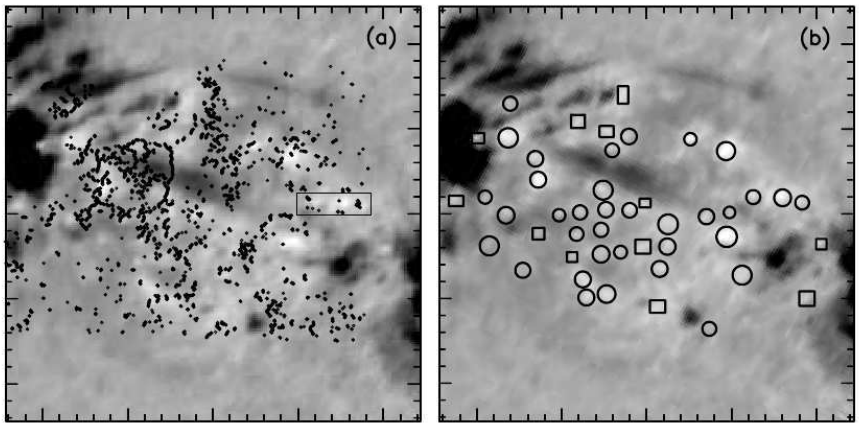



FIG. 4.13: **Gauche** : Les points noirs situent la position des creux des boucles en "U", définis comme étant des Bald Patches ; **Droite** : Observation des bombes d'Ellermans en H$\alpha$ , dont plus de la moitié est corrélée avec la position des Bald Patches (Pariat et al. 2004).

Ces configurations magnétiques particulières, formées par des boucles en U, ont été

définies par Titov et al. (1993) et Longcope (2005) comme des Bald Patches (BPs) ou zones chauves. Ces BPs correspondent aux positions où le champ magnétique est tangent à la photosphère, c'est-à-dire que $B_z(z=0)=0$ et $\mathbf{B}.\boldsymbol{\nabla}B_z > 0$. Ils sont donc situés sur une ligne d'inversion où le champ magnétique vertical est nul, impliquant un changement du signe du champ magnétique vertical de part et d'autre des BPs, tel que : $\mathbf{B}.\boldsymbol{\nabla}B_z = 0$. En 2 dimensions, la ligne de champ passant par un Bald Patch définit une séparatrice (Fig 4.14, a). En 3 dimensions, les lignes passant par les BPs restent des séparatrices, mais ne définissent pas forcément deux domaines de connectivité distincts (Fig 4.14, bas). Au même titre que les séparatrices ou les QSLs, des mouvements photosphériques impliquent la formation de courants le long des séparatrices associées aux BPs (Billinghurst et al. 1993). La formation de courants suggère qu'un processus de reconnexion magnétique peut se développer dans ces objets topologiques.

Pour reconstruire le champ magnétique au dessus de la photosphère, on utilise des méthodes d'extrapolation du champ magnétique photosphérique, mesuré par les magnétomètres. Ces extrapolations, dans l'approximation d'un champ linéaire sans force, du champ magnétique dans les EFRs montrent effectivement que de multiples bipôles sont reliés par des tubes de flux ondulés, associés à la présence de BPs (Bernasconi et al. (2002), Pariat et al. (2004, 2006)). Les observations récentes d'*Hinode*/Solar Optical Telescope (Tsuneta et al. 2008) appuie cette idée de l'ondulation du champ magnétique dans les EFRs (Magara 2008).

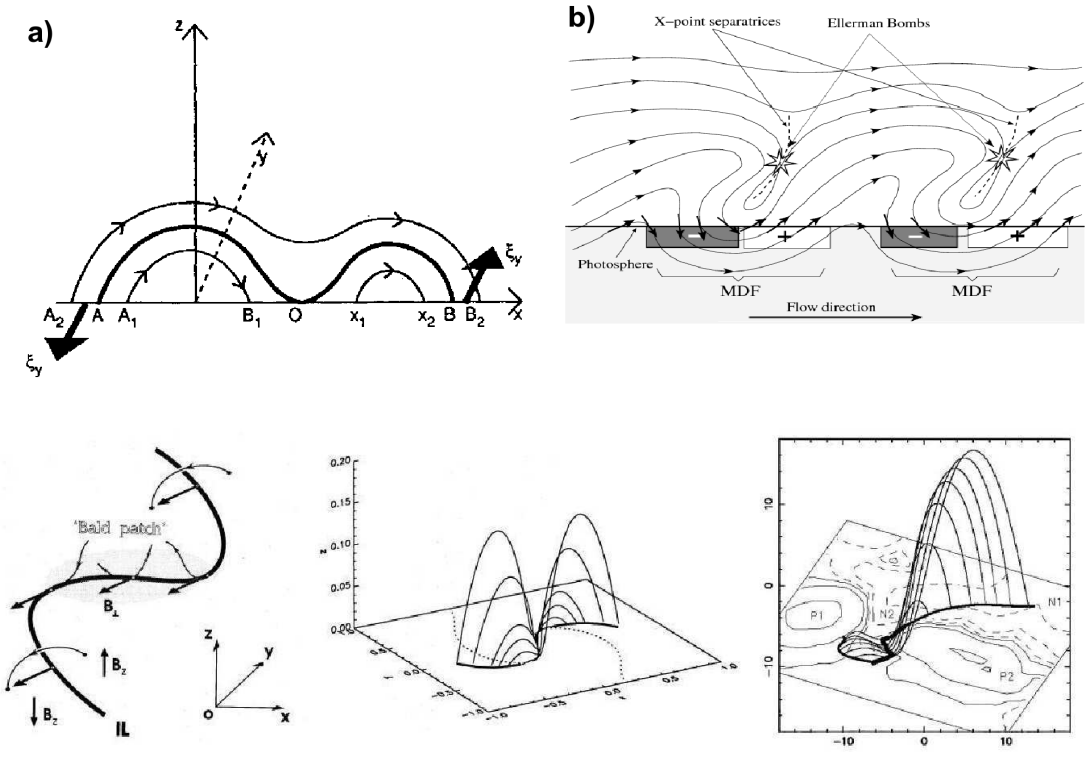



FIG. 4.14: **Haut** : (a) Configuration 2D d'un BP (Vekstein & Priest 1992) et (b) pincement des tubes de flux ondulés au niveau des boucle en U conduisant à la reconnexion magnétique et à la formation des EBs (Georgoulis et al. 2002) ; **Bas** : Configuration 3D des BP suggérant que la reconnexion peut se faire autrement que par le pincement des lignes passant par les BPs (Titov et al. 1993, Bungey et al. 1996, Aulanier et al. 1998).

Lors d'une étude, Pariat et al. (2004) montrent que les BPs photosphériques observés sont dans plus de la moitié des cas co-spatiaux avec les positions des EBs observées en H$\alpha$ . Ce résultat conduit les auteurs à proposer un mécanisme d'émergence résistive des tubes de flux magnétique dans la partie basse en forme de U. Le flux magnétique serait progressivement transféré de plus en plus haut dans la chromosphère à partir de multiples reconnexions au niveau des BPs. Ce modèle d'émergence résistive des tubes de flux, où les EBs seraient associées à de la reconnexion au niveau des BPs, a été confirmé par les résultats d'une simulation 2.5 D MHD de Isobe et al. (2007), montrant que la reconnexion au niveau des BPs pouvait générer un chauffage local du plasma, et où les reconnexions successives conduisent à un transfert du flux magnétique de plus en plus haut. La reconnexion au niveau d'un BP est supposée être due à la formation d'une nappe de courant verticale, crée par le rapprochement de deux boucles en $\Omega$, de part et d'autre du BP (Fig. 4.14, à droite). Dans les simulations MHD 2.5 D et 3D, ce pincement des boucles, assuré par les mouvements convergents de la convection, permet la formation de nappes de courant verticales et de faciliter le changement de connectivité des lignes de champ (Isobe et al. 2007, Archontis et al. 2009).

Pour que ce pincement des boucles soit efficace, il faut que les boucles en $\Omega$ soient déjà suffisamment formées. Or, les extrapolations de EFRs suggèrent plutôt une forme applatie des tubes de flux ondulés. L'approximation du champ potentiel à basse altitude est largement critiquée. Cette forme applatie des lignes de champ peut donc être un biais de l'approximation en champ potentiel et doit donc être considérée avec prudence. Néanmoins, si cet applatissement des lignes de champ est bien réel, les boucles en U ne sont alors probablement pas suffisamment profondes pour que des nappes de courant verticales se forment, et qu'elles soient suffisamment intenses pour que la reconnexion se développe. L'étude des courants formés dans les zones d'émergences de flux serait donc un point intéressant à regarder du point de vue observationnel.

A partir des résultats de ma simulation numérique d'un événement observé, que je présenterai dans la section 4.2.4, j'ai pu alors étudié la formation des nappes de courants le long des lignes de champ passant par les BPs, présents dans une région d'émergence de flux où sont observées des bombes d'Ellerman.

#### 4.2.2.3 Etude de la zone d'émergence : confirmation du rôle des BPs

L'évolution des magnétogrammes longitudinaux de la région active AR 10191 obtenus par l'instrument SOHO/ Michelson Doppler Imager (MDI ; Scherrer et al. 1995), avec une résolution spatiale de $1''.977$ et une cadence temporelle de 96 min, quelques heures avant le début du flare (étudié dans ma simulation), révèle la présence d'une région d'émergence de flux. Dans la zone délimitée par un rectangle blanc sur le magnétogramme à 06 :27 UT (Fig 4.15), on note l'apparition de plusieurs petits bipôles magnétiques ainsi que leur séparation selon l'axe Nord-Ouest / Sud-Est au cours du temps, entre 06 :27 UT et 11 :12 UT.

Dans cette même région, les observations en EUV du satellite *Transition Region And Coronal Explorer* (TRACE, Handy et al. 1999), montrent la présence de petits points brillants et intermittents, traduisant la présence de bombes d'Ellerman (Fig. 4.16).

Les déplacements des polarités, observés sur les magnétogrammes, dans une région particulière située entre les deux polarités principales de la région active, et la présence d'EBs dans cette même région, confirme la présence d'une région d'émergence de

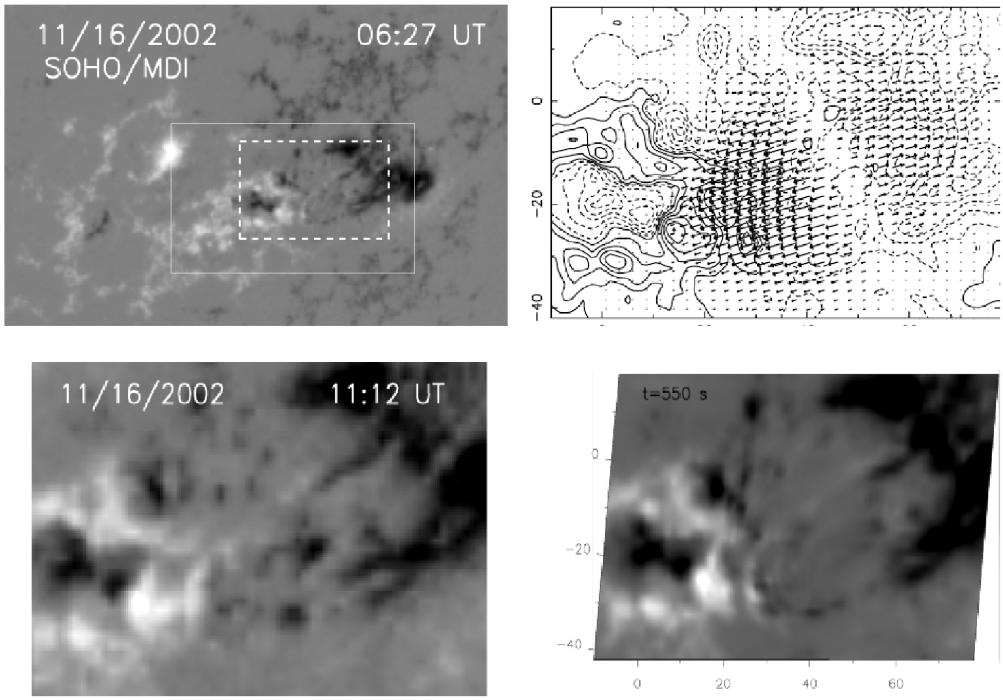



FIG. 4.15: **Haut** : magnétogramme de toute la région active utilisée dans la simulation. La région d'émergence de flux se situe dans le rectangle en pointillés blancs (gauche) ; Géométrie du champ de vitesse que j'ai imposé au système dans la région d'émergence de flux, délimitée par le rectangle blanc dans le panneau de gauche (droite). **Bas** : Comparaison de l'évolution de la zone d'émergence sur le magnétogramme observé (gauche) et le magnétogramme simulé, à $t = 550$ s (droite)

flux. L'évolution des magnétogrammes et l'observation des EBs sont cohérentes avec le modèle d'émergence résistive de Pariat et al. (2004).

Les observations de TRACE dans cette EFR montrent également des structures brillantes plus étendues et de courte durée ($< 1$ min). Ces brillances semblent également relier les BPs entre eux et présentent une forme de sea-serpent (Fig. 4.16). En supposant que des courants se forment le long des boucles connectant les BPs, ces émissions brillantes transitoires peuvent être dues à la dissipation d'énergie par les courants.

Dans la simulation MHD 3D que je décrirai dans la section 4.2.4, je considère que cette émergence de flux observée est le déclencheur du flare. J'ai alors utilisé l'évolution du champ magnétique observée dans l'EFR pour contraindre le forçage photosphérique, que j'ai appliqué au système initiallement à l'équilibre potentiel, permettant ainsi d'y injecter de l'énergie. Pour simuler cette EFR, j'ai construit un champ de vitesse divergent (Fig. 4.15, droite) traduisant la séparation des bipôles magnétiques, observée dans l'EFR. Bien qu'aucun flux magnétique ne soit injecté dans le système par ce mouvement photosphérique divergent, la séparation des pieds dans les conditions line-tied (pieds attachés), implique le gonflement des boucles comme dans la cas d'une émergence de flux. L'allure du magnétogramme de MDI à 11 :12 UT et celle du magnétogramme synthétique, résultant de la simulation à $t = 550$ s, sont similaires, permettant ainsi de valider le champ de vitesse photosphérique divergent imposé comme forçage photosphérique dans la simulation (Fig. 4.15, bas).

Pour étudier la région d'émergence de flux de AR 10191, nous avons donc utilisé

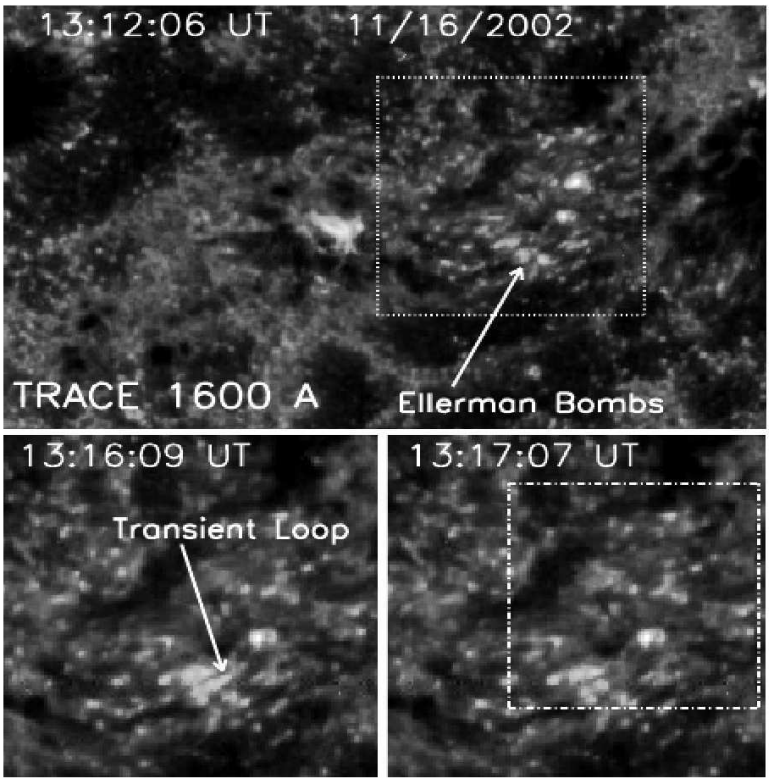



FIG. 4.16: Observations des bombes d'Ellerman et des boucles transitoires brillantes, dans le continuum EUV, localisées dans la zone d'émergence de flux (Pariat et al. 2009)

les résultats de ma simulation 3D MHD, fournissant les valeurs du champ magnétique, de la densité, de la vitesse et de la température du plasma dans la boîte de calcul, plus large que la zone d'émergence. L'analyse est faite à $t = 500$ s, quand le forçage photosphérique a induit la formation de courants suffisamment intenses. On calcule alors la position des BPs ($B_z(z = 0) = 0$ et $\mathbf{B}.\boldsymbol{\nabla} B_z > 0$), ainsi que celle des pieds des lignes séparatrices reliant ces BPs. Suite à un forçage photosphérique, des nappes de courant devraient se former le long de ces lignes connectant les BPs, comme le long des séparatrices associées à un point nul.

A partir des valeurs du champ magnétique et pour une valeur constante de $\eta$ définie lors de la simulation, on calcule le courant vertical : $j_z(z = 0) = 1/\mu\,(\partial_x B_y - \partial_y B_x)$ au niveau de la photosphère. Lorsque l'on superpose les positions des BPs et des pieds des séparatrices sur la carte de la densité de courant vertical au niveau de la photosphère (Fig. 4.17,a), on remarque que la plupart des BPs et des pieds des séparatrices sont situés là où les courants sont les plus intenses.

Notons tout de même que ce n'est pas toujours le cas : les courants associés aux BPs localisés autour de $x = 41$ Mm et $y = 1$ Mm sont, par exemple, peu intenses. Une des raisons est que le maillage utilisé est un maillage non-uniforme, centré au point nul. Les bords du domaine de calcul ont donc une densité de points de maille plus faible. Le courant étant calculé à partir du rotationel du champ magnétique, plus la distance entre deux points est grande, plus le rotationnel est faible entre ces deux points. Lorsque l'on intègre les lignes de champ passant par les BPs calculés précédement, on retrouve la forme en *sea-serpent* des tubes de flux, typique d'une région d'émergence de flux (Strous et al. 1996, Pariat et al. 2004). On observe également une stratification de ces

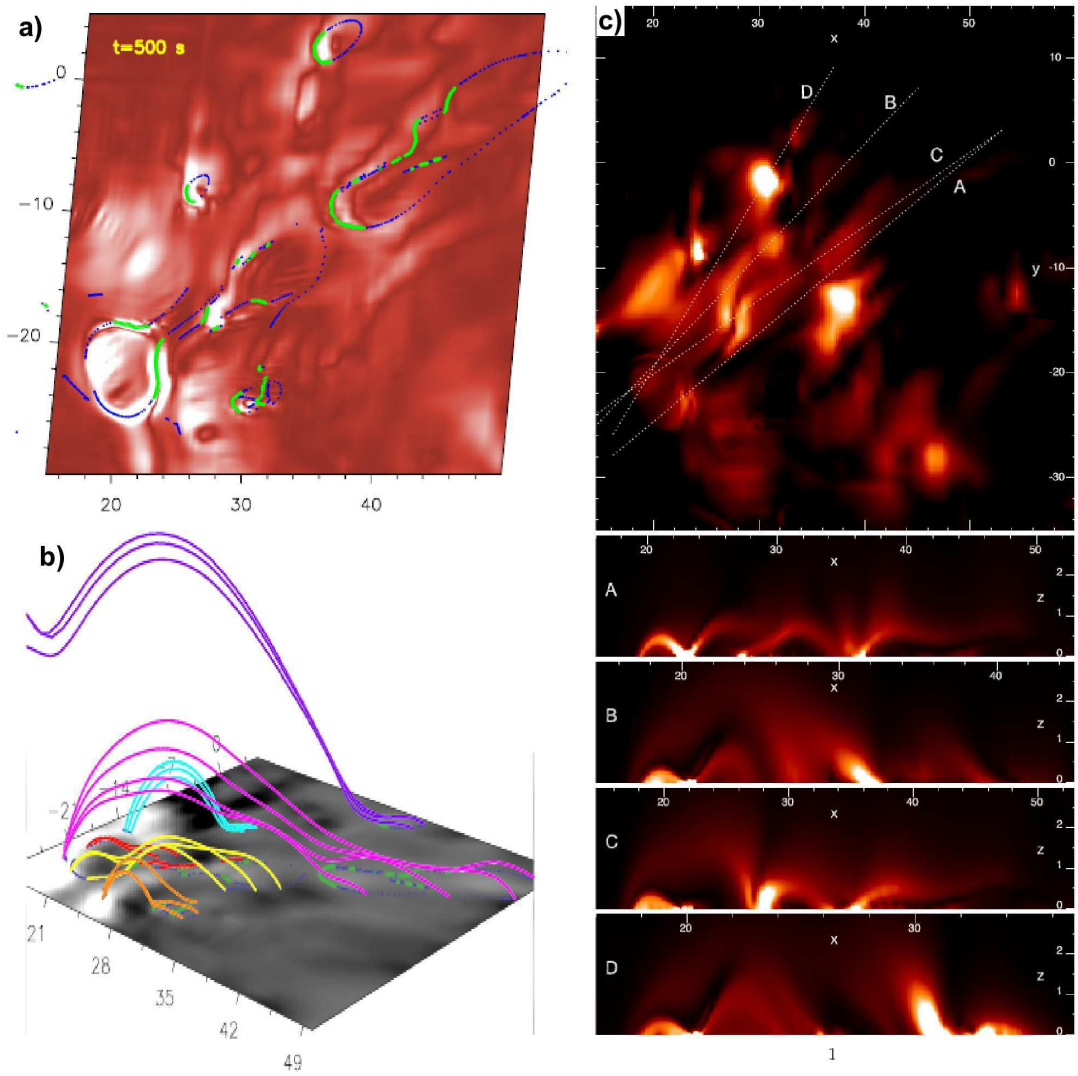



FIG. 4.17: **a)** : Carte de la densité de la composante verticale du courant au niveau de la photosphère à laquelle on a superposé les positions des BPs (en vert) et les positions des pieds des séparatrices (en bleu) ; **b)** : Forme des lignes de champ en sea-serpent ; **c)** : Distribution de $\mathcal{J}(x, y)$ au niveau de la photosphère et dans des plans verticaux de coupes 2D (Pariat et al. 2009)

lignes de champs ondulées. Les séparatrices les moins ondulées (jaune, cyan , orange et rouge sur la figure 4.17, b) restent basses dans la couronne et sont localisées sous des séparatrices avec une forme en $\Omega$ plus marquée (rose et violette sur la figure 4.17, b) qui atteignent des altitudes plus hautes. Bien que la formation des courants soit une conséquence directe du mouvement photosphérique appliqué, les séparatrices ondulées sont déjà présentes dans le magnétogramme initial.

Les séparatrices des BPs étant ancrées dans l'EFR, des courants devraient se former le long de ce lignes de champ particulières. Afin de déterminer la distribution des courants le long des séparatrices, on calcule la densité de courant a-dimensionnée $\mathcal{J}(x, y)$ (Eq. 4.18) dans le plan vertical $z$.

$$\mathcal{J}(x, y) = \int_{z=0}^{z_{top}} \frac{\mathbf{j}(x, y, z)}{\mathbf{B}(x, y, z)} dz \tag{4.18}$$

où $z_{top} = 3$ Mm. Cette grandeur $\mathcal{J}$ ne dépend que de l'inverse des longueurs. Ceci permet de déterminer les endroits où les nappes de courant les plus étroites se forment, indépendamment de la résolution du calcul. La formation de nappes de courant étroites suggèrent alors que la reconnexion magnétique pourra se développer. L'utilisation de $\mathcal{J}$ permet alors d'évaluer les positions des nappes de courant fines, associées aux séparatrices, qui s'étendent sur de grands volumes. La région dans laquelle on calcule $\mathcal{J}$ ne présente pas de champ magnétique fort, permettant de considérer $\mathcal{J}$ comme traceur de la densité de courant $\mathbf{j}$. L'intégration sur la hauteur de cette quantité permet non seulement de déterminer les zones d'accumulation de courant, mais peut également être utilisé comme un proxy pour tracer les zones où des émissions électromagnétiques sont générées par dissipation Joule dans le plasma chaud des boucles.

La figure 4.17, c) représente les différentes coupes verticales de $\mathcal{J}$ pour différents plans. Les courants intenses se forment préférentiellement le long des séparatrices associées au BPs. On retrouve d'ailleurs la hiérarchie de stratification entre les séparatrices les plus aplaties et les plus ondulées proches de la photosphère, et les moins ondulées à haute altitude, le long desquelles, les courants deviennent de moins en moins intenses avec l'altitude. A partir des coupes verticales 2D, on note nettement que les courants les plus intenses se développent au niveau des BPs. Cependant, contrairement aux résultats obtenus par des simulations où des nappes verticales de courant intenses se forment, en réponse au pincement du tube de flux (comme dans la coupe C, Fig. 4.17, c), les coupes A et B montrent que des courants intenses peuvent se développer au niveau des BPs associés à des séparatrices plates et non pincées.

La formation de courants au niveau des BPs et le long des séparatrices, obtenue dans cette simulation, permet d'expliquer les EBs obervées en UV. Dans cette étude en 3D, nous avons pu montrer que les mouvements de cisaillement des séparatrices suffisaient pour former des courants étroits et intenses au niveau des BPs et que le pincement des lignes de champ au dessus des BPs n'était pas nécessaire. La formation de nappes de courant plus fines et intenses au niveau des BPs, dans une simulation contrainte par les mesures du champ magnétique photosphérique, apporte un argument supplémentaire en faveur du modèle d'émergence résistive.

### 4.2.3 Article (A.3) : **Current buildup in emerging serpentine flux tubes**

The Astrophysical Journal, 701:1911–1921, 2009 August 20 doi:10.1088/0004-637X/701/2/1911
© 2009. The American Astronomical Society. All rights reserved. Printed in the U.S.A.

# CURRENT BUILDUP IN EMERGING SERPENTINE FLUX TUBES

E. Pariat[1,3], S. Masson[2], and G. Aulanier[2]
[1] Space Weather Laboratory, NASA Goddard Space Flight Center Greenbelt, MD 20771, USA; epariat@helio.gsfc.nasa.gov
[2] LESIA, Observatoire de Paris, CNRS, UPMC, Université Paris Diderot, 5 place Jules Janssen, 92190 Meudon, France
*Received 2009 June 9; accepted 2009 July 6; published 2009 August 6*

## ABSTRACT

The increase of magnetic flux in the solar atmosphere during active-region formation involves the transport of the magnetic field from the solar convection zone through the lowest layers of the solar atmosphere, through which the plasma $\beta$ changes from $> 1$ to $< 1$ with altitude. The crossing of this magnetic transition zone requires the magnetic field to adopt a serpentine shape also known as the sea-serpent topology. In the frame of the resistive flux-emergence model, the rising of the magnetic flux is believed to be dynamically driven by a succession of magnetic reconnections which are commonly observed in emerging flux regions as Ellerman bombs. Using a data-driven, three-dimensional (3D) magnetohydrodynamic numerical simulation of flux emergence occurring in active region 10191 on 2002 November 16–17, we study the development of 3D electric current sheets. We show that these currents buildup along the 3D serpentine magnetic-field structure as a result of photospheric diverging horizontal line-tied motions that emulate the observed photospheric evolution. We observe that reconnection can not only develop following a pinching evolution of the serpentine field line, as usually assumed in two-dimensional geometry, but can also result from 3D shearing deformation of the magnetic structure. In addition, we report for the first time on the observation in the UV domain with the *Transition Region and Coronal Explorer* (*TRACE*) of extremely transient loop-like features, appearing within the emerging flux domain, which link several Ellermam bombs with one another. We argue that these loop transients can be explained as a consequence of the currents that build up along the serpentine magnetic field.

*Key words:* methods: numerical – MHD – Sun: magnetic fields – Sun: photosphere – Sun: UV radiation

*Online-only material:* mpeg animation

## 1. INTRODUCTION

The emergence of magnetic structures in the solar corona from the convection zone is a central process of solar physics. The intense magnetic fields that constitute active regions, sources of intense solar activity, are generated in the solar interior, and thus the magnetic flux must be transported from the solar interior into the solar atmosphere. The solar photosphere being the lowest solar layer from where electromagnetic radiation is emitted freely, extremely limited information is available below that surface. Therefore most of the efforts to understand the emergence process involve state-of-the-art numerical simulations (see the reviews by Moreno-Insertis 2007; Archontis 2008).

The crossing of the lowest layers of the solar atmosphere, photosphere and chromosphere, is particularly challenging to model. In less than 3 Mm, the main thermodynamic quantities (density, pressure, and temperature) present variations of several order of magnitudes; the plasma dynamics transit from gas pressure driven to magnetic field driven; the ionization becomes very weak; and, important radiative transfer mechanisms occur. No numerical simulations are yet able to tackle the emergence process, as three dimensional (3D), with magnetic fields of intensity and scale that would lead to the formation of active regions in a self-consistent way. Despite their limitations, recent numerical simulations (e.g., Abbett 2007; Arber et al. 2007; Archontis et al. 2004, 2009; Cheung et al. 2007, 2008; Galsgaard et al. 2007; Isobe et al. 2005, 2007; Leake & Arber 2006; Murray et al. 2006; Murray & Hood 2008; Martínez-Sykora et al. 2008) are bringing a considerable amount of new information on the relevant physics of the emergence, and fast progress is being made.

The constantly improving observations of emerging flux regions (EFRs), driven by higher and higher spatial and temporal resolutions, also bring their share of new results (see the review by Schmieder & Pariat 2007). During its 2000 January Antarctica flight, the *Flare Genesis Experiment* (FGE; Bernasconi et al. 2000) observed an EFR with a pixel-size resolution of 0.″2 and revealed that the magnetic field is extremely fragmented in the inter-spot region with an intermittent distribution of opposite-sign polarities (Bernasconi et al. 2002). Detailed studies of the magnetic field structure, in particular using a linear force-free extrapolation, revealed that the distribution was not random and that many bipoles were linked together by undulated field lines (Bernasconi et al. 2002; Pariat et al. 2004, 2006). Pariat et al. (2004) revealed that the traditional model (Zwaan 1985) of the smooth emergence of a convex ($\Omega$-shaped) magnetic flux tube into the solar atmosphere was incomplete: at the photosphere/chromosphere level the emerging magnetic flux tubes assume the "*sea-serpent*" geometry previously suggested by Strous et al. (1996).

This result received new confirmation by the unprecedented observations of EFR by the *Hinode*/Solar Optical Telescope (Tsuneta et al. 2008). Studying an EFR in the vicinity of AR 10926, Magara (2008) confirmed the extremely high degree of fragmentation of the field in the inter-spot region. Using spectro-imaging and spectro-metric measurements, Watanabe et al. (2008) observed a periodic distribution of the longitudinal field and of the transverse magnetic field, suggesting the presence of an undulated magnetic flux tube. Their observations agree with the suggestion of Magara (2001) and Pariat et al. (2004) that the undulations are related to the

[3] College of Science, George Mason University, Fairfax, VA 22030, USA.

magnetic Rayleigh–Taylor instability (Parker 1966). Comparing the *Hinode* high-resolution observations with a realistic 3D numerical simulation of a relatively modest EFR ($10^{19}$ Mx) at the photospheric level, Cheung et al. (2008) confirmed that the magnetic flux tubes assumed a serpentine geometry. However, carefully studying the dynamics of the emerging flux tube, they clearly demonstrated that the U-shaped segments resulted from convective downdrafts.

Given that flux tubes have a serpentine shape at the photospheric level, one must nonetheless explain how they later assume the global Ω shape of the large scale (active region) coronal loops. This undulated shape is conceptually problematic because plasma necessarily flows toward the lowest U-part of the flux tubes, anchoring them to the photosphere and therefore inhibiting their emergence. However, Pariat et al. (2004) suggested that several magnetic reconnections would allow the magnetic flux to be transferred to the upper layers of the solar atmosphere, the dense solar plasma being left at the photospheric level. This hypothesis was based on the evidence that the serpentine flux tubes were closely associated with observed localized release of energy known as Ellerman bombs (EBs).

EBs (Ellerman 1917) are typical features of the emerging magnetic flux regions (see the review by Schmieder & Pariat 2007) and consist of brief emissions that are spatially well localized and observable in the wings of chromospheric lines (Severny 1968; Kitai 1983; Fang et al. 2006; Pariat et al. 2007; Otsuji et al. 2007). Several recent studies have shown that EBs are the result of reconnection in the lower layer of the atmosphere (Georgoulis et al. 2002; Pariat et al. 2004; Fang et al. 2006; Pariat et al. 2007) as initially suggested by Rust & Keil (1992).

The link between EBs and U-shaped loops of emerging flux tubes has recently received multiple confirmations (Bernasconi et al. 2002; Pariat et al. 2004, 2007; Otsuji et al. 2007; Watanabe et al. 2008), giving credit to the resistive emergence scenario of Pariat et al. (2004). Another confirmation resulted from the 2.5D magnetohydrodynamic (MHD) simulation performed by Isobe et al. (2007), which demonstrated that reconnection at the U-loop generates a local heating that can account for the observed profile of EBs. Successive reconnections allow magnetic flux to be sequentially transferred higher and higher up.

In the frame of line-tied low-$\beta$ numerical simulations, a U-loop indeed represents a preferential site for reconnection to occur (see the discussion in Section 6 about the validity of the line-tied approximation). The bottom of a U-loop rooted at the photosphere is also called a bald patch (BP; Titov et al. 1993). Field lines that go through BPs create a discontinuity of the field connectivity and are therefore separatrices (Titov et al. 1993; Longcope 2005). In 3D, BPs are organized as a finite segment at the photosphere and the associated field lines form a separatrix two-dimensional (2D) surface in the 3D domain. Based on a 2.5D analytical and numerical model, Billinghurst et al. (1993) demonstrated that current sheets could be easily formed along BP separatrices, provided that effective motions are applied at some of the footpoint of the separatrices. Symmetric and asymmetric shear perpendicular to the plane of the BP separatrices are among the most efficient ways to generate currents and eventually reconnection. As preferential current build-up sites, BPs have been associated with the formation of Sigmoids (Titov & Démoulin 1999; Archontis et al. 2009), and with impulsive events involving reconnection such as flares (Aulanier et al. 1998) and surges (Mandrini et al. 2002).

In the 2.5D simulation of Isobe et al. (2007), while there is no real line-tying, reconnection occurs above the U-shaped segments of the serpentine field line. Two consecutive Ω-shaped lobes, excited by the magnetic Rayleigh–Taylor instability, are brought into contact, and the oppositely directed magnetic fields lead to the formation of a vertical current sheet and eventually reconnect. In this model the EBs are formed by pinching motion above the U-loop of the serpentine field line (as in the cartoon of Georgoulis et al. 2002, Figure 12(a)). This evolution is essentially a 2D way to obtain reconnection at BP separatrices. A similar mechanism has also been observed at a larger scale in 3D MHD simulation (Archontis et al. 2009). In this simulation a highly twisted flux tube emerges, leading to the formation of large sigmoids. Due to the rotation of the field lines, the concave parts of the field lines form BPs at the photospheric level, in which plasma accumulates, tying the emerging flux tube to the lower layer of the atmosphere. Vertical current sheets eventually develop at the BPs, leading to reconnection and the upward transport of the magnetic flux tube in a way consistent with the scenario of Pariat et al. (2004). The 3D BP reconnection involves the interaction of neighboring highly twisted field lines above the BPs within the vertical current sheet: reconnections involve segments of unique field lines having opposite magnetic direction and the process can therefore be described in 2.5D geometry.

However, the formation of such vertical current sheets and such pinching requires converging motions in the chromosphere on both sides of U-loop/BP. If such motions exist indeed, their occurrence would have to be frequent to explain all of the EBs occurring in an emerging flux event. In Archontis et al. (2009), the pinching is a consequence of the extension of the emerging flux tube above the photosphere, whereas in Isobe et al. (2007) the pinching is the natural consequence of the growth of the lobes induced by the magnetic Rayleigh–Taylor instability, most of the other evolution being possibly inhibited by the 2.5D approximation. Are these motions very frequent in the real 3D solar chromosphere? The simulation of emergence in a realistic photosphere (Cheung et al. 2008) as well as the magnetic extrapolation of an emerging region observed with high spatial resolution (Pariat et al. 2004) reveals that, at the photospheric level, the emerging field lines tend to be relatively flat, even though they have a serpentine shape. Highly pronounced-U-shaped loop would thus not be that frequent. Finally, reconnection occurring above BPs fails to explain properly how EBs can be formed at the footpoint of the BP separatrices, as observed by Pariat et al. (2004).

The primary question that we want to answer is: how do currents build up in 3D emerging serpentine field lines? Are vertical currents frequently formed in a 3D EFR? Do currents form all along the BP separatrices, as suggested by Billinghurst et al. (1993)? In order to address these questions, we will use the set of observations and numerical simulations previously analyzed by Masson et al. (2009, hereafter MPAS09). In MPAS09, using a potential field extrapolation of AR 10191 as an initial condition, we conducted a low-$\beta$ resistive MHD simulation of the observed ribbon flare that occurred on 2002 November 16. Using UV observations from the *Transition Region and Coronal Explorer* (*TRACE*; Handy et al. 1999) and magnetograms acquired with the *SOHO*/Michelson Doppler Imager (MDI; Scherrer et al. 1995), we noted that flux emerged prior to the C-class flare and determined that the flare was a consequence of that flux emergence. Driving the simulated system by line-tied diverging boundary motions, so as to emulate

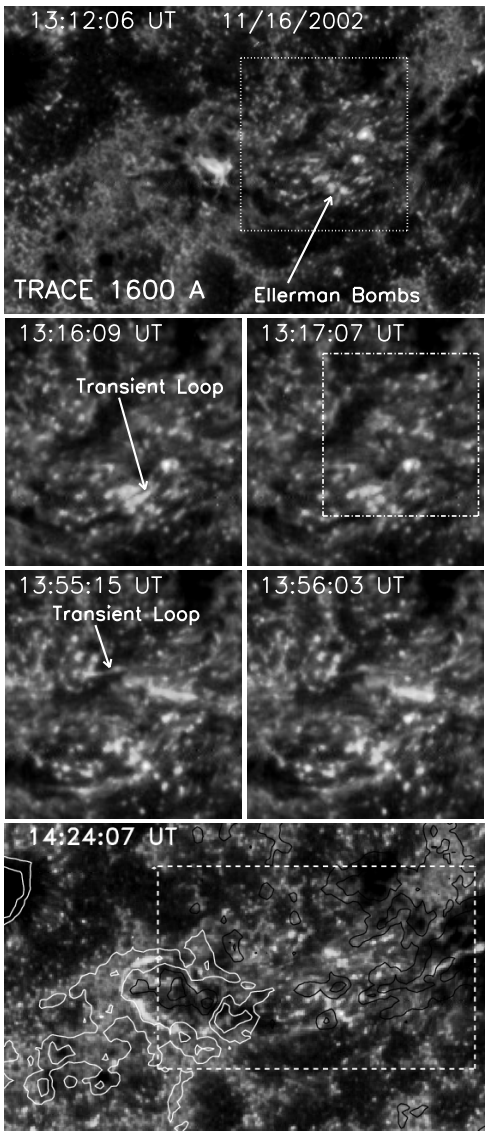



**Figure 1.** *TRACE* observations in the 1600 Å bandpass of the AR10191 on 2002 November 16. Top and bottom panels: general view with a field of view is $192'' \times 192'' = 141$ Mm $\times$ 141 Mm. In the bottom panel, isocontours of the co-aligned longitudinal magnetic field distribution observed by MDI are drawn. The white (black) lines correspond to $b_l = [250, 600]$ G ($b_l = [-250, -600]$ G). The dashed box represent the field of view of the lower panel of Figure 2. In the top panel the dotted rectangle present the field of view of the four middle panels. Middle panels: close-up views (field of view of $67'' \times 108'' = 49$ Mm $\times$ 79 Mm) of the EFR where UV EBs and two example of transient loop are observed. The dot-dashed rectangle correspond to the field of view of Figures 3–5.
(An mpeg animation of this figure is available in the online journal.)

the observed photospheric flow pattern associated with the magnetic flux emergence, we studied the buildup of the electric currents and the reconnection responsible for the ribbon flare. In the present paper we will focus on the current buildup in the emerging flux area.

The paper is organized as follows: Section 2, we will present the *TRACE* and MDI observations of AR 10191, whereas in Section 3 we will summarize the numerical model used in MPAS09. Section 4 will present the results of the numerical simulation regarding the formation of electric currents in the emerging region. We will show that the photospheric currents are related to serpentine BP separatrices and discuss their 3D structure. Finally, in Section 5, we will discuss the implications for EB formation and on magnetic field emergence in general (Section 6).

## 2. FLUX EMERGENCE AND UV OBSERVATIONS

Active region AR 10191 was observed with *TRACE* in the 1600 Å UV continuum. The pixel size and time cadence of the observations are, respectively, 0.″5 and 3.2 s. In MPAS09, we studied the C-class flare that occurred in AR 10191 on 2002 November 16. Figure 1 (as well as the movie available in the electronic version) presents the evolution of the UV emissions. The C-class flare started at 13:57 UT when three ribbons were formed (see Figure 1, bottom panel): a quasi-circular ribbon enclosed an elongated ribbon, while another elongated ribbon was located on the west. MPAS09 explained the flare as the consequence of a flux emergence event that occurred in the inter-spot region: the emergence of a magnetic field injected free magnetic energy and eventually destabilized the magnetic configuration (following the classical model of Heyvaerts et al. 1977).

This EFR was followed with the full-disk MDI photospheric magnetograms, for which the time cadence is 96 minutes and pixel size is 1.″977. Longitudinal magnetograms of AR 10191 are presented in Figure 2 (right panels) at different times before the C-class flare. This active region was composed of a leading negative polarity and a trailing positive polarity in which a large parasite negative polarity is embedded. On November 15 and 16, an important flux emergence occurred in the central region of the AR, between the main polarities (Figure 2, top right panel, within the dashed white rectangle). The evolution of the magnetic field shows the appearance of several dipoles and the diverging migration of opposite-sign polarities, typical of emerging flux events (Schmieder & Pariat 2007). In Figure 2 (right panels) we also observe that the magnetic flux distribution adopts a horseshoe pattern composed of ribbon-like concentrations of positive polarities in the north and negative polarities in the south. We noted as well that several patches of positive flux, which had previously emerged to the west of the parasitic polarity, merged with the main positive polarity spot.

In the *TRACE* UV observations, in addition to the ribbon flare, numerous brief small localized brightenings can be observed in the inter-spot region (see Figure 1; they can be more clearly identified with the movie available with the electronic version). These brightenings seem to be relatively unaffected by the ribbon flare: neither their distribution nor their evolution changes significantly during the flare. These brightenings are likely to be associated with EBs (Ellerman 1917).

Indeed, recent observations have shown a statistical correlation between EBs and bright points observed in the continuum at 1600 Å by *TRACE* (Qiu et al. 2000; Georgoulis et al. 2002; Pariat et al. 2007). Qiu et al. (2000) found that the emission profile of EBs observed in H$\alpha$ wings had a correlation larger than 50% with UV brightenings observed with *TRACE*. Using FGE data, Georgoulis et al. (2002) found a similar spatial correlation. Pariat et al. (2007) also found significant agreement between UV emissions and cospatial H$\alpha$ and Ca II emissions having a spectral profile typical of EBs. In the present observations, the UV bright point lifetime, of the order of a few minutes, is typical of EBs observed in 1600 Å continuum (Qiu et al. 2000).

Co-aligning the *TRACE* 1600 Å image at 14:04 UT and the MDI magnetogram at 14:24 UT (see Figure 1, bottom panel), we first remark that the UV bright points are located in this EFR (in the center of the dashed white rectangle). In addition, the

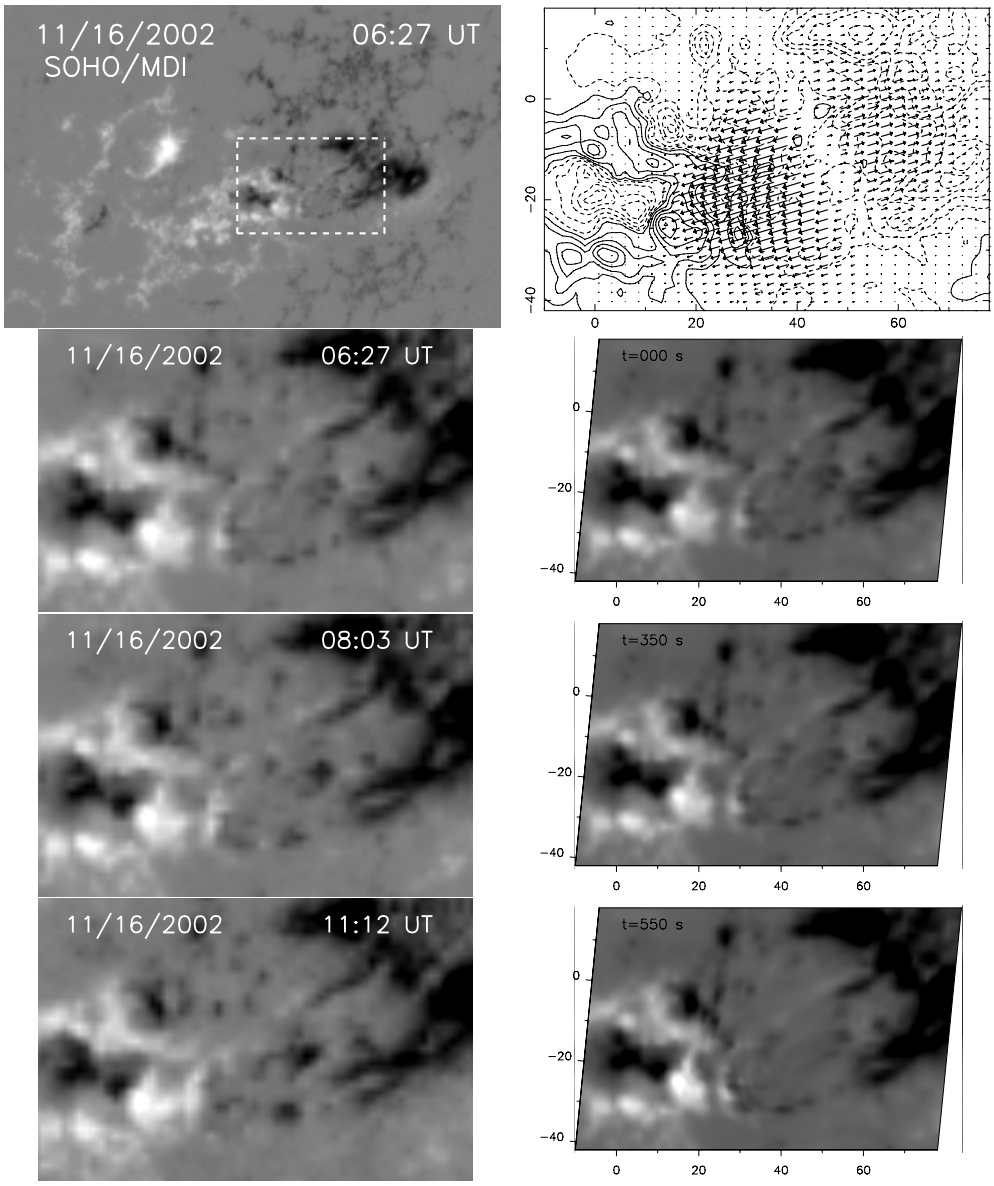



**Figure 2.** Right panels: MDI longitudinal magnetograms coded in shades of gray (white for positive fields and black for negative fields) at different times on 2002 November 16. The top panel has a field of view of 291 Mm × 189 Mm. The dashed box on the top panel defines the field of view (of 90 Mm × 60 Mm) of the lower left and right panels. Top right panel: photospheric flow pattern prescribed in the MHD simulation in the flux emergence area. Bottom right panels: evolution of the simulated photospheric vertical field $B_z(z = 0)$. The axes $x$ and $y$ are in Mm.

UV brightenings tend to be located along the polarity inversion line another typical property of EBs that has been reported in numerous studies (Rust & Keil 1992; Georgoulis et al. 2002; Otsuji et al. 2007; Pariat et al. 2004, 2007; Watanabe et al. 2008). These data thus corroborate the hypothesis that the UV bright points observed at 1600 Å are the transition-region signature of EBs.

In the vicinity of the EBs, the high-cadence *TRACE* observations also reveal the occurrence of several, very transient, elongated brightenings whose life times rarely exceed 1 minute. These loop-like structures appear in the EFR and seem to originate from the EBs. They are roughly aligned with the axis of the active region. The middle panels of Figure 1 present two examples of these transient loops (better observed in the movie available with the electronic version). In particular, the second example, occurring around 13:55 UT, seems to link regions distant of several Mm. In addition, this transient loop presents a serpentine shape: a cusp-shaped (人) section appears in its center (close to where "transient loop" is indicated in the right panel of the third row of Figure 1, the EB located at the middle of the cusp structure). Here, we are reporting these transient loop-like structures for the first time, so the question of their relationship to EBs naturally arises.

## 3. NUMERICAL SIMULATION

The results of the present paper are based on the same numerical simulation that was analyzed in MPAS09. The 3D visco-resistive code (Aulanier et al. 2005a; Masson et al. 2009) solves the finite-$\beta$ and adiabatic MHD equations in a Cartesian box with a non-uniform fixed mesh.

The magnetic field distribution used in the simulation was given by a potential extrapolation of the MDI magnetogram taken on 2002 November 16 at 06:27 UT, several hours prior

to the ribbon flare. The use of potential extrapolations is usually a poor approximation of coronal magnetic fields and in particular those which include current carrying structures, e.g., twisted flux tubes, having a strong eruptive potential (e.g., Metcalf et al. 2008; Schrijver et al. 2008). However, unless a strong non-potential structure is present, a potential field extrapolation does not qualitatively modify the magnetic field topology (i.e., the presence of null point and BPs, which we checked by also calculating linear force-free fields). The present emerging structure being relatively small, no signature of strongly sheared structures having been observed, we believe that the potential field extrapolation is a relatively correct approximation. Furthermore, in addition to simplifying the computation, the potential field approximation allows us to start with a configuration which has zero free magnetic energy and thus enable us to follow its buildup. Therefore, even though the initial magnetic configuration is relatively unrealistic, at a latter time, after having applied some boundary evolutions, the configuration actually becomes non-potential and even non-force-free in its lowest part, as in the real solar atmosphere (Metcalf et al. 1995). The system at the time of our analysis may be a better approximation of the real field than what would result from a nonlinear force-free field extrapolation, for which important preprocessings have to be used (DeRosa et al. 2009).

Initially the plasma was assumed to be uniformly dense: $\rho = b_{\rm max}^2/\mu c_{A,\rm max}^2 = 6.8 \times 10^{12}$ cm$^{-3}$, with $\rho$ being the plasma density, $b_{\rm max}$ the maximum intensity of the magnetic field **b**, and $\mu$ the magnetic permeability. We chose the maximum of the Alfvén speed to be $c_{A,\rm max} = 1000$ km s$^{-1}$. The initial temperature is assumed to be uniform and equal to $T = 3 \times 10^5$ K. Even though this temperature is typically 10 times lower than in the corona, we chose this value as to obtain the best compromise to maintain initially subsonic quasi-static coronal evolution together with $\beta \ll 1$ everywhere in the low corona.

At the top and side boundaries, we assumed open conditions. At the bottom boundary, we used line-tied reflective conditions, in order to drive the corona by photospheric motions. As described in Section 2, flux emergence has occurred in the inter-spot region before the onset of the flare. We assume that this flux emergence is the driver of the flare. So as to simulate the evolution of the active region, we constrain the magnetic configuration by emulating this flux emergence event using an analytical divergent velocity field at the bottom boundary. Our numerical model is simpler than reality since we do not increase the total photospheric magnetic flux, but only simulate the observed photospheric flows. Still, the applied shearing motions lead to the injection of stress and free energy into the system, eventually leading to a substantial amount of magnetic reconnection.

Intrinsically, this approach does not fully allow us to reproduce the presence of currents in the corona. Strong electrical currents can be carried along with emerging magnetic structures (e.g., Okamoto et al. 2008; Schrijver et al. 2005), in particular during large flare events. These structures, such as twisted flux tubes, would directly inject currents in the corona. However, emerging flux simulation shows that, as flux tubes try to cross the photosphere, substantial modifications of their geometrical structure occur: the flux tubes flatten (e.g., Magara 2001; Cheung et al. 2008), and a large portion of their vertical bulk kinetic energy is transformed in important horizontal diverging and shearing motions (e.g., Magara & Longcope 2003; Archontis 2008), flows directly reproduced by our method. The extent to which currents are formed because of direct emergence of shearing motions goes beyond the scope of this study. We believe that, to some extent, our shearing treatment of the flux emergence is nonetheless capable of capturing a large portion of the forcing processes that actually take places in the solar atmosphere and allow us to study the development of current sheets and reconnections which are necessary for the magnetic flux to rise.

The velocity field is applied to the whole area where emergence leads to separation of magnetic polarities (see MPAS09, Equations (5) and (6)). The velocity field is thus composed of a smooth gate function (to delimit the ellipsoidal/horseshoe shape of the EFR) multiplied by a sum of hyperbolic tangent functions of opposite sign (to simulate the divergence in the EFR). In order to avoid the formation of strong gradients by compressive and vortical effects at the boundaries of this region, the flow field intensity is bounded by a function formed by the product of two hyperbolic tangent functions having a weak slope. The velocity field is gradually applied, after an initial relaxation phase between $t = 0$ s and $t = 150$ s, and leads to a phase with $u =$ constant for $t > 300$ s. The maximum amplitude for the driving velocity is equal to $u_D = 20$ km s$^{-1}$. Even though this value is larger than the typical observed photospheric velocities by a factor 40, it remains subsonic and largely sub-Alfvénic as required for a coronal calculation.

The prescribed velocity field, as shown in the top right panel of Figure 2, reproduces the divergence of the motion of the magnetic polarities resulting from the emergence (see Figure 2, bottom left panels). This defines a line of positive flow divergence, which is much simpler than the flows observed with MDI. Comparing the bottom right panels and the bottom left panels of Figure 2, one observes that we do not reproduce the increase of the magnetic flux present in the center of the EFR. However, the observed large-scale diverging flow pattern, i.e., the magnetic polarity separation and accumulation at both sides of the EFR, are relatively well reproduced. Thus even though, the times scale of the shearing is smaller in our simulation, its amplitude remains comparable to the one observed in the solar atmosphere. Quantifying how much stress is actually injected by our boundary motions relatively to real emergence is difficult. Our approach, while simpler, may actually introduce more field stress than a more complex full emergence. On the other hand, realistic flux emergence can also, because of the presence of an already sheared field, lead to a more dynamic evolution than what we simulate here. However, our method, by introducing differential velocities in the EFR, allows us to follow and understand qualitatively some of the characteristic process that occurs in the EFR, i.e., the intensification of current sheets.

## 4. 3D BALD PATCHES, CURRENT SHEETS, AND SERPENTINE FIELD LINES

At the end of the relaxation phase, at $t = 150$ s, the bulk of the initial residual forces, resulting from the fact that the initial configuration was slightly out of numerical equilibrium, have disappeared. Nevertheless some residual currents remain, located at the boundaries. The large-scale homogeneous divergent velocity field introduced at the lower boundary induces a perturbation of the magnetic configuration in the active region, in which electric current sheets develop along various topological features. The following analysis is done at $t = 500$ s when driving motions have lead to substantial current intensification.

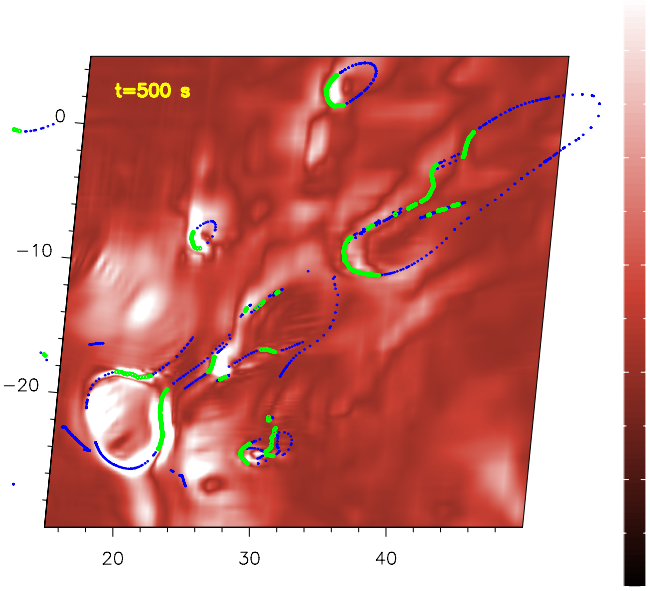



**Figure 3.** Bald patches (bold green dots) and the related photospheric footpoints of the separatrix field lines going through these bald patches (blue dots) in the emerging flux area at $t = 500$ s, overplotted on the total electric current $j_z(z = 0)$ coded in different shades of red (white corresponding to the most intense currents). The axes $x$ and $y$ are in Mm.

### *4.1. Photospheric Bald-patch Current Sheets*

Intense current sheets develop where the driving motions have been applied, in the EFR. Figure 3 displays the location of these current sheets at the bottom boundary of the simulation domain at $t = 500$ s. Comparing the location of these sheets with the distribution of the magnetic field and its topology, we observe that the currents are not distributed randomly.

We first noticed that some of the more intense current sheets are cospatial with small-scale closed neutral lines in the photosphere. We determined the location of the BPs (Titov et al. 1993), where the field lines are concave upward (U-shaped). A BP is present when the magnetic field satisfies $\mathbf{b} \cdot \nabla b_z > 0$ at an inversion line ($b_z(z = 0) = 0$) of the photospheric/bottom boundary. The distribution of some BPs is represented with green dots in Figure 3. Finally, we integrated the field lines passing through these BPs and determined the location of their footpoints, i.e., the intersection of the BP separatrix field lines with the bottom plane. The separatrix footpoints are represented by blue dots in Figure 3. Since BPs are organized as continuous segments, the associated separatrices surface map continuous segments at their footpoints. Since we only plot a discrete finite number of BPs, a finite number of separatrix footpoints is represented and the mapping of the separatrices may appears discontinuous. Note also that not all the BP segments and separatrix footpoints within the area represented in Figure 3 have been plotted. Some minor BP regions have been left out, and some separatrix footpoints originating from BPs out of the field of view are also omitted. A few high-current regions are not associated with any topological features. Some of them are due to BPs and separatrices not shown in this figure. Some others are probably created by other topological features such as QSLs or are the wide trace of volume currents formed by the overall imposed shearing in the emerging region.

BPs are well known preferential sites for the formation of current sheets when photospheric motions are applied (Low & Wolfson 1988; Vekstein et al. 1991) in the frame of line-tying approximation (the relevance of this approximation is discussed in Section 6). In the present simulation, most of the BPs and the BP-separatrix footpoints are cospatial with intense currents (see Figure 3). This result is in agreement with past 2.5D MHD simulations of current sheet formation in BP separatrices due to line-tied boundary motions (Billinghurst et al. 1993). In the present paper we extend their result in 3D: we observe that the horizontal distribution of the currents matches the shape of the BP separatrices. This is particularly obvious for the separatrix located at the lower left corner which present the same $\sim$ and $\backsim$ shaped distributions of the current.

In Figure 3, we also note that some BPs and separatrix footpoints are not necessarily associated with intense currents. In addition, the intensity of the currents varies a lot from one topological structure to another. A first reason is related to a numerical bias. The grid has a non-uniform mesh adapted to our earlier study of a coronal null point (MPAS09). The grid spacing is smallest at the null point located at $x \simeq 12$ Mm, $y \simeq -18$ Mm and decreases geometrically from there. The resolution is thus higher in the bottom left corner of Figure 3 than in the top right one. The electric currents, derived from the curl of the magnetic field, are thus likely to be higher where the mesh size is smaller (for the current sheets which are not fully resolved in the numerical simulation). Indeed for a given magnetic field difference between the two sides of a separatrix surface, a smaller grid results in a higher magnetic field gradient. This numerical effect cannot solely explain the different intensities of the currents formed at different BPs. The currents corresponding to the BP located around ($x = 33$ Mm, $y = 2$ Mm) are relatively intense even though the resolution is relatively small. In fact, topological structures such as BP separatrices only define preferential sites for the development of intense current sheets. Other factors are necessary to increase the currents, such as the intensity of the gradients of the magnetic field.

In fact, shearing motions allow us to build up intense currents efficiently. The BPs located around ($x = 41$ Mm, $y = 1$ Mm) exhibit very low currents, because they are located where the imposed boundary shearing motions are extremely weak (see Figure 2). On the other hand, the BPs located at ($x = 20$ Mm, $y = -20$ Mm) are located in the core of the shearing pattern and are also associated with very intense current sheets. Even with similar intensity, not every motion can lead to the development of strong currents. As Billinghurst et al. (1993) showed in 2.5D, motions perpendicular to the plane of the separatrix field line are much more efficient than motion within that plane. The location of the shearing (at the BP itself versus at the BP-separatrix footpoints) influences also the intensity of the current that can be formed along the separatrix, as well as the distribution of the current formed along the field line. In any case, efficient shearing motions are essential to obtain intense electric currents along the separatrices. The specific distribution of the electric currents in a region with numerous BPs will depend both on the relative distribution of the topological magnetic structure and the driving velocity field (in the frame of smooth gradients of the velocity field).

### *4.2. Serpentine Field Lines*

The distribution of BPs also presents another important characteristic: several groups of BPs seem to be aligned. This feature has already been noted in the EFR (Pariat et al. 2004) and is the result of an organized distribution of the magnetic field. The associated underlying photospheric magnetic field distribution

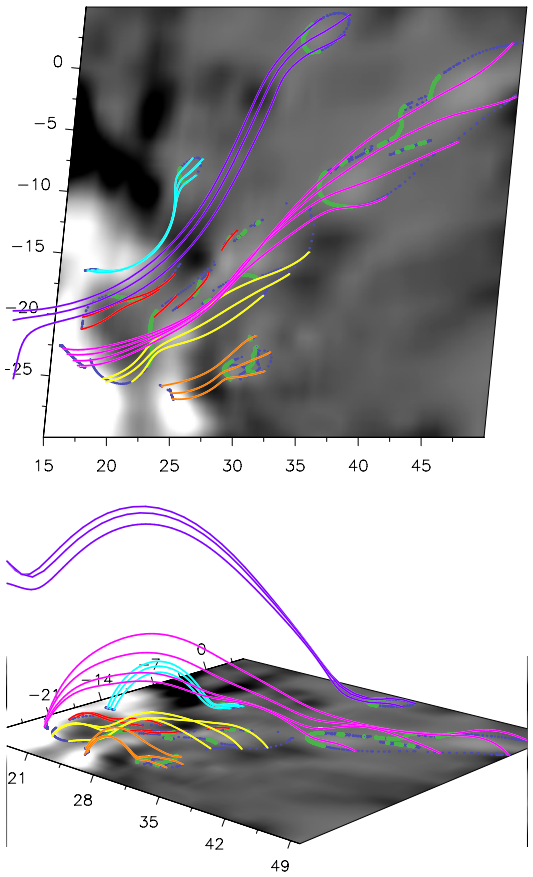



**Figure 4.** Line of sight view (top panel) and perspective view (bottom panel) of different groups of separatrix undulated field lines, at $t = 500$ s, plotted over the distribution of the photospheric vertical field $b_z(z = 0)$ (coded in different shades of gray, white for positive $b_z$ and black for negative). Bald patch regions are plotted as bold green dots. The photospheric footpoints of the separatrix field lines going through these bald patches are plotted as blue dots. All of the different field lines are separatrix field lines passing through at least one bald patch. In the vertical direction a homothetic factor of 2.16 has been used to plot the field lines. The field of view is the same as in Figures 3. The axes $x$ and $y$ are in Mm.

presents a sequence of positive and negative polarities (Figure 4, top panel). Pariat et al. (2004, 2006) showed that in the EFR, several separatrices were passing through multiple BPs and dips (U-shaped segment, above the photosphere) and thus assumed a undulated shape. These "sea-serpents" are typical of emerging active regions (Strous et al. 1996; Pariat et al. 2004; Watanabe et al. 2008).

A similar geometry is also observed in the present simulation (see Figure 4). Note that for each BP segment, we only plot a few representative field lines. For each BP segments, these field lines are particular field lines which form the separatrix surface. The overall shape of the separatrix field lines at $t = 500$ s reveals the occurrence of several spatial undulations along their length: the yellow lines go through two U-shaped sections and some of the pink field lines go through up to four BPs and dips. The extrapolation of the magnetic field measured in the inter-spot region of an emerging active region revealed that up to five BPs dips could be linked by a single field line (Pariat et al. 2004, 2006). The numerical simulation of Cheung et al. (2008) also showed the formation of serpentine field lines having an average of five undulations (determined from a magnetic flux analysis).

Another feature present in the simulation, which had already been observed by Pariat et al. (2004), is the organized hierarchical stratification of the serpentine field lines. Small undulated separatrices lie below larger Ω-shaped portions of other serpentine field lines. For example, the yellow lines are located below the eastern portion of the pink lines, and the cyan separatrices are below the purple field lines. Pariat et al. (2004) associated this organization with the temporal evolution of the emerging flux. The different sets of field lines represent different stages of the emergence process: the smallest lines, closest to the photosphere, correspond to the first stage of the emergence; as they further emerge, these lines become larger and reach greater heights, under which new emerging flux appears.

We note that most of the BPs and the serpentine field lines were already present at the beginning of the simulation: the distribution of the magnetic field responsible for the BPs, i.e., the alternating of positive and negative field patches was already present initially and was only slightly affected by the prescribed motions (see Figure 2). The serpentine topology is the direct consequence of the magnetic flux distribution in the observed EFR, within the approximation of the potential field approximation. However, the applied boundary motions induce the formation of 3D current sheets along these associated separatrices.

### *4.3. Serpentine Current Sheets*

The serpentine field lines presented in Figure 4, as separatrices, define preferential sites for the formation of currents, not only at the location of the BPs, but all over their length. What is the precise distribution of the currents within these serpentine field lines?

The 3D electric current distribution at $t = 500$ s is presented in Figure 5. The top panel presents the distribution of the dimensionless index $\tilde{J}$:

$$\tilde{J}(x, y) = \int_{z=0}^{z_{\rm top}} \frac{|\mathbf{j}(x, y, z)|}{|\mathbf{b}(x, y, z)|} \mathrm{d}z \qquad (1)$$

with $z_{\rm top} = 3$ Mm. By using $|\mathbf{j}|/|\mathbf{b}|$, homogeneous to the inverse of a length, we reduce the influence of the lower resolution at the top right corner of the domain. It enhances the locations where the thin current sheets associated with separatrix form relatively to the extended volume currents. In the plotted domain there is no location of very low $|\mathbf{b}|$ and thus high $\tilde{J}$ are mostly related to high $|\mathbf{j}|$. The vertical integration of the current distribution over the lowest layers of the solar atmosphere allows us to determine the accumulated distribution of the electric currents. It can also be used as a proxy for the electromagnetic emission originating from these part of the atmosphere.

Most of the structures in the photospheric field distribution, presented in Figure 3, are present in Figure 5, such as the ∼ and ∽ features located around $(x, y) = (20$ Mm, $-20$ Mm) and (28 Mm, $-14$ Mm). However, the most intense patches of $\tilde{J}$ do not necessarily correspond with the largest values of photospheric currents $|\mathbf{j}|(z = 0)$. While the structure located at (24 Mm, $-8$ Mm) is present in both figures, the features located at (30 Mm, $-2$ Mm) and (38 Mm, $-13$ Mm) only stand out in the $\tilde{J}$ distribution.

The reason is that intense currents build up not only at the BPs themselves but all along the separatrices surfaces, as predicted theoretically. This is illustrated in the bottom panels of Figure 5, which presents four vertical 2D cuts through the $|\mathbf{j}|/|\mathbf{b}|$ distribution. The most prominent characteristic of these cuts is the particular topology that the electric current distribution follows. Similarly to BP field lines, we clearly observe that currents have been enhanced along sheets which assume a

serpentine geometry. The cut labeled "A" indeed shows several vertical undulations of the current sheet distribution. These currents exactly follow the yellow field lines (cf. Figure 4 and Section 4.2) and the west (right) section of the pink field lines.

The hierarchical stratification of the serpentine field lines has also a counterpart in the current distribution. In the "B" and "C" cuts, the low-height electric currents located at $x \sim 20$ Mm, which can be associated with the red field lines in Figure 4, are located beneath a higher, weaker sheet of current which corresponds to the east (left) part of the pink field lines.

Because the serpentine field lines plotted in Figure 4 are not completely planar, it is not possible to follow them using 2D cuts. However, the extremely good match between some sections of these field lines and the location of thin current sheet allows us to reasonably argue that currents build up not only at the BP but all along the separatrix surfaces. We also observe that the most intense currents are localized around the Bald Patches and that, in general, the separatrices currents are a few times weaker. This confirmation of the theoretical prediction that thin current sheets form along the emerging serpentine separatrices implies several consequence for the dynamics of the EFR, as we detail in the next section.

## 5. TRANSIENT UV EMISSION DURING FLUX EMERGENCE

*TRACE* observations in the 1600 Å bandpass show numerous localized brightenings occurring in the EFR. Ephemeral UV bright points, observed in the EFR, are the transition-region counterpart of EBs (see the discussion in Section 2). As noted in the Introduction (Section 1), the formation mechanism of EBs most likely involves chromospheric magnetic reconnection taking place at a BP. 2D and 2.5D models of reconnection at a BP frequently assume that reconnection is due to the formation of a vertical current sheet induced by the pinching of the U-shaped segment of the separatrices, above the BP (Georgoulis et al. 2002; Isobe et al. 2007; Archontis et al. 2009).

However, the present work shows that, as suggested by Billinghurst et al. (1993), current develops all along the separatrix surfaces (see Figure 5, bottom panels). This implies that reconnection can occur not only at the BP itself, but at different locations on the separatrices. This can explain the fact that EBs can be observed not only at the BP itself but also at the footpoint of the separatrices, for example as reported by Pariat et al. (2004).

Nonetheless, we also observe that the more intense currents develop at the BPs: therefore they remain the most likely place to generate resistive reconnection and would explain why most of the EBs are indeed observed to be cospatial with BPs (Pariat et al. 2004). Even then, formation of strong currents around a BP does not necessarily imply pinching. In Figure 5, the vertical cuts "A" and "B" show that intense currents can develop around BPs, along the separatrices, without necessarily being vertical: in the "A" cut, around $x = 22$ Mm and in "B" around $x = 32$ Mm, intense currents are formed along relatively horizontal separatrices.

Pinching is therefore not a necessary plasma motion to trigger EBs. However, this mechanism may sometimes occur as observed in cut "C." Around $x = 28$ Mm, two vertical current sheets have built up, the right one being the most intense. They correspond to two Ω-shaped lobes of a serpentine field line which seemed to have been pinched against each other. The horizontal distribution of the current (see Figure 3 and the top panel of Figure 5) present a sigmoid-like structure. This type

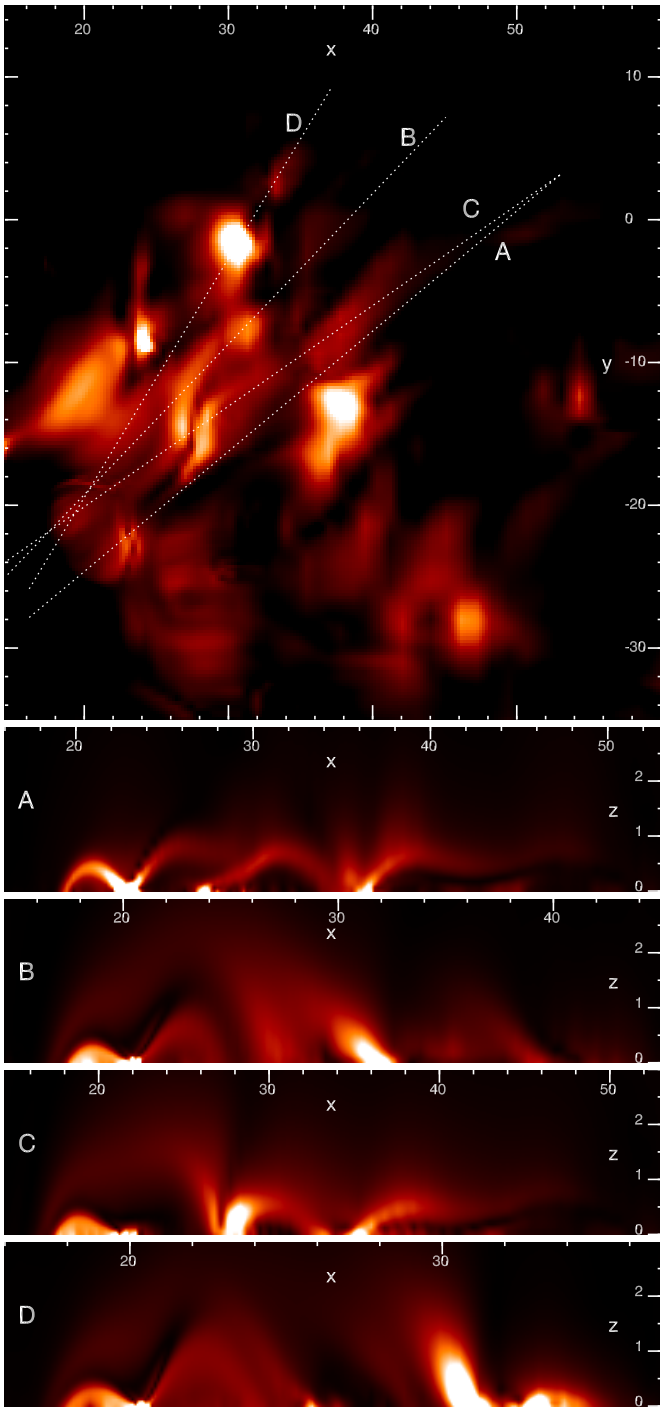



**Figure 5.** Top panel: distribution of the sum of $|\mathbf{j}|/|\mathbf{b}|\mathrm{d}z$, integrated from $z = 0$ to $z = 3$, in the $(x, y)$ plane with $x \in [15, 60]$ Mm and $y \in [-35, 15]$ Mm at $t = 500$ s. The field of view is the same as in Figures 3 and 4. The intensity is red color-coded with white/light red corresponding to the highest values while black/dark red indicates the absence of currents. The dotted lines correspond to the four vertical 2D cuts of the distribution of $|\mathbf{j}|/|\mathbf{b}|$ presented in the four bottom panels letter labeled from A to D. The axes labels are in Mm.

of feature is probably typical of the pinching mechanism, as is also observed in the 3D simulation of Archontis et al. (2009).

At $x = 30$ Mm in cut "D," the current sheet is also nearly vertical. Because of the vertical inclination, this structure appears more vividly in the top panel of Figure 5 (around $(x, y) = (30$ Mm, $-2$ Mm)). Similarly, in the solar atmosphere

EBs due to a vertical current sheet may be seen preferentially. For a given emitted energy, the intensity of the emission is going to be larger where the current sheet is more vertical since the energy is going to be liberated by reconnection over a more localized domain. This simple argument nonetheless must be modulated by taking into account the full radiative transfer process of the solar chromosphere.

The high cadence UV observations of the EFR also revealed very transient loop-like structures (see Section 2). These very short-lived, dynamic loops can be explained simply by the dissipation of the serpentine current sheets. In the top panel of Figure 5, we note several elongated features with the same direction as the axis of the AR, generally originating from intense localized patches. While these localized patches would correspond to the EBs, the extended structures, which are actually the currents which become concentrated along the serpentine separatrices, could explain the transient loops observed in the UV images (see Figure 1). In addition, the shape and structure of some examples of these transient loops fit with the interpretation that they correspond to the emerging serpentine field line. Indeed, the peculiar cusp-like shape (人) of a segment of one of these transient loops (third row of Figure 1) would perfectly correspond to the dipped part of a serpentine separatrix. Because Alfvén velocity is higher at the top of the loop (due to the smaller density), the characteristic timescale of the energy release is smaller at the top of the loop. Therefore the loop structures would be more transient than the EBs.

## 6. CONCLUSION AND DISCUSSION

The present paper extends our work on the formation and development of a quasi-circular ribbon during a C-class flare that occurred on 2002 November 16 within the AR 10191 (MPAS09). We used the same numerical simulation presented in MPAS09 to study the pre-flare activity taking place in an EFR located in the middle of the AR.

As discussed in Section 2, *TRACE* observations in the 1600 Å bandpass show numerous localized brightenings occurring in the EFR. Their lifetimes and the positions relative to the distribution of the magnetic field allow us to argue that these UV bright points are the photospheric counterpart of EBs. In addition, we also describe for the first time the appearance of numerous very transient loop-like structures. These UV loop transients seem to be related to the EBs: they appear in the EFR, frequently originate from the EBs, and sometimes seem to connect several EBs.

In the present study we used the numerical simulation described in MPAS09 (Section 3) to study the development of the current sheets that may lead to the magnetic reconnections involved in EB formations. We demonstrate that numerous bald patches (BPs) are present at the photospheric level (Section 4.1). We observe that several groups of BPs may be connected by a singular separatrix surface, which assumes a serpentine shape (Section 4.2). The present study does not address the formation of these serpentine field lines, which are most probably the consequence of convection under the solar surface (as simulated by Cheung et al. 2008).

Our study of the 3D distribution of the currents in EFR confirms that current sheets preferentially develop all along these serpentine separatrix surfaces (Section 4.3). Even though we cannot compare directly the locations of these modeled current sheets with those of the UV bright points observed by *TRACE* within the emerging flux area (because of our oversimplified treatment of this region in our simulation), our result explains why EBs are not necessarily cospatial with BPs but can appears at some other location along BPs separatrices (Section 5). The pinching mechanism, which is frequently assumed for EBs formation, and which essentially derives from 2D models of reconnection, is not necessary to explain EBs. Photospheric shearing motions along BP separatrices can be an efficient way to build up 3D serpentine intense current sheets and lead to 3D magnetic reconnections that would form EBs. Finally, based on our results, we argue that the serpentine current sheets can simply explain the very transient loops that we have observed in the EFR associated with the EBs.

Overall, our results fit extremely well with the so-called resistive flux emergence model (Pariat et al. 2004; Schmieder & Pariat 2007). In this model, EFRs contains magnetic field lines/surfaces with a serpentine shape around the photospheric layer. Through the BPs that form in the line-tied photosphere during the emergence of these flux tubes, current sheets develop and magnetic reconnection occurs, as manifested in observations as EBs. Successive reconnections allow the dense plasma that is trapped within the BPs to disperse, thus permitting the gradual rise of the magnetic flux from the convection zone to the corona through the photosphere.

It is important to consider that these results have been obtained in the frame of line-tied low-$\beta$ numerical simulations. Our simulation does not include any real flux emergence (net injection of magnetic flux) and is limited in its ability to fully describe the precise mechanisms of reconnections and radiative transfer which take place in the solar chromosphere. However, we are confident that the fundamental properties of the evolving electric currents are properly modeled by the present simulation. Differential shearing motions on each side of a separatrix have been known to be an efficient way to intensify electric currents along the separatrix (Low & Wolfson 1988; Billinghurst et al. 1993). The key elements for the current intensification along the separatrix are the line tying and the fact that motions at the different anchorage points of the serpentine separatrices (BPs and footpoints) are relatively uncorrelated.

Uncorrelated footpoint motions shear differentially the magnetic field lines in each connectivity domain, hence creating magnetic gradients along the separatrices as well as vorticity which will ensure current buildup and efficient reconnection. The undulation scale of a typical serpentine field line is larger than a few Mm, equal or larger than the typical size of a convection cell. The serpentine field lines spanning several convection cells (Cheung et al. 2008) therefore ensure that uncorrelated motions may be applied at their different footpoints.

Because this work relies on the line-tied approximation, it is subject to the validity of this approximation (Grappin et al. 2008). Line tying assumes that the strong gradients of the thermodynamic quantities at the photosphere/chromosphere are infinitely large. However, these finite gradients may modify the dynamic and the properties of the current sheets which form in these solar layers and, in particular, around the BPs. Karpen et al. (1990, 1991) argued that the dipped part of the field lines would rise due to the effect of the curvature term in the Lorentz force. In addition, they note that electric currents in a non-line-tied atmosphere will have a width of the order of the local pressure scale height and therefore may not be thin enough to explain impulsive fast reconnection and large energy release (Karpen et al. 1990).

However, without a strict line-tying, BP separatrices intrinsically become quasi-separatrix layers (Longcope 2005) which

nevertheless remain preferential sites for the buildup of intense electric current sheets (e.g., Demoulin et al. 1996; Aulanier et al. 2005b) and for the triggering of magnetic reconnection (Aulanier et al. 2006). The problem is thus whether enough energy can be stored in the current sheets along the serpentine field line with a weak line-tying and whether the dissipation of this current sheets can explain the observational properties of EBs and transient loops. Because an EB is a phenomenon whose total energy is estimated to be in the range $[10^{20}, 10^{21}]$ J (Georgoulis et al. 2002), important energy storage and dissipation are much less stringent for EBs, which frequently occurs in EFR, than for flares.

Regarding the possible rise of the dipped part of the field lines, Delannée & Aulanier (1999) pointed that with typical photospheric values, the curvature radius of the field would have to be smaller than a few hundreds of meters in the photosphere for the uplift force to be efficient. This value, much smaller than the typical curvature of the serpentine field line (both observed or presently simulated), ensures that thin and intense current sheets can develop along the serpentine field lines. In addition, in serpentine field lines, plasma tends to flow toward the bottom of the dipped structure (Fan 2001; Magara & Longcope 2003), increasing the plasma density and enhancing the line tying. Finally, Cheung et al. (2008) showed that the U-shaped section of the field lines could eventually retract within the solar convection zone driven by convective downflows. The convective motion would there even further enforce the line tying. Let us note that simultaneously they would also lead to a pinching of the branch of the U-loop that would result in an (apparent) flux cancellation and in magnetic reconnection that would be observed as an EB.

The results of this simulation must, therefore, be compared with numerical simulation that fully includes a stratified atmosphere, from the upper convection zone to the corona and eventually some radiative transfer model (e.g., Abbett 2007; Martínez-Sykora et al. 2008). However, the question that really matters regarding the formation of EBs and the rise of emerging flux tubes is more related to the dynamics of photospheric/chromospheric reconnection which is poorly understood at present. The present study shows that 3D thin currents develop along the topological structures as well as in more 2D pinching-like structures. Both can lead to magnetic reconnection and account for the diversity of the observed features that can be found in emerging active regions: UV bright points, EBs, and also the transient loops reported in the present study. However, the detailed physics of the reconnection mechanism determines which intensified current sheet will effectively release energy. Studies of reconnection in the lower layer of the solar atmosphere (e.g., Zweibel 1989; Ji & Song 2001; Leake & Arber 2006; Litvinenko & Chae 2009), where the plasma $\beta$ is close to 1 and the ionization fraction is low, will help to determine the precise process of magnetic flux emergence by multiple magnetic reconnections.

E.P. is indebted to J. Karpen for her thorough reading of this manuscript and pertinent comments that improved the discussion. E.P. also thanks V. Archontis, the organizers, and the fellow participants of the Flux Emergence Workshop 2008 in Kyoto for stimulating discussions. Our MHD calculations were done on the dual-core quadri-Opteron computers of the Service Informatique de l'Observatoire de Paris (SIO). The work of E.P. was supported, in part, by the NASA HTP, LWS TR&T, and SR&T programs. The work of S.M. is funded by a fellowship of Délégation Générale pour l'Armement (DGA). Financial support by the European Commission through the SOLAIRE Network (MTRN-CT-2006-035484) is gratefully acknowledged.

## REFERENCES

Abbett, W. P. 2007, ApJ, 665, 1469
Arber, T. D., Haynes, M., & Leake, J. E. 2007, ApJ, 666, 541
Archontis, V. 2008, J. Geophys. Res. (Space Phys.), 113, 3
Archontis, V., Hood, A. W., Savcheva, A., Golub, L., & Deluca, E. 2009, ApJ, 691, 1276
Archontis, V., Moreno-Insertis, F., Galsgaard, K., Hood, A., & O'Shea, E. 2004, A&A, 426, 1047
Aulanier, G., Démoulin, P., & Grappin, R. 2005a, A&A, 430, 1067
Aulanier, G., Démoulin, P., Schmieder, B., Fang, C., & Tang, Y. H. 1998, Sol. Phys., 183, 369
Aulanier, G., Pariat, E., & Démoulin, P. 2005b, A&A, 444, 961
Aulanier, G., Pariat, E., Démoulin, P., & Devore, C. R. 2006, Sol. Phys., 238, 347
Bernasconi, P. N., Rust, D. M., Eaton, H. A., & Murphy, G. A. 2000, BAAS, 32, 826
Bernasconi, P. N., Rust, D. M., Georgoulis, M. K., & Labonte, B. J. 2002, Sol. Phys., 209, 119
Billinghurst, M. N., Craig, I. J. D., & Sneyd, A. D. 1993, A&A, 279, 589
Cheung, M. C. M., Schüssler, M., & Moreno-Insertis, F. 2007, A&A, 467, 703
Cheung, M. C. M., Schüssler, M., Tarbell, T. D., & Title, A. M. 2008, ApJ, 687, 1373
Delannée, C., & Aulanier, G. 1999, Sol. Phys., 190, 107
Demoulin, P., Henoux, J. C., Priest, E. R., & Mandrini, C. H. 1996, A&A, 308, 643
DeRosa, M. L., et al. 2009, ApJ, 696, 1780
Ellerman, F. 1917, ApJ, 46, 298
Fan, Y. 2001, ApJ, 554, L111
Fang, C., Tang, Y. H., Xu, Z., Ding, M. D., & Chen, P. F. 2006, ApJ, 643, 1325
Galsgaard, K., Archontis, V., Moreno-Insertis, F., & Hood, A. W. 2007, ApJ, 666, 516
Georgoulis, M. K., Rust, D. M., Bernasconi, P. N., & Schmieder, B. 2002, ApJ, 575, 506
Grappin, R., Aulanier, G., & Pinto, R. 2008, A&A, 490, 353
Handy, B. N., et al. 1999, Sol. Phys., 187, 229
Heyvaerts, J., Priest, E. R., & Rust, D. M. 1977, ApJ, 216, 123
Isobe, H., Miyagoshi, T., Shibata, K., & Yokoyama, T. 2005, Nature, 434, 478
Isobe, H., Tripathi, D., & Archontis, V. 2007, ApJ, 657, L53
Ji, H. S., & Song, M. T. 2001, ApJ, 556, 1017
Karpen, J. T., Antiochos, S. K., & Devore, C. R. 1990, ApJ, 356, L67
Karpen, J. T., Antiochos, S. K., & Devore, C. R. 1991, ApJ, 382, 327
Kitai, R. 1983, Sol. Phys., 87, 135
Leake, J. E., & Arber, T. D. 2006, A&A, 450, 805
Litvinenko, Y. E., & Chae, J. 2009, A&A, 495, 953
Longcope, D. W. 2005, Living Rev. Sol. Phys., 2, 7
Low, B. C., & Wolfson, R. 1988, ApJ, 324, 574
Magara, T. 2001, ApJ, 549, 608
Magara, T. 2008, ApJ, 685, L91
Magara, T., & Longcope, D. W. 2003, ApJ, 586, 630
Mandrini, C. H., Démoulin, P., Schmieder, B., Deng, Y. Y., & Rudawy, P. 2002, A&A, 391, 317
Martínez-Sykora, J., Hansteen, V., & Carlsson, M. 2008, ApJ, 679, 871
Masson, S., Pariat, E., Aulanier, A., & Schrijver, C. 2009, ApJ, 700, 559 (MPAS09)
Metcalf, T. R., Jiao, L., McClymont, A. N., Canfield, R. C., & Uitenbroek, H. 1995, ApJ, 439, 474
Metcalf, T. R., et al. 2008, Sol. Phys., 247, 269
Moreno-Insertis, F. 2007, in ASP Conf. Ser. 369, New Solar Physics with Solar-B Mission, ed. K. Shibata, S. Nagata, & T. Sakurai (San Francisco, CA: ASP), 335
Murray, M. J., & Hood, A. W. 2008, A&A, 479, 567
Murray, M. J., Hood, A. W., Moreno-Insertis, F., Galsgaard, K., & Archontis, V. 2006, A&A, 460, 909
Okamoto, T. J., et al. 2008, ApJ, 673, L215
Otsuji, K., et al. 2007, PASJ, 59, 649
Pariat, E., Aulanier, G., Schmieder, B., Georgoulis, M. K., Rust, D. M., & Bernasconi, P. N. 2004, ApJ, 614, 1099
Pariat, E., Aulanier, G., Schmieder, B., Georgoulis, M. K., Rust, D. M., & Bernasconi, P. N. 2006, Adv. Space Res., 38, 902

Pariat, E., Schmieder, B., Berlicki, A., Deng, Y., Mein, N., López Ariste, A., & Wang, S. 2007, A&A, 473, 279
Parker, E. N. 1966, ApJ, 145, 811
Qiu, J., Ding, M. D., Wang, H., Denker, C., & Goode, P. R. 2000, ApJ, 544, L157
Rust, D. M., & Keil, S. L. 1992, Sol. Phys., 140, 55
Scherrer, P. H., et al. 1995, Sol. Phys., 162, 129
Schmieder, B., & Pariat, E. 2007, Scholarpedia, 2, 4335
Schrijver, C. J., et al. 2008, ApJ, 675, 1637
Schrijver, C. J., DeRosa, M. L., Title, A. M., & Metcalf, T. R. 2005, ApJ, 628, 501
Severny, A. B. 1968, in Mass Motions in Solar Flares and Related Phenomena, ed. Y. Oehman (Stockholm: Almqvist & Wiksell), 71
Strous, L. H., Scharmer, G., Tarbell, T. D., Title, A. M., & Zwaan, C. 1996, A&A, 306, 947
Titov, V. S., & Démoulin, P. 1999, A&A, 351, 707
Titov, V. S., Priest, E. R., & Demoulin, P. 1993, A&A, 276, 564
Tsuneta, S., et al. 2008, Sol. Phys., 249, 167
Vekstein, G., Priest, E. R., & Amari, T. 1991, A&A, 243, 492
Watanabe, H., et al. 2008, ApJ, 684, 736
Zwaan, C. 1985, Sol. Phys., 100, 397
Zweibel, E. G. 1989, ApJ, 340, 550

### 4.2.4 La dynamique des rubans expliquée par une nouvelle association topologique

Comme on l'a vu dans la section 4.1.3, la topologie magnétique permet d'expliquer la forme des rubans d'éruption observés. Cependant, la dynamique de ces rubans est généralement attribuée aux déplacements des séparatrices sous l'action de la reconnexion magnétique. La reconnexion dans des quasi-séparatrices, impliquant une reconnexion glissante, pourrait également jouer un rôle dans la dynamique des rubans. Afin de déterminer les causes de la dynamique des rubans, j'ai simulé l'évolution de la configuration magnétique du flare observé le 16 Novembre 2002 dans la région active AR10191. Pour être capable de comparer l'évolution des rubans observés lors de ce flare, j'ai déterminé les conditions initiales et le forçage photosphérique à partir des mesures du champ magnétique photosphérique. Les résultats de cette simulation numérique, la première à avoir été contrainte par les observations, apporte de nouvelles réponses quant à la dynamique de ce flare, et argumente également en faveur de l'importance de la dynamique de la reconnexion dans les phénomènes éruptifs solaires.

#### 4.2.4.1 Rubans EUV et topologie magnétique

Le flare confiné du 16 Novembre 2002 a été observé par TRACE dans le continuum EUV à 1600 Å avec une résolution spatiale et temporelle respectivement de $0''.5$ et 3.2 s. Lors de ce flare se forment 3 rubans distincts : un ruban quasi-circulaire, noté RC sur la figure 4.18, et deux rubans allongés, notés RA et RB sur la figure 4.18. Ces trois rubans apparaissent progressivement durant la phase impulsive du flare, de 13 :57 :03 UT à 13 :58 :39 UT. Au début de la phase impulsive, plusieurs fragments du ruban RC s'embrillancent simultanément et on note l'apparition d'un point brillant à l'Ouest correspondant à RB. Ensuite, la partie nord de RC s'embrillance plus fortement. Cette partie plus intense du ruban circulaire correspond à la jonction du RA et RC, et il apparaît alors que le second ruban allongé, RB, commence à s'embrillancer. Au cours de la phase impulsive, les brillances s'étendent et se propagent le long des rubans. Ainsi, RC s'allume progressivement dans le sens contraire des aiguilles d'une montre, sur sa totalité, et les brillances de RA et RB s'étendent également vers l'Est et l'Ouest pour finalement former des rubans allongés.

La forme quasi-circulaire de RC suggère que la topologie associée est une configuration en point nul. A partir des mesures du champ magnétique photosphérique longitudinal, obtenues de MDI avec une résolution spatiale de $1''.977$ et une cadence temporelle 96 min, on connait la distribution photosphérique du flux magnétique. D'après le magnétogramme à 06 :27 UT (Fig 4.15), la configuration magnétique, à l'intérieur du rectangle blanc en trait plein, est tripolaire. Une polarité négative (appelée par la suite "polarité parasite") est incluse dans une polarité positive appartenant à un bipôle magnétique plus large.

L'extrapolation en champ potentiel ($\boldsymbol{\nabla} \times \mathbf{B} = 0$) de ce champ magnétique nous permet de déterminer la configuration magnétique de cette région (Fig. 4.19). Cette extrapolation confirme la présence d'un point nul au dessus de la photosphère à $z = 1.5$ Mm et donne la forme des séparatrices associées. Les lignes rouges, bleues et jaunes passent proche du point nul et matérialisent le fan et les spines. Comme on pouvait s'y attendre, les pieds du fan sont co-spatiaux au ruban RC et le pied du spine interne

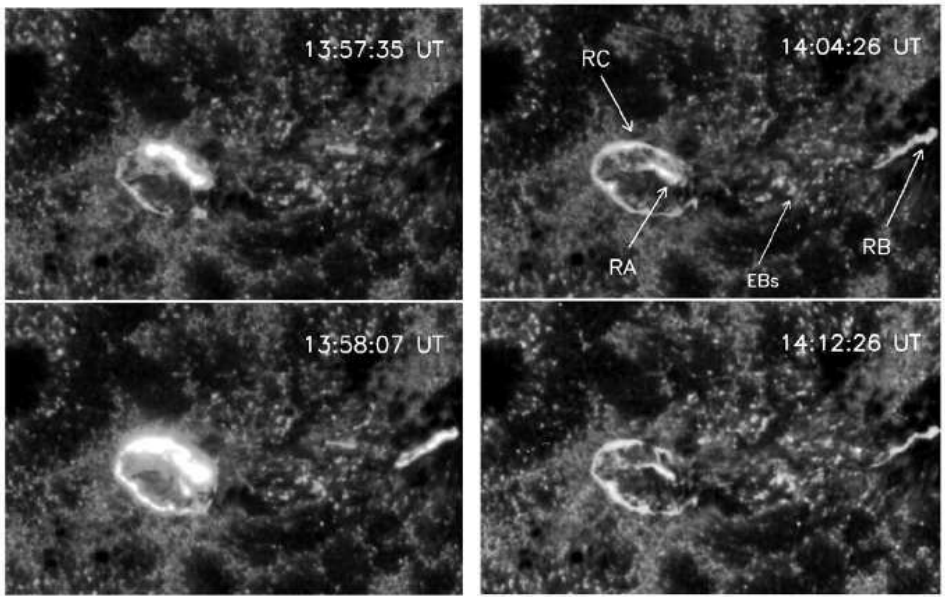



FIG. 4.18: Observation de TRACE à 1600 Å du flare du 16 Novembre 2002 formé d'un ruban circulaire (RC) et de deux rubans étendus (RA et RB).**Gauche** : phase impulsive lors de laquelle les rubans RA, RB et RC s'allument progressivement suivant une dynamique particulière. RC s'embrillance dans le sens contraire des aiguilles d'une montre et RA/RB s'étendent vers l'Est et vers l'Ouest ; **Droite** : phase de décroissance du flare : les rubans s'éteignent dans le même sens que celui de l'allumage

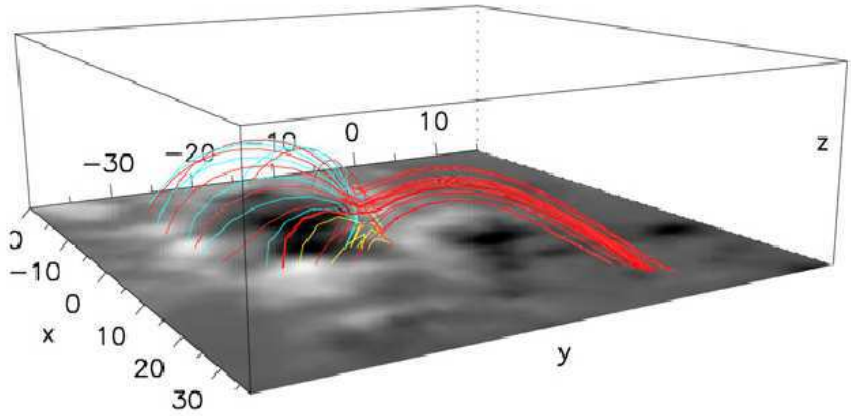



FIG. 4.19: Résultat de l'extrapolation en champ potentiel : confirmation la topologie en point nul. Les séparatrices sont matérialisées par les lignes bleues, rouges et jaunes, qui passent près du point nul

est localisé dans le ruban RA. Le pied du spine externe devrait alors être situé dans le ruban RB. Or, d'après les résultats de l'extrapolation, ce pied est localisé plus au nord que RB. Ce décalage entre le pied du spine externe et RB est probablement dû au choix du magnétogramme utilisé pour réaliser l'extrapolation. Les mouvements photosphériques ont pu entraîner un déplacement du spine entre le moment que l'on a choisi pour faire l'extrapolation et le flare.

La topologie magnétique permet ainsi d'expliquer la morphologie des rubans d'éruptions observés au début de la phase impulsive lorsque RB n'est encore qu'un point et RC un ruban quasi-circulaire faiblement brillant. Cependant, l'extrapolation ne permet pas d'expliquer la dynamique de ces rubans. Classiquement, le déplacement des

brillances est considéré comme étant dû au déplacement des séparatrices (Sect. 2.2). Ce mouvement des séparatrices pourrait éventuellement suffire à expliquer l'extension de RA et RB, mais certainement pas la propagation des brillances le long du ruban quasi-circulaire (RC).

Pour déterminer la dynamique de la configuration magnétique lors de la reconnexion, j'ai simulé son évolution avec le code MHD décrit dans la section 4.2.1. Avant de développer les résultats, je présente rapidement les choix qui ont été faits concernant les conditions initiales de cette simulation.

#### 4.2.4.2 Les conditions initiales et les paramètres de la simulation

La configuration magnétique que l'on traite dans cette simulation reste relativement basse dans la couronne, $z_{max} \sim 60$ Mm. Le $\beta$ du plasma ne devrait donc pas diminuer de manière trop importante avant la limite supérieure de la boîte et une atmosphère uniforme suffit en effet pour respecter la condition $\beta \ll 1$ jusqu'à 35 Mm d'altitude (Eq. 4.15). Dans une simulation, les grandeurs utilisées sont généralement adimensionnées, et on ne tient pas compte des valeurs individuelles. Dans cette simulation en particulier, on a choisi d'utiliser des unités physiques, puisque la simulation est basée sur des mesures du champ magnétique.

Ainsi, on fixe la vitesse d'Alfvén maximale à $c_A = 1000$ km.s$^{-1}$, là où le champ magnétique est maximal. Pour une atmosphère uniforme, la densité intial est la même partout à $t = 0$ s et vaut ici $\rho = B^2/\mu c_{A,max}^2$, ce qui donne une densité de particule de $n = 6.8 \times 10^{12}$cm$^{-3}$.

La température est définie de manière à respecter la condition $\beta \ll 1$ dans la boîte, excepté au voisinage du point nul. Il a alors fallu faire un compromis pour respecter cette condition et choisir une température $T = 3 \times 10^5$ K, un ordre de grandeur en dessous de la température coronale, dont résulte un vitesse du son d'environ 64 km.s$^{-1}$.

Le champ magnétique résultant de l'extrapolation en champ potentiel est utilisé comme champ magnétique initial pour la simulation. Pour modifier l'état d'équilibre dans lequel le système se trouve, on applique le champ de vitesse divergent établi pour représenter au mieux les mouvements des polarités dans l'EFR (Sect. 4.2.2.3, Fig. 4.15). Ce champ de vitesse divergent est multiplié par une rampe temporelle, permettant d'appliquer le forçage photosphérique progressivement afin d'éviter la formation de gradients trop intenses. Ce champ de vitesse atteint sa vitesse maximale à $t = 300$ s. On fixe la vitesse maximale photosphérique,$u_D$ à $5 - 10\%$ de la vitesse d'Alfvén locale ($c_{A,l} \sim 200 - 400$ km.s$^{-1}$), tel que le système soit sub-sonique et sub-Alfvénique et $u_D = 20$km.s$^{-1}$.

Ces valeurs initiales de la densité, la température et la vitesse photosphérique maximale permettent d'obtenir un nombre de Mach Alfvénique et sonique (Eqs. 4.16 et 4.17) respectivement de l'ordre de $0.05 - 0.1$ et 0.3, et le $\beta$ du plasma (Eq. 4.15) est tel que $\beta \ll 1$ dans tous le domaine excepté au voisinage du point nul et à $z > 35$ Mm où $\beta \geq 1$.

Les termes diffusifs sont eux aussi déterminés pour respecter les conditions discutées en section 4.2.1. On fixe alors $u_\nu = 150$ km.s$^{-1} > u_D$ et $u_\eta = 3$ km.s$^{-1} \sim 1\% c_{A,max}$, ce qui permet d'avoir un nombre de Reynolds magnétique $\gg 1$ sur une distance typique de 60 Mm.

#### 4.2.4.3 Vers une nouvelle compréhension de la dynamique des éruptions

Le cisaillement photosphérique imposé génère le développement de nappes de courant le long des séparatrices. Dans une topologie en point nul, cisaillée, les courants les plus intenses se forment au voisinage du point nul (Sect. 4.1.1.2). Dans notre simulation, le spine externe est ancré dans le champ de vitesse photosphérique, alors que le spine interne ne l'est pas. Cette contrainte induit la propagation de la perturbation, le long du spine externe jusqu'au point nul, et un mouvement différentiel entre le spine interne (en dehors du forçage) et le spine externe.

Ces deux effets à grandes échelles introduisent des effets à une échelle locale au voisinage du point nul, conduisant au déchirement du spine et à l'écrasement du point nul (Sect. 4.1.1.2). Lorsque l'on trace les lignes de champ passant proche du point nul, on note effectivement que le spine se déchire au cours du temps (Fig. 4.20, haut).

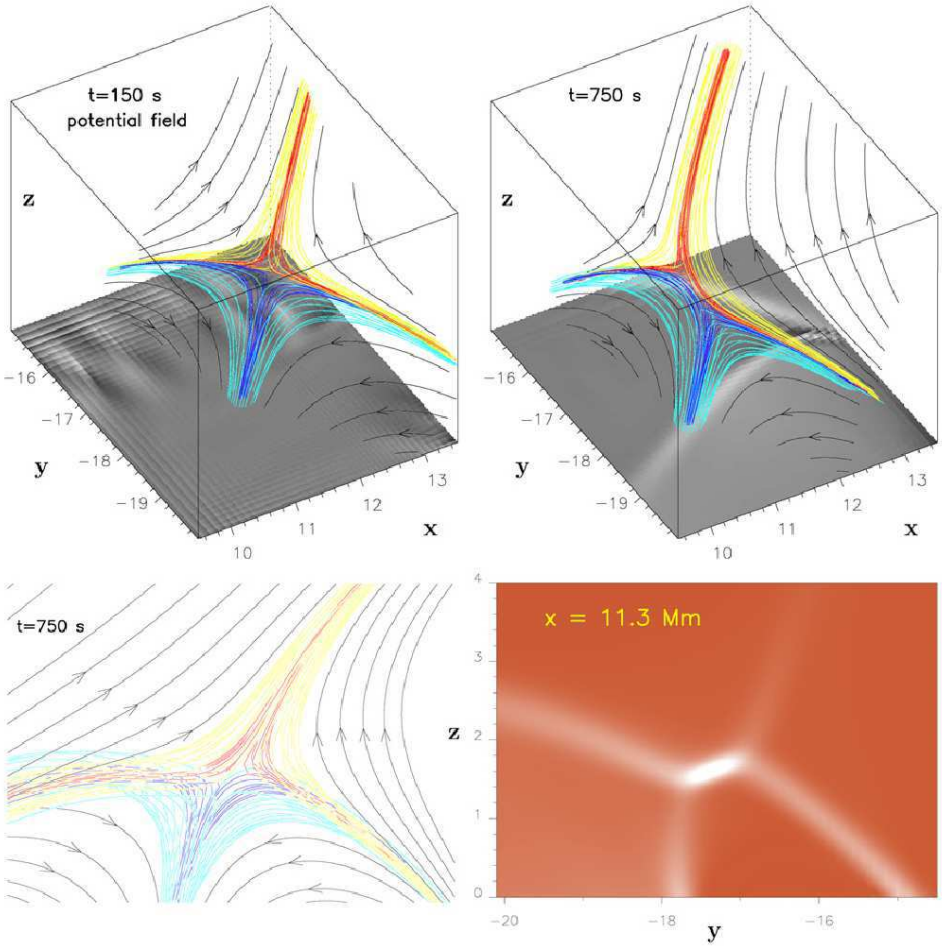



FIG. 4.20: **Haut** : Vue 3D au temps initial et à $t = 750$ s des lignes de champ au voisinage du point nul, tracées sur la carte des courants verticaux photosphériques (échelle de gris). Les lignes de champ matérialisent le spine externe (rouge et jaune) et une partie du fan et le spine interne (bleu clair et foncé) ; **Bas** : Vue 2D de la forme du déchirement du spine (droite) et de la densité de courant (gauche).

On note également que la densité de courant est plus intense au voisinage du point nul et qu'elle est préférentiellement alignée le long du fan (Fig. 4.20, bas), suggérant que la reconnexion peut se développer au point nul selon deux régimes différents : un

régime de *fan reconnection* et un régime de *spine reconnection* (Sect. 4.1.1.2).

Les courants au niveau de la photosphère devraient tracer les pieds des séparatrices. Or, on remarque que la nappe de courant au pied du spine interne est allongée (Fig. 4.20, haut à droite), alors qu'elle devrait surtout être localisée autour du pied du spine. L'élongation de cette nappe de courant peut être une conséquence du déplacement des séparatrices lors de la reconnexion magnétique.

Pour suivre l'évolution de la connectivité, on trace des lignes de champ initialement localisées sous le dôme du fan (dans le domaine de connectivité interne) avec un de leurs pieds fixé à l'extérieur du champ photosphérique (Fig. 4.21, panneau du haut). On suit alors l'évolution du pied conjugué de chacune de ces lignes au cours de la simulation. J'ai donc tracé ces lignes, pour les 95 sorties de la simulation, à partir du même pied fixe et produit une animation. La figure 4.21 présente 4 images sélectionnées pour mettre en évidence l'évolution de la connectivité des lignes de champ, initialement localisées sous le fan. Six groupes de lignes de champ ont été représentés avec des couleurs différentes. Les lignes de champ de chaque groupe ont été tracées le long de petits segments, tous localisés à la même distance des pieds du fan. Le nombre de lignes de champ qui reconnectent au point nul par unité de temps représente approximativement l'évolution du taux de reconnexion.

Au cours du temps, de plus en plus de lignes de champ reconnectent au point nul (intersection des lignes bleues foncées dans la figure 4.21). Au cours de cette évolution, on observe un déplacement du point nul et de ses séparatrices associées. Ce déplacement ($\sim 1-2$ Mm) est cependant trop petit pour expliquer l'extension du ruban RA ($\sim$ 20 Mm).

Néanmoins, on remarque que les pieds des lignes de champ, ancrées dans la polarité parasite, glissent jusqu'au spine interne avant de reconnecter au point nul. Ce mouvement apparent de glissement s'explique par la présence d'une quasi-séparatrice (QSL) autour du spine interne au travers de laquelle les lignes de champ reconnectent continûment, impliquant la présence d'une nappe de courant (Sect. 4.1.2.2). Les particules, accélérées dans la nappe de courant (Sect. 2.3), se propagent le long des lignes de champ reconnectées pour former, entre autres, les rubans chromosphériques (Sect. 4.1.3). La reconnexion glissante dans la QSL permet donc d'expliquer l'extension du ruban RA à l'intérieur de la polarité parasite.

La reconnexion glissante des lignes de champ, avant le point nul introduit un ordre séquentiel de la reconnexion : les lignes de champ ancrées de plus en plus loin du point nul reconnectent de plus en plus tard. En effet, les pieds des lignes localisées le plus à l'Est du spine interne glissent plus longtemps avant d'atteindre le point nul et de pouvoir reconnecter. L'évolution de la reconnexion, impliquant des lignes de champ ancrées de plus en plus à l'Est le long du fan, permet alors d'expliquer la propagation des brillances EUV observée le long du ruban quasi-circulaire RC.

Lorsque l'on regarde en détail l'évolution de ces lignes de champ au voisinage du spine externe, après leur saut de connectivité, on remarque également qu'elles glissent vers l'Ouest. De la même façon que pour le ruban RA, la reconnexion glissante des lignes de champ s'étend sur une distance comparable à l'élongation du ruban RB, permettant d'expliquer son extension.

La dynamique des brillances repose ici sur la présence de reconnexion glissante à travers des quasi-séparatrices (Sect. 4.1.2.2). Le calcul du facteur d'élongation-écrasement, $Q$ confirme la présence de QSLs. En représentant les valeurs de $Q$ au niveau de la pho-

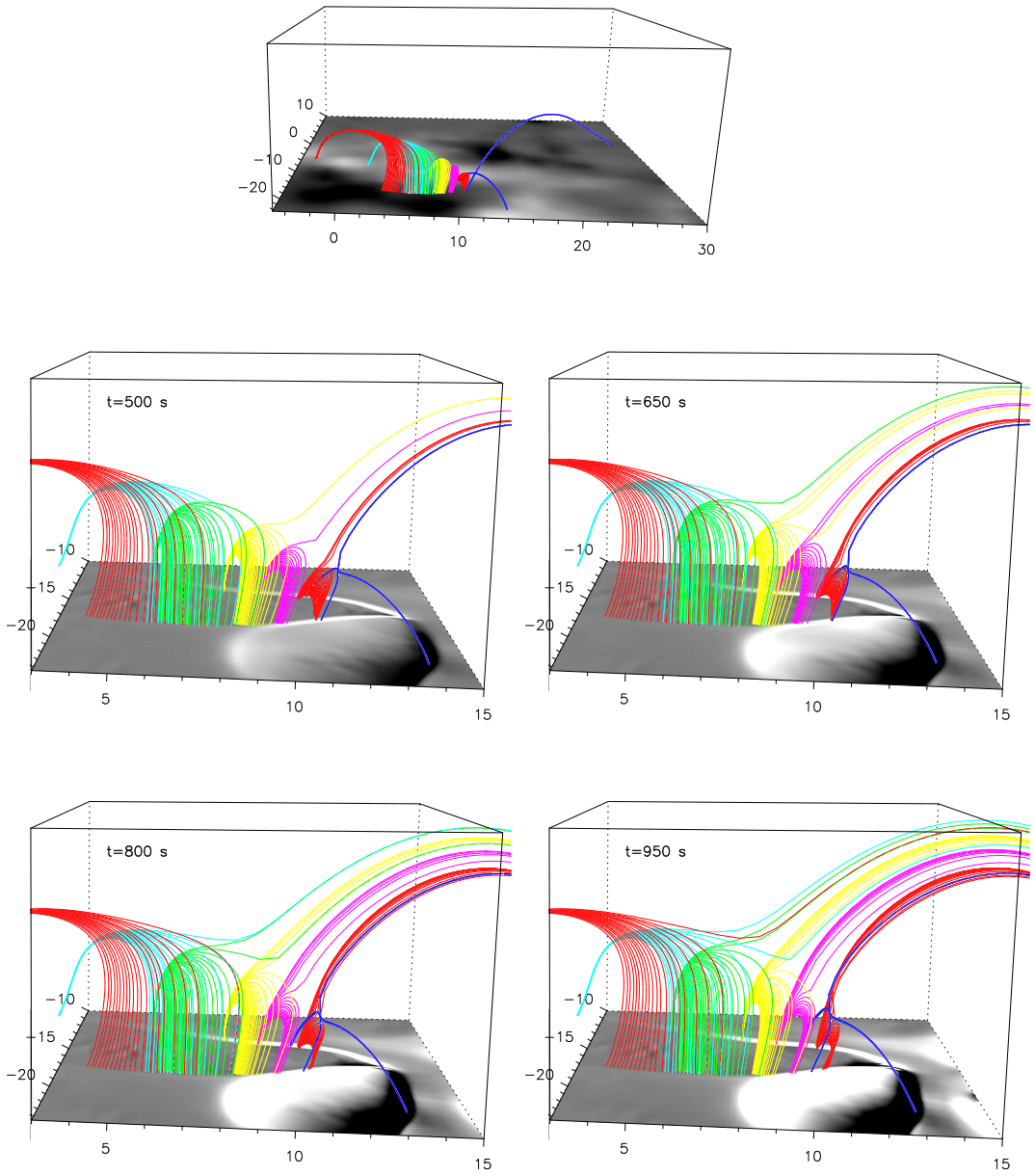



FIG. 4.21: Evolution de la reconnexion. Les lignes de champs reconnectent de manière glissante avant d'atteindre le point nul et de sauter du domaine de connectivité interne au domaine de connectivité externe en dehors du dôme du fan.

tosphère, on montre qu'effectivement les régions où $Q$ est grand, sont localisées autour des traces photosphériques des séparatrices (les pieds du fan et des deux spines). On note également que la forme des QSLs au niveau de la photosphère est identique à la forme des rubans d'éruption observés.

L'extension et la propagation des brillances dans cette configuration en point nul s'expliquent donc par l'association de reconnexion glissante à travers des QSLs entourant les séparatrices et de reconnexion au point nul. Cette nouvelle association de régime de reconnexion implique une dynamique particulière de la reconnexion magnétique : les lignes de champ reconnectent dans un premier temps de manière continue à

travers les QSLs du fan et du spine interne, puis reconnectent au point nul et s'ancrent dans le domaine de connectivité externe au voisinage du spine externe. Là, elles recommencent à reconnecter continûment à travers la QSL, dans laquelle le spine externe est localisé, et glissent en s'éloignant du spine externe. Les régimes de reconnexion impliqués ici donne lieu à du *slipping /null-point/ slipping reconnection*.

Cette étude est la première simulation d'une éruption confinée, réalisée à partir de magnétogrammes réels fixant la configuration magnétique initiale et le forçage photosphérique. Cela m'a permis d'établir une relation entre la dynamique des rubans et la dynamique de la reconnexion, résultant d'une association topologique particulière. J'ai ainsi montré que la propagation des brillances s'explique par l'association topologique d'un point nul et des quasi-séparatrices entourant les séparatrices (le fan et le spine) et non par le déplacement du site de reconnexion comme ce qui est fréquemment supposé dans la littérature.

### 4.2.5 Article (A.2) : **The nature of flare ribbons in coronal null-point topology**

The Astrophysical Journal, 700:559–578, 2009 July 20 doi:10.1088/0004-637X/700/1/559
© 2009. The American Astronomical Society. All rights reserved. Printed in the U.S.A.

# THE NATURE OF FLARE RIBBONS IN CORONAL NULL-POINT TOPOLOGY

S. Masson[1], E. Pariat[2,4], G. Aulanier[1], and C. J. Schrijver[3]
[1] LESIA, Observatoire de Paris, CNRS, UPMC, Université Paris Diderot, 5 Place Jules Janssen, 92190 Meudon, France; sophie.masson@obspm.fr
[2] Space Weather Laboratory, NASA Goddard Space Flight Center Greenbelt, MD 20771, USA
[3] Lockheed Martin Solar and Astrophysics Laboratory, 3251 Hanover Street, Palo Alto, CA 93304-1191, USA
*Received 2008 December 26; accepted 2009 May 28; published 2009 July 2*

## ABSTRACT

Flare ribbons are commonly attributed to the low-altitude impact, along the footprints of separatrices or quasi-separatrix layers (QSLs), of particle beams accelerated through magnetic reconnection. If reconnection occurs at a three-dimensional coronal magnetic null point, the footprint of the dome-shaped fan surface would map a closed circular ribbon. This paper addresses the following issues: does the entire circular ribbon brighten simultaneously, as expected because all fan field lines pass through the null point? And since the spine separatrices are singular field lines, do spine-related ribbons look like compact kernels? What can we learn from these observations about current sheet formation and magnetic reconnection in a null-point topology? The present study addresses these questions by analyzing *Transition Region and Coronal Explorer* and *Solar and Heliospheric Observatory*/Michelson Doppler Imager observations of a confined flare presenting a circular ribbon. Using a potential field extrapolation, we linked the circular shape of the ribbon with the photospheric mapping of the fan field lines originating from a coronal null point. Observations show that the flare ribbon outlining the fan lines brightens sequentially along the counterclockwise direction and that the spine-related ribbons are elongated. Using the potential field extrapolation as initial condition, we conduct a low-$\beta$ resistive magnetohydrodynamics simulation of this observed event. We drive the coronal evolution by line-tied diverging boundary motions, so as to emulate the observed photospheric flow pattern associated with some magnetic flux emergence. The numerical analysis allows us to explain several observed features of the confined flare. The vorticity induced in the fan by the prescribed motions causes the spines to tear apart along the fan. This leads to formation of a thin current sheet and induces null-point reconnection. We also find that the null point and its associated topological structure is embedded within QSLs, already present in the asymmetric potential field configuration. We find that the QSL footprints correspond to the observed elongated spine ribbons. Finally, we observe that before and after reconnecting at the null point, all field lines undergo slipping and slip-running reconnection within the QSLs. Field lines, and therefore particle impacts, slip or slip-run according to their distance from the spine, in directions and over distances that are compatible with the observed dynamics of the ribbons.

*Key words:* methods: numerical – MHD – Sun: corona – Sun: flares – Sun: magnetic fields – Sun: UV radiation

*Online-only material:* mpeg animations

## 1. INTRODUCTION

Ribbons observed in H$\alpha$ and in the ultraviolet (UV) wavelengths are among the most obvious signature of solar flares. They correspond to the chromospheric footpoints of coronal loops that have reconnected (Sturrock 1968). Accelerated particles, flowing down from the reconnection site along the reconnected magnetic field line generate ribbon-shaped brightenings in the denser lower portion of the solar atmosphere (Priest & Forbes 2002) and can be observed from the hard X-ray (HXR) range to the visible wavelength. Ribbons thus provide a significant amount of information about the connectivity and the topology of the magnetic field lines involved in the reconnection process (Gorbachev et al. 1988; Gorbachev & Somov 1989).

Ribbons are commonly associated with some very specific field lines of the magnetic configuration, the separatrices, which divide the total volume in domains of distinct magnetic connectivity. Separatrices are preferential sites for the formation and building-up of intense current layers (e.g., Lau & Finn 1990; Priest & Titov 1996) and thus particles are likely to be accelerated along these specific locations where reconnection occurs. Observations show that indeed ribbons are located at the intersection of the separatrices with the lower atmosphere (Mandrini et al. 1991, 1995; Démoulin et al. 1994b; van Driel-Gesztelyi et al. 1994). In four-ribbon flares, typical of confined flare, the four locations of enhanced emission map the four intersection of the solar chromosphere with the separatrices originating from the reconnection site. Similarly, in the case of the classical two-ribbon flares, generally associated with solar eruption, the two ribbons correspond to footpoints of the two separatrices separating closed and open-field regions.

But a two-ribbon flare does not necessarily imply a solar eruption. Ribbons are also sometimes associated with quasi-separatrix layers (QSLs; Démoulin et al. 1997; Mandrini et al. 1997). There are two reconnection regimes in the continuous reconnection in QSLs. An apparent slippage velocity of reconnecting field lines which is sub-Alfvénic implies slipping reconnection, whereas a super-Alfvénic slippage velocity defines the slip-running reconnection (Aulanier et al. 2006). Depending on the magnetic configuration, reconnection in QSLs can result in the formation of only two ribbons without necessarily involving the opening of magnetic field lines (Démoulin et al. 1997).

Magnetic null points are typical structures generating separatrices. Null points are common features in the solar atmosphere (Schrijver & Title 2002) and many flares have been associated

[4] College of Science, George Mason University, Fairfax, VA 22030, USA.

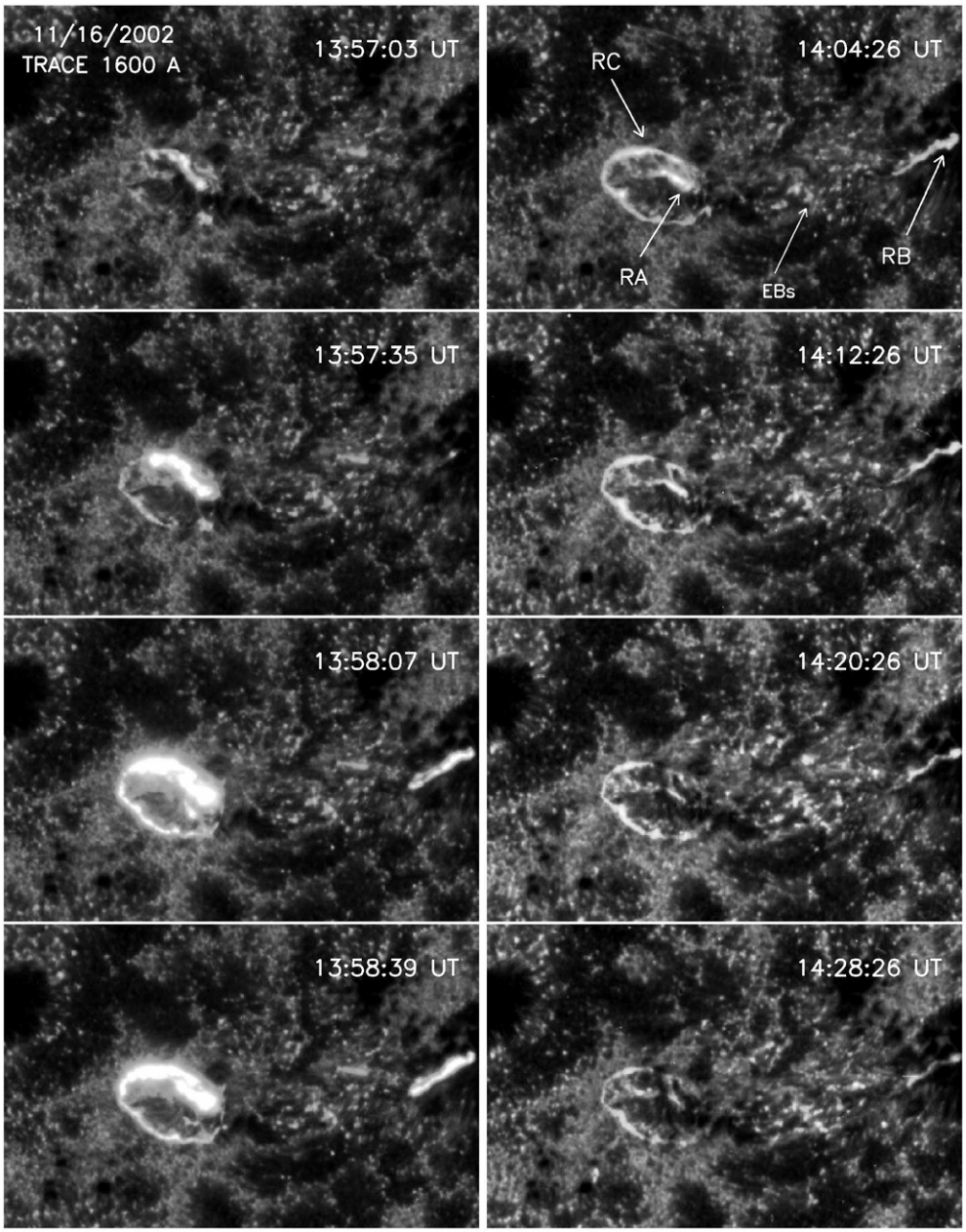



**Figure 1.** *TRACE* observations in the 1600 Å bandpass of the peak phase of the C-class flare occurring in AR 10191 on 2002 November 16. The left column shows the impulsive phase of the flare whereas the right column shows the decaying phase of the flare. The FOV is $192'' \times 192'' = 141$ Mm $\times$ 141 Mm. The time interval between each *TRACE* image is of 8 minutes in the right column and 32 s in the left one. Upper right panel: RA, RB, and RC denote three different flare ribbons, as described in the text, and EBs indicate the UV counterparts of the Ellerman bombs in the emerging flux region. The mpeg animation has a 3s cadence between 13:56 UT and 14:03 UT, and a 9s cadence otherwise.

(An mpeg animation of this figure is available in the online journal.)

with such topology (e.g., Démoulin et al. 1994a; Mandrini et al. 1995; Fletcher et al. 2001). In addition, evidences of the presence of magnetic null points have also been found in several eruptive events (e.g., Aulanier et al. 2000; Manoharan & Kundu 2003). Magnetic field lines going through a three-dimensional null point are of two types (Parnell et al. 1996; Lau & Finn 1990; Longcope 2005): the majority of them forms a surface, the fan of the null. The fan surface divides the volume into two regions having a distinct connectivity, generating a two flux system. From the null also originate two singular field lines, the two spines, each of them belonging to one connectivity domain (compare Figure 1 of Pariat et al. 2009). In the matrix determined by the Taylor expansion of the magnetic field in the vicinity of the null, the fan is formed by the eigenvectors of the two like-sign eigenvalues while the spine correspond to the third eigenvector (Parnell et al. 1996).

These separatrix field lines define preferential sites for the formation of current sheets and thus for magnetic reconnection. Priest & Titov (1996) defined *spine reconnection* and *fan reconnection* respectively when field lines flip from one spine to the other and when they flip around one particular spine along the fan. Pontin et al. (2004, 2005) have analytically studied the occurrence of these reconnections in three dimensional depending on whether electric currents primarily develop along the fan surface or the spine field lines. Several numerical simulations (e.g., Rickard & Titov 1996; Galsgaard & Nordlund

1997; Galsgaard et al. 2003; Pontin & Galsgaard 2007; Pontin et al. 2007a; Pariat et al. 2009) have studied how reconnection can occur in single three-dimensional null points. Pontin & Galsgaard (2007) have in particular studied the development of current sheets when the spines or the fan are disturbed by rotational or shearing perturbations away from the null. They showed that shearing motions are more likely to form intense currents localized at the null point itself while rotations of the spines (resp. the fan) tend to generate current sheets more extended along the fan (resp. the spines). In Pontin et al. (2007a), they extended the study of the build-up of a current sheet at the null when the spines are sheared by boundary-driven motions. They demonstrated that the induced shearing motion induces a modification of the null structure: the ratio of the eigenvalues of the null point evolves, i.e., the angle between the spine and the fan surface diminishes. When plotting field lines around the spines, it appears that the spines do not seem to be co-aligned (see Figure 6 in Pontin et al. 2007a) as if the two spines had slid apart along the fan surface. The current sheet is particularly important along the line that joins the two spines. As predicted by Antiochos (1996), this shear of the spine is particularly important to explain the build-up of a thin sheet of intense electric currents and to understand how efficient reconnection occurs in a single three-dimensional null-point topology. The effect of the nonlinear reconnection is to attempt to bring the two spines back into alignment (Antiochos et al. 2002). In Pariat et al. (2009), a very impulsive and brutal shear of the spines along the fan surface had also been forced which led to a tremendous amount of reconnection.

But what can observations teach us about the particular behavior of reconnection in a single ideal three-dimensional null point? First, what would be the shape of the ribbons if reconnections occurred in a topology involving such a single null point? In a closed field region having a single null point, the intersection of the fan with the boundary, should be a closed curve more or less circular depending on the axisymmetric properties of the magnetic field distribution. When reconnection occurs, ideally, one can also foresee that a quasi-circular ribbon corresponding to the intersection of the fan surface with the chromosphere should be observed. In addition, two point like kernels (one located within the ribbon circle and the other outside) tracing the footpoints of the inner and outer singular spine field lines should a priori simultaneously appear. Are such events frequently observed?

The literature describing such circular/ellipsoidal ribbons is surprisingly small. The first reason is that null-point reconnection in the closed field region may not be very common. In most observed cases, either several null points are present in the corona, the reconnection occurring along the separators linking couples of null points, leading to the classical parallel two ribbons flares, or reconnection occurs along separatrices related to bald patches (Titov et al. 1993) or due to QSLs. Another possibility is that, even when a single null point is present, one direction is privileged in the fan because one of its eigenvectors has larger amplitude than the other, along which magnetic flux concentrates in the vicinity of the null. The mapping of the fan on the photosphere could thus be an ellipsoid-like curve with a very significant eccentricity and the corresponding ribbon would appear very linear.

However, some circular-ribbon events do exist. A clear published example is the flare of 2001 December 13, in the active region AR 9733 (Ugarte-Urra et al. 2007). There the ribbon presents a circular shape which exactly matches the footpoints of the fan field lines extrapolated in the potential field approximation. In the present paper, we thoroughly study the AR 10191 and the C-class flare of 2002 November 16, observed in the UV continuum by the *Transition Region and Coronal Explorer* (*TRACE*; Handy et al. 1999), during which a circular ribbon is also present (Section 2). From magnetograms acquired with the *Solar and Heliospheric Observatory* /Michelson Doppler Imager (*SOHO*/MDI; Scherrer et al. 1995), we perform a potential field extrapolation which demonstrates that this circular ribbon indeed corresponds to the intersection of the lower layer of the solar atmosphere with the fan field lines originating from a coronal null point (Section 3).

The null-point topology having being confirmed, what can we learn from the ribbon evolution about null-point reconnection? All the fan field lines going through the null point where the current sheet is formed, the ribbon should a priori be illuminated simultaneously all along. Nonetheless we observe that the brightenings occur progressively along the fan separatrix. What does it imply on the reconnection mode? Which of *fan reconnection*, *spine reconnection* or *sheared-spine reconnection* is favored? Which field lines are effectively reconnecting? When are they reconnecting, and in which order? Another set of intriguing questions are related to the elongated ribbons observed at the footpoint of the spine. Why do not they appear as spatially localized kernels? What does it imply about the dynamic of the null-point reconnection?

In order to bring some answers to these questions and to understand more deeply the mechanisms that lead to the formation of the ribbons, we performed a magnetohydrodynamics (MHD) numerical simulation, using the observed magnetogram and the extrapolation as the initial configuration. Note that this simulation of a flaring event is one of the first to use observed magnetograms as realistic initial and boundary conditions. The numerical model is described in Section 4 and the results of this simulation are presented in Sections 5–7.

## 2. THE C-CLASS FLARE ON 2002 NOVEMBER 16

### *2.1. UV Ribbons*

The C-class flare that occurred on 2002 November 16 within AR 10191 was observed with the *TRACE* spacecraft in the 1600 Å UV continuum. The spatial and temporal resolution of the observations are respectively of 0.″5 and of 3.2 s. Figure 1 (as well as the movie available in the electronic version) presents the temporal evolution of the flare, during which three ribbons can be distinguished. A quasi-circular ribbon (noted RC in Figure 1) encloses an elongated ribbon, RA, while third elongated ribbon, RB, is located outside the circular ribbon RC.

Before the triggering of the main flare, some faint brightenings appear on the north–west part of the ribbon RC at 13:11:14 UT. Although these brightenings evolve (see the movie), their intensity and their displacement remain weak until the start of the main flare at 13:57:03 UT. Between 13:14 UT and 13:18 UT some bright transients develop (east of RC brightenings) and seem to form intermittent loops (see the UV movie in the electronic version). These UV emissions could be identified as a precursor of the flare, during which the reconnection rate would not lead to a substantial flux transfer across the separatrices.

During the main flare, we can identify two phases of the evolution of the ribbons. The first phase, starting at 13:57:03 UT (left column of Figure 1) corresponds to the impulsive phase of the flare. At 13:57:03 UT, several fragments of RC start

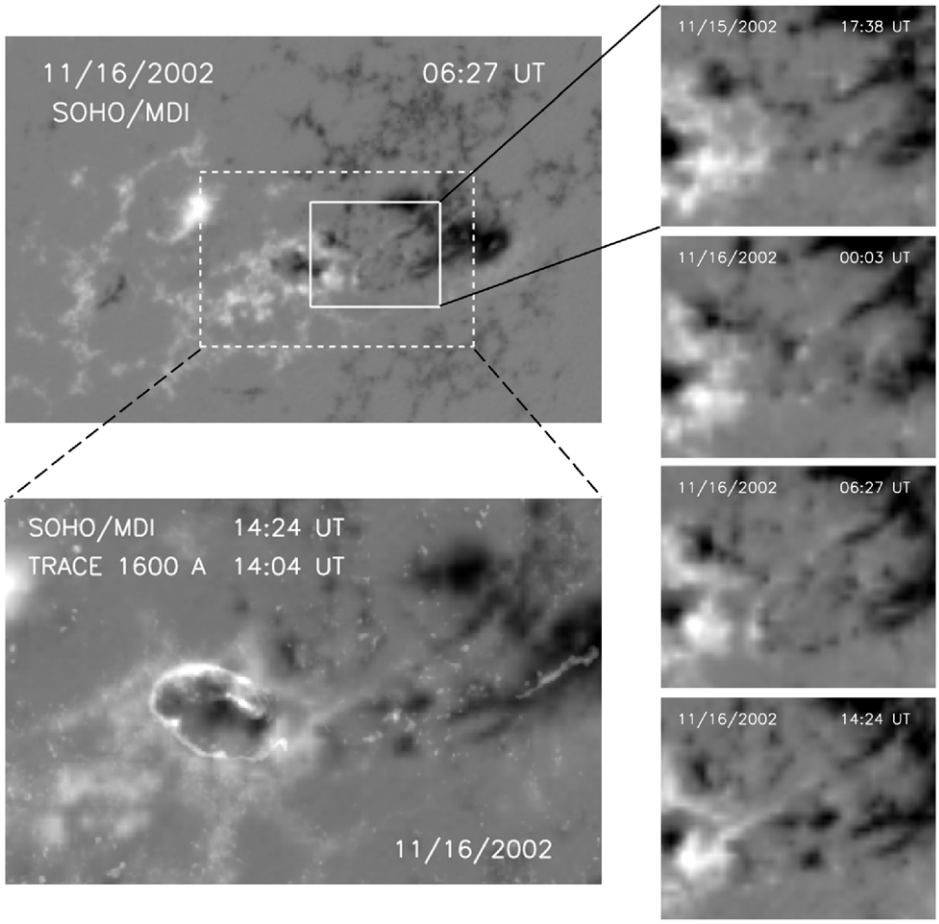



**Figure 2.** *SOHO*/MDI observations of AR 10191 prior to the C class flare. Upper left panel: the longitudinal magnetogram by MDI. The FOV is $396'' \times 257'' = 291$ Mm $\times$ 189 Mm. Bottom left panel: *TRACE* observation at 1600 Å co-aligned with and overlaid on the photospheric magnetogram used for the extrapolation, in the FOV indicated by the dashed white rectangle on the upper left panel. Right column: time series of MDI magnetograms showing the evolution of emerging flux event. The FOV of these images is indicated by the solid white rectangle in the top left panel.

to brighten simultaneously, distributed along an ellipsoidal shape. The emission from the north part of RC increases and eventually starts to saturate the detector at 13:57:32 UT. This brightening actually corresponds to the junction of the north part of the ribbon RC with the ribbon RA: both appear as a single structure during this phase of the flare. At that time, far west of RA/RC, a bright kernel appears on the edge of the leading sunspot, latter forming the elongated ribbon RB. It is worth noting that the formation of RB is delayed by $\sim$30 s compared to the time of the first observed emission originating from RA and RC. After 13:57:32 UT, all the ribbons quickly expand to their maximum elongation, while the global intensity of their emission increases and concomitantly peaks around 13:58:39 UT. The spreading of the brightenings along the ribbon direction is a well-known phenomenon in the initial stage of the flare (e.g., Moore et al. 2001; Fletcher et al. 2004). Between 13:57:35 UT and 13:58:07 UT, the brightening along RB spreads simultaneously eastward and westward whereas along RC an overall counterclockwise pattern is observed. The arc of saturated emission along RC extends significantly eastward while no similar feature is observed westward. A similar counterclockwise spreading of the emission is also observed in the south–west section of the ribbon RC.

The second phase, after 14:04:26 UT, corresponds to the decay phase of the flare. RC and RA can here be clearly discriminated. The intensity of the emission decreases. The east portion of RA is the first to disappear and the decrease seems to propagate westward. Along RC, the emission weakens counterclockwise from the top right of the ribbon. The intensity of RB progressively decreases toward the west. Overall, the evolution of the brightenings in each ribbon seems to follow the same pattern during the impulsive and the decaying phases.

In addition to the ribbon flare, numerous brief small localized brightenings can be observed in the inter-spot region, between RB and RA/RC (they can be more clearly identified with the movie available with the electronic version). These brightenings seem to be relatively unaffected by the ribbon flare: neither their distribution nor their evolution present noticeable changes during the flare. These brightenings are likely to be associated with Ellerman bombs (e.g., Georgoulis et al. 2002; Pariat et al. 2007) and are indicated as Ellerman Bombs (EBs) in Figure 1.

As presented in Section 1, the presence of a quasi-circular ribbon may be a good indicator of the presence of a null point. But only a topological study, using an extrapolation of the magnetic field above the photosphere, can really confirm the existence of such null point.

### 2.2. Flux Emergence

So as to determine the magnetic topology of the AR 10191, we used full-disc MDI photospheric magnetograms, which time cadence is 96 minutes and pixel size is $1''.977$. Longitudinal

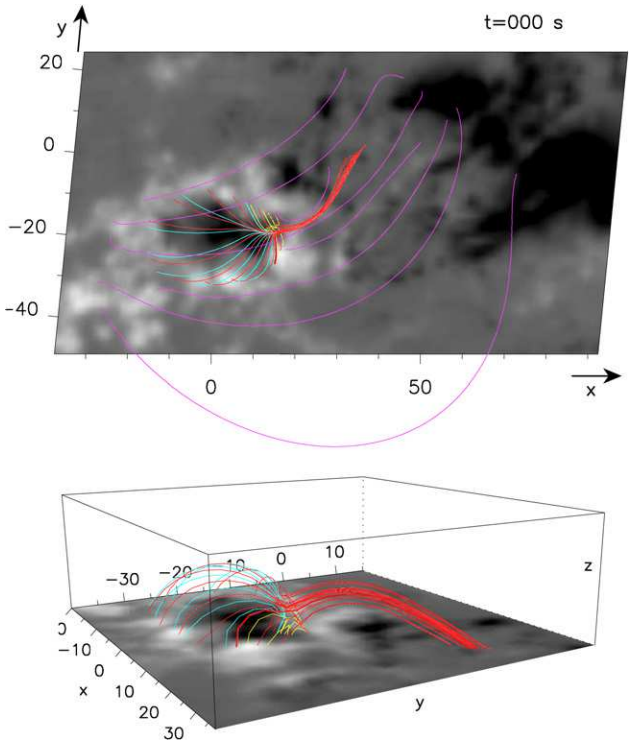



**Figure 3.** Result of the potential field extrapolation of AR 10191, emphasizing the null-point topology. Top panel: line-of-sight view. Bottom panel: a side view of field lines passing close to the three-dimensional null point. Spatial units are in Mm; the plotted domain is such as $x \in [-20, 38]$, $y \in [-40, 15]$, and $z \in [0, 18]$. In both panels, the same field lines are plotted over a longitudinal magnetogram: the yellow, red, and blue field lines passing close to the three-dimensional null point materialize the spine-fan topology, whereas the pink field lines represent the main bipolar magnetic field of the AR (see Section 3.1).

magnetograms of the AR 10191 are presented in Figure 2, at different times before and during the C-class flare. The field of view (FOV) is equal to 291 Mm × 189 Mm. The top-left panel of Figure 2 presents the active region several hours before the onset of the flare. The AR is formed of a negative leading-sunspot and a positive trailing-sunspot. Within the trailing positive region, we remark the presence of a circular area of negative polarity (hereafter this polarity will be called "parasitic polarity"). The flux in this parasitic polarity increased during the days preceding the flare and cospatial pores could be observed in white light.

Between November 15, 17:38 UT and November 16, 06:27 UT, an important flux emergence occurred in the central region of the AR, between the main polarities (Figure 2, within the white rectangle). The evolution of the magnetic field shows the apparition of several dipoles and the diverging migration of opposite-sign polarities, typical for emerging flux events (Schmieder & Pariat 2007). Ellerman bombs, observed in UV in the center of this flux emergence region (see Section 2.1), are also typical features of emerging flux regions (Pariat et al. 2004). In Figure 2, we also observe that the magnetic flux distribution adopts a horseshoe pattern composed with ribbon-like concentrations of positive polarities in the north and negative polarities in the south. We noted as well the merging with the main positive polarity of several patches of positive flux which had previously emerged at the west of the parasitic polarity.

Significant flux emergence occurring within an active region is usually a strong precursor of a flare activity (e.g., Schrijver et al. 2005; Schrijver 2009). Along with the flux emergence, magnetic energy has been injected in the active region, generating nonpotential field within the active region. The emerging flux is likely to have interacted with the pre-existing field, eventually destabilizing the magnetic configuration, resulting in the release of free energy through magnetic reconnection (following the classical model of Heyvaerts et al. 1977).

The co-alignment of the *TRACE* 1600 Å image at 14:04 UT and the MDI magnetogram at 14:24 UT (see Figure 2, bottom left panel) has been done manually. We rebinned the MDI magnetogram to the pixel size of the *TRACE* image, and we overlaid these two images using faculae and sunspots. Details of this co-alignment method are described precisely in Aulanier et al. (2000). We first remark that the UV bright points are located in this emerging flux region and that they tend to be located along the polarity inversion line. This agrees well with the hypothesis that these UV bright points are the transition region signature of Ellerman bombs (Pariat et al. 2007). In addition, we observe that the quasi-circular ribbon RC encircles the large area of the negative flux within the positive trailing spot. This ribbon is located around the polarity inversion line of this large parasitic negative polarity. This is coherent with the idea that the ribbon RC corresponds to the photospheric footprint of the fan surface generated by a magnetic null point.

## 3. INITIAL FIELD CONFIGURATION AND MHD MODEL

### 3.1. Potential Field Extrapolation

To perform the extrapolation, we used the MDI magnetogram from November 16, 06:27 UT (a few hours before the flare) as the bottom boundary condition for the vertical magnetic field $b_z(z = 0)$. We considered the potential field approximation (i.e., $\nabla \times \mathbf{b} = 0$), not only because it simplifies the computation without qualitatively modifying the magnetic field topology (which we checked by also calculating linear force-free fields with $\nabla \times \mathbf{b} = \alpha \mathbf{b}$, with $\alpha = \mathrm{cst}$) but also because it results in a configuration which has zero free magnetic energy (compare Section 4.1). The extrapolation was done using the fast Fourier transform method (Alissandrakis 1981). In order to avoid the aliasing artifacts due to the periodic side-boundary conditions, we enclosed the observed magnetogram, which FOV is equal to 291 Mm × 189 Mm (the same as in Figure 2), in a larger domain of $b_z(z = 0)$. Thereby, the domain considered for the extrapolation was a box of 600 Mm × 600 Mm and the extrapolation was performed over 1024 modes.

The extrapolation indeed confirms that a single null point is present above the photospheric boundary, above the western side of the parasitic polarity. Iterative interpolations locate the null point at a height of 1.5 Mm. This null point divides the coronal volume in two connectivity domains, separated by the fan surface. In each domain a spine is present, which we refer to the inner (resp. outer) spine for the one confined below (resp. emerging away from) the fan surface (as in Figure 1 of Pariat et al. 2009). The two eigenvectors defining the fan are respectively orientated almost perfectly along the north–south and the east–west directions. The north–south eigenvectors has a larger amplitude, by a factor of ∼8, than the other one. This induces an asymmetry in the fan.

Figure 3 shows the result of the extrapolation and the topology of the AR (note that the FOV of Figure 3 is smaller than the domain used for the extrapolation). The pink field lines belong to the outer connectivity domain and represent the magnetic field associated with the large scale main bipolar magnetic field of the AR. The blue, yellow, and red field lines are passing close to the null point and thus materialize the fan-spine topology.

The red field lines belong to the outer connectivity domain. They materialize the outer spine, anchored in the leading negative magnetic sunspot, and the outer surface of the fan. The intersection of the fan surface with the photosphere as a quasi-circular shape which encloses completely the parasitic negative polarity of the trailing sunspot. The blue and yellow field lines belong to the inner connectivity domain. They connect the parasitic negative polarity with the positive surrounding polarity. They materialize the inner regions below the fan surface and also trace the location of the inner spine.

### *3.2. Preliminary Interpretation and Puzzles*

Comparing the positions of the ribbon RC and the magnetic topology, we remark that RC is almost perfectly cospatial with the intersection of the fan surface with the photosphere. They both assume the exact same quasi-circular-like shape. This agrees very well with the flare models which stipulate that ribbons are to be found at the footpoints of the separatrices (see references in Section 1). This spatial correspondence between the magnetic configuration and the pattern of the flare is consistent with a null-point reconnection. Null points are preferential sites for a current sheet to form and for reconnection to occur (e.g., Priest & Titov 1996; Pontin et al. 2007a). The brightenings observed by *TRACE* are due to the interaction with the transition region and the chromosphere of energetic particles accelerated at the reconnection site and moving along the field lines reconnecting across the separatrices. When reconnection occurs at a single three-dimensional null-point, since every fan and spine field lines pass through the null, emissions are expected to originate from all their footpoints. We indeed observe that during the impulsive phase, RC brightens over the entire mapping of the fan at the photosphere, which is fully consistent with three-dimensional null-point reconnection. The asymmetry of the eigenvectors of the fan (compare Section 3.1) can partly explain the fact that most of the emission originates from the north part of RC, since it corresponds to the direction of the largest eigenvalue, along which most of the reconnected field lines form. In addition, the specific distribution of the nonpotential magnetic flux within the inner domain should also account for a large part of the asymmetry of the emission. However, this cannot be fully modeled by our potential extrapolation.

Similarly, the ribbons RA and RB should respectively correspond to the inner and the outer spine. The agreement between RA and the extrapolated inner spine is indeed good. Nonetheless RB is not co-spatial with the position of the footpoint of the outer spine: the footpoint of our outer spine is located in the middle of the emerging flux region, whereas RB is located in the penumbra of the leading spot. This discrepancy may be due to a bias of our magnetic field extrapolation. Between the time at which the extrapolation has been performed and the time of the flare, a slow diverging motion due to the flux emergence had occurred for several days, which separated the main polarities of the AR. It is therefore possible that the "real" outer spine had been advected away from the center of the magnetic flux emergence region over the previous days. As a result, the real magnetic field in the active region is certainly nonpotential and rather in a nonlinear force-free state. While the potential field hypothesis predicts correctly the existence of the topological structures (the null point, the fan, the spines), it probably fails in quantifying perfectly the location of the footpoint of the outer spine. However, due to the overall very good agreement of RA and RC with the two other topological structures, it is very likely that RB also maps the location of the outer spine in the real magnetic field.

Nevertheless, the dynamical behavior of the observed ribbons cannot be fully understood solely with this topological study. The counterclockwise pattern of the emission in RC is a puzzling feature of the flare evolution since one would expect simultaneous brightening over RC. In addition, the fact that the ribbon RB appears a relatively long time after the first emission originating from the ribbon RC is incompatible with the fact that fan and spine footpoints should simultaneously brighten during null-point reconnection. Furthermore, since the spines are both singular field lines, one would expect that the emission occurring at their intersection with the denser layer of the solar atmosphere would be if not point-like, at least rather-circular and of a relatively small size. However, we observe that RA and RB (which are the transition region emissions associated with the spines) progressively grow during the flare and assume the shape of elongated ribbons (compare Section 2.1).

A classical explanation is that, as reconnection proceeds, the location of the reconnection site moves. As line-tied field lines reconnect, they change the connectivity domain. This transfer of flux may induce a relative growth of some connectivity domains relatively to others. Since the separatrix surfaces are defined as the boundary between the different connectivity domains, the relative size variation of the different domains during reconnection induces not only the displacement of the separatrix surface together, but also with the reconnection site. Standard models of solar eruption call on this process to explain the separation of the two ribbons (e.g., Priest & Forbes 2002). These displacements are thus not caused by plasma motion but by the continuous injection of an energy flux into newly connected field lines (Pneuman 1981; Schmieder et al. 1987; Lin 2004). The change of location of the reconnection site also allows us to interpret the motion of the HXR footpoint emissions whether they are separating, or having parallel or anti-parallel motions (e.g., Krucker et al. 2003; Grigis & Benz 2005; Bogachev et al. 2005).

Similarly, with the null-point reconnection presently studied, does the location of the topological structures evolve along with the position of the null? Can the elongation of the spine ribbons be interpreted by the displacement of the spine? Does the elongation of the ribbons map the evolution of the spine-footpoint locations? In order to address these questions, we performed a MHD numerical simulation modeling the evolution of the magnetic configuration. We wish to determine if throughout the prescribed evolution of the magnetic field, we can generate motions of the separatrices field lines that would be able to account for the extended ribbons, as predicted by the classical models of flare.

## 4. NUMERICAL MODEL

We perform a three-dimensional numerical simulation so as to reproduce as reliably as possible the AR and the flare observed evolutions. We use the potential field calculated in Section 3.1 to set the initial magnetic configuration. Assuming that the emerging flux is at the origin of the flare, we drive the system by line-tied boundary motions reproducing the observed separation of the photospheric magnetic flux concentrations. The numerical model is described in Section 4.1 and the applied boundary motion is presented in Section 4.2.

### 4.1. Equation and Boundary Conditions

We use the explicit three-dimensional MHD code described in Aulanier et al. (2005a), to which we add finite-$\beta$ adiabatic effects. The numerical simulation is performed in a Cartesian domain in which $x$ and $y$ are the horizontal axes and $z$ is the vertical axis. The computational domain is a subset of the extrapolation one. Along the horizontal coordinates, it is centered at the null point and covers the volume defined by $x \in [-37.4, 92.5]$ Mm, $y \in [-49, 24.4]$ Mm, and $z \in [0, 60]$ Mm. This domain is the one displayed in Figure 3. The mesh is nonuniform with $237 \times 201 \times 201$ grid points. The grid space evolves as a geometric series in all directions. Horizontally in $x$ and $y$, the smallest cell is centered around the null point; the reason of the geometric series is equal to $R_{x,y} = 1.03$; the smallest size of the mesh is $d^{x,y}_{\min} = 0.06$ Mm and the largest one, at the corners of the $(x, y)$ domain, reaches $d^{x}_{\max} = 2.4$ Mm and $d^{y}_{\max} = 1.3$ Mm. Along $z$, the reason is $R_z = 1.016$, and the smallest and largest cells are respectively of $d^{z}_{\min} = 0.04$ Mm and $d^{z}_{\max} = 2$ Mm.

Our calculation solves the following set of equations using a high-order finite-difference and predictor–corrector scheme:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) + \kappa \triangle \rho \,, \tag{1}$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -(\mathbf{u} \cdot \nabla) T - (\gamma - 1) T (\nabla \cdot \mathbf{u}) + \kappa \triangle T \,, \tag{2}$$

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} = -(\mathbf{u} \cdot \nabla)\mathbf{u} - \frac{k_B}{m_P}\left(\nabla T + \frac{T}{\rho}\nabla \rho\right) + (\mu\rho)^{-1}(\nabla \times \mathbf{b}) \times \mathbf{b} + \nu \triangle' \mathbf{u} \,, \tag{3}$$

$$\frac{\partial \mathbf{b}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{b}) + \eta \triangle \mathbf{b} \,, \tag{4}$$

where $\rho$ being the mass density, $T$ the plasma temperature, $\mathbf{u}$ the plasma velocity, and $\mathbf{b}$ the magnetic field. The constants $\gamma$, $k_B$, $m_P$, and $\mu$ are respectively the ratio of the specific heat chosen here at 5/3, the Boltzmann constant, the proton mass, and the magnetic permeability. All these equations are actually written in the code in their fully developed form. The magnetic force is expressed in the Lorentz form in Equation (3) in order to properly treat singular behavior at the null point where the Alfvén speed, $c_A$, becomes zero. Under this form, a fast-mode wave can be converted into an acoustic mode around the null when it reaches the $\beta \simeq 1$ shell. This prevents the null-point structure to evolve via the diffusive terms only.

The operators $\nu \triangle' \mathbf{u}$ and $\eta \triangle \mathbf{b}$ correspond respectively to a viscous filter that uses a pseudo-Laplacian adapted to the local mesh (see Aulanier et al. 2005a, for more details), and a standard collisional uniform resistive term. $\kappa \triangle \rho$ and $\kappa \triangle T$ are a nonphysical explicit diffusive terms which smooth the gradients of density and temperature, and which help to stabilize the numerical computation. The diffusion coefficients are taken to be equal to $\eta = 1.2 \times 10^8$ m$^2$ s$^{-1}$ and $\kappa = 12 \times 10^8$ m$^2$ s$^{-1}$, thus leading to characteristic diffusive speeds of $u_\eta = 3$ km s$^{-1}$ and $u_\kappa = 30$ km s$^{-1}$ at the scale of the smallest mesh interval ($\sim$40 km). We use a strong viscous coefficient that results in a characteristic velocity diffusion speed of $u_\nu = 150$ km s$^{-1}$ that does not vary with the local mesh size. The small value of $\eta$ allows a nearly ideal treatment of the corona out of narrow current sheets. We have chosen probably unnecessary large values for the other coefficients, so as to broaden the narrow vortical layers that develop around the null point during the calculation by more than five grid points, so as to ensure numerical stability.

For the top and side faces of the domain, we prescribe open boundary conditions. At the bottom boundary, in order to account for the photospheric magnetic driving of the corona, we use line-tied and reflective conditions. The evolutions of the vertical magnetic field and of the flow fields at bottom boundary are therefore completely prescribed, and not affected by the evolution within the computational domain (see Grappin et al. 2008, for a discussion of the validity of the line-tied approximation). The forcing motions are described in Section 4.2.

As an initial condition for the magnetic field we used the output of the magnetic field extrapolation performed in Section 3.1. The uniform extrapolation mesh along $x$ and $y$ being different from the one used in the numerical simulation, we interpolated the results of the extrapolation using trilinear interpolation on the numerical nonuniform mesh. This leads to residual Lorentz forces whose stress is quickly carried away from the domain through the open boundaries in the form of magneto-acoustic waves.

In this simulation, we neglect the gravitational effect and prescribe an initial uniform atmosphere. Initially, the uniform density is given by $\rho = b^2_{\max}/\mu c^2_{A,\max}$, where we chose the maximum of the Alfvén speed to be $c_{A,\max} = 1000$ km s$^{-1}$, that is located where the magnetic field is the strongest, on the right-top of the FOV of the magnetogram presented on the top left panel of Figure 3. The resulting initial particle density $n \simeq 6.8 \times 10^{12}$ cm$^{-3}$ is more typical of the chromosphere, but choosing coronal values lower by $\sim$4 orders of magnitude would have required about $\sim$100 times more computational time to perform the same simulations, all things being equal. This results in local coronal Alfvén speeds above the emerging flux region and above the parasitic polarity of $c_{A,l} \sim 200$–$400$ km s$^{-1}$. The initial temperature is assumed to be uniform and equal to $T = 3 \times 10^5$ K, resulting in a sound speed $c_S \simeq 64$ km s$^{-1}$. Even though this temperature is typically 10 times lower than in the corona, its choice was motivated to obtain the best compromise to maintain an early subsonic quasi-static coronal evolution together with $\beta \ll 1$ everywhere in the low corona (except close to the null point).

Such nonsolar atmospheric parameters are actually typical of most finite-$\beta$ multidimensional MHD simulations of the solar corona which make use of realistic magnetic field amplitudes, when one rescales them into physical units. Still those simulations, including the present one, are calculated in physical regimes that tend to those of the quasi-static, magnetically dominated and highly conductive solar corona, as characterized by the following MHD dimensionless numbers: the Mach numbers of our prescribed photospheric driving (see Section 4.2) are $M_A = u_D/c_{A,l} \sim 0.05 - 0.1 \ll 1$ and $M = u_D/c_S \sim 0.3 \leqslant 1$; our local plasma $\beta = (2/\gamma)(c_S/c_{A,l})^2 \sim 0.03$–$0.12 \ll 1$ (we get $\beta \leqslant 1$ only within a sphere of about 1 Mm radius around the null point, and at high altitudes $z \geqslant 35$ Mm); our Reynolds and Lundqvist numbers at the typical length scale $L = 60$ Mm (characterized by the sizes of the null-point separatrix and that of the emerging flux area) are $Rm = u_D L/\eta = 10^4 \gg 1$ and $Lu = c_{A,l} L/\eta \sim 1 \times 10^5 - 2 \times 10^5 \gg 1$.

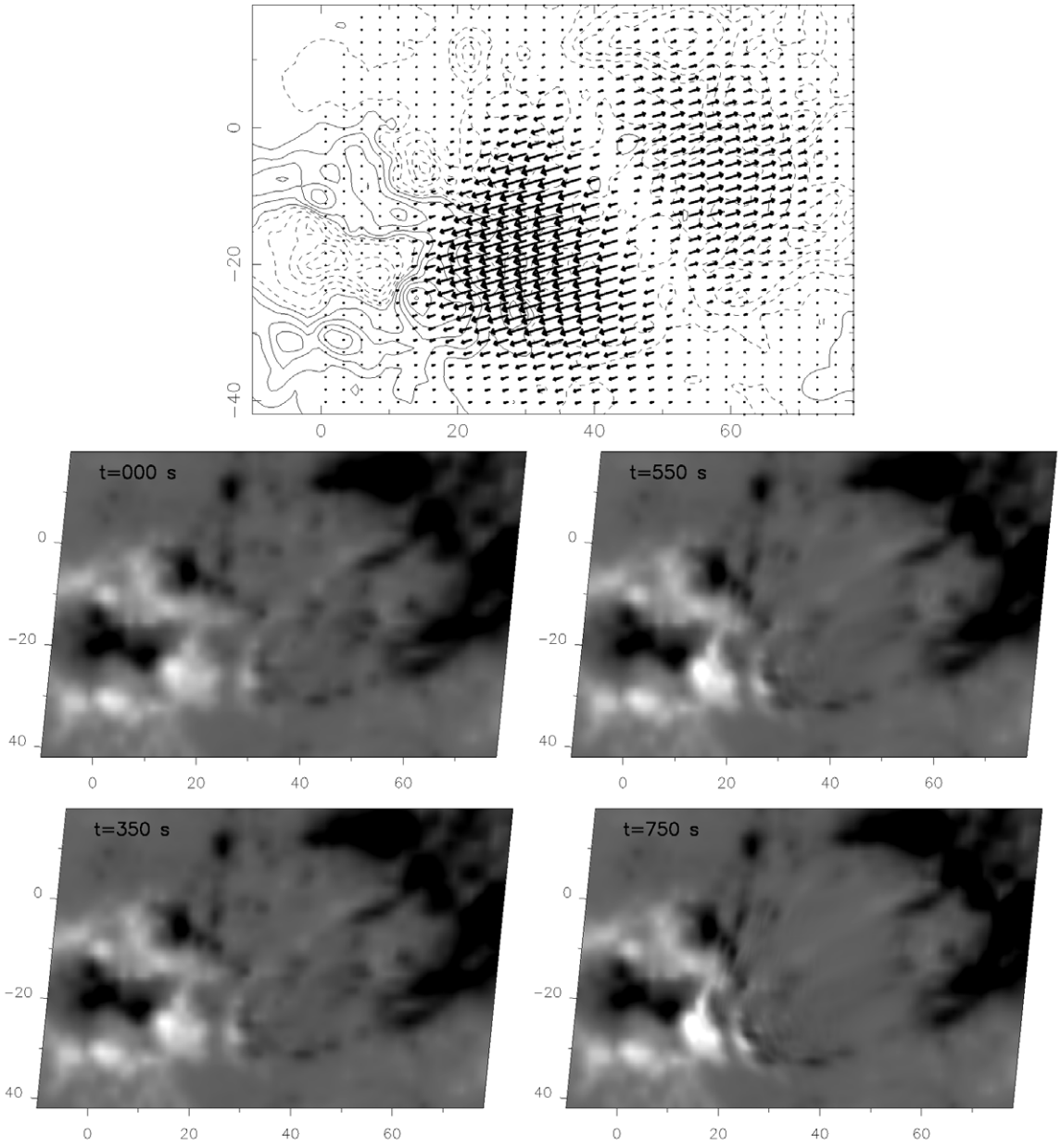



**Figure 4.** Top panel: photospheric flow pattern prescribed in the MHD simulation, so as to mimic the observed diverging motions in the flux emergence area (see Figure 2). Bottom panels: evolution of the photospheric vertical field $b_z(z = 0)$ during the simulation. Spatial units are in Mm.

### *4.2. Bottom Boundary Driving*

As described in Section 2.2, a flux emergence has occurred in the inter-spot region before the onset of the flare. We assume that this flux emergence is the driver of the flare. So as to simulate the evolution of the active region, we constrain the magnetic configuration by emulating this flux emergence event using an analytical divergent velocity field at the bottom boundary. Our numerical model is simpler than reality since we do not increase the magnetic flux, but only simulate the observed photospheric flows. However, the applied shearing motions lead to injection of stress and free energy into the system, eventually leading to a substantial amount of magnetic reconnection.

The two horizontal components of the prescribed divergent velocity field can be written as

$$u_x(x, y) = u_1(x, y) \times u_2(x, y), \tag{5}$$

$$u_y(x, y) = \frac{2}{4.5} \times u_1(x, y) \times u_2(x, y). \tag{6}$$

The velocity field is presented in the top panel of Figure 4. The function $u_1(x, y)$ is the sum of two hyperbolic tangent functions of opposite signs. It reproduces the divergence of the motion of the magnetic polarities resulting from the emergence. The function $u_1(x, y)$ changes its sign at the averaged neutral line that separates the negative leading spots from the trailing positive pores located at the west of the parasitic polarity. This defines a line of positive flow divergence, which is simpler than the real diverging flows observed by *SOHO*/MDI.

The function $u_2(x, y)$ is a smoothed gate function which delimits the area over which the motions are applied, by mapping the observed elliptical shape of the flux emergence area. In order to avoid the formation of strong gradients by compressive

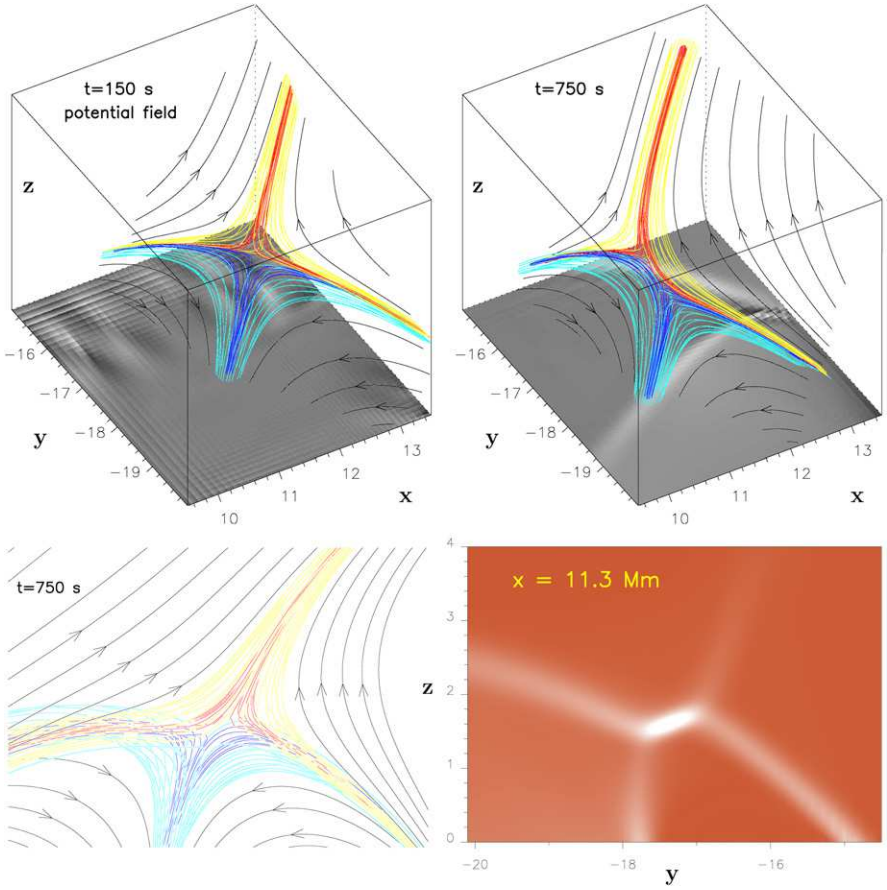



**Figure 5.** Deformation of the magnetic field around the null point during the simulation, at $t = 150$ s and $t = 750$ s. Spatial units are in Mm. The color field lines are integrated from small circles located around the spines at the photosphere ($z = 0$) and in the corona at $z = 4$ Mm (the top boundary of the plotted domain). The light and dark blue lines represent the inner spine and fan, whereas the yellow and red lines represent the outer spine and fan. Top panels: Bottom boundary ($z = 0$) distribution of the vertical electric current density $j_z(z = 0)$ in a grayscale coding. Black and white correspond respectively to values $j_{z,\min}(z = 0) = -13$ mA m$^{-2}$ and $j_{z,\max}(z = 0) = 20$ mA m$^{-2}$. Bottom left panel: two-dimensional projection of the field lines on the plane $(y, z)$ at the $x = 11.3$ Mm position of the null point and at $t = 750$ s. Bottom right panel: vertical two-dimensional $(y, z)$ cut of the distribution of the current density $j(y, z)$ at $t = 750$ s and at $x = 11.3$ Mm ($x$ abscissa of the null point, with the same FOV as the bottom left panel). The current density is represented with a redscale coding: red codes for no current density and white corresponds to $j_{\max} = 31$ mA m$^{-2}$.

and vortical effects at the boundaries of this region, $u_2(x, y)$ is defined by the product of two hyperbolic tangent functions having a weak slope. The factor 2/4.5 is used to reproduce the observed asymmetry of the respective magnitudes of the east–west and north–south motions of the magnetic polarities.

The velocity field $(u_x, u_y)$ is gradually applied using a temporal ramp by multiplying the spatial velocity field with a time-dependent hyperbolic tangent function. This process allows an initial relaxation phase, between $t = 0$ s and $t = 150$ s, and leads to a phase with $u = \text{cst}$ for $t \geqslant 300$ s. The maximum amplitude for the driving velocity is equal to $u_D = 20$ km s$^{-1}$. Even though this value is larger than the typical observed photospheric velocities by a factor of 40, it sill remains subsonic and largely sub-Alfvénic as required for a coronal calculation (see Section 4.1), while it permits a reasonable computation time.

Overall, we note that the induced deformation of our longitudinal magnetogram (presented on the bottom right panel of Figure 4) agrees well with the description of the emerging flux in Section 2.2.

## 5. CURRENT SHEET FORMATION AND MAGNETIC RECONNECTION AT A SHEARED SPINE

At the end of the relaxation phase, at $t = 150$ s, the bulk of the initial residual forces, resulting from the fact that the initial configuration was slightly out of numerical equilibrium, have disappeared. Nevertheless some residual currents remain located at the boundaries. The large-scale homogeneous divergent velocity field introduced at the lower boundary induces a perturbation of the magnetic configuration in the active region, in which electric current sheets develop along various topological features.

The main region where intense current sheet develops is the vicinity of the coronal null point (see Figure 5). Even though a current sheet was expected to form here (compare Section 1), the following questions can only be answered with the numerical simulation: what is the local physical effect which drives its formation? Which mode of reconnection is favored with the present deformation of the outer spine; is it *fan reconnection* or *spine reconnection* or something more complex?

Figure 5 presents the evolution of the null-point topology. At each time the location of the null point is calculated automatically (see Section 3.1). Field lines which pass around the spines, and on both sides of the fan, have been integrated from initial points placed along two circles, being located around the photospheric footpoints of the inner spine and around a coronal section of the outer spine. These field lines do not trace the whole fan, because the amplitudes of the perpendicular eigenvectors of the asymmetric fan are different (see Section 3.1).

Between $t = 150$ s (time at which the forcing is initiated) and $t = 750$ s, a significant deformation of the null-point topological structures has occurred (top panels of Figure 5). The inner and the outer spine are no more aligned, as in the initial potential case, whereas the fan's curvature has not really changed. The topology closely resembles the cartoon model of a stressed three-dimensional null point presented in Antiochos (1996). In three-dimensional MHD simulations, this structure has first been reported in complex multi-null-point configurations (Galsgaard & Nordlund 1997) as well as in more recent line-tied single-null-point models (Pontin & Galsgaard 2007; Pariat et al. 2009). We also observe that the direction of the spines now presents an angle with the fan surface. Whereas the spines were initially perpendicular to the fan, at $t = 750$ s the spines present a small angle with the local normal to the fan in the vicinity of the null point. We checked that, as the current sheet developed, the angles formed between either of the fan eigenvectors with that of the spine gradually departed from their original $\pi/2$ values.

The shearing of the spine finds its origin in two large scale and two local effects in our simulation: first, the outer spine is rooted within the prescribed photospheric flow area, westward from the null point. Its slow photospheric deformations propagate eastward in the corona toward the null point. Around the null point, the associated Lorentz forces are converted into pressure forces, as the wave front passes through the $\beta \simeq 1$ shell. Second, the diverging flow pattern in the emerging flux area induces a footpoint separation of the field lines anchored in this region. This naturally leads to a slow expansion of these field lines in all directions. Since both the fan and the inner spine are rooted out of the photospheric flow area, and are not magnetically connected to it, the deformation of the magnetic field around the null point only occurs eastward of it.

The induced magnetic stress is locally driven by two MHD effects. First, the velocity component of the bulging field lines which is perpendicular to the fan induces a slow compression of the three-dimensional null point. This leads to a flattening of its X-shape in two dimensional, as in the classical three-dimensional X-point collapse picture (e.g., Parnell et al. 1997; Mellor et al. 2003). But this compression is strongly slowed down in our simulation, due to strong pressure gradients that develop inside the $\beta \leqslant 1$ shell. Second, the shearing of the outer spine, combined with the fan-aligned velocity component of the expanding field lines, leads to shearing motions of field lines on the western side of the fan around the null point. This process is not affected by pressure gradients, since the field line motions occur perpendicularly to it. This differential shearing on the outer side of the fan leads the whole western part of the null-point magnetic configuration to slide sideward relatively to its other (inner) half (as in the picture of Antiochos 1996). This behavior combined with the viscous effects results in a vorticity sheet of finite width along it. Such a vorticity sheet located within a null-point fan naturally produces a co-spatial current sheet, as well as new converging motions toward the null point on both sides of the fan, both being required to drive null-point reconnection (see the Appendix). All these effects eventually result in a modification of the topological structure, and in the formation of a current sheet in an extended weak magnetic field area that has a nearly fan-aligned double-Y shape in two-dimensional slabs (as plotted in Figure 5), and eventually in magnetic reconnection.

The fan-aligned currents being the more intense agrees with the fact that the forcing was induced mostly by a shearing of the outer spine. Pontin et al. (2007a) had shown that intense currents in the fan were induced by the perturbation of the spine, and were even more likely to develop when taking into account the effect of compressibility (Pontin et al. 2007b). The development of intense current at the null itself is also in agreement with the type of forcing that we imposed. Pontin et al. (2007a) showed that the twisting of the spine is less efficient to form currents at the null itself compared to shearing perturbations. The formation of current sheets allows the efficient development of the reconnection mechanism. The effect of the reconnection is to attempt to bring the two spines back into alignment (Antiochos et al. 2002). This is exactly what happens in our simulation. More precisely, the fact that the more intense currents are fan-aligned also implies that both *fan reconnection* and *spine reconnection* (in which the field lines flip from one spine to the other) can occur, depending on which field lines are traced and followed (Pontin et al. 2005). However, one should note that only *spine reconnection* can lead to a real transfer of magnetic flux between the two connectivity domains, i.e., from one side of the fan to the other, as occurs in our simulation.

Looking at the distribution of the vertical component of the current $j_z$ at the bottom boundary, (see Figure 5, top panels), one can see that two arcs of currents have formed at $t = 750$ s: one corresponds to the fan surface (the one in the back, for $j_z \leqslant 0$) which corresponds to the ribbon RC, and another one (of $j_z \geqslant 0$) in the middle of which the inner spine is anchored (in the center of the top right panel of Figure 5). This second current sheet is spatially located at the same place than the ribbon RA. At this stage, one can wonder whether this long current sheet relates to that of the null point in the corona. In fact, several two-dimensional slabs in $(y, z)$ at various $x$ values around the null point show that this photospheric trace of current cannot be the prolongation of the current sheet of the null point. Since this photospheric sheet elongates as a function of time, and since the maximum of the intensity gradually shifts eastward (decreasing $x$), it may rather be related to the spine-aligned current sheet (anchored at $y = -18$ Mm as seen on the bottom right panel of Figure 5). Indeed, as reconnection proceeds, the separatrix of the null point jumps from field line to field line (Antiochos et al. 2002), which in our simulation leads to a slow drift of the inner spine in the east direction. In this picture, the photospheric current sheet would then be formed only by residual currents that have been accumulated while the spine was moving along the photosphere, and that could dissipate in a longer timescale than that of the displacement of the spine. To test this hypothesis it is necessary to look at the evolution of the null point and the spine while reconnection takes place, which we discuss next.

## 6. RECONNECTING AND SLIPPING FIELD LINES

### *6.1. Evolution of Connectivities*

By plotting field lines from a fixed footpoint and by observing the evolution of their conjugate footpoint, one can follow the evolution of the magnetic field connectivity during the simulation.

The field lines displayed in Figure 6 are plotted from a fixed footpoint located in the positive polarity surrounding the large parasitic polarity. These field lines are rooted outside of the region where the motions are prescribed. Thus, at each time, each field line is integrated from the same footpoint position at $z = 0$. The observed field line evolution is thus only due to the evolution of the connectivity induced by the evolution of the system. Initially, the plotted field lines (red,

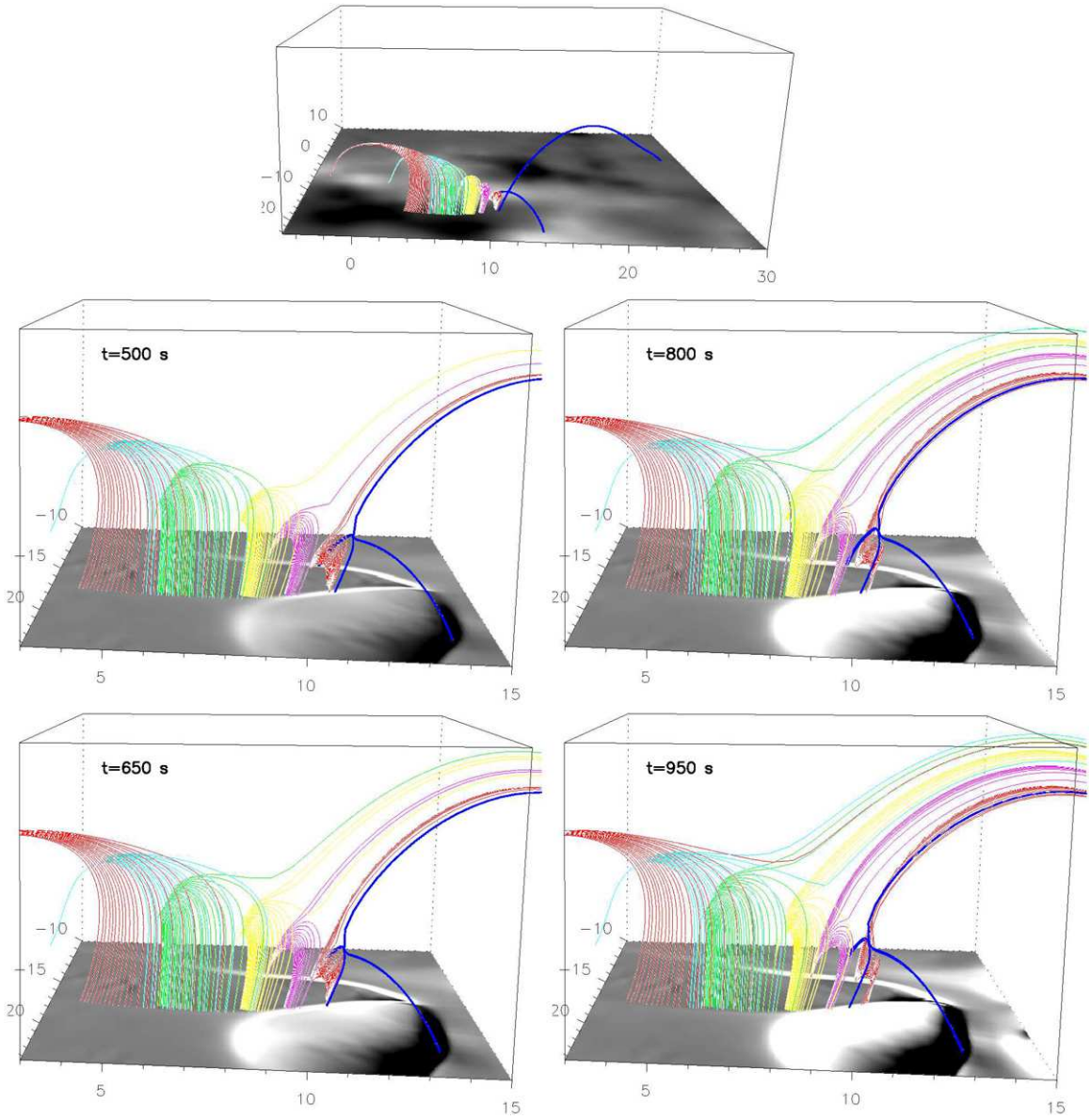



**Figure 6.** Evolution of selected field lines. The dark-blue field lines are spine and fan field lines passing through the null point. The other colored field lines are plotted with fixed footpoints in a positive flux area, located at the north–east of the null point and out of the prescribed boundary flows. Top panel: initial ($t = 0$ s) configuration: all colored field lines are initially located below the fan surface of the null, in the inner connectivity domain. The distribution of the photospheric vertical magnetic field $b_z(z = 0)$ is coded in scale of gray. Lower panels: evolution of magnetic field lines in the inner connectivity domain. The distribution of the vertical electric current density $j_z(z = 0)$ at the bottom boundary is gray shaded. This grayscale coding is the same for all panels. Black and white correspond respectively to the values of $j_{z,\min}(z = 0) = -50$ mA m$^{-2}$ and $j_{z,\max}(z = 0) = 50$ mA m$^{-2}$.

(An mpeg animation of this figure is available in the online journal.)

pink, yellow, green, light-blue, and red again) are located below the fan surface, in the inner connectivity domain, connecting the positive polarity and the parasitic polarity. For each group, field lines are regularly plotted along a small segment, each segment being approximatively located at the same distance from the fan. The dark-blue field lines correspond to some separatrix field lines passing through the null point. They are integrated at an infinitesimal distance $\leqslant$ 0.01 Mm from the null point which location is computed at each time by an iterative calculus. The dark-blue field lines trace the position of the spines and of two lines that belong to the fan surface and which emanate from the null along the dominating eigenvector. These particular lines trace the evolution of the separatrices throughout the evolution of the system.

The four lower panels of Figure 6 (see also the movie available in the electronic version) present the temporal evolution of these field lines, in the region located around the inner spine. It clearly appears that at $t = 500$ s some field lines have reconnected at the null point: some red, pink, and yellow lines are now connected to the leading sunspot and now belong to the outer connectivity domain. Detailed analyses with small timesteps show that all the field lines reconnect at the null point itself when they change their connectivity from below to above the fan surface. The nonfixed footpoints of the field lines flip from the vicinity of the inner spine to the vicinity of the outer spine, as in the *spine reconnection* regime.

As the simulation evolves, more and more field lines reconnect at the null point. This induces a displacement of the null

point eastward, with a corresponding motion of the separatrices (see the evolution of the dark-blue lines in Figure 6). The footpoint of the inner spine moves eastward and eventually passes the location of the footpoints of the red field lines rooted in the parasitic polarity. This motion cannot be attributed to numerical errors of the trilinear interpolation code since the null point has been moved by several mesh points. However, the displacement of the null and the separatrices is rather small, being only of the order of 1–2 Mm.

We also note that field lines do not reconnect randomly: the sequential order of reconnection along the fan has a counterclockwise (eastward) direction. In Figure 6, one sees that the red field lines (those closest to the null) are the first to reconnect and that a large number of them do. Then the pink field lines start to reconnect, but the number of field lines that have reconnected is smaller. Later on the yellow field lines start to reconnect, while a larger number of pink field lines have now reconnected. The green field lines are next to reconnect, while the number of reconnected yellow line has increased. Eventually fewer red field lines (those closest to the null) reconnect while the other groups of field lines keep reconnecting. Overall this shows that most of the reconnection initially takes place for field lines closer to the null point, and that it eventually progresses further toward the east.

By plotting several groups of field lines with fixed footpoints rooted along the southern part of the parasitic polarity, within the inner connectivity domain (using the same methodology as with the field lines plotted in Figure 6) and by tracking their evolution in time, we noted that the first field line to reconnect at the null point are the one rooted the further east to the null point. We then observe that reconnection sequentially involve field lines located westward. Thus, the reconnection of the field lines has also a counterclockwise propagation along the southern part of the fan. This evolution of the reconnection is due to the asymmetric geometry of the current sheet at the null point which is induced by the asymmetric magnetic configuration (see Section 5).

Some caution has to be taken when interpreting the sequence of reconnection in three dimensional: classically, out of two field lines, the first one to reconnect is the one rooted the closest to the fan surface. In our model, each group of colored field lines presented in Figure 6 is plotted along a small segment locally oriented orthogonally to the fan, all of them having comparable lengths and being placed at roughly equal distances from the fan. In addition, in each group, consecutive field lines are located at the same fixed distance from each other along each segment. This means that within each group the rate of field-line reconnection is an indicator of the local reconnection rate, and that the observation of the first field lines to reconnect in each group still gives an idea of the sequence of reconnection. The rate of field-line reconnection increasing from west to east shows that the local reconnection rate progresses with a similar pattern.

As field lines reconnect counterclockwise, particles are accelerated along these field lines and emissions are expected to originate from further and further eastern regions away from the null point (in the north section of the ribbon), leading to a counterclockwise spreading of the brightening along the fan ribbon. This agrees well with the *TRACE* observation (compare Section 2.1) that the quasi-circular ribbon RC extended counterclockwise (initially eastward) during the flare.

Another particularly interesting feature noted in the simulation is that prior to reconnecting at the null point, several field lines slip westward toward the inner spine of the null (see Figure 6 and the corresponding movie available in the electronic version). All the field lines slip following the same path, along the arc of intense vertical electric current density $j_z$ (plotted in grayscale coding in the four bottom panels of Figure 6) which was previously discussed in Section 5 and there associated with the inner spine. We note here that the location and the length on which this slipping motions occur correspond to the location and the extent of the ribbon RA (compare Section 2.1). Estimating the slippage velocities of these field lines, we obtained a mean value of 30 km $s^{-1}$ as long as the field lines are further away than 1 Mm from the spine, which is largely sub-Alfvénic. At a relatively small distance (1 Mm) from the null point, the slippage velocities increase significantly and become super-Alfvénic. We observe that the closer the field-line footpoints are from the footpoint of the spine, the larger is the velocity: the field lines accelerate as they approach the magnetic null point.

This slipping motion toward the null point provides an additional proof in favor of the counterclockwise propagation of the emissions along RC. Indeed, the further east the fixed footpoints are in the positive polarity close to the fan, the further their nonfixed footpoints are far from inner spine (compare Figure 6). Thus, the larger the distance the field line will have to cover slipping toward the null before reconnecting and the longer it will take to reach the null starting with a slower slipping velocity. This means that the field lines located closer to the null are likely to reconnect before those located further east along the fan surface. Also, the fact that initially a larger (resp. smaller) number of field lines are located on the western (resp. eastern) part of the ribbon RC, close to (resp. away from) the null point, indicates that a larger (resp. smaller) portion of the magnetic field flux around the inner spine is rooted near the west (resp. east) part of the ribbon RC. So, when reconnection starts, for a given reconnection rate at the null point, most of the reconnected flux will therefore first involve the western part of the ribbon RC, i.e., field lines which do not need to slip a lot to reach the null, and which slip with higher velocities since they are closer to the null. Later, field lines located further east will start to reconnect, after having slipped over larger distances. This explains why the reconnection seems to move eastward, and why the maximum emission along the ribbon RC follows a counterclockwise emission.

A similar slipping behavior is also observed in the region where the outer spine is located. Figure 7 (and the corresponding movie available with the electronic version) displays the footpoint of the very same field lines plotted in Figure 6, after they have reconnected at the null point. The temporal evolution of these field lines shows a westward slippage of the field line footpoints, away from the outer spine. Still, the slippage is less pronounced than in Figure 6, before the null-point reconnection. This is partly due to the fact that these field lines are now rooted to a region where the boundaries flow are prescribed (as can be seen in Figure 7). The overall motion is thus the superposition of the westward slipping motion and the opposite eastward photospheric flow. The westward slipping motion can nonetheless be analyzed by following some particular field lines in the reference frame of the moving flux concentrations at $z = 0$. In Figure 7, two field lines have been selected (a yellow line in the left column and a red one in the right column) and marked with an arrow. These post-reconnection field lines clearly present a westward slipping motion in the outer connectivity domain, going away from the outer spine (plotted in dark blue). As for the slippage of the field lines in the inner connectivity domain, their slippage velocity decreases as the

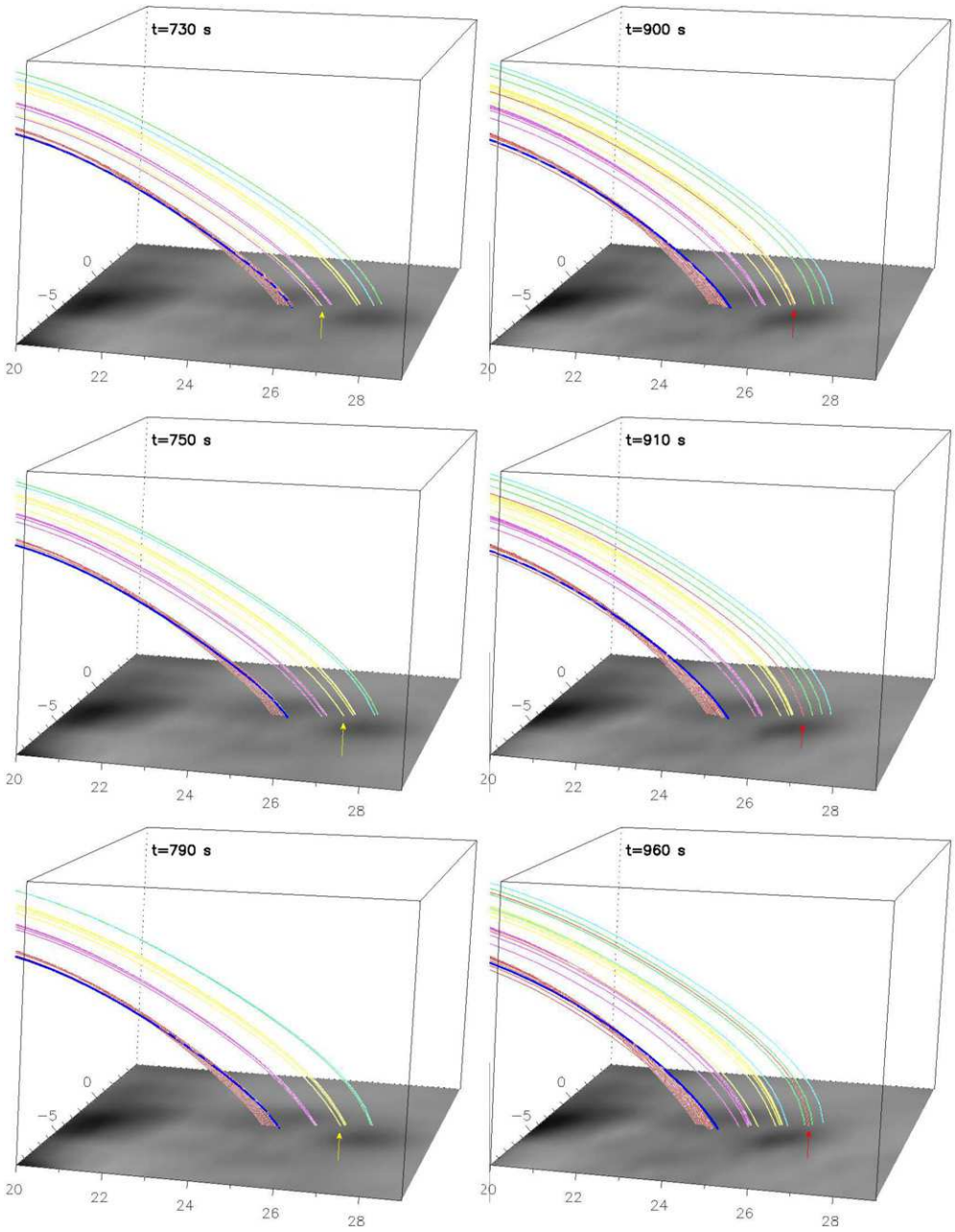



**Figure 7.** Evolution of some reconnecting field lines around the outer spine. The grayscale coding for the distribution of the magnetic field $b_z(z = 0)$ is the same as the top panel of Figure 6. The evolution of the footpoint positions of two particular slipping field lines are marked by colored arrows (yellow in the left column, red in the right column). Spatial units are in Mm.

(An mpeg animation of this figure is available in the online journal.)

field line footpoint moves further from the footpoint of the outer spine.

This westward motion in the outer spine probably provides an explanation for the evolution of the emission pattern during the fading of RB. In the later phases of the flare, as the dissipation of the current sheets is almost over, fewer field lines will reconnect at the null and then slip westward. The overall effect would be that the emission would be reduced first in the east end of the ribbon, while some emission would still originate from the western part of the ribbon, where previously reconnected field lines would still be slipping. As the last reconnected field lines would end their slipping motion, the brightening would progressively decrease toward the west, as observed in RB (compare Section 2.1).

The evolution of field lines rooted inside the parasitic polarity, close to the inner spine, and the motions of the field lines which have reconnected, close to the outer spine, are very likely to explain the dynamic of the spine ribbons RA and RB. This statement assumes that the slipping field lines, embedded within intense current layers, carry enough energy to generate an emission at their footpoints. At this stage of the analysis, one can wonder about which mechanism can explain the observed slippage of the field lines before and after they reconnect and the energy deposited within them? The classical interpretation for ribbons elongation involves the motion of the reconnection site, as described in Section 3.2, but this model does not fully allow us to understand the formation of the ribbons in this particular case. Indeed, in the present simulation, the extension of the

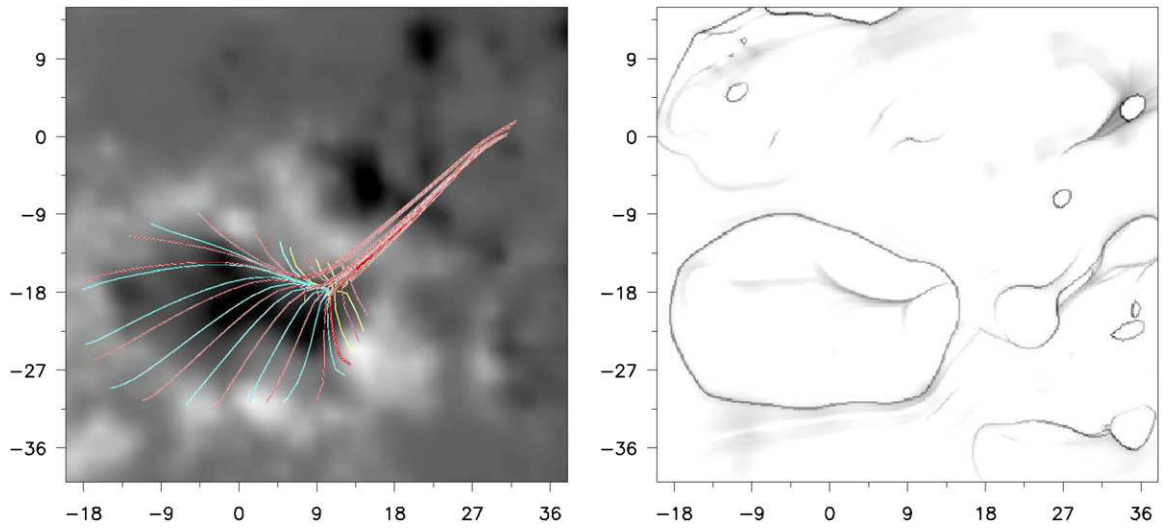



**Figure 8.** Initial ($t = 0$ s) distribution of the vertical magnetic field $b_z(z = 0)$ (left panel) and of the squashing factor $Q$ (right panel) at the photospheric level ($z = 0$) plotted with an inverse-grayscale coding: the lowest values of $Q$ (in white) are inferior to 20, while the darker regions correspond to $Q$ values up to $10^9$. In the left panel, the field lines are the same as those plotted in Figure 3. The spatial units are in Mm and the coordinate system is the same as in the previous figures.

intense-current sheet is limited to the region separating the two sheared spines (compare Section 5). Therefore, no important displacement of the reconnection site is allowed within the current sheet. In addition, the displacement of the null point, i.e., the intense-current sheet and therefore of the reconnection site, is much smaller than the elongation of the ribbons, as well as smaller than the distance over which the field lines slip. The null point and the separatrices associated present only a motion of the order of 1–2 Mm while the ribbons are an order of magnitude longer (∼20 Mm). The evolution of the null point is also several times smaller than the displacement of the magnetic polarity in the photospheric region where the forcing is imposed. The imposed boundary motion is thus very unlikely to explain the observed elongation of the ribbons. Also our prescribed photospheric forcing is already slightly broader than what is observed (compare Section 4.2) so, completely unrealistic boundary motions would have to be prescribed to obtain a displacement of the null that would approach the size of the ribbons.

Therefore, in the present case, we do not believe that the evolution of the null is responsible for the formation and elongation of the spine ribbons. Another mechanism must be involved, as discussed hereafter.

### 6.2. Separatrices Embedded in QSLs

When reconnection occurs without true three-dimensional separatrices, Priest & Forbes (1992) suggested that magnetic field lines must slip along each other, within so-called magnetic flipping layers. Priest & Démoulin (1995) and Démoulin et al. (1996) then introduced the concept of three-dimensional QSLs. QSLs are narrow volumes across which the magnetic field connectivity remains continuous, but where it has very strong variations. A QSL is a purely three-dimensional object, in which the connectivity gradients are the largest in the sub-region where the squashing degree $Q$ (defined by Titov et al. 2002) peaks to its maximum value; domain known as the hyperbolic flux tube (HFT). Priest & Démoulin (1995) proposed that magnetic flipping occurs in a QSL: field lines simply exchange their connectivity with that of their neighbors, as one of their footpoints is displaced in time across a QSL. Continuous reconnection between neighboring field lines leads to a continuous exchange of connectivity and to the apparent slippage of a field line plotted from a fixed footpoint. Field lines slippage was then reported in MHD simulations of magnetic reconnection in a straight and stressed HFT (Pontin et al. 2005). In a more general QSL and HFT geometries. Aulanier et al. (2005b) demonstrated numerically that, similarly to classical separatrices, thin current sheets are likely to form within QSLs, where the squashing degree $Q$ is the highest. Then, Aulanier et al. (2006), observing the same slipping behavior, proved that when QSLs are thin enough, the slippage velocities of the field lines can be so fast that Alfvén waves traveling along them do not have the time to propagate from one footpoint to another. This is the so-called *slip-running reconnection*. It follows that on MHD timescales, such slipping field lines can physically behave nearly as if they were reconnecting at separatrices, i.e., as if they instantaneously changed their connectivities. These recent theoretical results support the numerous association of observed flare ribbons with QSL (see e.g., Démoulin et al. 1997; Mandrini et al. 1997). More recently, some slippage of post-reconnected coronal loops have been identified in X-ray observations by *Hinode* (Aulanier et al. 2007). The topological study of these slipping loops showed that the loops were very likely to be located close to a QSL.

QSLs are thus very good candidates to explain the evolution of the connectivity and the slippage of the field lines in our present simulation. However the coexistence of QSLs and of a null point is a priori not straight forward. To confirm this hypothesis we computed the squashing degree $Q$ along the bottom boundary. The method used to compute $Q$ is identical to the one used in Aulanier et al. (2005a, see extended description therein; Section 2.3). The computation is done iteratively on a grid of 201 × 201 points placed at $x \in [-20, 38]$ Mm, $y \in [-40, 15]$ Mm in the magnetogram. The grid is refined 2 times keeping only the points where the values of $Q$ are the highest. With this method, the real maximum values obtained for $Q$ are unlikely to be exact. The present magnetogram contains real separatrices where the $Q$ is theoretically infinitely large. Therefore we do not attempt to compute precisely the value of the squashing degree $Q$ at each point, which would involve unnecessary computation time. Here we mostly want to focus on the localization of the broad QSLs. The present computation allows us to localize the QSL where $Q$ is larger than 20 without really focusing on the precise widths and maximum values of $Q$.

The result of the computation is displayed in the right panel of Figure 8. On the left, several closed drop-shaped structures are present. These structures correspond to the trace of bald patch separatrices present in the emerging region. These structures will be thoroughly studied in a forthcoming paper.

The main feature that can be observed is the large circle/ellipsoid of high $Q$. This circle is located slightly at the exterior of the inversion line of the magnetic field. The field lines plotted in the left panel of Figure 8, which had been already plotted in Figure 3, highlight the spine-fan topology. The footpoints of the fan section of the field lines are exactly located along this high-$Q$ circle: it thus maps the intersection of the fan surface with the photosphere.

Similarly, within the fan circle and in the upper right corner, two other structures of high $Q$ can be found and related to the inner and the outer spine, respectively. Although, while the location of the footpoints of the spine field lines is relatively compact, one observes that the region of high $Q$ is more elongated and has a much larger size than the surface of the field lines tracing the spine. Whereas the spines should be associated with almost point-like separatrices in the photosphere, Figure 8 shows that the regions of very high $Q$ ($Q > 10^8$) at the spine footpoints are surrounded by broad and extended regions of intermediate values of $Q$ (i.e., QSLs) not only around the spine, but also around the fan. This indicates that the fan and spine separatrices are embedded in more extended QSLs. Note that the fan-related QSL could actually have been directly figured out from the connectivity of the field lines plotted in Figure 6. Within each group of field lines, while the distance between the footpoint of two consecutive plotted field lines is extremely small, the distance between their two respective opposite footpoints is much larger. This is a strong evidence that the connectivity gradients are large and therefore that these field lines are located within a QSL.

Around the inner spine, the QSL is extremely elongated. The length of this QSL is of the order of 12 Mm and reaches even 22 Mm if one includes the region of very low $Q$ on its left (see Figure 8). It is also particularly striking that the shape and location of this QSL matches extremely well the location of the ribbon RA (compare Figure 1). Similarly the outer spine is also surrounded by a wide QSL which extends over $\sim$10 Mm and whose shape can relate to the ribbon RB. The analysis of the map of the squashing degree $Q$ at $z = 0$ shows that, even though the location of the spine coincides with the location of the ribbons, the latter are far more precisely related to the QSLs (as in Démoulin et al. 1997; Mandrini et al. 1997).

Analyzing the plasma velocity in the simulation, we observed that it is completely uncorrelated with the slippage velocities of the field lines. The plasma velocity is actually a combination of the compression of the field lines along the $x$-axis, induced by the bulge of the field lines rooted where boundaries flow have been prescribed, and a two-dimensional flow pattern generated by the reconnection process in the HFT, which can be assimilated to a reconnection in a two-dimensional X-point within $(y, z)$ slabs. But the field lines slip westward, opposite to the plasma flow. The motion of the field lines at the vicinity of the inner spine are therefore not bulk motions, and are basically due to the continuous changes of connectivity resulting from a slipping and a slip-running reconnection (Aulanier et al. 2006).

Figure 6 shows that the nonfixed footpoint of the field lines are initially located along the inner QSL. In the first part of the evolution of the system, the field lines slip along the QSL from east to west faster and faster toward the null point and the inner spine. Some field lines eventually reconnect at the null point and there Figure 7 shows that the nonfixed footpoint is now located within the QSL surrounding the outer spine. As the system evolves, the field lines slip away from the outer spine, slower and slower, but still within the QSL. As discussed above, the slippage of the field line is a typical characteristic of reconnection at a QSL and the slippage velocities are the largest when the field lines slip into regions of high $Q$ (Aulanier et al. 2006, 2007). In the present simulation, the slippage of the field line is therefore the direct consequence of the existence of the QSLs surrounding the spine separatrices.

## 7. CONCLUSION: ON THE ORIGIN OF DRIFTING OF UV EMISSION ALONG RIBBONS IN A NULL-POINT TOPOLOGY

In the present paper, we have thoroughly studied the formation and development of a quasi-circular ribbon and of two elongated sheet-like ribbons during a C-class flare which occurred on 2002 November 16 within AR 10191. Using UV observations from *TRACE*, *SOHO*/MDI magnetogram, a potential extrapolation of the magnetic field, and a three-dimensional MHD numerical simulation of this event, we argue that

1. The active region included a coronal null point. The fan surface originating from the null point divided the active region into two distinct connectivity domains, each of them including a spine separatrix field line.
2. The C-class flare followed an emerging flux event in the center of the active region. As in the model of Heyvaerts et al. (1977), the emergence of the magnetic field induces the injection of magnetic free energy and eventually destabilizes the magnetic configuration leading to a release of the free magnetic energy via magnetic reconnection. Using a MHD numerical simulation (similar to the one described in Aulanier et al. 2005a), and emulating the observed emergence by a divergent boundary shearing motion in the interspot region, we demonstrated that this emergence should indeed lead to the formation of intense current sheets.
3. The narrowest currents in the MHD simulation form in the vicinity of the null point and are due to a shearing of the spines relatively to the fan surface. The driving motions at the bottom boundary induced a perturbation which led to a sensitive modification of the null-point geometry. The spines departed from orthogonality to the fan surface and both developed an angle relatively to the local vertical. The spines lost their co-alignment after having been torn apart.
4. The quasi-circular ribbon was linked with the presence of the fan separatrix surface originating from the magnetic null point. Its shape corresponded to the quasi-circular mapping of the fan surface at the photospheric level. This is in strong agreement with the classical model of confined flares (e.g., Priest & Forbes 2002) in which the ribbon emissions are due to the particles accelerated at the reconnection site, flowing along the separatrices field lines and eventually interacting with the denser layer of solar atmosphere.
5. However, the two other observed ribbons could not be explained by particles solely flowing along spine field lines. Even though these ribbons could be spatially associated with the inner and outer spines, the elongation of spine singular field lines is too small to account for the elongation of ribbons. Thus, they could not be directly interpreted as the consequence of particles flowing along statics spine

field lines. In addition, the numerical simulation showed that, even using important shearing driving motions, the null point and the spines only moved over a very small distance relatively to the size of the ribbons during the evolution of the system. Therefore, the ribbons could not be explained by the dynamic motions of the spine field lines nor by the dissipation of residual currents.

6. These spine ribbons were actually due to the presence of QSLs (Démoulin et al. 1996) surrounding the spine field lines. Computing the squashing degree $Q$ (Titov et al. 2002), we found that extended photospheric QSLs were present and matched very well the location and shape of the observed extended spine ribbons as well as that of calculated photospheric current sheets. We determined for the first time that separatrices can be embedded in larger QSLs. The present study therefore confirms that significantly intense currents naturally build-up within the QLSs (Aulanier et al. 2005b) and that electric currents match well the location of ribbons.
7. Slipping/slip-running reconnection (Aulanier et al. 2006) and null-point reconnection can occur sequentially. The evolution of the field lines showed that field lines first encountered slipping followed by slip-running reconnection (starting roughly at a distance of 1 Mm from the inner spine) while they slipped in the QSLs surrounding the null-point separatrices. Estimation of the apparent slippage velocity indicates that, in the present simulation, the slipping reconnection regime is dominant. The apparent displacement of field line footpoints mapped the photospheric QSL and the ribbon associated with the first spine. The field lines eventually reached the separatrix surface and reconnected in the more traditional "cut-and-paste" way. A second phase of slip running followed by slipping reconnection then occurred as the field lines slipped away from the separatrix surface. Doing so, the apparent motion of the footpoints mapped the photospheric footprint of the QSL and the ribbon of the second spine. Spine ribbons are thus very likely to be induced by particles accelerated by the parallel electric field of the electric currents formed within the QSLs, and propagating along field lines which are slip reconnecting.

From our simulation, we thus show that slipping reconnection and traditional "cut-and-paste" reconnection can both occur sequentially in a given magnetic configuration. The parameter which controls which mode of reconnection occurs is the squashing degree $Q$. With intermediate values of $Q$, field lines slip at moderate velocities. The slipping is only an apparent motion since it is the connectivity of the field lines which is continuously changing within the QSL, between neighboring field lines. Field lines lying within a volume where $Q$ exceeds a critical value $Q_{\rm slpr}$ (very close to the spine), have their apparent slipping velocities which can become larger than the Alfvén speed. This mode of reconnection has been defined as "Slip-running reconnection" in (Aulanier et al. 2006). On the MHD timescales, the field lines would then behave as if they were reconnecting at a separatrix. Finally, when $Q$ is infinitely high, which qualifies a separatrix, "cut-and-past" reconnection occurs with an instantaneous jump of connectivity.

Several of the field lines presented in Figures 6 and 7, experience these three modes of reconnection. As the system evolves, the field lines eventually become located in the region of moderate $Q$ in which mild currents are present. They start to reconnect within the QSL, and when plotted from fixed footpoints, they slip toward the null point. As they continuously reconnect with neighboring field lines, they slip within volumes of higher and higher $Q$. As these lines reach regions of larger current densities, the reconnection rate increases and their apparent slipping velocity too. Eventually the field line apparent velocity becomes equal to the Alfvèn speed: the value of $Q$ is equal to $Q_{\rm slpr}$. Then, within the volume where $Q > Q_{\rm slpr}$, the field lines slip run toward the separatrix. A *spine reconnection* occurs next: there is a transfer of flux from the inner connectivity domain to the outer domain as a given field line crosses the fan surface. The field lines, now located in the outer domain, are still lying within the QSL surrounding the null-point separatrices, in a region of very high $Q$. They slip run away from the fan surface, reaching regions of lower and lower $Q$. Their slipping velocity decreases and they eventually enter domains where the connectivity gradients are extremely low and where no currents are present.

Observational evidences (e.g., Fletcher & Hudson 2001) and standard models (Priest & Forbes 2002) indicate that UV ribbons and HXR emissions during flare are the consequence of same mechanism of accelerated particles flowing down along reconnected magnetic field lines. Therefore, the different modes of reconnection presented in the present paper can not only explain some of the observed properties of the formation of ribbons, and especially their elongation, but also displacements of HXR sources during flares (e.g., Bogachev et al. 2005). Slipping reconnection, in region of low $Q$ would lead to slow HXR footpoint motions while slip-running reconnection, in region of high $Q$ would lead to fast HXR footpoint motions. Finally null-point reconnection would induce a jump of the HXR footpoint position (as frequently observed, e.g., Krucker et al. 2003, 2005).

We have not addressed the nature of the precursor of the flare (Section 2.1), but the shape of the related brightenings are suggestive of low-energetic pre-flare null-point reconnection: the north–west part of RC would correspond to fan emission, and the perturbed loop is suggestive of the spine field line. There is no evidence of the bright kernel which would trace the footpoints of the outer spine. Outer spine emissions are also absent in the early phase of the flare, before the north part of RC saturates: RB only appears 30 s after RA/RC. In both cases, this feature is not readily explained by our simulation. However, the association of QSL and three-dimensional null-point topologies may be able to account for these observations: QSL slipping reconnection may occur and may release magnetic energy before field lines reconnect at the null point. In this picture, the QSL may be responsible of the precursor and the early brightenings along RA/RC, without requiring any outer spine counterpart. In the absence of such an early slipping reconnection, why would the outer spine footpoints brighten only a relatively long time after the whole circular fan ribbon? Some mechanism should then be invoked to explain the delay to obtain an emission between the different photospheric footpoints of the field lines involved in the null-point reconnection. However, our model does not address this issue.

In addition, the slipping directions of the field lines in the simulation can account for several of the observed properties of the ribbons. The westward motion of the field lines around the outer spine can explain the reduction of the emission of the ribbon RB in that direction. The simulation also provides some clues concerning the spreading of the emission in the counterclockwise direction along the quasi-circular ribbon RC. The presence of QSLs implies a sequential order of reconnection

for the field lines and thus a specific direction of elongation for the brightenings along RC.

However, our simulation is not able to explain all the dynamics of the flare. The elongation of RB in both east and west directions during the impulsive phase of the flare cannot be explained by the simulated slipping pattern of the field lines close to the outer spine. One possible reason for this discrepancy may originates from the limitation of our magnetic field extrapolation (Section 3.2) not being able to match the exact position of the outer spine. It may be located in the center of the QSL. Therefore, the reconnected field lines, in the outer domain, would have diverging slipping motions away from the outer spine in both directions which would account for the observed spreading of RB. Our model cannot confirm or falsify this conjecture.

Our simulation provides a general framework to understand the formation of the UV ribbons and HXR emissions but cannot completely address the precise details of this type of phenomenon. Already with three-dimensional separatrix reconnection, since no unique flux-conserving velocity exists (Priest et al. 2003), there is no one-to-one reconnection correspondence of reconnecting field lines (Hornig & Priest 2003). It implies that in three dimensions, the description of a reconnection sequence for field lines depends on the particular selection of their starting points. With QSLs, the picture is even more complex: Aulanier et al. (2006) showed that, as QSL reconnection proceeds, a large sets of field lines are reconnecting with one another, and, depending on their starting footpoints, can slip in one or the other direction. The current sheets having a given three-dimensional structure, an extremely large number of field lines can reconnect simultaneously. Tracing them from different starting point may lead to significantly different behaviors. The overall consequence is that the observed structure of a ribbon, its formation and its evolution is very sensitive to the specific details of the acceleration of the particles at the reconnection site. Thus, the precise distribution of the flux of accelerated particles among the reconnected field lines is of primary importance to explain the ribbon evolution. The key question is: "At the reconnection site, in which reconnecting field lines are the particles accelerated?" The precise description of the reconnection in a complex three-dimensional current sheet goes beyond the possibility of the MHD approximation and cannot be directly approached by our model.

Nonetheless, topological studies can bring some answers about the global properties of the formation of ribbons. The quasi-circular-shaped ribbon studied in the present paper is only a new item in the long list of works which demonstrated that the location of the ribbon is governed by the topological structure (e.g., Mandrini et al. 1991; van Driel-Gesztelyi et al. 1994; Démoulin et al. 1997). The present topological study can also allow us to understand the two-stage evolution frequently observed with arcade flare ribbons: a fast parallel spreading/expansion of the ribbon along the polarity inversion line followed by a slower perpendicular expansion (Moore et al. 2001; Qiu 2009). In the frame of QSL reconnection, the first phase can be understood as the consequence of the slippage of the magnetic field lines along the QSL (in which the separatrix is embedded), while the second phase would more classically be due to the apparent motion of the topological structure itself (QSL domain and null point/separatrices). The apparent velocity of the slippage, being much larger than the velocity of the topological structure, naturally accounts for these two distinct phases. This would imply that separatrices are frequently observed to be embedded in QSL in the solar corona. This result remains to be demonstrated for a larger sample of active regions.

Finally, we highlighted that the shearing of the spine lead to intense electric currents. This tearing of the spine had been predicted by Antiochos (1996) as an efficient way to form current at the null point, and recently been observed in numerical simulations (Pontin et al. 2007a; Pariat et al. 2009). The most intense currents develop along the fan surface, between the two points where the spines intersect with the fan. The present study confirms that stressing the spine is an efficient way to form intense current sheet in null-point reconnection. Pariat et al. (2009) claimed that the shearing of the spine was accompanied by the formation of a "null line" joining the anchorages of the two spines on the fan surface, but Pontin et al. (2007a) argued against the formation of such a null line. The present simulation does not have a resolution large enough to fully address that question. Further investigation will be necessary to understand the formation of a current sheet at a three-dimensional null point when its spines are torn apart.

The studied event was selected from the *TRACE* flare catalog.[5] *TRACE* is a NASA mission of the Small Explorer program, *SOHO* is a mission of International Cooperation between ESA and NASA. Our MHD calculations were done on the dual-core quadri-Opteron computers of the Service Informatique de l'Observatoire de Paris (SIO). The work of S.M. is funded by a fellowship of Direction Générale à l'Armement (DGA). The work of E.P. was supported, in part, by the NASA HTP and SR&T programs. Financial support by the European Commission through the SOLAIRE Network (MTRN-CT-2006-035484) is gratefully acknowledged.

## APPENDIX

## VORTICITY DRIVEN CURRENT SHEET FORMATION AND RECONNECTION TRIGGERING IN NULL-POINT GEOMETRY

In Section 5, we have mentioned that the perturbations originating from distant regions, away from the three-dimensional null point, do not only lead to compressive motions around the null point. Following Litvinenko (2006), we argue that incompressible shearing motions lead to the development of a vorticity sheet that is at the origin of a current sheet in viscous and nonresistive MHD. We further propose that it leads to its subsequent pinching and therefore to the increase of the current intensity and to efficient magnetic reconnection at the null. In the following, we address these hypotheses with a simple analytical 2.5D model, where $(\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y, \mathbf{e}_z)$ are the orthogonal unit vectors of a Cartesian domain where $z$ is the axis of invariance.

Let us consider a potential two-dimensional null point, which divergence free and irrotational magnetic field is given by

$$\mathbf{b}(t=0) = B_0 \begin{pmatrix} x \\ -y \\ 0 \end{pmatrix} \tag{A1}$$

where $B_0$ is a constant. Even though three-dimensional fans and spines cannot be strictly defined in such a model, let us assume, for the sake of the argument, that the spine (resp. fan) field lines are those aligned with the $y$ (resp. $x$-axis), and originating from

[5] http://hea-www.harvard.edu/trace/flare_catalog/cflares.html

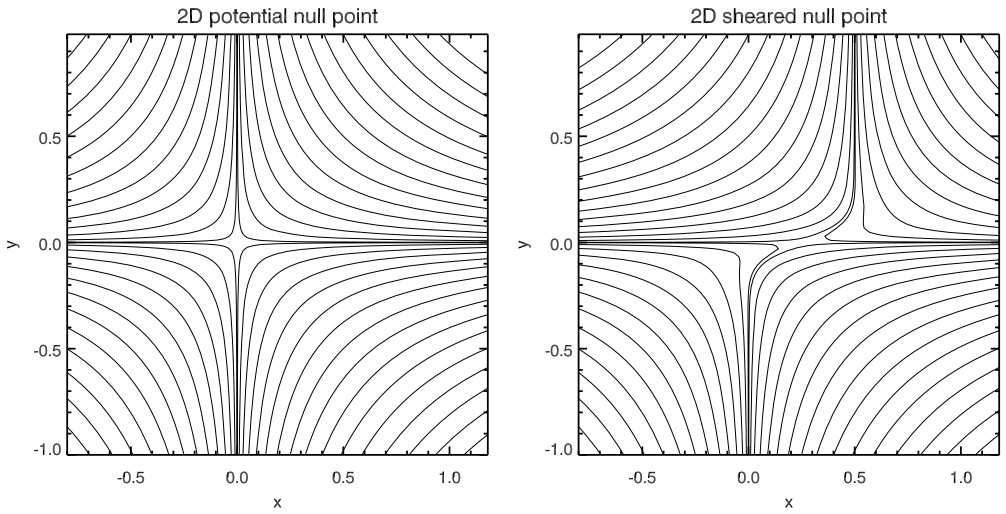



**Figure A1.** Field lines in the two-dimensional null-point model, in the potential field case $\mathbf{b}(t=0)$ (left panel) and in the sheared case $\mathbf{b}(t)$ (right panel) for $U_0 t = 0.5$ and $e = 0.1$ (see the text). The field lines are the same in both panels, i.e., they are the same isocontours of the potentials $\Phi_0$ and $\Phi_t$.

the null point at (0, 0, 0). A potential $\Phi$ can be associated with any 2.5D magnetic field, as defined by

$$\mathbf{b} = \nabla\Phi \times \mathbf{e}_z + b_z \mathbf{e}_z. \tag{A2}$$

At $t = 0$, the expression $\Phi_0$ of this potential for $\mathbf{b}$ is

$$\Phi_0 = B_0 xy. \tag{A3}$$

Magnetic field lines are then readily given by isocontours of this potential (see Figure A1, left panel).

By analogy to what happens in our three-dimensional MHD simulation, let us consider a simple kinematic incompressible shearing motion along $x$ that can be applied for the upper spine, while leaving the lower spine unchanged:

$$\mathbf{u} = \frac{U_0}{2}\begin{pmatrix} 1+\tanh(y/e) \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}. \tag{A4}$$

The velocity magnitude along $x$ for $y \gg 0$ is $U_0$ and $e$ is the finite half-width of the layer located around $y = 0$ between the shearing motions above the fan and the nonmoving regions below it. Such a finite scale naturally comes from viscous effects, which are always finite in real plasmas, and which are much larger than the resistivity in the solar corona (Litvinenko 2006). This shearing flow results in a vorticity $\omega$, given by

$$\omega = \nabla \times \mathbf{u} = -\frac{U_0}{2e}\cosh^{-2}\left(\frac{y}{e}\right)\mathbf{e}_z. \tag{A5}$$

By construction, the vorticity is therefore nonnull only along $z$ and confined to the $|y| \lesssim e$ domain.

The ideal MHD induction equation has to be solved to calculate the magnetic field which results from the shearing motion. It shows that only $b_x$ evolves in time:

$$\frac{\partial \mathbf{b}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{b}) = \begin{pmatrix} -B_0(u_x - y\omega_z) \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}. \tag{A6}$$

The solution for the magnetic field at any time $t$ with this partial differential equation is $\mathbf{b}(t) = (b_x(t=0) - B_0 t(u_x - y\omega_z))\mathbf{e}_x + b_y(t=0)\mathbf{e}_y$, hence

$$\mathbf{b}(t) = B_0 \begin{pmatrix} x - (U_0 t/2)[1 + \tanh(y/e) + (y/e)\cosh^{-2}(y/e)] \\ -y \\ 0 \end{pmatrix}. \tag{A7}$$

The corresponding potential $\Phi_t$ given by Equation (A2) is

$$\Phi_t = B_0 y\left[x - \frac{U_0 t}{2}\left(1 + \tanh\left(\frac{y}{e}\right)\right)\right]. \tag{A8}$$

The resulting field lines for $\mathbf{b}(t)$ are drawn in Figure A1 (right panel) for $U_0 t = 0.5$ and $e = 0.1$. The upper half of the configuration has uniformly slid along the fan along $x$, while the field lines have been differentially sheared for $|y| \lesssim e$. Interestingly, the effect of the finite viscosity results in a configuration that looks like it is reconnecting (even though it is not), since some field lines have very pronounced kinks for $x \in [0, 0.5]$ in the region $|y| \leqslant e$. In terms of field lines, this two-dimensional model is very similar to the results of our three-dimensional MHD calculations (see Figure 5) as well as some others studies (e.g., Pontin et al. 2007a; Pariat et al. 2009): the upper and lower spines are not facing each other any more.

Calculating the electric current density from $\mathbf{j} = \mu^{-1}\nabla \times \mathbf{b}$, one finds that the current only flows along $z$ and is given by

$$\mathbf{j} = \left(2B_0 t\frac{\partial u_x}{\partial y} + yB_0 t\frac{\partial^2 u_x}{\partial y^2}\right)\mathbf{e}_z \tag{A9}$$

$$= \frac{B_0 U_0 t}{\mu_0 e}\cosh^{-2}\left(\frac{y}{e}\right)\left[1 - \frac{y}{e}\tanh\left(\frac{y}{e}\right)\right]\mathbf{e}_z. \tag{A10}$$

One immediately sees that this simple model creates a current density that does not vary with $x$, so it has equal magnitudes around the null point in between both spines, and far from this region along the spine. This uniform current density along the fan is not recovered in the MHD models, however we discuss hereafter how this apparent artifact should not remain if one lets this configuration relax. In the simple model, the sign of the currents depend on the amplitude of the term $\zeta = (y/e)\tanh(y/e)$. Close to the fan, for $|y| \ll e$, $\zeta \leqslant 1$

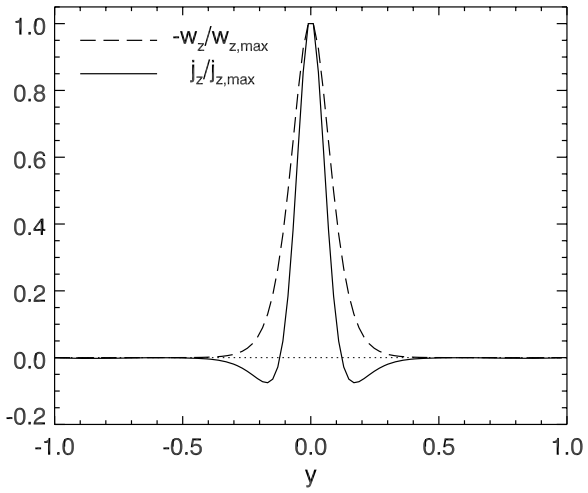



**Figure A2.** Plots of the normalized current density $j_z$ (solid line) and vorticity $\omega_z$ (dashed line) along the $y$-axis for the sheared field $\mathbf{b}(t)$.

and $j_z \simeq -(2B_0 t/\mu_0)\omega_z \propto \omega_z$. For $|y| \gg e$, the $\cosh^{-2}(y/e)$ factor results in negligible currents, so that the magnetic field is there nearly potential. For $|y| \gtrsim e$, then $\zeta \leqslant 1$ and the current changes its sign but its magnitude remains well below its intensity in the vicinity of the fan, due to the $\cosh^{-2}(y/e)$ factor. Figure A2 illustrates this analysis, displaying an overlay of $j_z(y)$ and $-\omega_z(y)$.

One can now discuss the fate of such a configuration if the system is relaxed from its kinematic constraint, and is allowed to evolve under the full MHD equations. To do so, one can calculate the Lorentz force in $\mathbf{b}(t)$, given by the usual expression $\mathbf{F}_L = \mathbf{j} \times \mathbf{b}$, one obtains

$$\mathbf{F}_L = F_0 \begin{pmatrix} y \\ x - (U_0 t/2)[1 + \tanh(y/e) + (y/e)\cosh^{-2}(y/e)] \\ 0 \end{pmatrix}, \tag{A11}$$

$$\text{with} \quad F_0 = \frac{B_0^2 U_0 t}{e} \cosh^{-2}\left(\frac{y}{e}\right)\left[1 - \frac{y}{e}\tanh\left(\frac{y}{e}\right)\right]. \tag{A12}$$

This expression being quite challenging, even though we performed an analytical analysis, hereafter we present a graphical analysis, based on a typical configuration plotted in Figure A3 : here some vectors of the Lorentz force are plotted for $U_0 t = 0.5$ and $e = 0.1$. First, in the area which surrounds the teared null point, for $x \in [0.1, 0.4]$, $F_L(y)$ switches the direction across the fan. So the forces will induce there a pinching of the current sheet. This pinching could enhance reconnection, if the vorticity sheet has developed on a scale length larger than (or comparable to) the resistive scale, depending on the viscosity. A large-enough initial shearing of the configuration could there produce Lorentz forces of large magnitudes, which could overcome the pressure gradients that would develop in this layer to counteract the pinching. Second, in the two regions located further away from the null point, where the spines have been differentially sheared, the kink in the field lines result in strong magnetic tension forces pointing away from the null point. The resulting motions would tend to facilitate the pinching and therefore the reconnection by accelerating away the material previously advected toward the null. Third, in the areas surrounding the fan

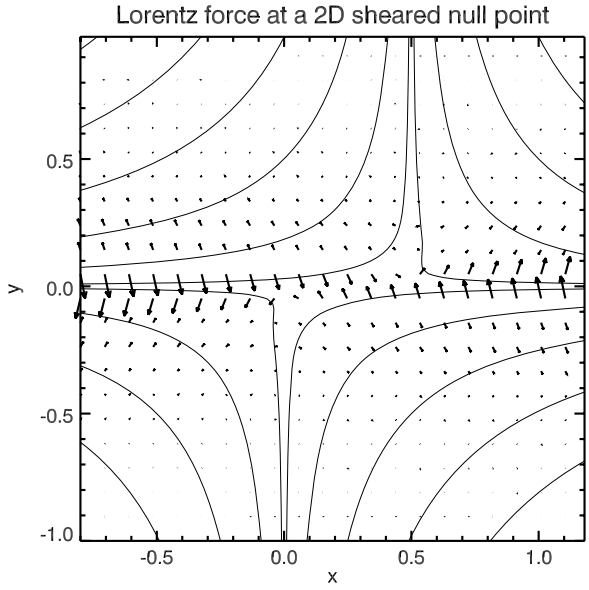



**Figure A3.** Selection of field lines in the sheared model $\mathbf{b}(t)$, overplotted with a Lorentz force $\mathbf{F}_L$ vectors indicated by short thick arrows.

for $x \leqslant -0.2$ and $x \geqslant 0.7$, $F_L(y)$ only points downward and upward, respectively. Assuming that the line-tied (photospheric) boundary is located at distances $|x| \gg 1$, we argue that these forces would launch Alfvén waves, which would take away the corresponding stress farther and farther from the null-point area. This would greatly reduce the current density in the fan in these regions, only leaving the reconnecting current sheet around the null point itself.

In summary, we have demonstrated that: (1) the vorticity sheet, which results from the shearing motion, naturally produces a co-spatial current sheet, of a slightly smaller width; (2) intense currents will eventually only remain around the null point, along the fan, between the teared spines; (3) the shearing motion prescribed parallel to the fan, will induce pinching motions nearly perpendicular to the fan, and eventually enhance magnetic reconnection at the null point.

## REFERENCES

Alissandrakis, C. E. 1981, A&A, 100, 197
Antiochos, S. K. 1996, in ASP Conf. Ser. 95, Solar Drivers of the Interplanetary and Terrestrial Disturbances, ed. K. S. Balasubramaniam, S. L. Keil, & R. N. Smartt (San Francisco, CA: ASP), 1
Antiochos, S. K., Karpen, J. T., & DeVore, C. R. 2002, ApJ, 575, 578
Aulanier, G., DeLuca, E. E., Antiochos, S. K., McMullen, R. A., & Golub, L. 2000, ApJ, 540, 1126
Aulanier, G., Démoulin, P., & Grappin, R. 2005a, A&A, 430, 1067
Aulanier, G., Pariat, E., & Démoulin, P. 2005b, A&A, 444, 961
Aulanier, G., et al. 2007, Science, 318, 1588
Aulanier, G., Pariat, E., Démoulin, P., & Devore, C. R. 2006, Sol. Phys., 238, 347
Bogachev, S. A., Somov, B. V., Kosugi, T., & Sakao, T. 2005, ApJ, 630, 561
Démoulin, P., Bagala, L. G., Mandrini, C. H., Henoux, J. C., & Rovira, M. G. 1997, A&A, 325, 305
Démoulin, P., Henoux, J. C., & Mandrini, C. H. 1994a, A&A, 285, 1023
Démoulin, P., Mandrini, C. H., Rovira, M. G., Henoux, J. C., & Machado, M. E. 1994b, Sol. Phys., 150, 221
Démoulin, P., Henoux, J. C., Priest, E. R., & Mandrini, C. H. 1996, A&A, 308, 643
Fletcher, L., & Hudson, H. 2001, Sol. Phys., 204, 69
Fletcher, L., Metcalf, T. R., Alexander, D., Brown, D. S., & Ryder, L. A. 2001, ApJ, 554, 451
Fletcher, L., Pollock, J. A., & Potts, H. E. 2004, Sol. Phys., 222, 279
Galsgaard, K., & Nordlund, Å. 1997, J. Geophys. Res., 102, 231
Galsgaard, K., Priest, E. R., & Titov, V. S. 2003, J. Geophys. Res. (Space Physics), 108, 1042

Georgoulis, M. K., Rust, D. M., Bernasconi, P. N., & Schmieder, B. 2002, ApJ, 575, 506
Gorbachev, V. S., Kelner, S. R., Somov, B. V., & Shvarts, A. S. 1988, Sov. Astron., 32, 308
Gorbachev, V. S., & Somov, B. V. 1989, Sov. Astron., 33, 57
Grappin, R., Aulanier, G., & Pinto, R. 2008, A&A, 490, 353
Grigis, P. C., & Benz, A. O. 2005, ApJ, 625, L143
Handy, B. N., et al. 1999, Sol. Phys., 187, 229
Heyvaerts, J., Priest, E. R., & Rust, D. M. 1977, ApJ, 216, 123
Hornig, G., & Priest, E. 2003, Phys. Plasmas, 10, 2712
Krucker, S., Fivian, M. D., & Lin, R. P. 2005, Adv. Space Res., 35, 1707
Krucker, S., Hurford, G. J., & Lin, R. P. 2003, ApJ, 595, L103
Lau, Y.-T., & Finn, J. M. 1990, ApJ, 350, 672
Lin, J. 2004, Sol. Phys., 222, 115
Litvinenko, Y. E. 2006, Phys. Plasmas, 13, 092305
Longcope, D. W. 2005, Living Rev. Solar Phys., 2, 7
Mandrini, C. H., Démoulin, P., Bagala, L. G., van Driel-Gesztelyi, L., Henoux, J. C., Schmieder, B., & Rovira, M. G. 1997, Sol. Phys., 174, 229
Mandrini, C. H., Démoulin, P., Henoux, J. C., & Machado, M. E. 1991, A&A, 250, 541
Mandrini, C. H., Démoulin, P., Rovira, M. G., de La Beaujardiere, J.-F., & Henoux, J. C. 1995, A&A, 303, 927
Manoharan, P. K., & Kundu, M. R. 2003, ApJ, 592, 597
Mellor, C., Titov, V. S., & Priest, E. R. 2003, Geophys. Astrophys. Fluid Dyn., 97, 489
Moore, R. L., Sterling, A. C., Hudson, H. S., & Lemen, J. R. 2001, ApJ, 552, 833
Pariat, E., Antiochos, S. K., & DeVore, C. R. 2009, ApJ, 691, 61
Pariat, E., Aulanier, G., Schmieder, B., Georgoulis, M. K., Rust, D. M., & Bernasconi, P. N. 2004, ApJ, 614, 1099
Pariat, E., Schmieder, B., Berlicki, A., Deng, Y., Mein, N., López Ariste, A., & Wang, S. 2007, A&A, 473, 279
Parnell, C. E., Neukirch, T., Smith, J. M., & Priest, E. R. 1997, Geophys. Astrophys. Fluid Dyn., 84, 245
Parnell, C. E., Smith, J. M., Neukirch, T., & Priest, E. R. 1996, Phys. Plasmas, 3, 759
Pneuman, G. W. 1981, in Solar Flare Magnetohydrodynamics (New York: Gordon and Breach Science), 379
Pontin, D. I., Bhattacharjee, A., & Galsgaard, K. 2007a, Phys. Plasmas, 14, 052106
Pontin, D. I., Bhattacharjee, A., & Galsgaard, K. 2007b, Phys. Plasmas, 14, 052109
Pontin, D. I., & Galsgaard, K. 2007, J. Geophys. Res. , 112, 3103
Pontin, D. I., Hornig, G., & Priest, E. R. 2004, Geophys. Astrophys. Fluid Dyn., 98, 407
Pontin, D. I., Hornig, G., & Priest, E. R. 2005, Geophys. Astrophys. Fluid Dyn., 99, 77
Priest, E. R., & Démoulin, P. 1995, J. Geophys. Res., 100, 23443
Priest, E. R., & Forbes, T. G. 1992, J. Geophys. Res., 97, 1521
Priest, E. R., & Forbes, T. G. 2002, A&A Rev., 10, 313
Priest, E. R., Hornig, G., & Pontin, D. I. 2003, J. Geophys. Res., 108, 1285
Priest, E. R., & Titov, V. S. 1996, Phil. Trans. R. Soc. Lond. A, 354, 2951
Qiu, J. 2009, ApJ, 692, 1110
Rickard, G. J., & Titov, V. S. 1996, ApJ, 472, 840
Scherrer, P. H., et al. (& MDI Engineering Team) 1995, Sol. Phys., 162, 129
Schmieder, B., Forbes, T. G., Malherbe, J. M., & Machado, M. E. 1987, ApJ, 317, 956
Schmieder, B., & Pariat, E. 2007, Scholarpedia, 2, 4335
Schrijver, C. J. 2009, Adv. Space Res., 43, 739
Schrijver, C. J., DeRosa, M. L., Title, A. M., & Metcalf, T. R. 2005, ApJ, 628, 501
Schrijver, C. J., & Title, A. M. 2002, Sol. Phys., 207, 223
Sturrock, P. A. 1968, in IAU Symp. 35, Structure and Development of Solar Active Regions, ed. K. O. Kiepenheuer (Dordrecht: Kluwer), 471
Titov, V. S., Hornig, G., & Démoulin, P. 2002, J. Geophys. Res., 107, 1164
Titov, V. S., Priest, E. R., & Démoulin, P. 1993, A&A, 276, 564
Ugarte-Urra, I., Warren, H. P., & Winebarger, A. R. 2007, ApJ, 662, 1293
van Driel-Gesztelyi, L., Hofmann, A., Démoulin, P., Schmieder, B., & Csepura, G. 1994, Sol. Phys., 149, 309

## 4.3 Injection d'un faisceau de particules par reconnexion glissante

L'association de la reconnexion au point nul et de la reconnexion glissante, engendrée par la présence de quasi-séparatrices entourant les séparatrices, ouvre de nouvelles perspectives quant à la relation entre la dynamique des signatures de la reconnexion et la dynamique de la configuration magnétique sous l'effet de la reconnexion. Les particules énergétiques, injectées successivement dans les lignes de champ reconnectant continûment, impactent la chromosphère et émettent différents rayonnements (Sect. 2.3.2 et Sect. 4.1.3). Un mécanisme similaire devrait alors permettre d'injecter des particules, accélérées au site de reconnexion, dans des lignes de champ ouvertes vers le milieu interplanétaire. Après avoir présenté les motivations d'une telle étude, je présenterai les résultats d'une simulation MHD 3D et ses implications dans l'étude des événements à particules énergétiques solaires (SEPs).

### 4.3.1 Du site d'accélération à la spirale de Parker connectée à la Terre

#### 4.3.1.1 Des observations intrigantes

De nombreuses études, basées sur des mesures in-situ de particules énergétiques solaires, montrent que des SEPs peuvent être détectés à la Terre alors que la région active est localisée à plus de 50° de la position à la surface source du pied théorique de la spirale de Parker connectée à la Terre (Dodson & Hedeman 1968).

Grâce à l'étude que j'ai menée sur la configuration magnétique du milieu interplanétaire lors de la détection des particules relativistes à la Terre, j'ai mis en évidence que les régions actives, théoriquement non-connectées à la Terre par la spirale de Parker, pouvaient l'être par la présence d'une éjection de masse coronale interplanétaire (ICME) ou d'un nuage magnétique (MC) (Sect. 3.4.3). Cependant, d'après mes résultats, le GLE du 24 Août 2002 trouve son origine dans une région active localisée à 85° Ouest, alors que la configuration du champ magnétique interplanétaire est typique de celle de la spirale de Parker. Ce cas particulier montre alors que des particules, accélérées lors d'une éruption, peuvent se propager le long de la spirale de Parker connectée à la Terre, même si la région active est mal positionnée.

A partir des mesures in-situ de protons $> 60$ MeV, qui d'après l'étude de leur dispersion en vitesse sont faiblement diffusés lors de leur propagation dans le milieu interplanétaire, Reinhard & Wibberenz (1974) ont montré que les particules énergétiques peuvent être détectées à des longitudes de $0° - 100°$ de la position de l'éruption. Ils expliquent ces mesures par le transport perpendiculaire des particules dans un champ magnétique ouvert et fortement divergent dans la partie basse de la couronne solaire. Ces régions où le champ magnétique coronal est ouvert, et à travers lesquelles le transport perpendiculaire des particules est efficace, sont définies comme des régions de propagation rapide ou *Fast Propagation region* (FPR). Des résultats similaires sont alors obtenus lors de la détection d'électrons et de protons dans différentes gammes d'énergies, appuyant cette théorie de la présence de FPRs (Fan et al. 1968, Krimigis & Verzariu 1971, Lin et al. 1968, 1970).

Plus récemment, Kallenrode et al. (1992) ont trouvé des résultats similaires avec les mesures in-situ obtenues par les sondes Helios 1 et 2 (Kunow et al. 1977), en distinguant

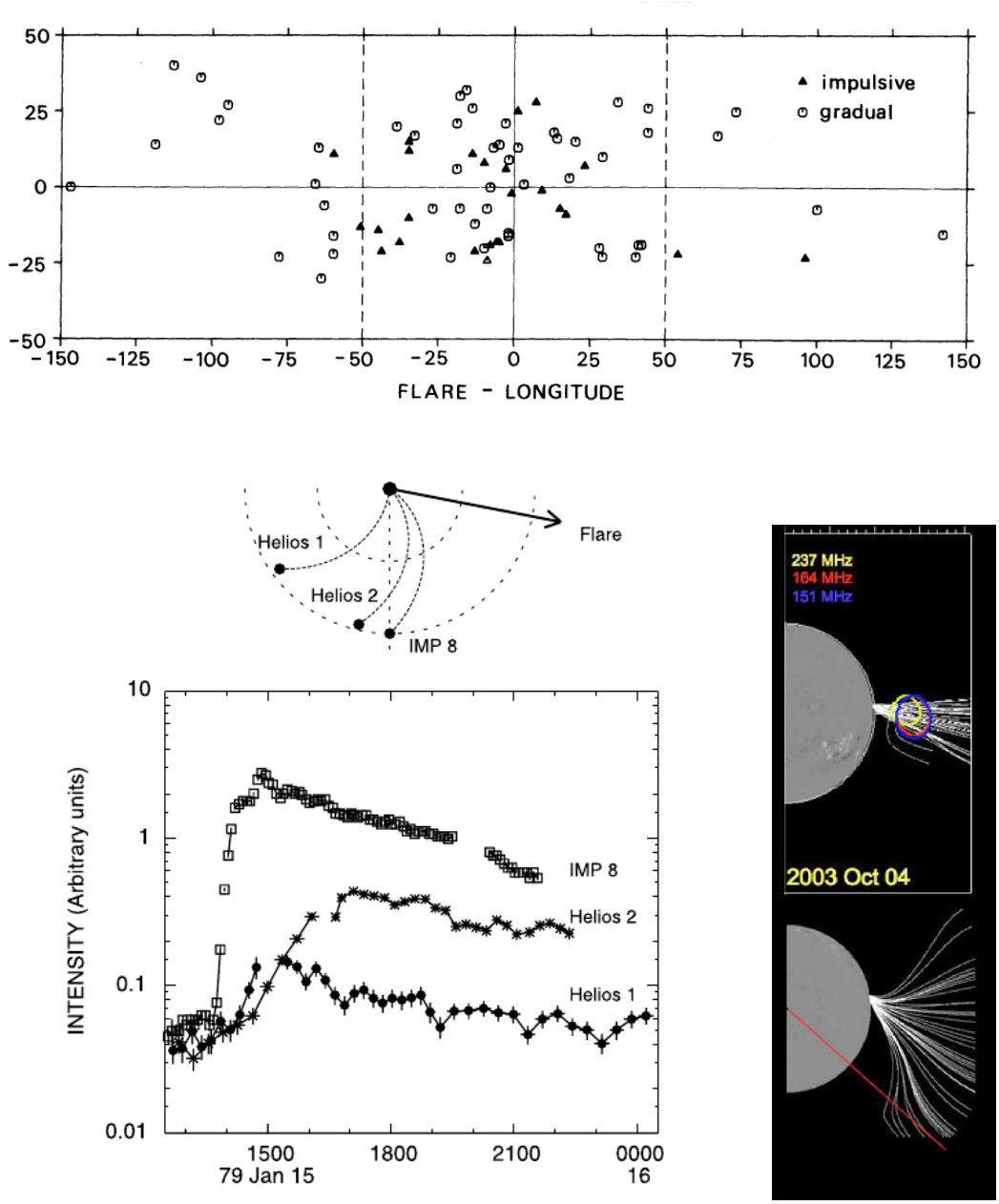



FIG. 4.22: **Haut** : Extension longitudinale des régions actives associées aux particules mesurées par différents satellites (Kallenrode et al. 1992) ; **Bas** : Exemple de configuration de satellite mesurant des particules énergétiques provenant de la même région active mais détectées sur une large gamme d'héliolongitudes (Wibberenz & Cane 2006) (gauche) ; tube de flux coronal étendu, obtenu par extrapolation PFSS (droite) dont une partie peut être connectée à la spirale de Parker, notée par la ligne rouge, et directivité du faisceau d'électrons non-thermiques à partir des sources radios (Klein et al. 2008).

les événements impulsifs et les événements graduels (Sect. 3.2.1.1). L'utilisation des deux sondes permet de couvrir une plus grande quantité d'événements, puisque la position de chaque sonde est différente. Ils ont alors calculé la position théorique du pied du tube de flux connectant le satellite et le Soleil dans le modèle classique de la spirale de Parker et l'ont comparée à la position de la région active associée aux SEPs. Pour les événements impulsifs, ils ont montré que des particules pouvaient être

détectées dans des tubes de flux ancrées en moyenne jusqu'à 50° du pied théorique de la spirale de Parker connectée au satellite (Fig. 4.22, haut). Notons que dans leur étude, les événements graduels, supposés être accélérés par une onde de choc (Sect. 3.2.1.1 et Sect 3.2.2.1), peuvent être détectés dans des tubes de flux situés à plus de 100° de longitude de la région active.

Un mécanisme succeptible d'expliquer ces mesures de particules à des longitudes de plus de 50° est le transport perpendiculaire des particules dans le champ magnétique coronal ouvert, comme l'ont suggéré Reid (1964) et Axford (1965) pour expliquer la présence des régions de propagation rapide (FPR).

Deux mécanismes principaux ont été retenus pour expliquer ces FPRs. Le premier est le transport de particules dans des nappes de courant fines dans la couronne, générées par les discontinuités magnétiques (Fisk & Schatten 1972). Le second est la dérive des particules dues aux fluctuations du champ magnétique coronal ouvert et fortement divergent avec l'altitude, pouvant atteindre des extensions de 100° (Fan et al. 1968).

Ce transport perpendiculaire des particules a également été proposé par Wibberenz & Cane (2006) pour expliquer les mesures de particules énergétiques sur une gamme de longitude s'étendant sur plus de 50°, lors d'événements impulsifs observés par les 2 sondes Helios (Kunow et al. 1977) et la plateforme IMP 8, lorsque les trois satellites sont tous situés à la même distance du Soleil mais à différentes longitudes (Fig. 4.22, bas). Les 3 instruments détectent un flux d'électrons entre $0.3 - 0.8$ MeV. Plus le satellite est loin de la région active, plus le maximum du flux d'électrons arrive tard. Les temps d'arrivée et l'évolution temporelle des flux d'électrons à différentes longitudes sont utilisés pour justifer un transport des particules perpendiculaire au champ magnétique dans la couronne (Wibberenz et al. 1989). Wibberenz & Cane (2006) suggèrent alors que la diffusion perpendiculaire dans la couronne se fait en quelques dizaines de minutes, lorsque l'on détecte des particules sur plus de 50 ° de longitude.

La diffusion perpendiculaire dans la couronne nécessite la présence de tubes de flux qui s'étendent avec l'altitude, permettant aux particules d'être mesurées sur une grande gamme de longitudes. Ces tubes de flux étendus dans la couronne ont été mis en évidence grâce à une méthode d'extrapolation du champ magnétique solaire à grande échelle, notamment grâce au modèle PFSS de Schrijver & De Rosa (2003). A partir de la superposition des sources radios hautes fréquences, faîtes par le Radiohéliographe de Nançay, Klein et al. (2008) ont étudié, entre autre, des événements durant lesquels des particules énergétiques sont détectées à la Terre alors que la région active n'est théoriquement pas connectée à la Terre par la spirale de Parker. Ils ont alors montré que des faisceaux d'électrons, provenant de ces régions actives mal connectées, sont dirigés vers la Terre. Cette directivité particulière et la détection in-situ de particules suggèrent que les particules ont tout de même été injectées le long des lignes de champ de la spirale de Parker connectées à la Terre. A l'aide des extrapolations coronales, ils ont pu mettre en évidence la présence de tubes de flux ouverts, localisés au niveau de la région active, mais qui s'étendent très largement dans la couronne. Une fraction de ces tubes de flux étendus atteint la position théorique du pied de la spirale de Parker au niveau de la surface source (Fig. 4.22). Par superposition des sources radios et des extrapolations, ils montrent que les faisceaux d'électrons sont co-spatiaux avec cette fraction du tube de flux atteignant la spirale de Parker. Au vu des échelles de temps des émissions radios, les auteurs proposent alors que les électrons sont directement injectés dans la partie du tube de flux permettant leur injection dans la spirale de Parker,

et écartent le scénario de la diffusion perpendiculaire coronale qui, théoriquement, nécessiterait plus de temps.

Pour que des particules, accélérées par la reconnexion magnétique (Sect. 2.3) lors d'un flare, aient un accès direct à la spirale de Parker comme le propose Klein et al. (2008), elles doivent être injectées dans des lignes de champ ayant reconnectées avec le champ magnétique ouvert dans la couronne et appartenant à la partie du tube flux connectée à la spirale de Parker.

Je propose donc d'étudier la dynamique d'une configuration magnétique appropriée lorsque la reconnexion magnétique implique des lignes de champ ouvertes. Pour cela, j'ai réalisé une simulation numérique magnétohydrodynamique tridimensionnelle d'une configuration magnétique avec un point nul et un spine externe ouvert.

#### 4.3.1.2 Topologie en point nul avec spine externe ouvert

Au vu des topologies magnétiques pouvant exister dans la couronne solaire lorsqu'un bipôle unique est inséré dans un champ ouvert, celle en point nul avec un spine externe ouvert apparaît comme le seul modèle où le site de reconnexion, le point nul, a un accès direct aux lignes de champ ouvertes dans la couronne (Fig. 4.23).

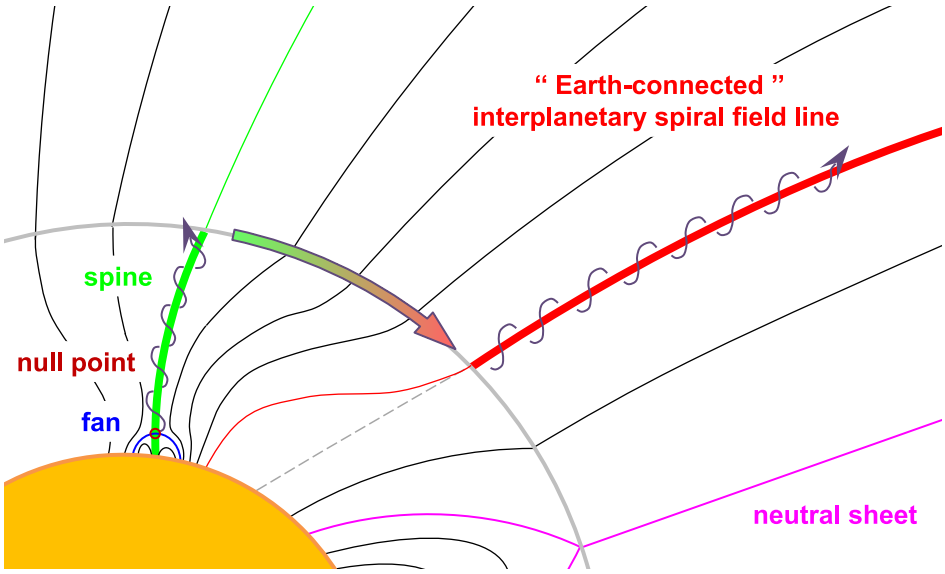



FIG. 4.23: Topologie en point nul, incluse dans un champ magnétique coronal ouvert, où le spine externe ouvert (en vert) n'est pas connecté à la ligne de champ de la spirale de Parker connectée à la Terre (en rouge).

Lors de la reconnexion au point nul dans une telle topologie, on s'attend à ce que les lignes de champ, initialement localisées dans le domaine de connectivité interne sous le fan, reconnectent au point nul et sautent dans le domaine de connectivité externe (Fig. 4.24). Les particules sont alors accélérées dans la nappe de courant au voisinage du point nul (Sect. 4.1.1.2), et sont alors injectées le long des lignes de champ reconnectées, étant désormais ouvertes dans la couronne, vers l'héliosphère.

Cependant, le site de reconnexion, le point nul, est extrêment localisé et par définition, la reconnexion magnétique dans une telle topologie implique que les lignes de champ reconnectées au point nul seront localisées au voisinage du spine externe. La convergence des lignes de cahmps qui s'éloignent du point nul contribue également à

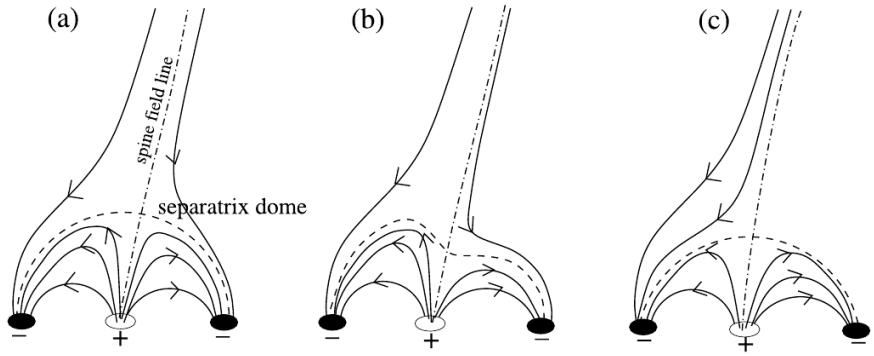



FIG. 4.24: Exemple d'échange de connectivité des lignes de champs lors de la reconnexion dans une configuration magnétique en point nul avec spine externe ouvert (Fletcher et al. 2001)

la localisation des lignes de champ autour du spine externe. Ainsi, le seul moyen pour que des particules, accélérées au point nul, soient détectées à la Terre, est que le spine externe soit connecté initialement à la ligne de champ de la spirale de Parker reliée à la Terre (Fig 4.23). Bien que l'extension de la nappe de courant, dans laquelle les particules sont accélérées, permet l'injection des particules énergétiques dans un tube de flux un peu plus large que celui restreint aux lignes des champ ayant reconnectées au point nul, cette injection reste trop localisée pour expliquer les observations (Sect. 4.3.1.1).

J'ai montré dans la section 4.2.4, qu'une topologie en point nul pouvait être incluse dans une topologie formée de quasi-séparatrices. Cette association topologique m'a permis d'expliquer l'extension et la propagation des rubans d'éruption lors d'un flare observé. L'application de cette topologie particulière en point nul / QSLs, mais dans le cas où la topologie en point nul a son spine externe ouvert, pourrait permettre d'injecter des particules, accélérées dans la nappe de courant au point nul, dans l'espace interplanétaire sur une large gamme de longitudes, correspondant à l'extension des QSLs présentes autour des séparatrices du point nul.

Je propose alors de réaliser une simulation MHD tridimensionnelle d'une telle topologie avec un spine externe ouvert, afin d'établir l'évolution de reconnexion magnétique dans une telle configuration magnétique et de déterminer si cette dynamique permettrait d'expliquer les observations de particules énergétiques dans l'espace interplanétaire dans de larges gammes de longitudes.

### 4.3.2 Association QSL-point nul : injection dans un tube de flux étendu

#### 4.3.2.1 Configuration magnétique initiale et forçage photosphérique

Il existe différents modèles pour construire une configuration magnétique 3D (Longcope 2005). J'ai utilisé la méthode des monopôles magnétiques que l'on place sous la photosphère. Le champ magnétique présent au niveau de la photosphère est alors utilisé comme condition initiale d'une extrapolation en champ potentiel permettant d'obtenir la topologie magnétique.

Pour construire la topologie magnétique en point nul avec le spine externe ouvert, j'ai dans un premier temps, placé deux monopôles de signes opposés très éloignés l'un de l'autre, formant un bipôle magnétique au dessus de la photosphère à très grande

échelle. Dans la polarité positive de ce bipôle, j'ai introduit un petit bipôle magnétique. Dans la simulation, la polarité négative formée par le bipôle à grande échelle est exclue de la boîte de calcul, permettant ainsi d'obtenir un champ ouvert et divergent dans lequel est inclus le petit bipôle. Les paramètres de position et d'intensité des monopôles utilisés, ainsi que le domaine de calcul ont été déterminés afin d'obtenir la topologie en point nul asymétrique avec un spine externe ouvert, dans un champ divergent ouvert à grande échelle (Fig. 4.25, gauche). Cette configuration est utilisée comme configuration magnétique initiale pour la simulation MHD 3D. La taille de la boîte utilisée pour la simulation est telle que : $x \in [-37; 23]$, $y \in [-30; 30]$ et $z \in [0; 100]$, et le champ magnétique dans la boîte est normalisé par rapport à la valeur maximale du champ magnétique.

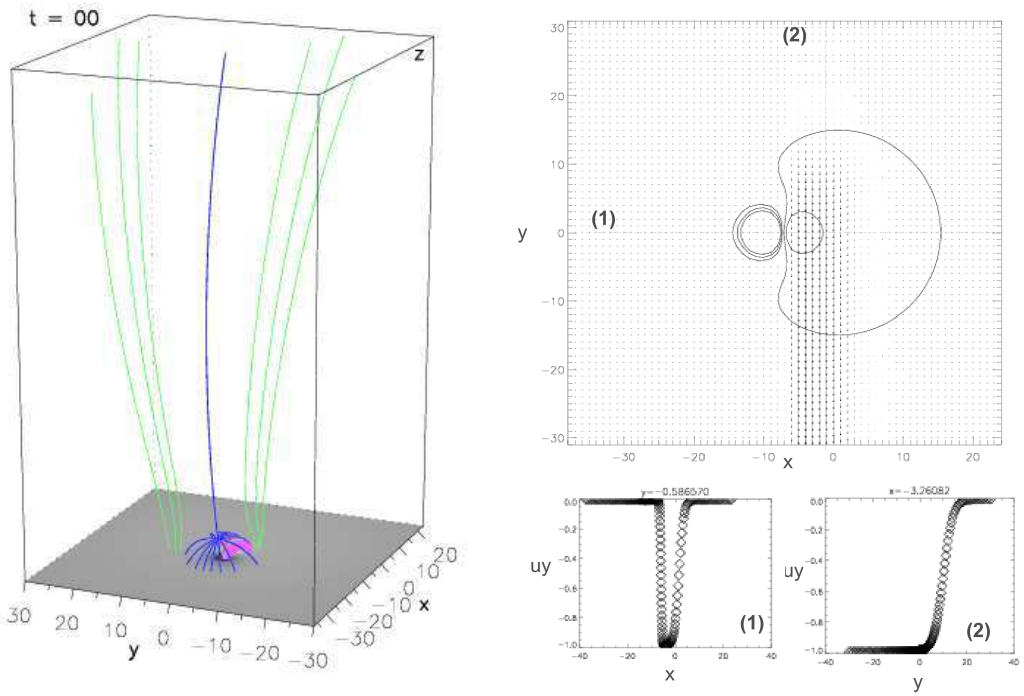



FIG. 4.25: **Gauche** : Configuration magnétique initiale avec un point nul asymétrique dans un champ magnétique ouvert et divergent : le fan et le spine sont représentés en bleu et le champ magnétique divergent en vert ; **Droite** : Allure du champ de vitesse (densité de point plus forte), superposée au champ magnétique vertical $B_z(z = 0)$ au niveau de la photosphère (isocontours). (1) et (2) : coupe du champ de vitesse, respectivement en fonction de $x$ à $y \sim 0$ et en fonction de $y$ à $x = -3.5$ (au voisinage des coordonnées $(x, y)$ du point nul).

Pour déclencher la reconnexion, j'ai imposé un champ de vitesse photosphérique permettant de cisailler les pieds du fan, situés dans la polarité positive du petit bipôle, mais pas la ligne d'inversion. Ce champ de vitesse est analytique et est construit à l'aide de tangentes hyperboliques permettant de minimiser la formation de gradients trop importants aux bords du champ de vitesse, tout en conservant une région où la vitesse imposée varie peu (Fig. 4.25, (1) et (2)). J'ai ajusté les paramètres des tangentes, de manière à avoir suffisamment de points de maille dans les pentes des tangentes (Sect. 4.2.1). L'allure du champ de vitesse est présentée sur la figure 4.25, à droite. Ce forçage photosphérique est fini dans le temps et est appliqué entre $t = 0$ et

$t = 40$. J'ai appliqué pour cela une rampe temporelle construite par le produit de deux tangentes hyperboliques de signe opposé. Les pentes de cette fonction porte permettent une accélération et une déccélération progressives du forçage.

La vitesse d'Alfvén photosphérique maximale est fixée initialement à $c_{A,max} = 7$, pour un champ magnétique maximale $B_{max} = 1$ et correspond à la vitesse que doit avoir une onde pour parcourir la distance $D = 7$ entre les deux polarités du petit bipôle en une unité de temps. Afin de conserver une évolution quasi-statique des boucles (Sect. 4.2.1), je choisis une vitesse photosphérique maximale $\max(\mathrm{u_{phot}}) = 0.35$, permettant d'obtenir un nombre de Mach Alfvénique de $M_A < 5\% c_{A,max}$ à la photosphère.

#### 4.3.2.2 L'atmosphère stratifiée

Pour que la reconnexion soit efficace, c'est-à-dire qu'une quantité importante de flux magnétique soit transférée à travers les séparatrices, il faut que la région de dissipation soit étendue. Cette extension se fait grâce au déchirement du spine. Pour une configuration magnétique en zéro-$\beta$, le champ magnétique est soumis d'une part à la force de Laplace : $\mathbf{F}_{lap} = \mathbf{j} \times \mathbf{B}$, et d'autre part aux perturbations transmises par les ondes d'Alfvén. J'ai réalisée différentes simulations en zéro-$\beta$ de la configuration magnétique présentée ci-dessus, et observée que le point nul ne se déformait pas significativement. En effet, au niveau du point nul, $\mathbf{B} = 0$, la force de Laplace est nécessairement nulle, et les ondes d'Alfvén ne se transmettent pas au point nul puisque $\mathbf{B} = 0$. En zéro-$\beta$, la seule force de Laplace, qui devient nulle au point nul, ne permet pas une déformation conséquente du point nul, induisant alors qu'un faible taux de reconnexion. C'est-à-dire que le forçage photosphérique que l'on applique, n'induit pas un déchirement du spine conséquent pour conduire à un transfert de flux conséquent. Il apparaît alors nécessaire de prendre en compte la pression de manière à ce que l'information, transportée par les ondes d'Alfvén, soit transmise au point nul par une "conversion de modes" des ondes d'Alfvén en ondes sonores à la limite $\beta \sim 1$ autour du point nul (Sect. 4.1.1.2).

Compte tenu de l'extension en altitude de la boite, $z \in [0; 100]$, la magnitude du champ magnétique entre la photosphère et le haut de la boîte varie d'un facteur $10^2$. Cette diminution du champ magnétique implique une diminution de la vitesse d'Alfvén en haut de la boîte si la densité ne décroît pas suffisamment, ce qui peut engendrer la formation de chocs MHD lorsque les ondes atteignent la limite où le nombre de Mach Alfvénique devient supérieur à 1. Il est alors nécessaire de construire une atmosphère stratifiée afin que le système reste dans un régime sub-Alfvénique et sub-sonique dans la totalité de la boîte.

Pour créer une atmosphère stratifiée, il faut tout d'abord définir un profil de gravité et de température. En résolvant l'équation de l'équilibre hydrostatique :

$$\frac{\mathrm{d}P(z)}{\mathrm{d}z} = \rho(z) g(z) \tag{4.19}$$

où $g(z) < 0$, on pourra déterminer la pression et en déduire la densité $\rho(z)$. Si l'on considère un gaz totalement ionisé, le profil vertical de la densité s'exprime tel que :

$$P(z) = \frac{2\rho(z)k_B T(z)}{m_P} \tag{4.20}$$

$$\rightarrow \rho(z) = \frac{m_P}{2k_B}\frac{P(z)}{T(z)} \tag{4.21}$$

On obtient alors une équation différentielle pour la pression telle que :

$$\frac{\mathrm{dP(z)}}{P(z)} = \frac{m_P}{2k_B}\frac{g(z)}{T(z)}\mathrm{dz} \tag{4.22}$$

Cette équation nous donne l'expression de la dérivée du logarithme de la pression :

$$\frac{\mathrm{d}\ln P(z)}{\mathrm{d}z} = \frac{m_P}{2k_B}\frac{g(z)}{T(z)} \tag{4.23}$$

Dans le code, je fixe le profil de gravité et de température de manière à ce que la vitesse d'Alfvén soit à peu près constante au dessus du point nul. Pour cela, j'ai déterminé les profils de $T(z)$ et $g(z)$ de manière à ce que la hauteur d'échelle de densité, et donc la hauteur d'échelle de la pression, $g/T$, soit constante. Pour avoir $c_A(z) \sim B/\sqrt(\rho) \sim$ cste, la hauteur d'échelle de la densité doit donc être la moitié de la hauteur d'échelle du champ magnétique.

Le profil de température $T(z)$ est construit avec une tangente hyperbolique, et son allure correspond à celle du profil de température observée dans l'atmosphère solaire, avec une augmentation rapide de la température dans une couche atmosphérique fine (Fig. 4.26, milieu). Afin de garder $c_A(z) \sim$ cste, le rapport entre la température minimale et maximale ne correspond pas au facteur solaire ($T_{max}/T_{min} \sim 200$). Pour le profil de gravité $g(z)$, j'utilise encore une fois des tangentes hyperboliques. Cependant, pour garder une stabilité numérique[3], on force le profil de gravité à zéro à la photosphère et à la frontière supérieure de la boîte (Fig. 4.26, gauche). Notons ici que l'on peut se permettre d'avoir un fort gradient de la gravité, car on ne calcule pas sa dérivée.

L'intégration analytique de $P(z)$ est possible puisque les tangentes hyperboliques de $g(z)/T(z)$ peuvent être exprimées en fonction de cosinus et de sinus hyperboliques. Le problème est que, l'expression analytique de cette intégration introduit des fonctions exponentielles. Leurs valeurs sont localement très grandes et dépassent la capacité de calcul des machines. Je propose alors de réaliser une intégration numérique à l'aide d'un développement limité à l'ordre 3. On obtient alors une expression pour le logarithme de la pression :

$$\ln P(z+dz) - \ln P(z) = \frac{m_P}{2k_B}\left[\mathrm{dz}\frac{\mathrm{g(z)}}{\mathrm{T(z)}} + \frac{\mathrm{dz}^2}{2}\frac{\partial}{\partial \mathrm{z}}\frac{\mathrm{g(z)}}{\mathrm{T(z)}} + \frac{\mathrm{dz}^3}{6}\frac{\partial^2}{\partial \mathrm{z}^2}\frac{\mathrm{g(z)}}{\mathrm{T(z)}}\right] \tag{4.24}$$

Où l'on prend comme valeur initiale photosphérique de pression :

$$\ln P(z=0) = \ln\left(2\frac{k_B}{m_P}\rho(z=0)T(z=0)\right) \tag{4.25}$$

[3]Le code, initialement conçu pour faire du zéro-$\beta$, fixe le gradient de pression à zéro aux frontières.

A partir de l'intégration numérique de la pression, j'en déduis la densité d'après l'équation 4.21 :

$$\rho(z) = \frac{m_P}{2k_B T(z)} \exp\left(\ln P(z)\right) \tag{4.26}$$

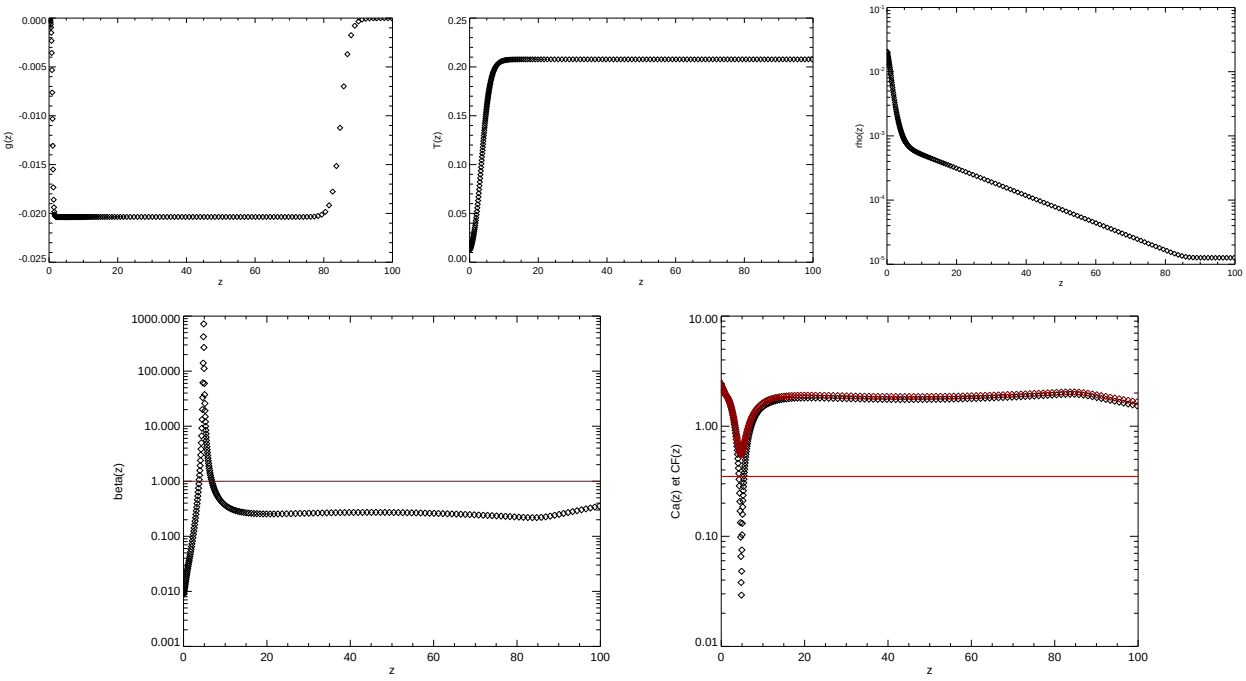



FIG. 4.26: **Haut** : Profil en fonction de $z$ de la gravité, la température et la densité (respectivement de gauche à droite) ; **Bas** : profil du $\beta$ et de $c_A$ (noir) et $c_F$ (rouge) en fonction de l'altitude. Les traits horizontaux représentent la limite $\beta = 1$ et $u = 0.35$

J'ai alors, dans un premier temps, déterminé les valeurs initiales à la photosphère de la température et de la gravité de manière à obtenir une valeur photosphérique initiale de la densité, fixée par la valeur maximale de la vitesse d'Alfvén locale définie à la photosphère, telle que :

$$\rho(z=0) = \frac{b^2_{\max}}{\mu c^2_{A,\max}} \tag{4.27}$$

J'ai alors ajusté arbitrairement les paramètres utilisés pour construire les profils $T(z)$ et $g(z)$ et les valeurs maximales, de manière à respecter les conditions sur le $\beta$ du plasma et des nombres de Mach Alfvénique et sonique, telles que je les ai décrites dans la section 4.2.1. Avec les profils de $g(z)$, $T(z)$ et $\rho(z)$ que j'ai déterminés (Fig. 4.26, haut), j'obtiens des profils verticaux de la vitesse d'Alfvén, de la vitesse du mode rapide et du $\beta$, présentés sur les panneau du bas de la figure 4.26. J'ai reporté sur ces graphes la vitesse photosphérique $u_{\text{phot}}$ et la limite $\beta = 1$, montrant ainsi que l'atmosphère stratifiée que j'ai construite respecte le régime sub-Alfvénique et sub-sonique dans

l'ensemble de la boîte, et que le régime physique du système reste lui aussi cohérent avec le régime coronal.

La résistivité et la viscosité sont fixées telles que les vitesses caractéristiques de diffusion vérifient : $u_\eta \sim 60\% \max(u_{phot})$ et $u_\nu \sim 7\% c_A$.

#### 4.3.2.3 Formation des courants et reconnexion au point nul

Le cisaillement photosphérique, appliqué aux pieds des boucles ancrées sous le fan, induit le gonflement de ces boucles. Il s'ensuit alors la compression des séparatrices et du point nul. Sur la figure 4.27, je présente des images de coupes 2D, le long de l'axe $x$, à $t = 35$, de la densité, du courant et de la vitesse verticale du plasma au voisinage du point nul.

On remarque alors clairement le développement d'une sur-densité le long des séparatrices, induit par la compression. La carte des courants $j(x, z)$ montre également que les courants se développent le long des séparatrices, mais qu'ils sont plus intenses au niveau du point nul.

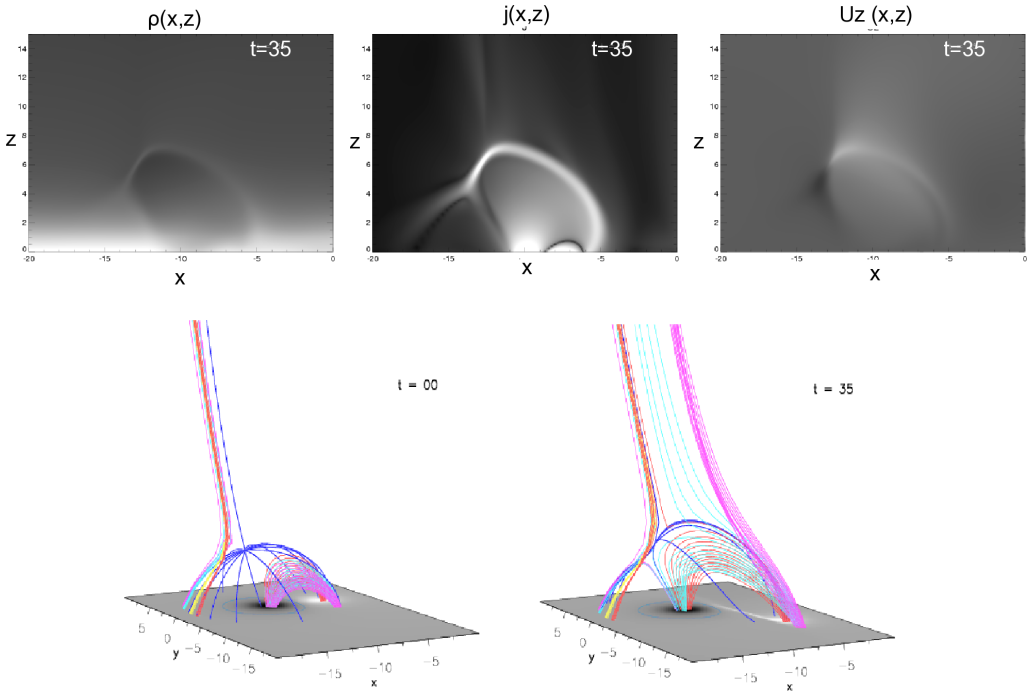



FIG. 4.27: **Haut** : Coupe verticale 2D de la densité $\rho(x, z)$, du courant $j(x, z)$ et de la vitesse verticale $u_z(x, z)$, avec des tons de gris, les valeurs maximales sont représentées en blanc et les valeurs minimales en noires, sauf dans le cas de la vitesse, où le blanc correspond à des vitesses positives et le noir à des vitesse négatives. **Bas** : Topologie magnétique à $t = 0$ et $t = 35$, où les séparatrices sont représentées en bleu foncé. Les lignes de couleurs sont celles dont j'ai suivi l'évolution de la connectivité pour déterminer les régimes de reconnexion présents dans cette simulation.

Les effets de compression, mentionnés ci-dessus, ajoutés à la propagation de l'onde d'Alfvén, impulsée par le cisaillement et se propageant le long des séparatrices, conduisent au déchirement du spine et à l'intensification de la nappe de courant au point nul (Sect. 4.1.1.2 et Sect. 4.2.4). Sur la figure 4.27, en bas, est représentée la topologie magnétique en point nul à $t = 0$ et $t = 35$. L'évolution des séparatrices,tracées en bleu

foncé, entre le temps initial et $t = 35$ montre clairement que le spine interne et le spine externe ne sont plus alignés, ce qui traduit le déchirement du spine.

L'intensification du courant au point nul et le déchirement du spine fournissent des conditions favorables au développement de la reconnexion magnétique au point nul. Un moyen d'établir s'il y a reconnexion ou non est de suivre la connexion d'une ligne de champ au cours de la simulation.

Pour suivre l'évolution de la connectivité de cette configuration magnétique, j'utilise une méthode similaire à celle de la section 4.2.4 : je trace 3 groupes de lignes de champ, chacun appartenant à un segment localisé proche du fan. Je choisis de suivre les lignes de champ initialement ancrées sous le fan, dans la polarité positive du petit bipôle. Ces lignes étant ancrées dans la zone où le champ de vitesse est appliqué, leurs pieds sont advectés par le flot photosphérique. En calculant analytiquement la position de ces pieds advectés par le flot à chaque temps, j'ai pu suivre précisement l'évolution de la connectivité des lignes de champ au cours du temps, en suivant la connexion de leurs pieds conjugués. Au cours de la simulation, en se focalisant autour du point nul, les lignes de champ initialement localisées sous le fan, sautent du domaine de connectivité interne au domaine de connectivité externe, lorsqu'elles reconnectent au point nul (Fig. 4.27, bas). De la même manière, des lignes de champ, hors du champ de vitesse, initialement ouvertes, reconnectent au point nul et passent du domaine de connectivité ouvert au domaine de connectivité fermé, sous le fan (Fig. 4.27, bas).

Cette évolution de connectivité confirme l'implication de la reconnexion magnétique lors de l'évolution de cette topologie magnétique. Cette reconnexion magnétique entre lignes de champ ouvertes et fermées est appelé "reconnexion d'interchange". Notons par ailleurs, que les vitesses verticales du plasma $u_z(x, y, z)$ sont plus intenses de part et d'autre du point nul que dans le reste de la boîte et qu'elles mettent en évidence des flots de plasma ascendants et descendants (Fig. 4.27, haut), typique des jets de reconnexion auxquels on s'attend lors de la reconnexion magnétique (Sect. 2.2.3).

#### 4.3.2.4 Reconnexion et vitesses de glissement des lignes de champ

Je me suis ensuite intéressée à l'évolution du champ magnétique dans l'ensemble du domaine et pas seulement au point nul. Comme je m'y attendais, les pieds non fixés des lignes de champ ayant reconnectées au point nul, atteignent le haut de la boîte à des positions proches du spine externe. Cependant, au cours de l'évolution de la simulation, on remarque que les lignes de champ qui ont reconnectées au point nul ne restent pas au voisinage du spine externe, mais glissent et s'éloignent de plus en plus du spine externe. Pour illustrer ces mouvements de glissement apparents des lignes de champ, je présente dans la figure 4.28 des images sélectionnées à 6 temps différents, montrant l'évolution de la connectivité des mêmes lignes de champ que celles sélectionnées dans la section précédente.

Dans cette simulation, deux mécanismes distincts peuvent être responsables des mouvements de glissement observés des lignes de champ. Comme je l'ai montré lors de la simulation précédente (Sect. 4.2), un point nul asymétrique implique nécessairement la présence de QSLs entourant les séparatrices du point nul. La présence de QSLs autour du fan et des spines, impliquant une reconnexion glissante des lignes de champ (Sect. 4.1.2.2), permettrait d'expliquer le déplacement de ces lignes de champ à haute altitude. Cependant, l'arrivée de l'onde d'Alfvén, injectée par le mouvement

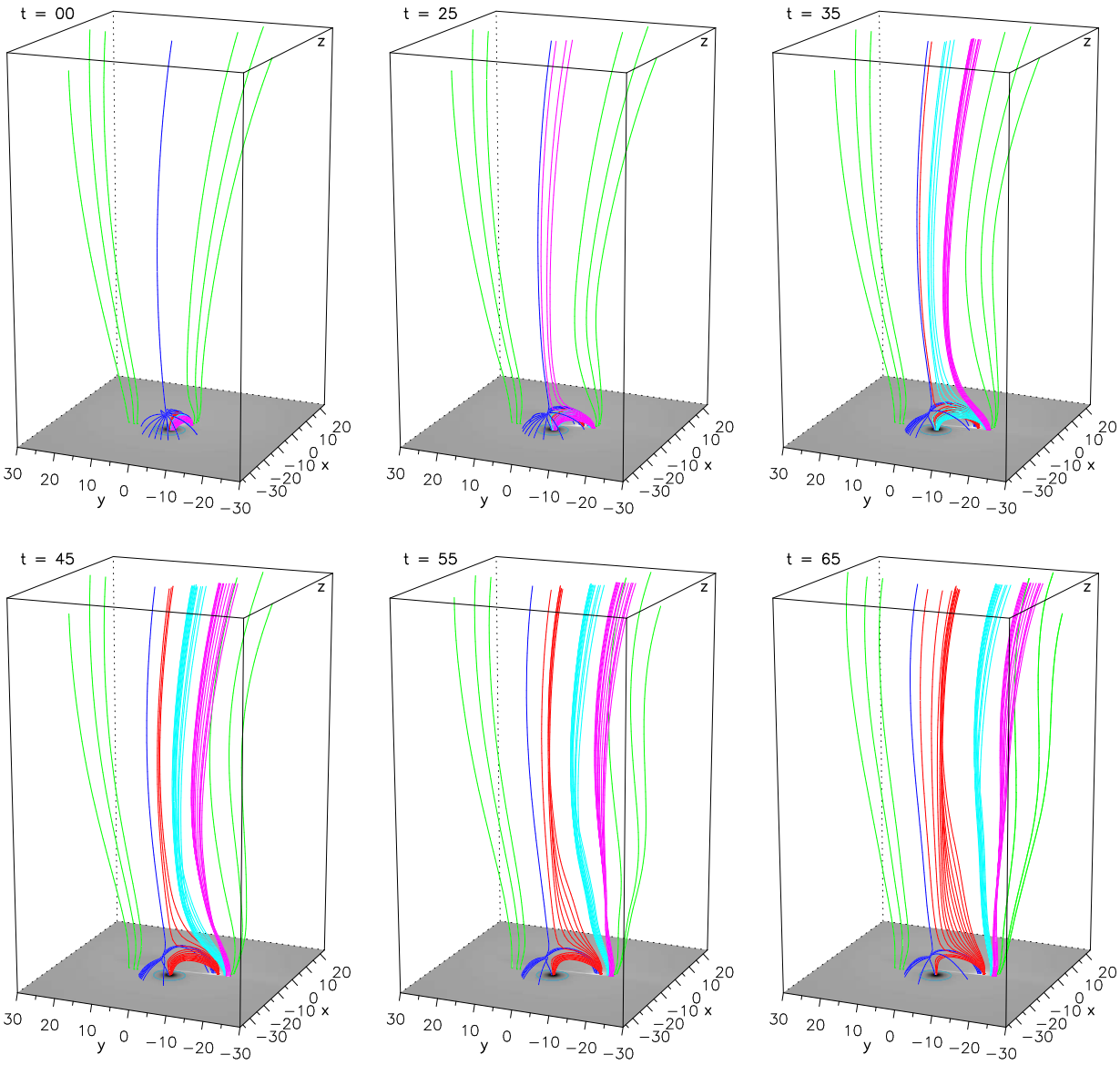



FIG. 4.28: Evolution de la configuration magnétique en point nul dans un champ magnétique ouvert et divergent (ligne verte). Les lignes de champ (roses, bleues et rouges), initialement localisées sous le fan (en bleu), reconnectent au point nul et s'ouvrent dans la couronne. Ces lignes glissent loin du spine externe (en bleu).

photosphérique appliqué et qui se propage le long des lignes de champ reconnectées jusqu'en haut de la boite, peut également induire des déplacements de ces lignes de champ.

Pour déterminer lequel des processus énnoncés ci-dessus est responsable du déplacement des lignes de champ, je compare la vitesse de glissement des lignes de champ au niveau de leur intersection avec le haut de la boîte, et la vitesse du plasma autour de ces même intersections des lignes avec le haut de la boîte. Je calcule alors la vitesse de 3 lignes de champ, une dans chaque groupe (rose, bleu et rouge) entre le moment où elles viennent de reconnecter et la fin de la simulation. J'évalue ensuite la vitesse du plasma autour de ces 3 lignes sélectionnées, en calculant la vitesse moyenne du plasma

sur les 4 points de maille en haut de la boîte, les plus proches de la ligne considérée.

L'évolution temporelle de ces vitesses du plasma et des lignes de champ est présentée sur la figure 4.29. On remarque alors que la vitesse des lignes est supérieure à la vitesse du plasma jusqu'à $t \sim 55$ telle que $V_{glisse} > 10{-}10^5 V_{plasma}$. Le déplacement des lignes de champ ne peut donc pas être induit par les mouvements du plasma en haut de la boîte. Cette comparaison des vitesses suggère fortement que le mouvement de glissement des lignes de champ est dû à de la reconnexion glissante au travers des QSLs entourant les séparatrices. Afin de confirmer la présence des QSLs, je calcule le facteur d'élongation-écrasement $Q$ en haut de la boîte. La carte de $Q$, présentée sur la figure 4.29, à droite, met en évidence la présence d'une QSL entourant le spine externe en haut de la boîte. La forme de la partie inférieure de la QSL est cohérente avec les trajectoires des lignes glissantes en haut de la boîte. En effet, les intersections des lignes de champ ouvertes et glissantes en haut de la boîte sont localisées dans les régions de $Q$ forts.

Après $t \sim 55$, les vitesses des lignes et du plasma sont du même ordre de grandeur, suggérant que le déplacement des lignes est désormais dû au mouvement du plasma. Le mouvement des lignes de champ est alors, dans ce cas, dû à l'onde d'Alfvén, injectée par le forçage photosphérique, qui a atteint le haut de la boîte, comme le suggère l'évolution des lignes vertes localisées à droite du point nul. En effet, ces lignes de champ, localisées loin du point nul mais dans la région de forçage, ondulent au cours de la simulation, ce qui montre l'évolution de l'onde d'Alfvén (Fig. 4.29).

Notons par ailleurs que juste après avoir reconnecté au point nul, les 3 lignes de champ ont une vitesse supérieure à la vitesse du mode magnéto-sonore rapide et donc à la vitesse d'Alfvén, en haut de la boîte, et que la vitesse de glissement diminue au cours du temps, impliquant une succession de régime de reconnexion : *null-point/slip-running reconnection/slipping reconnection*. Lorsque que l'on regarde la dynamique des lignes de champ avant qu'elles reconnectent, on remarque que ces lignes glissent vers le spine interne avant de reconnecter au point nul. Ceci implique donc que les lignes reconnectent continûment par du *slipping reconnection/slip-running reconnection* avant de reconnecter au point nul et de reconnecter à nouveau de façon glissante dans le domaine de connectivité externe.

La dynamique de la reconnexion magnétique dans une topologie en point nul incluse dans des QSLs, découverte grâce à l'étude précédente dans le cas où le spine externe est fermé, se retrouve également lorsque le spine externe est ouvert. Les particules énergétiques, accélérées au site de reconnexion, sont injectées dans les lignes de champ reconnectées. La première étude m'a permis de montrer que l'évolution des rubans s'expliquait par la dynamique de la reconnexion à travers la succession de régime *slipping/ null-point* et *slipping reconnection*. Ce résultat suggère que les particules accélérées sont injectées dans les lignes de champ qui reconnectent successivement par reconnexion glissante.

Par analogie, cette association des différents régimes de reconnexion dans une topologie en point nul avec un spine externe ouvert fournit une alternative aux scénarios proposés (Sect. 4.3.1.1), permettant d'expliquer la détection de particules énergétiques dans le milieu interplanétaire sur de large gamme de longitudes. En effet, les particules, accélérées au site de reconnexion, seront injectées successivement le long d'une ligne de champ ayant une connectivité légèrement différente de la précédente. Ce nouveau modèle permet donc d'injecter des particules dans un tube de flux étendu et étroit, ouvert vers l'espace interplanétaire. Ce faisceau de particules peut alors "balayer" une grande

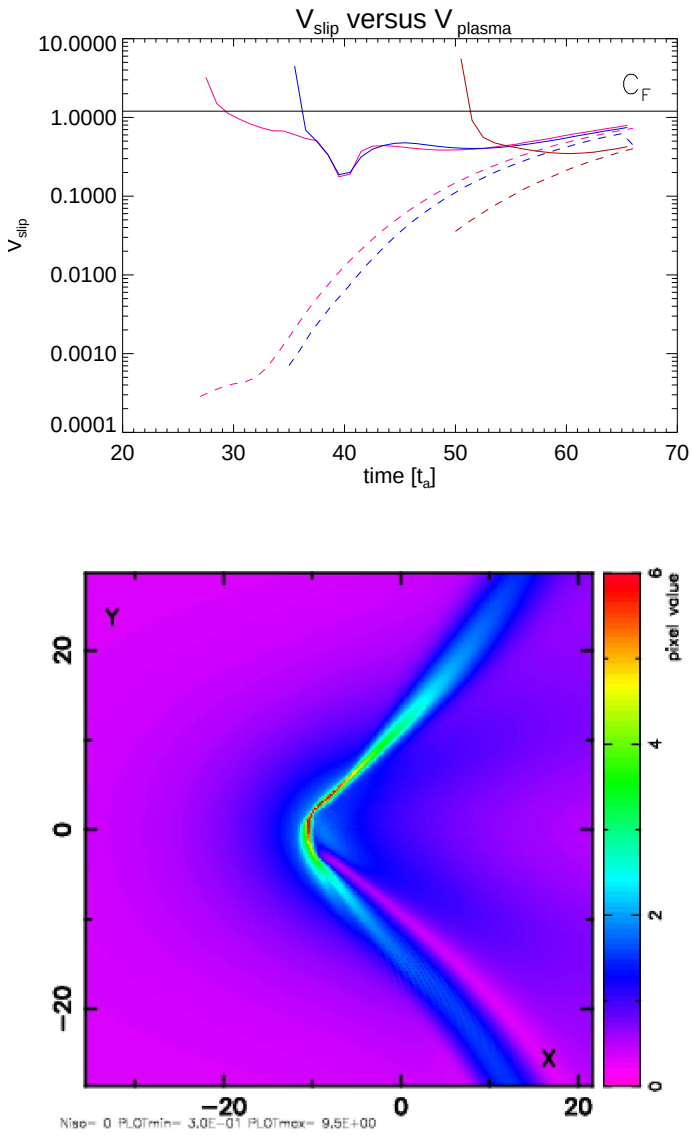



FIG. 4.29: **Haut** : Evolution temporelle des vitesses de glissement de 3 lignes de champ en haut de la boîte (traits pleins) et évolution temporelle de la vitesse du plasma en haut de la boîte au voisinage des pieds glissants des 3 lignes de champ sélectionnées ; **Bas** : Carte du facteur Q calculé en haut de la boîte. Les lignes de champ glissantes sont localisées en haut de la boîte dans la région où $Q$ est le plus élevé dans la partie inférieur de la QSL.

fraction des tubes de flux ouverts dans la couronne, permettant ainsi d'expliquer la détection de particules énergétiques sur des gammes de longitudes très étendues (Wiberenz & Cane 2006). Ce modèle permet également d'expliquer pourquoi l'on détecte des particules énergétiques à la Terre, provenant d'une région active mal positionnée pour être connectée à la Terre, et qu'aucune autre structure magnétique, autre que la spirale de Parker telle qu'une éjection de masse coronale interplanétaire (Sect. 3.4), ne contribue au champ magnétique interplanétaire. En effet, le fait que les particules soient injectées sur un large tube de flux rend possible leur injection dans une fraction d'un tube de flux ouvert correctement connecté.

### 4.3.3 Article (P.4) : **Interchange slip-running reconnection and sweeping SEP beams**

Le travail présenté ci-dessus est terminé et l'article est en cours de rédaction. Cette article sera soumis à *Astrophysical Journal Letter* avec pour auteurs : S. Masson, G. Aulanier, K.-L Klein et E. Pariat.

# Chapitre 5

# Conclusion et perspectives

L'activité éruptive solaire comprend des événements éruptifs qui constituent les phénomènes les plus énergétiques du système solaire. On sait aujourd'hui que plusieurs dizaines de pourcent de l'énergie des éruptions contribue à l'accélération de particules. La présence de champ magnétique dans l'atmosphère solaire est indispensable à leur accélération ainsi qu'à leur propagation depuis le site d'accélération, jusqu'à la Terre ou vers la surface solaire.

Mon travail de thèse s'est concentré sur l'étude de l'accélération de ces particules énergétiques solaires, ainsi que sur l'action macroscopique du champ magnétique sur leur évolution temporelle et spatiale, à petite et grande échelle, dans la couronne solaire et dans l'héliosphère jusqu'à la Terre. Cette thèse contribue ainsi à la question du couplage entre la dynamique de la couronne et l'héliosphère, et plus indirectement à la thématique particulière qu'est la météorologie de l'espace.

L'objectif de la première partie de cette thèse a été de déterminer le lien des particules relativistes détectées à la Terre avec les différentes manifestations de l'activité éruptive, et d'ainsi contraindre le mécanisme d'accélération, puis la propagation dans le milieu interplanétaire.

Les analyses détaillées des séquences temporelles, à partir des données multi-longueurs d'ondes ($\gamma$, X, micro-ondes et radio métriques à décamétriques) et multi-instruments (RHESSI, NoRP, CORONAS-F, réseau RSTN et moniteurs à neutrons), que j'ai réalisées dans le cas d'un événement spécifique, m'ont permis d'établir un historique précis des particules énergétiques que l'on mesure lorsqu'elles atteignent la Terre, sans passer par l'hypothèse de la propagation des particules le long de la spirale de Parker.

Tout d'abord, j'ai montré que la phase impulsive du flare contient différents épisodes successifs d'accélération, et que les particules les plus énergétiques sont accélérées lors d'un épisode tardif. De plus, le retard observé par rapport au début du flare est dû, d'une part à cette accélération tardive des premiers protons, et d'autre part à la distance parcourue par les protons, plus longue que la longueur théorique de la spirale de Parker. Ces résultats confirment l'idée controversée que l'accélération par l'onde de choc an amont de l'éjection de masse coronale n'est pas nécéssairement le seul mécanisme accélérateur à pouvoir expliquer les retards des particules. Finalement, l'ambiguité rémanente sur le mécanisme accélérateur responsable des protons relativistes de la seconde injection, suggère clairement que le flare comme l'éjection de masse coronale

peuvent jouer un rôle dans l'accélération des particules aux énergies relativistes durant un même événement.

Une étape importante, lorsque l'on cherche à associer les mesures in-situ aux signatures radiatives des particules énergétiques au Soleil, est la détermination du milieu interplanétaire dans lequel elles se propagent.

A partir de deux études indépendantes que sont la détermination de la structure magnétique du milieu interplanétaire (MAG et SWEPAM /ACE) et l'évaluation des distances parcourues dans ce milieu par les particules détectées à la Terre (ERNE/SOHO et moniteurs à neutrons), j'ai élaboré une méthode permettant d'identifier observationnellement le milieu interplanétaire dans lequel les particules énergétiques se propagent.

Avec cette nouvelle méthode j'ai montré que les particules énergétiques pouvaient se propager dans des structures interplanétaires transitoires telles que les éjections de masse coronale interplanétaires ou les nuages magnétiques. Ces résultats confirment alors que l'hypothèse classique, où les particules se propagent dans la spirale de Parker, doit être utilisée avec précaution. J'ai également montré que les protons relativistes, provenant de régions actives mal connectées à la Terre par la spirale de Parker, voyagaient dans des structures magnétiques transitoires. J'en ai déduit que la connexion de la région active à la Terre est, dans les cas étudiés, assurée par une structure magnétique différente de la spirale de Parker. Les résultats que j'ai obtenus grâce à cette méthode observationnelle, montrent que le champ magnétique interplanétaire est important et qu'il doit être utilisé comme un élément supplémentaire dans l'étude des particules énergétiques dans l'héliosphère. Finalement, à partir de la comparaison des temps d'injection des protons au Soleil et des intervalles de temps durant lesquels des électrons sub-relativistes sont injectés (déduits des émissions de type III), j'ai obtenu que les protons énergétiques sont injectés dans l'espace interplanétaire durant l'injection des électrons sub-relativistes, confirmant ainsi mon hypothèse faite dans l'étude précédente.

La structure magnétique du milieu interplanétaire apparaît alors comme une étape déterminante, dès lors que l'on cherche à identifier les mécanismes accélérateurs de particules énergétiques détectées à la Terre, par la méthode de l'association temporelle des signatures radiatives et des mesures in-situ. La continuité naturelle de ce travail sera donc de réaliser des études temporelles détaillées pour les événements étudiés, en incluant les résultats obtenus sur les structures magnétiques du milieu interplanétaire.

Le second volet de ma thèse a eu pour but d'étudier le rôle de la dynamique de la reconnexion magnétique dans les éruptions solaires, et son impact sur l'évolution des canaux de propagation des particules.

J'ai réalisé la première simulation numérique tridimensionnelle magnétohydrodynamique d'un flare confiné, observé par TRACE. La particularité de cette simulation est que le champ magnétique initial et le forçage photosphérique ont été directement contraints par les mesures du champ magnétique photosphérique et son évolution.

Les résultats de cette simulation ont, dans un premier temps, permis de confirmer le modèle d'émergence résistive du flux magnétique dans l'atmosphère solaire. Dans la zone d'émergence de flux, j'ai mis en évidence la présence de Bald Patches, associés à des lignes de champ ondulées, ayant des concavités localement tangentes à la photosphère, typique d'une région d'émergence de flux. De plus, les courants formés dans cette région

d'émergence sont plus intenses au niveau des BPs que le long des séparatrices, suggérant que la reconnexion magnétique se développera préférentiellement au niveau des BPs, comme prédit par le modèle d'émergence résistive.

Dans un deuxième temps, j'ai également établi que l'évolution spatiale et temporelle des rubans d'éruption pouvait être expliquée par la dynamique de la reconnexion dans une topologie en point nul asymétrique. Grâce à cette étude, j'ai pu identifier une nouvelle topologie magnétique, dans laquelle les séparatrices, associées à un point nul, sont incluses dans des quasi-séparatrices (QSLs). Cette topologie hybride point nul/QSL implique alors une succession de régimes de reconnexion différents lors du flare, à savoir de la reconnexion glissante (ou *slipping reconnection*) dans les quasi-séparatrices, suivi d'une reconnexion au point nul induisant un saut de connectivité, et de nouveau de la reconnexion glissante. Mon travail montre alors que l'évolution des rubans ne peut être expliquée par la dynamique de la reconnexion dans une topologie magnétique uniquement formée de séparatrices, mais que la reconnexion au travers des quasi-séparatrices est inévitable. Une conséquence directe de ce résultat est la mise en évidence que tout point nul asymétrique est associé à des QSLs étendues, induisant une succession similaire de régime de reconnexion, apparaissant dans une topologie hybride point nul/QSL. Cette étude montre finalement que la dynamique de la reconnexion, et donc l'évolution de la connectivité du flux magnétique, est un indicateur de l'évolution des canaux de propagation des particules énergétiques accélérées au site de reconnexion. Replacée dans le contexte, ce travail constitue une avancée importante pour la compréhension des éruptions solaires et notament de la dynamique macroscopique de l'injection des particules énergétiques au Soleil. Ce travail a d'ailleurs été sélectionné comme un fait saillant dans le rapport à mi-parcours du réseau européen SOLAIRE.

Les résultats d'une autre simulation numérique tridimensionnelle magnétohydrodynamique considérant de nouveau une topologie magnétique en point nul asymétrique,dont le spine externe est ouvert et qui est incluse dans un champ magnétique divergent avec l'altitude, m'a permis d'établir un nouveau modèle de l'injection des particules dans l'espace interplanétaire.

L'étude de l'évolution temporelle des lignes de champ, s'étant ouvertes après avoir reconnectées au point nul, m'a permis de vérifier que le déplacement des lignes de champ était dû à un changement continu de leur connectivité et non au mouvement du plasma. J'ai ainsi mis en évidence la présence de quasi-séparatrices autour des séparatrices du point nul ouvert, traduisant comme pour un point nul fermé une topologie hybride point nul/ QSLs. Cette topologie hybride découle directement des propriétés intrinsèques aux points nuls asymétriques. La dynamique de la reconnexion dans une topologie en point nul/QSL, impliquant des lignes de champ ouvertes, met alors en évidence que le cône d'injection des particules n'est pas limité au voisinage du spine externe, mais qu'il est étendu et étroit, impliquant l'injection d'un faisceau de particules balayant une large région angulaire. Mon travail a alors permis de développer un nouveau modèle d'injection de particules dans l'héliosphère, permettant d'expliquer les mesures interplanétaires de particules dans une large gamme de longitudes, qui sont généralement interprétées en terme de diffusion de particules dans la basse couronne.

Les deux approches que j'ai utilisées, bien que très éloignées l'une de l'autre et

n'impliquant pas la même physique, sont en réalité complémentaires. En effet, elles m'ont permis de traiter les différents aspects que sont l'émergence de flux, à la base du déclenchement des éruptions solaires ; la reconnexion magnétique, source de l'accélération et de l'injection des particules ; la structure magnétique de l'héliosphère dans laquelle les particules énergétiques se propagent et leur détection à la Terre.

Les études que j'ai menées s'inscrivent dans la thématique fondamentale des relations Soleil-Terre et appliquée de la météorologie de l'espace. Cette dernière vise à étudier, comprendre et prédire les phénomènes énergétiques solaires, ayant un impact sur l'environnement terrestre et l'activité humaine.

L'accélération des particules énergétiques solaires est loin d'être entièrement comprise. Différents processus physiques d'accélération sont possibles, notamment lors de la reconnexion magnétique. Une possibilité est l'accélération par le champ électrique parallèle permettant à la reconnexion magnétique de se développer. Les simulations numériques, traitant l'accélération des particules, considèrent un état statique MHD des régions de diffusion dans lequel des particules sont injectées et traitées individuellement. Ces simulations suggèrent alors que l'accélération est d'autant plus efficace que la région de diffusion contient de nombreuses nappes de courant. L'origine de ces nappes viendrait alors des instabilités présentes dans la région de diffusion, induisant la fragmentation de la nappe de courant initiale. S'esquissent alors plusieurs questions, indispensables à la compréhension des mécanismes fondamentaux de l'accélération de particules de hautes énergies. Tout d'abord, comment évoluerait l'accélération par un champ électrique si l'on tenait compte de la dynamique des régions de diffusion ? Quels seraient alors les effets de la rétroaction de l'accélération des particules sur la dynamique du milieu traitée en MHD ? La fragmentation des nappes est-elle toujours nécessaire dans le cas dynamique pour expliquer les énergies des particules observées au Soleil ?

En plus de permettre l'accélération des particules à haute énergie, la fragmentation des nappes de courant dans la région de diffusion semble pouvoir expliquer le taux de reconnexion élevé que l'on observe dans les éruptions solaires. Cette segmentation des nappes implique alors la formation d'ilôts magnétiques, où le champ magnétique au centre est faible. Les lignes de champ reconnectent-elles alors toutes au point nul ? Ou bien reconnectent-elles aussi, dans les multiples nappes de courant présentes dans la région de diffusion fragmentée ? Ces questions sont fondamentales pour développer une théorie de la reconnexion plus complète. En effet, si toutes les lignes de champ reconnectaient au point nul, la fragmentation permettrait simplement de modifier la forme, et donc la taille de la nappe au point nul en la disloquant. Comment expliquer alors l'augmentation du taux de reconnexion lorsque la nappe de courant se fragmente ? Quel serait alors le rôle des nappes de courant environnantes ?

Les études sur la fragmentation de la nappe de courant sont pour l'instant restreintes au configurations magnétiques avec des séparatrices. Cependant, la reconnexion magnétique dans les quasi-séparatrices nécessite également la formation de courants intenses dans la partie où la quasi-séparatrice est la plus fine. Un point intéressant pour affiner la théorie sur la reconnexion magnétique dans des quasi-séparatrices, serait de regarder si des instabilités, conduisant à la fragmentation des nappes, peut également se développer dans les nappes de courant les plus intenses, au coeur de la quasi-séparatrice.

Approfondir ces aspects théoriques devrait permettre d'améliorer notre vision de la dynamique de la reconnexion et des phénomènes qui en découlent lors des éruptions solaires. Une des conséquences des éruptions est l'injection de particules énergétiques

solaires dans le milieu interplanétaire, pouvant impacter la Terre. Bien que ces particules soient mesurées à la Terre, de nombreux points inexpliqués sur leur origine et leur propagation subsistent. Ces particules pouvant être particulièrement nocives à l'activité humaine, il est alors crucial de pouvoir améliorer la prévision de ces événements à particules. De nouveaux effets, comme l'injection de faisceau de particules pouvant balayer une large région de l'héliosphère ou encore la présence de structures magnétiques interplanétaires transitoires pouvant rallonger le parcours de ces particules, doivent être pris en compte et utilisé afin de contraindre des modèles de prévision. Notamment, développer une surveillance systématique de la structure magnétique interplanétaire présente à la Terre permettrait d'identifier les éruptions suceptibles d'injecter des particules dans un milieu interplanétaire adequat, les guidant jusqu'à la Terre.

De plus, la manière dont la reconnexion évolue conditionne l'injection des particules. Les concepts théoriques sur la dynamique de la reconnexion magnétique dans les éruptions, développés à l'aide de simulations numériques, permettraient donc de définir de nouvelles contraintes sur l'injection des particules dans le milieu interplanétaire et d'estimer les répercursions possibles sur l'évolution temporelle du flux de particules mesuré à la Terre. Ces études numériques associées à un support observationnel permettraient d'approfondir dans connaissances sur les phénomènes éruptifs solaires. Ces expériences numériques sur l'injection des particules permettraient également de fournir à long terme des bases théoriques pour les futures missions spatiales tel que Solar Orbiter et Solar Probe +, dont l'un des objectifs scientifiques est justement d'étudier les profils d'injection proche du Soleil.

# Bibliographie


Aly, J. J. 1990, Publ. Debrecen Heliophys. Obs., Vol. 7, p. 176 - 178, 7, 176

Antiochos, S. K. 1996, in Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 95, Solar Drivers of the Interplanetary and Terrestrial Disturbances, ed. K. S. Balasubramaniam, S. L. Keil, & R. N. Smartt

Antiochos, S. K. 1998, ApJ Letters, 502, L181

Antiochos, S. K., Karpen, J. T., & DeVore, C. R. 2002, ApJ, 575, 578

Archontis, V., Hood, A. W., Savcheva, A., Golub, L., & Deluca, E. 2009, ApJ, 691, 1276

Arzner, K. & Vlahos, L. 2004, ApJ Letters, 605, L69

Aschwanden, M. J. 2002, Particle Acceleration and Kinematics in Solar Flares

Aschwanden, M. J., Bynum, R. M., Kosugi, T., Hudson, H. S., & Schwartz, R. A. 1997, ApJ, 487, 936

Aschwanden, M. J., Hudson, H., Kosugi, T., & Schwartz, R. A. 1996, ApJ, 464, 985

Aulanier, G., DeLuca, E. E., Antiochos, S. K., McMullen, R. A., & Golub, L. 2000, ApJ, 540, 1126

Aulanier, G., Démoulin, P., & Grappin, R. 2005a, A&A, 430, 1067

Aulanier, G., Démoulin, P., Schmieder, B., Fang, C., & Tang, Y. H. 1998, Sol. Phys., 183, 369

Aulanier, G., Golub, L., DeLuca, E. E., et al. 2007, Science, 318, 1588

Aulanier, G., Pariat, E., & Démoulin, P. 2005b, A&A, 444, 961

Aulanier, G., Pariat, E., Démoulin, P., & Devore, C. R. 2006, Sol. Phys., 238, 347

Axford, W. I. 1965, Planet. Space Sci., 13, 1301

Bagalá, L. G., Mandrini, C. H., Rovira, M. G., Démoulin, P., & Hénoux, J. C. 1995, Sol. Phys., 161, 103

Baty, H., Forbes, T. G., & Priest, E. R. 2009a, Physics of Plasmas, 16, 012102

Baty, H., Priest, E. R., & Forbes, T. G. 2006, Physics of Plasmas, 13, 022312

Baty, H., Priest, E. R., & Forbes, T. G. 2009b, Physics of Plasmas, 16, 060701

Baum, P. J. & Bratenahl, A. 1980, Sol. Phys., 67, 245

Belov, A. 2000, Space Science Reviews, 93, 79

Benz, A. O., Grigis, P. C., Csillaghy, A., & Saint-Hilaire, P. 2005, Sol. Phys., 226, 121

Bernasconi, P. N., Rust, D. M., Georgoulis, M. K., & Labonte, B. J. 2002, Sol. Phys., 209, 119

Bieber, J. W., Dröge, W., Evenson, P., et al. 2001, in International Cosmic Ray Conference, Vol. 27, ed. G. Exarhos & X. Moussas

Bieber, J. W., Dröge, W., Evenson, P. A., et al. 2002, ApJ, 567, 622

Bieber, J. W., Evenson, P., Dröge, W., et al. 2004, ApJ Letters, 601, L103

Billinghurst, M. N., Craig, I. J. D., & Sneyd, A. D. 1993, A&A, 279, 589

Bougeret, J., Kaiser, M. L., Kellogg, P. J., et al. 1995, Space Science Reviews, 71, 231

Brown, R. L. 1971, Nature, 229, 85

Bruzek, A. 1964, ApJ, 140, 746

Bungey, T. N., Titov, V. S., & Priest, E. R. 1996, A&A, 308, 233

Burlaga, L., Sittler, E., Mariani, F., & Schwenn, R. 1981, Journal of Geophysical Research, 86, 6673

Burlaga, L. F. E. 1991, Magnetic Clouds, in Physics of the Inner Heliosphere, Vol. 2, Springer, p. 1–22, ed. Schwenn, R. & Marsch, E.

Cane, H. V. 2000, Space Science Reviews, 93, 55

Cane, H. V. 2003, ApJ, 598, 1403

Cane, H. V. & Erickson, W. C. 2003, Journal of Geophysical Research (Space Physics), 108, 1203

Cane, H. V., Erickson, W. C., & Prestage, N. P. 2002, Journal of Geophysical Research (Space Physics), 107, 1315

Cane, H. V., McGuire, R. E., & von Rosenvinge, T. T. 1986, ApJ, 301, 448

Cane, H. V., Reames, D. V., & von Rosenvinge, T. T. 1991, ApJ, 373, 675

Cane, H. V., Richardson, I. G., & von Rosenvinge, T. T. 2007, Space Science Reviews, 130, 301

Cane, H. V., von Rosenvinge, T. T., Cohen, C. M. S., & Mewaldt, R. A. 2003, Geophysical Research Letters, 30, 120000

Carmichael, H. 1962, Space Science Reviews, 1, 28

Carmichael, H. 1964, IQSY Instruction Manual No.7.

Cheung, M. C. M., Schüssler, M., & Moreno-Insertis, F. 2008, in Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 384, 14th Cambridge Workshop on Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun, ed. G. van Belle, 181

Chupp, E. L. 1990, ApJ Supplement, 73, 213

Clem, J. M. & Dorman, L. I. 2000, Space Science Reviews, 93, 335

Cliver, E. W. 1982, Sol. Phys., 75, 341

Cliver, E. W., Kahler, S. W., Shea, M. A., & Smart, D. F. 1982, ApJ, 260, 362

Cliver, E. W., Nitta, N. V., Thompson, B. J., & Zhang, J. 2004, Sol. Phys., 225, 105

Close, R. M., Parnell, C. E., & Priest, E. R. 2005, Geophysical and Astrophysical Fluid Dynamics, 99, 513

Crooker, N. U., Kahler, S. W., Gosling, J. T., & Lepping, R. P. 2008, Journal of Geophysical Research (Space Physics), 113, 12107

Czaykowska, A., de Pontieu, B., Alexander, D., & Rank, G. 1999, ApJ Letters, 521, L75

Dahlburg, R. B., Antiochos, S. K., & Zang, T. A. 1992, Physics of Fluids B, 4, 3902

Dara, H. C., Alissandrakis, C. E., Zachariadis, T. G., & Georgakilas, A. A. 1997, A&A, 322, 653

Dasso, S., Mandrini, C. H., Démoulin, P., & Luoni, M. L. 2006, A&A, 455, 349

Dasso, S., Nakwacki, M. S., Démoulin, P., & Mandrini, C. H. 2007, Sol. Phys., 244, 115

Debrunner, H., Lockwood, J. A., Barat, C., et al. 1997, ApJ, 479, 997

Démoulin, P. 2006, Advances in Space Research, 37, 1269

Démoulin, P., Bagala, L. G., Mandrini, C. H., Hénoux, J. C., & Rovira, M. G. 1997, A&A, 325, 305

Démoulin, P., Hénoux, J. C., & Mandrini, C. H. 1994a, A&A, 285, 1023

Démoulin, P., Hénoux, J. C., Priest, E. R., & Mandrini, C. H. 1996, A&A, 308, 643

Démoulin, P., Mandrini, C. H., Rovira, M. G., Hénoux, J. C., & Machado, M. E. 1994b, Sol. Phys., 150, 221

Démoulin, P., Priest, E. R., & Lonie, D. P. 1996, Journal of Geophysical Research, 101, 7631

Démoulin, P., van Driel-Gesztelyi, L., Schmieder, B., et al. 1993, A&A, 271, 292

Dmitruk, P., Matthaeus, W. H., & Seenu, N. 2004, ApJ, 617, 667

Dodson, H. W. & Hedeman, E. R. 1968, Sol. Phys., 4, 229

Drake, J. F., Swisdak, M., Che, H., & Shay, M. A. 2006, Nature, 443, 553

Dreicer, H. 1959, Physical Review, 115, 238

Dröge, W., Kartavykh, Y. Y., Klecker, B., & Kovaltsov, G. A. 2010, ApJ, 709, 912

Edmondson, J. K., Antiochos, S. K., DeVore, C. R., & Zurbuchen, T. H. 2010, ApJ, 718, 72

Ellerman, F. 1917, ApJ, 46, 298

Elliott, H. A., McComas, D. J., Schwadron, N. A., et al. 2005, Journal of Geophysical Research (Space Physics), 110, 4103

Emslie, A. G., Miller, J. A., & Brown, J. C. 2004, ApJ Letters, 602, L69

Falcone, A., Atkins, R., Benbow, W., et al. 2003, ApJ, 588, 557

Fan, C. Y., Pick, M., Pyle, R., Simpson, J. A., & Smith, D. R. 1968, Journal of Geophysical Research, 73, 1555

Fisk, L. A. & Schatten, K. H. 1972, Sol. Phys., 23, 204

Fletcher, L. & Hudson, H. 2001, Sol. Phys., 204, 69

Fletcher, L. & Hudson, H. S. 2008, ApJ, 675, 1645

Fletcher, L., Metcalf, T. R., Alexander, D., Brown, D. S., & Ryder, L. A. 2001, ApJ, 554, 451

Flueckiger, E. O., Buetikofer, R., Desorgher, L., & Moser, M. R. 2006, in COSPAR, Plenary Meeting, Vol. 36, 36th COSPAR Scientific Assembly, 3042

Flueckiger, E. O. & Kobel, E. 1990, Journal of Geomagnetism and Geoelectricity, 42, 1123

Forbush, S. E. 1938, Terrestrial Magazine, 43, 135

Forrest, D. J., Vestrand, W. T., Chupp, E. L., et al. 1985, in International Cosmic Ray Conference, Vol. 4, ed. M. Garcia-Munoz, K. R. Pyle, & J. A. Simpson, 146–149

Furth, H. P., Killeen, J., & Rosenbluth, M. N. 1963, Physics of Fluids, 6, 459

Galsgaard, K. & Nordlund, A&A, 1994, Space Science Reviews, 68, 75

Galsgaard, K., Priest, E. R., & Titov, V. S. 2003a, Journal of Geophysical Research (Space Physics), 108, 1042

Galsgaard, K., Titov, V. S., & Neukirch, T. 2003b, ApJ, 595, 506

Georgoulis, M. K., Rust, D. M., Bernasconi, P. N., & Schmieder, B. 2002, ApJ, 575, 506

Gesztelyi, L. & Kalman, B. 1986, Advances in Space Research, 6, 21

Gopalswamy, N., Aguilar-Rodriguez, E., Yashiro, S., et al. 2005, Journal of Geophysical Research (Space Physics), 110, 12

Gopalswamy, N., Yashiro, S., Krucker, S., Stenborg, G., & Howard, R. A. 2004, Journal of Geophysical Research (Space Physics), 109, 12105

Gopalswamy, N. e. 2005, in International Cosmic Ray Conference, Vol. 1, International Cosmic Ray Conference, 169

Gorbachev, V. S. & Somov, B. V. 1989, Soviet Astronomy, 33, 57

Gosling, J. T., Baker, D. N., Bame, S. J., et al. 1987, Journal of Geophysical Research, 92, 8519

Gosling, J. T., Pizzo, V., & Bame, S. J. 1973, Journal of Geophysical Research, 78, 2001

Gosling, J. T., Skoug, R. M., McComas, D. J., & Smith, C. W. 2005, Journal of Geophysical Research (Space Physics), 110, 1107

Grappin, R., Aulanier, G., & Pinto, R. 2008, A&A, 490, 353

Grayson, J. A., Krucker, S., & Lin, R. P. 2009, ApJ, 707, 1588

Greene, J. M. 1988, Journal of Geophysical Research, 93, 8583

Haggerty, D. K. & Roelof, E. C. 2002, ApJ, 579, 841

Hamilton, R. J. & Petrosian, V. 1992, ApJ, 398, 350

Handy, B. N., Acton, L. W., Kankelborg, C. C., et al. 1999, Sol. Phys., 187, 229

Hayashi, K., Benevolenskaya, E., Hoeksema, T., Liu, Y., & Zhao, X. P. 2006, ApJ Letters, 636, L165

Hesse, M. & Schindler, K. 1988, Journal of Geophysical Research, 93, 5559

Heyvaerts, J., Priest, E. R., & Rust, D. M. 1977, ApJ, 216, 123

Hudson, H. S. 1972, Sol. Phys., 24, 414

Hudson, H. S., Lin, R. P., & Stewart, R. T. 1982, Sol. Phys., 75, 245

Humble, J. E., Duldig, M. L., Smart, D. F., & Shea, M. A. 1991, Geophysical Research Letters, 18, 737

Inverarity, G. W. & Titov, V. S. 1997, Journal of Geophysical Research, 102, 22285

Isobe, H., Tripathi, D., & Archontis, V. 2007, ApJ Letters, 657, L53

Jokipii, J. R. 1966, ApJ, 146, 480

Kahler, S. 1994, ApJ, 428, 837

Kahler, S. W. 1982, ApJ, 261, 710

Kahler, S. W., Krucker, S., & Szabo, A. 2009, AGU Fall Meeting Abstracts, A1643+

Kahler, S. W. & Reames, D. V. 1991, Journal of Geophysical Research, 96, 9419

Kahler, S. W., Reames, D. V., & Sheeley, Jr., N. R. 2001, ApJ, 562, 558

Kahler, S. W., Sheeley, Jr., N. R., Howard, R. A., et al. 1984, Journal of Geophysical Research, 89, 9683

Kahler, S. W., Simnett, G. M., & Reiner, M. J. 2003, in International Cosmic Ray Conference, Vol. 6, 3415

Kallenrode, M. 2001, Space physics : an introduction to plasmas and particles in the heliosphere and magnetospheres, ed. Springer

Kallenrode, M., Cliver, E. W., & Wibberenz, G. 1992, ApJ, 391, 370

Kallenrode, M. & Wibberenz, G. 1990, Influence of Interplanetary Propagation on Particle Onsets, Internationnal Cosmic Ray Conference, Vol. 5, 229

Kallenrode, M. & Wibberenz, G. 1991, ApJ, 376, 787

Karpen, J. T., Antiochos, S. K., & Devore, C. R. 1995, ApJ, 450, 422

Karpen, J. T., Antiochos, S. K., Devore, C. R., & Golub, L. 1998, ApJ, 495, 491

Kartavykh, Y. Y., Dröge, W., Klecker, B., et al. 2008, ApJ, 681, 1653

Kiplinger, A. L. 1995, ApJ, 453, 973

Kitai, R. 1983, Sol. Phys., 87, 135

Klein, K., Chupp, E. L., Trottet, G., et al. 1999, A&A, 348, 271

Klein, K., Krucker, S., Lointier, G., & Kerdraon, A. 2008, A&A, 486, 589

Klein, L. W. & Burlaga, L. F. 1982, Journal of Geophysical Research, 87, 613

Kocharov, G. E., Kocharov, L. G., & et al. 1993, in International Cosmic Ray Conference, Vol. 3, 107

Kocharov, L., Vainio, R., Kovaltsov, G. A., & Torsti, J. 1998, Sol. Phys., 182, 195

Kodama, M., Murakami, K., Wada, M., & Tanaka, H. 1977, in International Cosmic Ray Conference, Vol. 5, 94

Kopp, R. A. & Pneuman, G. W. 1976, Sol. Phys., 50, 85

Krimigis, S. M. & Verzariu, P. 1971, Journal of Geophysical Research, 76, 792

Krucker, S., Battaglia, M., Cargill, P. J., et al. 2008, A&A Reviews, 16, 155

Krucker, S., Larson, D. E., Lin, R. P., & Thompson, B. J. 1999, ApJ, 519, 864

Krucker, S. & Lin, R. P. 2000, ApJ Letters, 542, L61

Kunow, H., Wibberenz, G., Green, C., et al. 1977, in International Cosmic Ray Conference, Vol. 3, 227

Larson, D. E., Lin, R. P., McTiernan, J. M., et al. 1997, Geophysical Research Letters, 24, 1911

Lau, Y. 1993, Sol. Phys., 148, 301

Lau, Y. & Finn, J. M. 1990, ApJ, 350, 672

Leitner, M., Farrugia, C. J., Möstl, C., et al. 2007, Journal of Geophysical Research (Space Physics), 112, 6113

Li, C., Dai, Y., Vial, J., et al. 2009, A&A, 503, 1013

Li, C., Tang, Y. H., Dai, Y., Fang, C., & Vial, J. 2007, A&A, 472, 283

Lin, R. P., Dennis, B. R., Hurford, G. J., et al. 2002, Sol. Phys., 210, 3

Lin, R. P. & Hudson, H. S. 1976, Sol. Phys., 50, 153

Lin, R. P., Kahler, S. W., & Roelof, E. C. 1968, Sol. Phys., 4, 338

Lin, R. P., Krucker, S., Hurford, G. J., et al. 2003, ApJ Letters, 595, L69

Lindsay, G. M., Luhmann, J. G., Russell, C. T., & Gosling, J. T. 1999, Journal of Geophysical Research, 104, 12515

Linton, M. G. & Longcope, D. W. 2006, ApJ, 642, 1177

Lintunen, J. & Vainio, R. 2004, A&A, 420, 343

Litvinenko, Y. E. 2006, Physics of Plasmas, 13, 092305

Litvinenko, Y. E. & Somov, B. V. 1993, Sol. Phys., 146, 127

Litvinenko, Y. E. & Somov, B. V. 1995, Sol. Phys., 158, 317

Liu, Y., Richardson, J. D., & Belcher, J. W. 2005, Planet. Space Sci., 53, 3

Lockwood, J. A., Debrunner, H., Flueckiger, E., Neuenschwander, H., & Schubnell, M. 1982, Journal of Geophysical Research, 87, 4338

Longcope, D. W. 2005, Living Reviews in Solar Physics, 2, 7

Longcope, D. W., Brown, D. S., & Priest, E. R. 2003, Physics of Plasmas, 10, 3321

Low, B. C. 1987, ApJ, 323, 358

Lumme, M., Nieminen, M., Torsti, J. J., Vainikka, E., & Peltonen, J. 1987, Sol. Phys., 107, 183

Magara, T. 2008, ApJ Letters, 685, L91

Malherbe, J., Tarbell, T., Wiik, J. E., et al. 1997, ApJ, 482, 535

Mandrini, C. H., Démoulin, P., Bagala, L. G., et al. 1997, Sol. Phys., 174, 229

Mandrini, C. H., Démoulin, P., Hénoux, J. C., & Machado, M. E. 1991, A&A, 250, 541

Mandrini, C. H., Démoulin, P., Rovira, M. G., de La Beaujardiere, J., & Hénoux, J. C. 1995, A&A, 303, 927

Mandrini, C. H., Pohjolainen, S., Dasso, S., et al. 2005, A&A, 434, 725

Manoharan, P. K. & Kundu, M. R. 2003, ApJ, 592, 597

Martens, P. C. H. 1988, ApJ Letters, 330, L131

Martin, S. F., Livi, S. H. B., & Wang, J. 1985, MPA Rep., No. 212, p. 179 - 182, 212, 179

Masson, S., Klein, K., Bütikofer, R., et al. 2009, Sol. Phys., 257, 305

Masson, S., Pariat, E., Aulanier, G., et al. 2009, ApJ, 700, 559

Masuda, S., Kosugi, T., & Hudson, H. S. 2001, Sol. Phys., 204, 55

Mazur, J. E., Mason, G. M., Dwyer, J. R., & von Rosenvinge, T. T. 1998, Geophysical Research Letters, 25, 2521

McComas, D. J., Bame, S. J., Barker, P., et al. 1998, Space Science Reviews, 86, 563

McCracken, K. G., Moraal, H., & Stoker, P. H. 2008, Journal of Geophysical Research (Space Physics), 113, 12101

McCracken, K. G., Rao, U. R., & Bukata, R. P. 1967, Journal of Geophysical Research, 72, 4293

Melrose, D. B. 1974, Sol. Phys., 37, 353

Meyer-Vernet, N. 2007, Basics of the Solar Wind (Cambridge University Press)

Milano, L. J., Dmitruk, P., Mandrini, C. H., Gómez, D. O., & Démoulin, P. 1999, ApJ, 521, 889

Miller, A. J., Ramaty, R., & Guessoum, N. 1990, in International Cosmic Ray Conference, Vol. 5, 36

Miller, J. A., Larosa, T. N., & Moore, R. L. 1996, ApJ, 461, 445

Miller, J. A. & Ramaty, R. 1987, Sol. Phys., 113, 195

Miller, J. A. & Roberts, D. A. 1995, ApJ, 452, 912

Miroshnichenko, L. I., Klein, K., Trottet, G., et al. 2005, Journal of Geophysical Research (Space Physics), 110, 11

Moraal, H., Belov, A., & Clem, J. M. 2009,International Cosmic Ray Conference, Vol. 5,1722–1727

Moraal, H., Belov, A., & Clem, J. M. 2000, Space Science Reviews, 93, 285

Morse, D. L. & Greenstadt, E. W. 1976, Journal of Geophysical Research, 81, 1791

Nakajima, H., Dennis, B. R., Hoyng, P., et al. 1985, ApJ, 288, 806

Nitta, N. V., Reames, D. V., De Rosa, M. L., et al. 2006, ApJ, 650, 438

Pariat, E., Antiochos, S. K., & DeVore, C. R. 2009, ApJ, 691, 61

Pariat, E., Antiochos, S. K., & DeVore, C. R. 2010, ApJ, 714, 1762

Pariat, E., Aulanier, G., Schmieder, B., et al. 2004, ApJ, 614, 1099

Pariat, E., Aulanier, G., Schmieder, B., et al. 2006, Advances in Space Research, 38, 902

Parker, E. N. 1961, The Solar Wind, 157

Parker, E. N. 1963, ApJ Supplement, 8, 177

Parnell, C. E., Neukirch, T., Smith, J. M., & Priest, E. R. 1997, Geophysical and Astrophysical Fluid Dynamics, 84, 245

Parnell, C. E., Smith, J. M., Neukirch, T., & Priest, E. R. 1996, Physics of Plasmas, 3, 759

Petschek, H. E. 1964, NASA Special Publication, 50, 425

Pohjolainen, S., van Driel-Gesztelyi, L., Culhane, J. L., Manoharan, P. K., & Elliott, H. A. 2007, Sol. Phys., 244, 167

Pontin, D. I., Bhattacharjee, A., & Galsgaard, K. 2007a, Physics of Plasmas, 14, 052106

Pontin, D. I., Bhattacharjee, A., & Galsgaard, K. 2007b, Physics of Plasmas, 14, 052109

Pontin, D. I. & Galsgaard, K. 2007, Journal of Geophysical Research (Space Physics), 112, 3103

Pontin, D. I., Galsgaard, K., Hornig, G., & Priest, E. R. 2005a, Physics of Plasmas, 12, 052307

Pontin, D. I., Hornig, G., & Priest, E. R. 2004, Geophysical and Astrophysical Fluid Dynamics, 98, 407

Pontin, D. I., Hornig, G., & Priest, E. R. 2005b, Geophysical and Astrophysical Fluid Dynamics, 99, 77

Priest, E. R. & Démoulin, P. 1995, Journal of Geophysical Research, 100, 23443

Priest, E. R. & Forbes, T. G. 1990, Sol. Phys., 126, 319

Priest, E. R. & Forbes, T. G. 1992, Journal of Geophysical Research, 97, 1521

Priest, E. R. & Forbes, T. G. 2002, A&A Reviews, 10, 313

Priest, E. R., Hornig, G., & Pontin, D. I. 2003, Journal of Geophysical Research (Space Physics), 108, 1285

Priest, E. R., Longcope, D. W., & Heyvaerts, J. 2005, ApJ, 624, 1057

Priest, E. R. & Pontin, D. I. 2009, Physics of Plasmas, 16, 122101

Priest, E. R. & Titov, V. S. 1996, Royal Society of London Proceedings Series A, 354, 2951

Qiu, J., Ding, M. D., Wang, H., Denker, C., & Goode, P. R. 2000, ApJ Letters, 544, L157

Ramaty, R. & Mandzhavidze, N. 1994, in American Institute of Physics Conference Series, Vol. 294, High-Energy Solar Phenomena - a New Era of Spacecraft Measurements, ed. J. Ryan & W. T. Vestrand, 26–44

Reames, D. V. 1999, Space Science Reviews, 90, 413

Reames, D. V. 2009, ApJ, 706, 844

Reames, D. V., Dennis, B. R., Stone, R. G., & Lin, R. P. 1988, ApJ, 327, 998

Reid, G. C. 1964, Journal of Geophysical Research, 69, 2659

Reinhard, R. & Wibberenz, G. 1974, Sol. Phys., 36, 473

Richardson, I. G. & Cane, H. V. 1995, Journal of Geophysical Research, 100, 23397

Richardson, I. G. & Cane, H. V. 1996, Journal of Geophysical Research, 101, 27521

Richardson, I. G., Farrugia, C. J., & Burlaga, L. F. 1991, in International Cosmic Ray Conference, Vol. 3, 597

Rickard, G. J. & Titov, V. S. 1996, ApJ, 472, 840

Roelof, E. C. 1969, in Lectures in High-Energy Astrophysics, ed. H. Ögelman & J. R. Wayland, 111

Ruffolo, D. 1995, ApJ, 442, 861

Ruffolo, D., Tooprakai, P., Rujiwarodom, M., et al. 2006, ApJ, 639, 1186

Sáiz, A., Evenson, P., Ruffolo, D., & Bieber, J. W. 2005, ApJ, 626, 1131

Sáiz, A., Ruffolo, D., Bieber, J. W., Evenson, P., & Pyle, R. 2008, ApJ, 672, 650

Saldanha, R., Krucker, S., & Lin, R. P. 2008, ApJ, 673, 1169

Sandroos, A. & Vainio, R. 2009, A&A, 507, L21

Scherrer, P. H., Bogart, R. S., Bush, R. I., et al. 1995, Sol. Phys., 162, 129

Schmieder, B., Aulanier, G., Démoulin, P., et al. 1997, A&A, 325, 1213

Schmieder, B., Aulanier, G., Mein, P., & López Ariste, A. 2006, Sol. Phys., 238, 245

Schmieder, B., Forbes, T. G., Malherbe, J. M., & Machado, M. E. 1987, ApJ, 317, 956

Schmieder, B., Rust, D. M., Georgoulis, M. K., Démoulin, P., & Bernasconi, P. N. 2004, ApJ, 601, 530

Schrijver, C. J. & De Rosa, M. L. 2003, Sol. Phys., 212, 165

Schrijver, C. J. & Title, A. M. 2002, Sol. Phys., 207, 223

Schumacher, J., Kliem, B., & Seehafer, N. 2000, Physics of Plasmas, 7, 108

Shea, M. A. & Smart, D. F. 1982, Space Science Reviews, 32, 251

Shea, M. A., Smart, D. F., & McCracken, K. G. 1965, Journal of Geophysical Research, 70, 4117

Shibata, K., Tajima, T., Steinolfson, R. S., & Matsumoto, R. 1989, ApJ, 345, 584

Simpson, J. A. 2000, Space Science Reviews, 93, 11

Simpson, J. A. & Uretz, R. B. 1953, Physical Review, 90, 44

Smart, D. F., Shea, M. A., & Flückiger, E. O. 2000, Space Science Reviews, 93, 305

Smith, C. W., L'Heureux, J., Ness, N. F., et al. 1998, Space Science Reviews, 86, 613

Spitzer, L. 1965, Physics of fully ionized gases, Interscience Tracts onPhysics and Astronomy, New York : Interscience Publication

Spruit, H. C., Title, A. M., & van Ballegooijen, A. A. 1987, Sol. Phys., 110, 115

Steinacker, J. & Miller, J. A. 1992, in American Institute of Physics Conference Series, Vol. 264, Particle Acceleration in Cosmic Plasmas, ed. G. P. Zank & T. K. Gaisser, 235–238

Steinolfson, R. S. 1992, in ESA Special Publication, Vol. 346, Study of the Solar-Terrestrial System, ed. J. J. Hunt, 51–57

Stilwell, D. E., Joyce, R. M., Teegarden, B. J., et al. 1975, IEEE Transactions on Nuclear Science, 22, 570

Stoker, P. H., Dorman, L. I., & Clem, J. M. 2000, Space Science Reviews, 93, 361

Stone, E. C., Frandsen, A. M., Mewaldt, R. A., et al. 1998, Space Science Reviews, 86, 1

Störmer, C. 1930, Zeitschrift fur Astrophysik, 1, 237

Strous, L. H., Scharmer, G., Tarbell, T. D., Title, A. M., & Zwaan, C. 1996, A&A, 306, 947

Strous, L. H. & Zwaan, C. 1999, ApJ, 527, 435

Sturrock, P. A. 1966, Nature, 211, 695

Suzuki, T. K. & Inutsuka, S. 2005, ApJ Letters, 632, L49

Titov, V. S., Galsgaard, K., & Neukirch, T. 2003, ApJ, 582, 1172

Titov, V. S., Hornig, G., & Démoulin, P. 2002, Journal of Geophysical Research (Space Physics), 107, 1164

Titov, V. S., Priest, E. R., & Démoulin, P. 1993, A&A, 276, 564

Török, T., Aulanier, G., Schmieder, B., Reeves, K. K., & Golub, L. 2009, ApJ, 704, 485

Torsti, J., Laivola, J., & Kocharov, L. 2003, A&A, 408, L1

Torsti, J., Riihonen, E., & Kocharov, L. 2004, ApJ Letters, 600, L83

Torsti, J., Valtonen, E., Lumme, M., et al. 1995, Sol. Phys., 162, 505

Tsuneta, S., Acton, L., Bruner, M., et al. 1991, Sol. Phys., 136, 37

Tsuneta, S., Ichimoto, K., Katsukawa, Y., et al. 2008, Sol. Phys., 249, 167

Tsuneta, S. & Naito, T. 1998, ApJ Letters, 495, L67

Turkmani, R., Vlahos, L., Galsgaard, K., Cargill, P. J., & Isliker, H. 2005, ApJ Letters, 620, L59

Tylka, A. J., Cohen, C. M. S., Dietrich, W. F., et al. 2003, in International Cosmic Ray Conference, Vol. 6, International Cosmic Ray Conference, 3305

Tylka, A. J., Cohen, C. M. S., Dietrich, W. F., et al. 2005, ApJ, 625, 474

van Driel-Gesztelyi, L., Hofmann, A., Démoulin, P., Schmieder, B., & Csepura, G. 1994, Sol. Phys., 149, 309

Vashenyuk, E. V., Balabin, Y. V., Perez-Peraza, J., Gallegos-Cruz, A., & Miroshnichenko, L. I. 2006, Advances in Space Research, 38, 411

Vekstein, G. E. & Priest, E. R. 1992, ApJ, 384, 333

Vilmer, N., MacKinnon, A. L., Trottet, G., & Barat, C. 2003, A&A, 412, 865

Vlahos, L., Krucker, S., & Cargill, P. 2009, in Lecture Notes in Physics, Berlin Springer Verlag, Vol. 778, Turbulence in Space Plasmas, ed. P. Cargill & L. Vlahos, 157

von Rosenvinge, T. T., McDonald, F. B., Trainor, J. H., Van Hollebeke, M. A. I., & Fisk, L. A. 1978, IEEE Transactions on Geoscience Electronics, 16, 208

Wang, H. & Zirin, H. 1992, Sol. Phys., 140, 41

Wibberenz, G. & Cane, H. V. 2006, ApJ, 650, 1199

Wibberenz, G., Kunow, H., Iwers, B., Kecskemety, K., & Somogyi, A. 1989, Sol. Phys., 124, 353

Wild, J. P. 1950a, Australian Journal of Scientific Research A Physical Sciences, 3, 399

Wild, J. P. 1950b, Australian Journal of Scientific Research A Physical Sciences, 3, 541

Wild, J. P., Roberts, J. A., & Murray, J. D. 1954, Nature, 173, 532

Wimmer-Schweingruber, R. F., Crooker, N. U., Balogh, A., et al. 2006, Space Science Reviews, 123, 177

Yashiro, S., Gopalswamy, N., Cliver, E. W., et al. 2004, in Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 325, The Solar-B Mission and the Forefront of Solar Physics, ed. T. Sakurai & T. Sekii, 401

Zank, G. P., Matthaeus, W. H., Bieber, J. W., & Moraal, H. 1998, Journal of Geophysical Research, 103, 2085

Zhang, M., Qin, G., & Rassoul, H. 2009, ApJ, 692, 109

Zhou, Y. & Matthaeus, W. H. 1990, Journal of Geophysical Research, 95, 10291

Zirin, H. 1972, Sol. Phys., 22, 34

Zwaan, C. 1987, Annual Review of Astrononmy and Astrophysics, 25, 83

# Annexe A

# Liste de publications et communications

## Articles dans revues à comité de lecture

- **S. Masson**, K.-L. Klein, R. Bütikofer, E. O. Flückiger, V. Kurt, B. Yushkov, and S. Krucker, *Acceleration of relativistic protons during the 20 January 2005 flare and CME*, 2009, Sol. Phys., 257, 305-322

- **S. Masson**, E. Pariat, G. Aulanier and C. J. Schrijver, *The nature of flare ribbons in coronal null-point topology*, ApJ, 700, 559-578

- E. Pariat, **S. Masson** and G. Aulanier *Current Buildup in Emerging Serpentine Flux Tubes*, 2009, ApJ, 701, 1911-1921

- **S. Masson**, G. Aulanier,E. Pariat and K.-L. Klein, *Interchange slip-running reconnection and sweeping SEP beams*, ApJ, soumis

- **S. Masson**, S. Dasso, P. Démoulin and K.-L. Klein, *Interplanetary magnetic field guiding solar energetic particles*, ApJ, en cours de rédaction

# Comptes-rendus de conférences

- K.-L. Klein, E. O. Flückiger, **S. Masson**, R. Bütikofer, S. Krucker, *The relativistic solar particle event of 2005 January 20 : a comparative analysis of neutron monitor observations and electromagnetic signatures of particle acceleration in the corona*, 37th COSPAR 2008 Scientific Assembly, 2008, p.1539

- **S. Masson**, E. Pariat, G. Aulanier, K.-L. Klein, C. J. Schrijver, *Magnetic reconnection and particle acceleration initiated by flux emergence*, SF2A-2008 : Proceedings of the Annual meeting of the French Society of Astronomy and Astrophysics.

- **S. Masson**, K.-L. Klein, R. Bütikofer, E. O. Flückiger, V. Kurt, B. Yushkov, S. Krucker, *Acceleration of relativistic protons during the 20 January 2005 flare and CME*, 2009, 30th ICRC

## Autres communications

- **S. Masson,**, K.-L. Klein, R. Bütikofer, E. O. Flückiger, V. Kurt, B. Yushkov, S. Krucker, *Protons relativistes et accélération dans la couronne : une étude de cas*, 2008, Atelier de travail du PNST, Obernay, France.

- G. Aulanier, E. Pariat, B. Schmieder, T. Török, **S. Masson**,C. Delannée, J. Dudik, *MHD predictions for SMESE observations*, 2008, SMESE workshop, IAP, Paris, France.

- G. Aulanier, E. Pariat, **S. Masson**, B. Schmieder, P. Démoulin, *Coronal reconnection driven by flux emergence*, 2008, Challenges in modelling solar magnetism and dynamo action, SAp, Saclay, France,
- **S. Masson**, G. Aulanier, E. Pariat, C. J. Schrijver et K.-L. Klein, *3D Coronal null pooint reconnection*, 2009, 2nd SOLAIRE Network Meeting, Catania, Italy

- **S. Masson**, K.-L. Klein, R. Bütikofer, E. O. Flückiger, V. Kurt, B. Yushkov, S. Krucker, *Acceleration of relativistic protons during the 20 January 2005 flare and CME*, 2009, ECRS, Kosice, Slovaquie

- **S. Masson**, S. Dasso, P. Démoulin and K.-L. Klein,*Propagation des particules relativistes dans le milieu interplanétaire*, 2009, Colloque de prospective du PNST, Palaiseau, France.

- E. Pariat, G. Aulanier, **S. Masson**, T. Török, B. Schmieder, P. Démoulin, *Dynamical evolution of topological structures*,2009, 3rd SOLAIRE Network Meeting, Puerto de la Cruz, Tenerife, Espagne

- **S. Masson**, G. Aulanier, E. Pariat et K.-L. Klein, *Simulation MHD appliquée à l'étude de l'injection des particules solaires accélérées*, 2010, Atelier accélération et magnétisme, Observatoire de Meudon, France

- G. Aulanier, P. Démoulin, R. Grappin, **S. Masson**, E. Pariat, C. Delannée, T. Török, *Un code MHD 3D pour la couronne solaire*, 2010, Atelier accélération et magnétisme, Observatoire de Paris, Meudon, France.

- **S. Masson**, S. Dasso, P. Démoulin and K.-L. Klein, *Interplanetary magnetic field and relativistic solar particle events*, 2010, Glasgow Meudon Alliance workshop, Observatoire de Meudon, Meudon, France

- G. Aulanier, **S. Masson**, E. Pariat, *Particle trajectories & impacts as predicted by slip-running reconnection*, 2010, Glasgow Meudon Alliance workshop, Observatoire de Paris, Meudon, France.

- **S. Masson**, G. Aulanier, E. Pariat et K.-L. Klein, *Interchange slip-running reconnection and sweeping SEP beams*, 2010, EGU, Vienne, Autriche

- **S. Masson**, S. Dasso, P. Démoulin and K.-L. Klein, *Interplanetary magnetic structure guiding solar energetic particles*, 2010, EGU, Vienne, Autriche

- **S. Masson**, S. Dasso, P. Démoulin and K.-L. Klein, *Interplanetary magnetic structure guiding solar energetic particles*, 2010, 38th COSPAR, BrÃªme,Allemagne

- E. Pariat, B. Schmieder, **S. Masson**, G. Aulanier,*Resistive emergence of magnetic fields in the solar atmosphere*, 2010, EST-FRANCE workshop, Meudon, France

- E. Pariat, G. Aulanier, P. Démoulin et **S. Masson**, *Reconnection without separatrices : theory, simulations and observations*, 2010, 4th SOLAIRE Postgraduate School, St Andrews, Scotland

- K.-L. Klein, **S. Masson**, G. Trottet, *Origin of solar cosmic rays : flares, CMEs, other coronal activity*, 2010, ECRS, Turku, Finlande.

- G. Aulanier, **S. Masson**, T. Török, E. Pariat, P. Démoulin, C.J. Schrijver, E.E. DeLuca, *Triggering confined & eruptive flares by large scale flux emergence and dispersal*, 2010, EST workshop, Meudon, France.

- E. Pariat, **S. Masson** et G. Aulanier, *3D MHD simulation of current intensification along serpentine emerging magnetic fields*,2010, Hinode 4th meeting, Mondello, Italy

  Séminaires :

- **S. Masson**, K.-L. Klein, G. Aulanier et E. Pariat, *Energetic particles : remote and neutron monitors observation, MHD simulations*, 2009, GSFC, Greenbelt, USA ; NRL, Washington, USA ; SSL, Berkeley, USA ; IAFE, Buenos Aires, Argentine.

- E. Pariat, G. Aulanier, **S. Masson** et P. Démoulin, *Magnetic topology, reconnection and, flare-ribbons formation (and HXR footpoint motions)* , CfA, May 09

## Selections

- Masson et al. (2009) a été sélectionné comme fait saillant du Collaborative Project no2 du Mid-Term Report du réseau européen RTN FP6 SOLAIRE.
- Les résultats de Masson et al. (2009) ont été sélectionnés pour la Senior Review du satellite RHESSI.

# Table des figures


2.1 Magnétogramme solaire et régions actives . . . . . 12
2.2 Initiation du champ magnétique coronale et couches atmosphériques solaires . . . . . 13
2.3 Flare solaire et éjection de masse coronale . . . . . 14
2.4 Schéma simplifié d'une éruption solaire . . . . . 15
2.5 Le milieu interplanétaire . . . . . 17
2.6 Perturbation du champ magnétique interplanétaire . . . . . 19
2.7 Schéma de la reconnexion magnétique 2D . . . . . 22
2.8 Exemple de toplogie magnétique : 2D et 2.5D . . . . . 23
2.9 Déformation de la nappes de courant par instabilité de tearing . . . . . 25
2.10 Relation de dispersion des ondes présentes dans un plasma magnétisé . 31
2.11 Observations du rayonnement X-dur, X-mou et $\gamma$ lors d"éruptions . . . 33

3.1 Mouvement d'une particule dans un champ magnétique uniforme . . . 41
3.2 Distribution de la rigidité verticale de coupure géomagnétique . . . . . 44
3.3 Schéma d'un tube compteur de moniteur à neutrons et fonction de réponse 46
3.4 Les variations du flux de GCRs . . . . . 47
3.5 trajectoires et directions asymptotiques . . . . . 49
3.6 Profils temporels d'un SEP impulsif et graduel . . . . . 52
3.7 Spectre dynamique avec type II et type III . . . . . 54
3.8 Flux et anisotropie du GLE du 13 Décembre 2006 . . . . . 55
3.9 Libre parcours moyen des événements de courte et longue durée . . . . 56
3.10 Distribution en longitude des événements à protons et éléctrons énergétiques . . . . . 58
3.11 Détermination des délai des SEPs et des GLEs . . . . . 59
3.12 Géométrie impliqué par l'accélération de particules par l'onde choc en amont de la CME . . . . . 60
3.13 Structuration des signature radiatives au Soleil de particules de hautes énergies . . . . . 62
3.14 Accélération tardive des protons énergétiques . . . . . 63
3.15 Durcissement du spectre en énergie des émissions X lors d'un SEP et d'un GLE . . . . . 64
3.16 Carctéristisques du flux de protons en haut de la magnétosphère . . . . 66
3.17 Signatures des particules accélérées dans la chromosphère et la basse couronne du 20 Janvier 2005 . . . . . 67
3.18 Spectre dynamique composite des émissions radios du 20 Janvier 2005 . 69
3.19 Référentiel utilisé et signatures d'un IMF type spiral de Parker . . . . . 92

3.20 Exemple d'évolution du champ magnétique et des paramètres plasma pour une ICME et un MC . . . . . 95
3.21 Retards des particules énergétiques expliqués par la diffusion . . . . . 97
3.22 Direction d'anisotropie de flots de particules à l'intérieur et à l'extérieur d'un éjecta . . . . . 98
3.23 Tracé des résultats de la dispersion en vitesse . . . . . 103
3.24 Distance parcourue, temps d'injection et structures magnétiques associées 104
3.25 14 Juillet 2000 et 15 Avril 2001 . . . . . 106
3.26 15 Avril 2001 et 26 Décembre . . . . . 107
3.27 24 Août 2002 et 28 Octobre 2003 . . . . . 107
3.28 29 Octobre 2003 et 2 Novembre 2003 . . . . . 108
3.29 20 Janvier 2005 et 13 Décembre 2006 . . . . . 108

4.1 Topologie d'un point nul et d'un séparateur . . . . . 111
4.2 Topologie en point nul ouvert et fermé . . . . . 112
4.3 Déchirement du spine et formation d'une nappe de courant le long du fan 114
4.4 Simulation MHD 3D de la reconnexion au point nul . . . . . 116
4.5 Quasi-séparatrices . . . . . 117
4.6 Quasi-séparatrices dans une configuration quadrupolaire . . . . . 118
4.7 Courants et facteur Q dans des quasi-séparatrices . . . . . 120
4.8 Simulation MHD 3D de la reconnexion glissante à travers les QSLs . . 121
4.9 rubans et boucles post-éruptives . . . . . 123
4.10 Rubans d'éruption et topologie magnétique . . . . . 124
4.11 Modèle classique et observations d'émergence de flux . . . . . 130
4.12 Ondulation des tubes de flux . . . . . 132
4.13 Corrélation Bald Patches et Bombes d'Ellerman . . . . . 132
4.14 Topologie des Bald Patches et reconnexion . . . . . 133
4.15 Magnétogrammes et champ de vitesse dans la région d'émergence . . . 135
4.16 Observation des émissions EUV dans l'EFR . . . . . 136
4.17 Configuration en BPs et carte de courant pour l'étude de l'EFR du 16 Novembre 2002 . . . . . 137
4.18 Observation de TRACE à 1600 units Å du flare du 16 Novembre 2002 . 152
4.19 Extrapolation en champ potentiel de l'AR 10191 . . . . . 152
4.20 Cisaillement du spine et nappe de courant au point nul (16 Novembre 2002) . . . . . 154
4.21 Résultat de la simulation MHD 3D . . . . . 156
4.22 Injection de particules énergétiques solaires dans de larges tubes de flux 180
4.23 Schéma du problème de l'injection des particules . . . . . 182
4.24 Reconnexion dans un point nul avec spine externe ouvert . . . . . 183
4.25 Configuration initiale et champ de vitesse . . . . . 184
4.26 Profil des grandeurs atmopshériques, du $\beta$ et des vitesses caractéristiques $c_A$ et $c_F$ . . . . . 187
4.27 Cisaillement du spine et nappe de courant intense au point nul (configuration ouverte) . . . . . 188
4.28 Evolution du champ magnétique : reconnexion au point nul et glissante 190
4.29 Reconnexion glissante dans les QSLs . . . . . 192