HAL
archives-ouvertes.fr

Observation et modélisation de l'érosion des nuages magnétiques solaires par reconnexion magnétique

Alexis Ruffenach

To cite this version:

Alexis Ruffenach. Observation et modélisation de l'érosion des nuages magnétiques solaires par reconnexion magnétique. Astrophysique stellaire et solaire [astro-ph.SR]. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2013. Français. <tel-00953668>

HAL Id: tel-00953668

https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00953668

Submitted on 28 Feb 2014

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.

THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par : *l'Université Toulouse 3 Paul Sabatier (UT3 Paul Sabatier)*

Présentée et soutenue le *29/11/2013* **par :**

Alexis RUFFENACH

Observation et modélisation de l'érosion des nuages magnétiques solaires par reconnexion magnétique

---

JURY

Henri REME	Professeur de l'Université Paul Sabatier, Toulouse	Président du Jury
Nicole VILMER	Directrice de Recherche, LESIA, Obs. de Paris	Membre du Jury
Dominique FONTAINE	Directrice de Recherche, LPP, Palaiseau	Membre du Jury
Pascal DEMOULIN	Astronome Adjoint, Obs. de Paris, Meudon	Membre du Jury
Vladimir KRASNOSSELSKIKH	Directeur de Recherche, LPC2E, Orléans	Membre du Jury
Jean-André SAUVAUD	Directeur de Recherche, IRAP, Toulouse	Membre du Jury
Benoît LAVRAUD	Chargé de Recherche, IRAP, Toulouse	Membre du Jury

---

École doctorale et spécialité :
SDU2E : Astrophysique, Sciences de l'Espace, Planétologie
Unité de Recherche :
Institut de Recherche en Astrophysique et Planétologie (UMR 5277)
Directeur(s) de Thèse :
Benoît LAVRAUD et *Jean-André SAUVAUD*
Rapporteurs :
Nicole VILMER et *Dominique FONTAINE*

RÉSUMÉ

Les nuages magnétiques (“Magnetic Clouds”, MCs) sont assimilés à des structures helicoïdales à grande échelle interagissant avec le milieu interplanétaire au cours de leur propagation. McComas et al. (1988), suivi par Dasso et al. (2006), ont envisagé la reconnexion magnétique comme processus pouvant graduellement éroder la structure externe des éjections de masse coronale interplanétaires. Ce processus d'érosion est le sujet central de cette thèse.

Tout d'abord, nous confirmons l'existence de l'érosion d'un nuage magnétique grâce à une étude multi-satellites combinant un ensemble de signatures clés. Après avoir déterminé l'orientation des axes du MC par différentes méthodes, nous estimons le taux de flux magnétique érodé en analysant les variations du flux magnétique azimutal du MC. Nous démontrons aussi la présence de signatures de reconnexion magnétique à la frontière avant du MC, tel qu'attendue. Finalement, nous étudions les caractéristiques de la distribution en angle d'attaque des électrons suprathermiques dans la région arrière du MC. Ces électrons indiquent des modifications topologiques à grande échelle, attendues du processus d'érosion.

Dans une seconde partie, une analyse statistique de tous les nuages magnétiques observés au cours de la période 1995-2008 est réalisée dans le but de quantifier ce processus. Nous montrons que ce processus est récurrent : l'érosion est relevée à l'avant et à l'arrière dans les mêmes proportions. Cela est confirmé par l'étude statistique des jets de plasma aux frontières, qui démontre indépendamment la fréquence élevée du processus d'érosion.

Dans une dernière partie, parce que le mécanisme d'érosion est susceptible de supprimer une partie de flux magnétique orienté vers le Sud d'un MC, à l'avant ou à l'arrière, nous étudions l'impact potentiel de l'érosion sur la géo-efficacité résultante, en utilisant un modèle de MC combiné à un modèle empirique de l'intensité du courant annulaire terrestre. Nous modélisons aussi l'évolution radiale de ce processus. Nous concluons que la majeure partie de l'érosion se produit à l'intérieur de l'orbite de Mercure.

Mots-clés : ICME, nuage magnétique, reconnexion magnétique, vent solaire

ABSTRACT

Magnetic clouds (MCs), described as large-scale structures with a magnetic flux-rope topology, interact with the surrounding interplanetary medium during their propagation. McComas et al. (1988), and later Dasso et al. (2006), were the first to propose that magnetic reconnection might peel off the outer magnetic structure of ICMEs. This erosion process is the core subject of this thesis.

First, we confirm the occurrence of MC erosion, thanks to a multi-spacecraft study combining a set of key signatures expected from this process. Based on careful determination of the MC main axis, we estimate the amount of magnetic flux eroded by analyzing the azimuthal flux imbalance during the spacecraft sampling of the flux rope. Consistent with this process, we also find clear magnetic reconnection signatures at the MC front boundary. Finally, we investigate the characteristics of suprathermal electrons in the back region of the MC. Those electrons are shown to signal large-scale topological changes also expected from the erosion process.

In a second part, a statistical analysis of all MCs of solar cycle 23 is performed in order to quantify this process. We show that the process is very frequent. It often occurs in large amounts, and at both the front and back boundaries of MCs. The statistics of reconnection jets at these boundaries confirms the significance and high recurrence of the process even up to 1 AU.

In a last part, since the erosion mechanism can lead to the removal of part of the southward oriented magnetic field at the front or the rear of MCs, we study the potential impact of this mechanism on their geo-effectiveness by using a standard MC model and an empirical model of the ring current strength. We also estimate the radial evolution of this process based on simple models. We conclude that most of the erosion is expected to occur within Mercury's orbit.

Keywords : ICME, magnetic cloud, magnetic reconnection, solar wind

REMERCIEMENTS

Mes remerciements vont tout d'abord à mes directeurs de thèse, Benoit Lavraud et Jean-André Sauvaud, pour m'avoir donné la possibilité de réaliser ce travail de recherche. Merci à Benoit pour sa grande disponibilité et l'aide apportée.

Un grand merci à Nicole Vilmer, Dominique Fontaine, Pascal Démoulin, Volodya Krasnoselskikh d'avoir accepté de faire parti de mon jury et à Henri Rème pour l'avoir présidé.

Je tiens à remercier les différentes personnes avec lesquelles j'ai pu échanger tout au long de ma thèse. Tout d'abord, merci à tous les membres de l'équipe GPPS de l'IRAP dont Alexis Rouillard, Christian Jacquey, Frédéric Pitout, Philippe Garnier, Emmanuel Penou, Vincent Génot, Pierre Devoto. Merci aussi à Sandrine Grimald et à Andrea Opitz. Un grand merci à mes collaborateurs : Pascal Démoulin, Matthew Owens, Neel Savani et Claire Foullon.

J'adresse des remerciements chaleureux à Charlie Farrugia qui m'a permis de réaliser un séjour de deux mois à l'université du New Hampshire. Un grand merci à lui pour son hospitalité et pour les excursions réalisées à travers la Nouvelle-Angleterre, en compagnie de son épouse Mary.

J'aimerais aussi remercier mes encadrants de stages de Master pour m'avoir initié au monde des plasmas spatiaux : P.T. Jayachandran qui m'a donné la possibilité d'effectuer un séjour à l'université de New Brunswick et Volodya Krasnoselskikh au LPC2E.

Les années de thèse apportent avec elles leurs lots de découvertes et de remises en questions ; les partager comme je l'ai pu a été plus qu'enrichissant. Je tiens ainsi à remercier spécialement Romain, Anthony et Isidre pour les moments passés à refaire le monde, ainsi que Laurianne, qui sait elle aussi pourquoi. Merci à Tristan, Arnaud (et ses talents de pâtissier), Ludovic (et ses photos), Guillaume, Alexandre, David,...

Merci aussi aux amis de longue date et, en particulier, à Jonathan et Clara qui ont eu le courage de m'aider dans la relecture de ce manuscrit.

Merci de tout cœur à mes parents et à ma grand-mère pour leur soutien indéfectible.

Et pourquoi pas terminer ces remerciements en saluant le protagoniste de cette thèse : notre étoile, le Soleil. Sans lui, ni hommes ni sciences...

SOMMAIRE

Introduction **13**

1. Contexte Héliophysique **15**

1.1. Le Soleil 16

1.1.1. Structure interne du Soleil 16

1.1.2. Origine du champ magnétique 17

1.1.3. L'atmosphère solaire 18

1.1.4. Perturbations coronales 21

1.2. Le vent solaire 23

1.2.1. Quelques propriétés générales 23

1.2.2. Les populations de particules du vent solaire 24

1.3. La reconnexion magnétique 27

1.3.1. Concepts fondamentaux 27

1.3.2. La reconnexion dans le vent solaire 30

1.4. Les nuages magnétiques 33

1.4.1. Signatures 34

1.4.2. Modélisation des nuages magnétiques 35

1.4.3. Interactions avec le vent solaire 39

1.4.4. Géo-efficacité et météorologie de l'espace 41

2. Moyens spatiaux, Instrumentation et Outils **45**

2.1. La mission STEREO 45

2.1.1. Objectifs scientifiques de la mission 45

2.1.2. Configuration spatiale et différentes phases de la mission 46

2.1.3. Plateforme instrumentale 47

2.2. La mission Wind 52

2.2.1. Plateforme instrumentale 52

2.3. La mission ACE 53

2.4. La mission THEMIS 53

2.5. Les outils informatiques 54

3. Observations multi-satellites de l'érosion d'un nuage magnétique 57
3.1. Introduction . . . 57
3.2. Instrumentation . . . 59
3.3. Description de l'événement . . . 59
3.4. Méthodes et signatures de l'érosion . . . 61
3.4.1. Estimation de la variation du flux magnétique . . . 61
3.4.2. Etude paramétrique de l'orientation de l'axe sur le flux azimutal accumulé . . . 67
3.4.3. Signatures de reconnexion magnétique à la frontière avant du MC . . . 69
3.4.4. Signature du changement topologique à grande échelle à partir des électrons suprathermiques . . . 74
3.5. Discussion . . . 75
3.5.1. Preuve par l'analyse multipoint de la variation du flux magnétique . . . 75
3.5.2. Preuve par l'estimation du paramètre α . . . 76
3.5.3. Preuve provenant de l'observation locale de la reconnexion à la frontière avant du MC . . . 76
3.5.4. Preuve par la variation du PAD des électrons suprathermiques . . . 77
3.5.5. Reconnexions magnétiques et topologie du MC . . . 77
3.5.6. Taux de reconnexion magnétique au cours de la propagation . . . 80
3.5.7. Reconstruction Grad-Shafranov . . . 80
3.6. Conclusion . . . 82

4. Analyse statistique de l'érosion par reconnexion magnétique 85
4.1. Introduction . . . 85
4.2. Liste des nuages magnétiques étudiés . . . 86
4.3. Les différentes techniques d'analyses . . . 87
4.3.1. Etude de l'asymétrie du flux azimutal . . . 87
4.3.2. Signatures de reconnexion magnétique aux frontières . . . 91
4.4. Résultats . . . 95
4.4.1. Variation du flux azimutal . . . 95
4.4.2. Signatures de reconnexion magnétique . . . 104
4.5. Discussion . . . 105
4.6. Conclusion . . . 108

5. Géo-efficacité et évolution radiale du processus d'érosion 109
5.1. Introduction . . . 109
5.2. Méthode et illustration de l'influence de l'érosion des MCs sur l'indice Dst . . . 110
5.3. Etude d'un MC de polarité magnétique Sud/Nord . . . 111
5.4. Relation entre l'érosion magnétique et la compression adiabatique . . . 114
5.5. Estimation de la dépendance radiale de l'érosion d'un MC . . . 116
5.5.1. Taux de reconnexion à 1 UA . . . 116
5.5.2. Profil radial de la vitesse d'Alfvén et taux de reconnexion moyen . . . 118
5.5.3. Profil radial du processus d'érosion . . . 119
5.6. Discussion des limitations . . . 120

5.7. Conclusion 121

Conclusions et perspectives **123**

Bibliographie **125**

A. Analyse de Variance Minimum **139**

B. Modélisation de nuages magnétiques **143**

C. Discontinuités MHD et Test de Walén **149**

D. Reconstruction Grad-Shafranov **151**

E. Tableaux récapitulatifs de l'étude statistique **157**

F. Publications **169**

INTRODUCTION

Le Soleil n'est pas seulement notre source d'énergie primaire via son rayonnement électromagnétique, c'est aussi une étoile produisant un champ magnétique dont la dynamique est gouvernée par des processus de dynamo interne. Ce champ magnétique s'étend dans le système solaire, transportant avec lui de la matière à l'état plasma. Ce vent solaire, constitué essentiellement de protons, électrons et particules alpha, est en expansion radiale perpétuelle dans le milieu interplanétaire.

Des processus sporadiques générés par le Soleil peuvent affecter considérablement les environnements exo-atmosphériques des planètes. Ce sont les éruptions solaires, dont le nombre et l'intensité liés à la reconfiguration du champ magnétique solaire interne, varient au cours de son cycle d'activité de 11 ans. Ces éruptions impliquent un échappement brusque d'énergie magnétique, cinétique et thermique dans le milieu interplanétaire que l'on nomme éjection de masse coronale interplanétaire (ICME) ou nuage magnétique (MC pour -magnetic cloud-).

Les MCs ont des signatures spécifiques ; ils possèdent un fort champ magnétique dont les composantes montrent une rotation claire et de grande amplitude correspondant à une structure magnétique de type hélicoïdal. Ils ont aussi une température plus faible que leur environnement, ce qui rend leur détection facile par les satellites proches de la Terre. Ils sont fréquemment caractérisés par une portion de flux magnétique orienté vers le Sud qui, en interagissant avec la cavité magnétique terrestre appelée magnétosphère, est à l'origine d'orages magnétiques sur Terre.

Les nuages magnétiques sont susceptibles d'interagir avec le milieu interplanétaire au cours de leur propagation entre le Soleil et la Terre. Cette thèse a pour but d'étudier l'érosion du flux magnétique de ces MCs par des processus de reconnexion magnétique.

Cette dernière s'articule en cinq parties.

Tout d'abord, le contexte héliophysique est abordé avec la présentation du système Soleil-Terre. Puis, sont décrits les différentes missions satellitaires, instruments et données associées.

Dans une troisième partie, nous analysons l'érosion d'un nuage magnétique, observé le 19-20 Novembre 2007, par différents satellites : STEREO A-B, ACE, WIND, THEMIS B. Pour cela, nous combinons un ensemble de signatures : variation du flux azimutal du nuage magnétique, observation de reconnexion magnétique à différentes positions le long de la frontière avant du MC et observation des distributions en angle d'attaque des électrons suprathermiques.

Pour quantifier ce processus d'érosion (à l'avant ou à l'arrière) des MCs et établir le lien entre ses

propriétés et le vent solaire environnant, nous examinons, dans une quatrième partie, une centaine de nuages magnétiques identifiés au cours de la période 1995 à 2008. Cette étude statistique est menée en utilisant la méthode directe d'analyse de la variation du flux azimutal, et la caractérisation des signatures de reconnexion magnétique aux frontières.

Enfin, dans la cinquième partie, nous nous intéressons à l'impact du processus d'érosion des MCs sur l'activité magnétique terrestre : la géo-efficacité. Nous examinons, tout d'abord, l'influence de l'érosion sur l'intensité de l'anneau de courant à travers l'utilisation d'un modèle semi-empirique de l'indice Dst. Nous analysons, en particulier, un MC observé le 18-20 Octobre 1995 et estimons l'évolution radiale de ce processus d'érosion, en nous basant sur différents modèles.

Ces objets magnétiques jouent un rôle primordial dans les relations Soleil-Terre. Ils sont responsables d'importantes perturbations dans l'environnement spatial proche de la Terre. Au vu de la dépendance croissante de nos sociétés face aux technologies se trouvant au sol et en dehors de notre atmosphère, et pouvant être endommagées par ces phénomènes, il est vital de prévoir et caractériser au mieux les ICMEs : c'est le rôle de la météorologie de l'espace.

A cette fin, la mise en place de missions internationales s'impose. En particulier, les études présentées ici nécessitent l'utilisation de données provenant des satellites ACE, WIND, THEMIS et surtout de la mission STEREO composée de deux satellites (ST-A, ST-B) lancés en 2007 dont l'objectif majeur est l'étude des ICMEs. En se rapprochant du Soleil, les missions futures Solar Orbiter, Bepi-Colombo et Solar Probe Plus, permettront d'approfondir plus encore notre compréhension de cette chaine complexe de processus.

CHAPITRE 1

CONTEXTE HÉLIOPHYSIQUE

Sommaire

1.1. Le Soleil **16**

1.1.1. Structure interne du Soleil 16

1.1.2. Origine du champ magnétique 17

1.1.3. L'atmosphère solaire 18

1.1.4. Perturbations coronales 21

1.2. Le vent solaire **23**

1.2.1. Quelques propriétés générales 23

1.2.2. Les populations de particules du vent solaire 24

1.3. La reconnexion magnétique **27**

1.3.1. Concepts fondamentaux 27

1.3.2. La reconnexion dans le vent solaire 30

1.4. Les nuages magnétiques **33**

1.4.1. Signatures 34

1.4.2. Modélisation des nuages magnétiques 35

1.4.3. Interactions avec le vent solaire 39

1.4.4. Géo-efficacité et météorologie de l'espace 41

Le Soleil, dispensateur d'énergie et de vie, fut de tout temps une source de mystère mais aussi d'émerveillement pour l'humanité. Objet de culte depuis des millinéraires puis scientifique, sa complexité physique ne cesse d'étonner les chercheurs. Comprendre les mécanismes régissant son activité est primordial puisque notre planète et son sytème géophysique sont directement impactés par son activité. Preuve de l'importance qu'on lui accorde, depuis 1960 de nombreuses missions spatiales sont dévouées exclusivement à son étude et à celle de son environnement.

Dans ce chapitre, après une brève description du Soleil, nous nous attardons sur les propriétés du vent et des éjectas solaires, ainsi que sur les nuages magnétiques, objets centraux de notre étude.

1.1. Le Soleil

Le Soleil représente à lui seul 99,86% de la masse totale du système solaire avec $2 \cdot 10^{30}$ kg. Dans le jargon astronomique, il est considéré comme une étoile de séquence principale de type G2, formée il y a environ 4,5 milliards d'années. C'est une étoile de type naine jaune, d'un diamètre moyen d'1,4 millions de kilomètres, qui est composée principalement d'hydrogène (74% de la masse), d'hélium (24 % de la masse), et 1% d'autres élements plus lourds tels que l'oxygène et le carbone. Ce n'est qu'une étoile parmi les 234 millards peuplant la Voie Lactée, notre galaxie.

1.1.1. Structure interne du Soleil

L'intérieur du Soleil ne pouvant être directement observé, des méthodes indirectes sont employées telles que des observations des oscillations de sa surface ; l'héliosismologie consiste à observer la déformation de la surface solaire due aux ondes acoustiques pour en déduire des informations sur les propriétés internes du Soleil. On distingue trois zones internes principales qui sont représentées dans la figure 1.1.

- **Le noyau** :

Son rayon est estimé à $0,2\,R_s$ (rayon solaire), où 50 % de la masse du Soleil y est concentrée et sa température avoisine les 15 millions de degrés Kelvins (K). Il est le siège de réactions de fusion nucléaire qui transforment principalement l'hydrogène en hélium. De ces réactions, des neutrinos sont produits puis s'échappent directement du coeur (leur section efficace d'interaction avec la matière étant très faible), contrairement aux photons de hautes énergies (rayon X et gamma) produits eux aussi lors de ces réactions mais dont le temps nécessaire pour traverser la zone radiative et atteindre la surface solaire est estimé à 10^5 années.

- **La zone radiative** :

Cette zone s'étend jusqu'à $0,7\,R_s$. La température et la densité de la matière solaire y sont encore si élevées que les transferts d'énergie se font par radiation thermique : les photons sont successivement absorbés et réémis par l'environnement constitué d'hydrogène et d'hélium fortement ionisés. En progressant dans cette zone, les photons rencontrent des zones de plus en plus froides et atteignent à la limite supérieure une zone d'environ 2 millions de degrés.

- **la zone convective** :

Dans cette zone, les gradients de température sont tels que des mouvements convectifs entretiennent une circulation globale du plasma. La température y passe de 2 millions de degrés pour atteindre à la surface du Soleil environ 5800 K. Les mouvements ascendants et descendants du plasma engendrent de gigantesques cellules de convections, responsables des phénomènes de granulation visibles à la surface du Soleil, la photosphère.

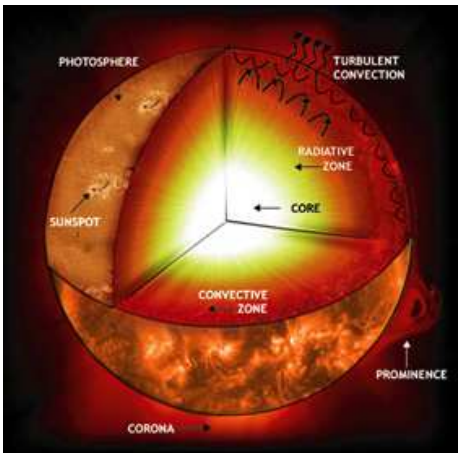


FIGURE 1.1.: Représentation de la structure du Soleil où figurent les différentes régions internes (coeur, zone radiative et convective). Le champ magnétique généré conditionne son activité à sa surface et crée diverses structures dont des protubérances et des taches solaires (NASA/Berkeley).

1.1.2. Origine du champ magnétique

Le plasma dans le noyau et la zone radiative a une rotation solide (comme un corps solide) ; mais au niveau de la zone de convection, la rotation est dite différentielle : le plasma tourne plus lentement au niveau des pôles qu'au niveau de l'équateur. L'interface entre ces deux zones de rotations distinctes est nommée la tachocline. La faible épaisseur de cette région entraine de fortes turbulences et des champs magnétiques importants y sont générés. L'activité magnétique du Soleil résulte alors de mécanismes de dynamo, autrement dit de phénomènes d'induction magnétique.

Différents processus jouent un rôle important dans la dynamo solaire : la rotation différentielle (effet Ω) et la turbulence présente dans la zone convective (effet α). Parker [1955] propose un premier modèle de dynamo solaire. Le champ magnétique peut être décomposé en un champ poloïdal et toroïdal dont les lignes de force sont respectivement dans le plan contenant l'axe solaire et concentriques autour de l'axe.

Considérons l'évolution du champ magnétique à la surface du Soleil illustrée dans la figure 1.2, où le champ magnétique solaire possède une configuration dipolaire. La rotation différentielle entraine une déformation progressive des lignes de champ qui commencent à s'enrouler autour de l'axe, le champ magnétique se transforme graduellement en champ magnétique toroïdal (effet Ω). Par des mécanismes non encore élucidés, cet effet a tendance à renforcer le champ toroïdal devenant instable et entrainant l'émergeance de tubes de flux à la surface du Soleil (effet α). Les lignes de champ magnétique, formant les arches magnétiques qui s'elèvent à la surface, sont des régions dites actives. Ces arches sont connectées à des taches solaires de polarités magnétiques opposées. Cet ordre est inversé dans l'autre hemisphère (loi d'Hale [Hale et al. ,1919]). L'angle d'inclinaison entre une paire de tache solaire a une valeur moyenne de 5.6° par rapport à l'axe Est-Ouest mais il varie en fonction de la latitude et de la période dans le cycle (loi de Joy). Les taches solaires migrent des hautes latitudes vers l'équateur au cours du cycle de 11 années, soit au cours de la reconfiguration continuelle du champ magnétique. Tous ces effets combinés entrainent une inversion du champ magnétique tous les 11 ans. La période de 22 ans correspond au cycle complet avec un retour à la même polarité magnétique à grande échelle.

Il est aussi à noter que des modèles de la dynamo solaire sont élaborés dans le but, entre autre, de prédire l'évolution du champ magnétique à la surface et retrouver la cyclicité de son orientation [cf. par exemple Dikpati et al., 2006].

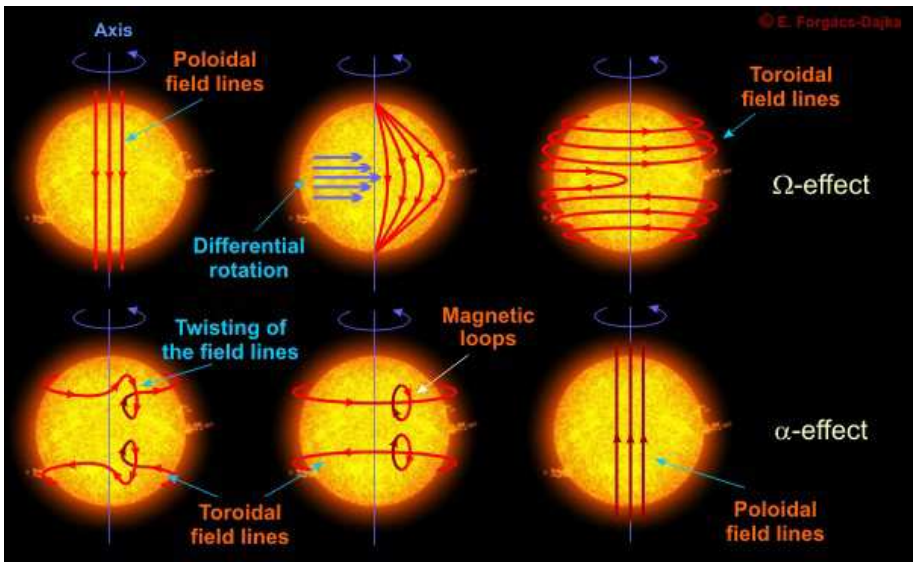


FIGURE 1.2.: Evolution du champ magnétique (composantes poloïdale et toroïdale) au cours d'une rotation. Les lignes de champ sont déformées au cours d'une rotation différentielle par les effets combinés $\Omega\alpha$, conduisant à l'émergence puis à la dispersion de tubes de flux à sa surface. La polarité magnétique du Soleil est inversée en moyenne tous les 11 ans (illustration de Forgacs-Dajka).

1.1.3. L'atmosphère solaire

L'atmosphère du Soleil est composée d'un ensemble de régions qui s'étendent de la photosphère à l'héliosphère. Chacune d'entre elles posséde des profils en densité et température distincts. La figure 1.3a représente le profil d'évolution radial statique de l'atmosphère solaire. La densité diminue avec l'altitude, contrairement à la température qui augmente brutalement dans la région de transition. Bien entendu, cette stratification est une vue simplifiée ; l'atmosphère solaire étant en réalité un mélange de régions photosphèriques, chromosphériques et coronales se chevauchant à diverses altitudes. Des processus physiques complexes l'expliquent comme des mécanismes de chauffage intermittants produit par des faisceaux d'électrons non thermiques, des reconnexions magnétiques, des ondes acoustiques, des chocs,... [cf. Aschwanden, 2006].

Un paramètre physique important pour caractériser un plasma est le paramètre β qui est le rapport de la pression thermique sur la pression magnétique :

$$\beta = \frac{p_{th}}{p_{mg}} = \frac{nk_bT}{B^2/2\mu_0} \tag{1.1}$$

où μ_0 est la perméabilité du vide, B l'intensité du champ magnétique, n la densité et T la température de la population des particules considérée.

Le graphique 1.3b illustre le profil d'évolution de ce paramètre dans les hautes couches du Soleil. Au niveau de la photosphère, le β est élevé et les mouvements du plasma dominent les forces engendrées par les champs magnétiques. Dans la chromosphère et la couronne, le β décroit pour être inférieur

à l'unité. Dans ces régions, les structures magnétiques, telles que les arches ou filaments observés, contrôlent la dynamique du plasma. A des altitudes supérieures, le β augmente de nouveau et le champ magnétique est advecté avec le vent solaire, formant au final la spirale de Parker (cf. partie 1.2.1).

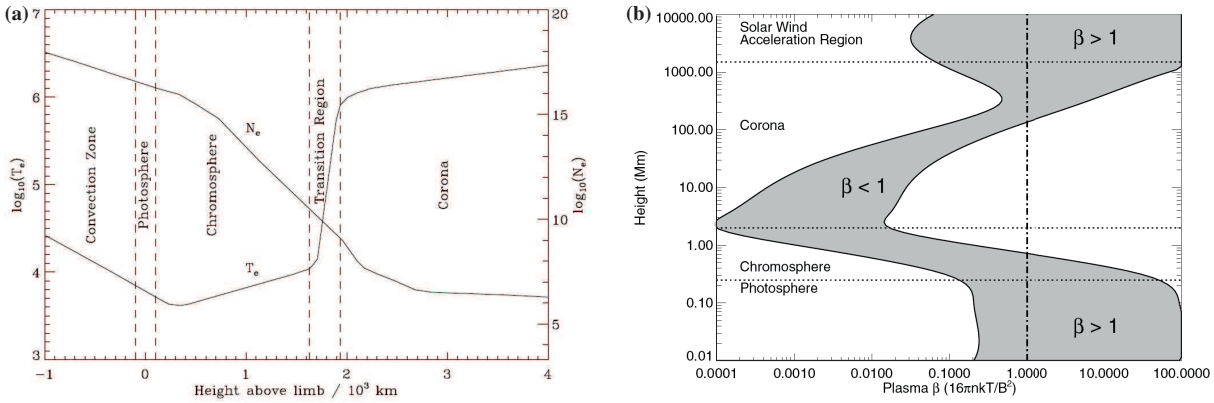


FIGURE 1.3.: (a) Modèle 1D de la température T_e (K) et de la densité électronique N_e (cm^{-3}) de Gallagher [2000]. (b) : Evolution du paramètre β-plasma dans l'atmosphère solaire en fonction de l'altitude pour deux champs magnétiques de magnitude 100 G (Gauss) et 2500 G, tirée de [Aschwanden, 2006]. Les différentes couches de l'atmosphère sont séparées par des traits pointillés.

La photosphère

La photosphère, qui est la surface visible du Soleil, est définie comme le point où l'épaisseur optique τ est égale à 2/3 aux longueurs d'onde du visible, centrées sur 5000 A°. C'est une zone de passage d'un milieu optique épais à un milieu optiquement mince. Le spectre émis est proche de celui d'un corps noir d'une température de 5800 K. Elle a une épaisseur d'environ 500 km et une densité d'environ $10^{23}\,m^{-3}$. On distingue à sa surface des régions plus froides comprises entre 4000 et 4500 K, appelées taches solaires, qui sont dues à un champ magnétique intense qui bloque le mouvement convectif du plasma sous ces régions. Une granulation de la photosphère y est aussi observée, manifestation du mouvement ascendant et descendant du plasma dans la zone de convection. Le champ magnétique est concentré sur le bord de ces granules qui ont des tailles caractéristiques d'environ 800 km et une durée de vie de 3 à 8 minutes. Cette granulation est en réalité observée à différentes échelles : de la mésogranulation (5000-10000 km) à la supergranulation (plus de 20 000 km). Entre ces cellules de granulation, la matière va pouvoir s'échapper continuellement ; ce sont les spicules qui sont des jets de plasma atteignant la chromosphère.

La chromosphère

La chromosphère est la région supérieure à la photosphère, d'une épaisseur de 2000 km, où la température augmente d'environ $4500\,K$ à une région de transition d'$\sim 20000\,K$; le mécanisme de chauffage de la chromosphère reste à établir. La densité chute d'un facteur 10^6, le champ magnétique joue alors un rôle important dans la structuration de cette région ($\beta < 1$). La chromosphère est un milieu inhomogène, composée de diverses structures : les spicules qui la traversent et les fibrilles qui sont des structures horizontales délimitant les structures magnétiques de la chromosphère.

La couronne

La couronne solaire est la partie externe de l'atmosphère solaire. Elle peut être vue à l'oeil nu durant des éclipses totales du Soleil. Les coronographes, tels que LASCO à bord du satellite SOHO, permettent son observation continue en lumière blanche. La figure 1.4, à droite, montre un exemple de prise possible avec LASCO. Le principe de fonctionnement consiste à occulter le disque solaire et observer les augmentations de densité révélées par la diffusion Thomson de la lumière des électrons de la couronne. La luminosité totale de la couronne en lumière blanche varie d'un facteur 2 entre un maximum et un minimum solaire, indiquant donc une variation significative du contenu électronique dans celle-ci.

La température de la couronne est supérieure à $1\,MK$, comme indiquée par l'émission des ions de fer hautement ionisés, les couches plus froides (chromosphère et photosphère) sont donc situées en dessous de celle-ci. Cette augmentation de la température reste un mystère de la physique solaire. Le satellite SOHO, et plus récemment Solar Dynamic Observatory (SDO), ont permis de mettre en évidence que la température est loin d'être homogène dans cette région. Différentes structures sont observées telles que les arches magnétiques (dont la température varie de $2-6\,MK$, ou les trous coronaux avec des températures de $1\,MK$). Dans le milieu interplanétaire, la température des ions diminue en raison du refroidissement adiabatique. Au niveau de la Terre, à 1 UA [1], la température des protons est en moyenne de $0,05$ à $0,1\,MK$.

Il est à noter que la couronne est constituée de différentes espèces ioniques qui ne sont plus à cette distance en équilibre thermodynamique et peuvent être chauffées par des interactions ondes-particules. Les processus contrôlant le chauffage de la couronne sont encore mal connus. Différentes explications ont été avancées, comme par exemple le transport d'énergie par des ondes magnétohydrodynamiques.

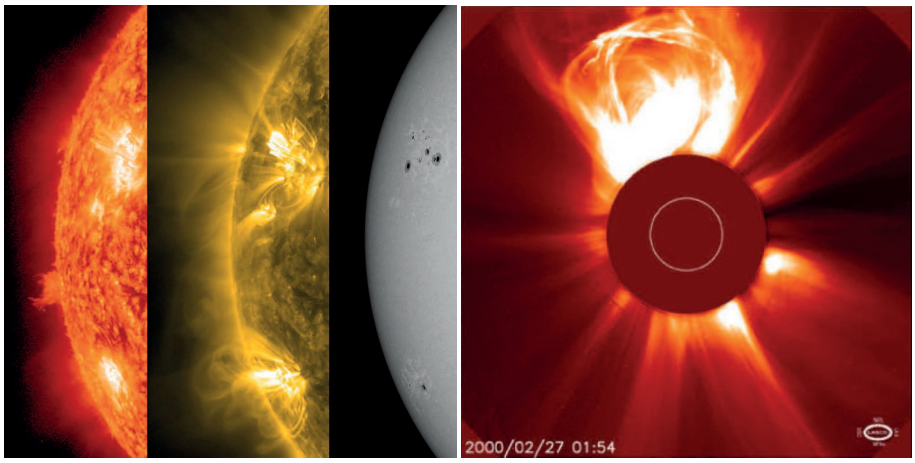


FIGURE 1.4.: A gauche : régions actives observées par le satellite SDO le 15-17 Août 2011 à différentes longueurs d'ondes. A droite : image prise en lumière blanche par le coronographe LASCO le 27 Février 2000.

1. L'unité astronomique (UA) est basée sur la distance entre le Soleil et la Terre. Elle est fixée à 149 597 870 700 mètres.

1.1.4. Perturbations coronales

Le Soleil ne déroge pas à une règle commune à toute étoile : la perte continuelle de masse. Ce transfert de masse et d'énergie prend deux formes aux caractères permanents et sporadiques que sont respectivement le vent solaire et de larges éjections de plasmas appelées éjections de masse coronale ou CME ("Coronal Mass Ejections"), issues de perturbations coronales à grande échelle.

Il existe plusieurs processus MHD liés à la reconfiguration coronale. Tout d'abord, les protubérances apparaissent comme de fins filaments sombres à la surface du Soleil, lorsqu'elles sont observées avec un filtre Hα. Ce sont en fait des nappes de plasma verticales dont les dimensions, pour les plus grandes, sont de 200 Mm de long et 50 Mm de haut avec des températures près d'une centaine de fois plus faibles que la couronne [Kivelson et Russel, 1995]. Ils peuvent rester stable pendant des mois et possèdent un champ magnétique moyen de $0,5 - 1\,mT$.

On distingue par ailleurs les éruptions ("flares"). Ces derniers apparaissent durant la reconfiguration du champ magnétique de ces protubérances, par différents mécanismes d'instabilités mettant en jeu diverses processus, tels que la reconnexion magnétique, avec comme conséquences d'accélerer brutalement les particules et de produire du rayonnement X.

Enfin, des structures de plasma à grande échelle, les CMEs, sont éjectées périodiquement du Soleil. Elles sont souvent associées aux éruptions, bien que pour 40 % des éruptions observés (de classe M), aucune CME n'est relevée [Andrews, 2003]. Une CME peut être définie comme une structure plasma se propageant dans le milieu interplanétaire et transportant un flux magnétique gelé, autrement dit champ magnétique et plasma se déplacent solidairement. Les CMEs ont une masse moyenne d'environ 10^{11} à 10^{13} kg et des vitesses comprises entre 50 à 3000 km/s [Howard et al., 1985 ; Gopalswany et al., 2004]. La première CME a été observée par le coronagraphe à bord du satellite OSO-7 (Orbiting Solar Observatory) le 14 décembre 1971 [Tousey, 1973]. Les caractéristiques d'une CME observée par un coronographe sont : une frontière dense à l'avant, une cavité sombre et une région interne brillante (qui sont clairement visibles sur la figure 1.4 de droite) [Hundhausen, 1987]. La fréquence d'observation des CMEs varie selon le cycle solaire : on en relève environ 3,5 par jour au maximun solaire et 0,2 par jour au minimun solaire.

Mécanismes d'initiation des CMEs

De nombreux modèles ont été avancés pour expliquer l'initiation des CMEs (cf. revue de Chen [2011] et Mittal and Narain [2010]).

Comme représentée par la figure 1.5, une éruption peut être décomposée en plusieurs étapes :

- Une pré-structure magnétique, que l'on appelle le progéniteur et qui peut contenir ou non un filament, est en équilibre. Il est assimilé à un tube de flux torsadé sous forme d'arcades magnétiques (qui correspond sur la figure 1.5 à "large coronal loop").

- le tube de flux se développe et s'élève dans la chromosphère pour des raisons liées à des instabilités et réarangements magnétiques.

- l'enveloppe contenant le flux magnétique se déforme ("inflowing magnetic field") et au dessus de la photosphère, des lignes de champ magnétique anti-parallèles intéragissent et se reconnectent menant à l'expulsion du tube de flux. Les particules sont alors brusquement accélerées, conduisant à la production de rayonnement X.

En réalité, de très nombreux mécanismes de déclenchement sont proposés. On peut citer en particulier le mécanisme par émergence de flux de Chen [2008]. Un autre modèle appelé “breakout model” suppose que des processus de reconnexion ont lieu au dessus de filaments ce qui permet à ce dernier de se développer. Ce modèle suppose donc l’existence de flux multipolaires au niveau de la photosphère [Antiochos et al., 1999].

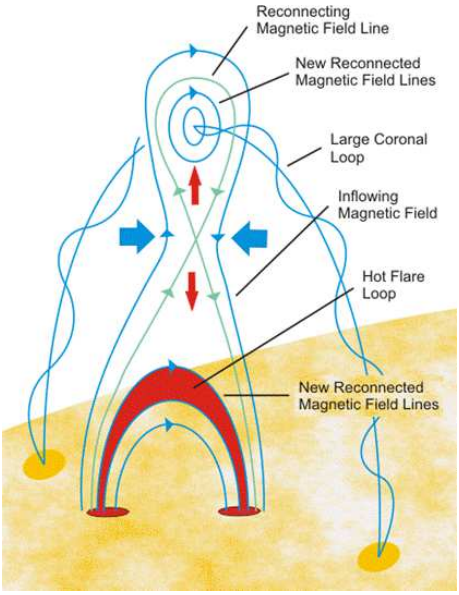


FIGURE 1.5.: Représentation simplifiée de différents processus et élements associés à l’éruption d’une CME (NASA/Berkeley, par Gordon Holman).

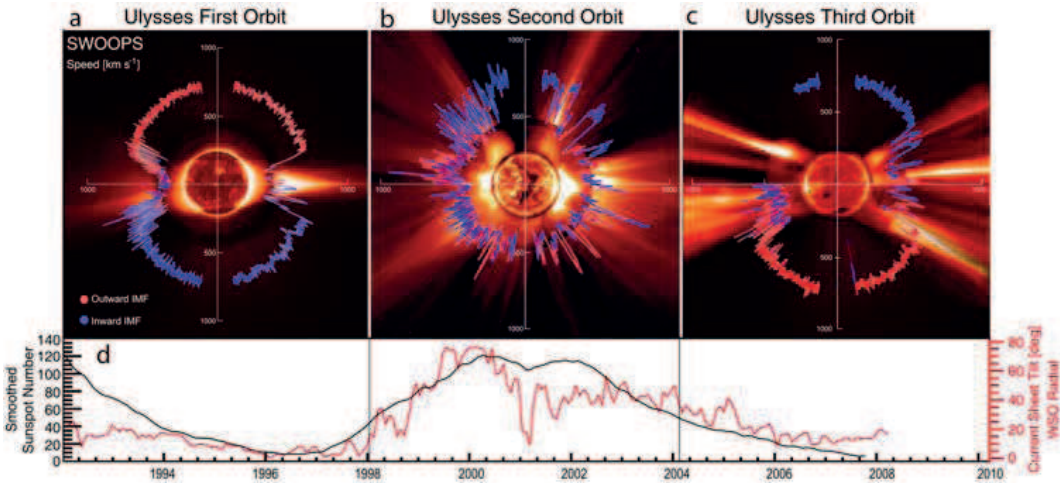


FIGURE 1.6.: (a-c) Evolution de la vitesse du vent solaire combinée à la polarité du champ magnétique indiquée par les couleurs (rouge et bleu) pour trois orbites du satellite Ulysses à différent temps (au minimum solaire du cycle 22, au maximum solaire du cycle 23, au minimum solaire du cycle 23). Le fond est une superposition de trois images prises par SOHO à 1950 nm, le coronographe Mauna Loa K à 700-950 nm et SOHO C2 en lumière blanche. (d) représente le nombre de taches solaires et l’inclinaison de la nappe de courant héliosphérique de 1992-2008. Tirée de [McComas et al., 2008]

1.2. Le vent solaire

1.2.1. Quelques propriétés générales

Le vent solaire est un flux de particules chargées provenant de l'atmosphère solaire. Ces particules s'échappent du Soleil en raison de l'expansion de la couronne solaire très chaude. Des mesures in-situ du vent solaire ont permis de mettre en évidence deux régimes de propagation : le vent solaire rapide, qui prend son origine au niveau des trous coronaux et le vent solaire lent provenant des régions équatoriales ou proches de régions actives. La figure 1.6 représente la distribution spatiale de ces deux types de vent et les vitesses relevées par Ulysses au cours de 3 orbites polaires.

A 1 UA, le vent solaire lent, dont la vitesse moyenne est estimée à $400\,km.s^{-1}$, a une densité de protons $N \sim 10\,cm^{-3}$, et une température $T \sim 4 \cdot 10^4 K$. Quant au vent solaire rapide, sa vitesse est de $700-800\,km.s^{-1}$, la densité et la température moyennes des protons valent respectivement N$\sim 3\,cm^{-3}$ et $T \sim 2.4 \cdot 10^5 K$.

Spirale de Parker

La valeur du β du vent solaire étant typiquement supérieure à 1, les lignes de champ magnétique sont advectées dans le milieu interplanétaire. Le plasma étant très peu résistif (condition MHD idéale) comme dans le couronne, le plasma entraîne avec lui le champ magnétique, on dit qu'il est gelé (cf. 1.3). L'advection radiale de ce champ magnétique, combinée à la rotation du Soleil entraine la formation de la spirale de Parker [1963]. Une description simple suppose que la gravitation exercée par le Soleil et l'accélération du vent solaire peuvent être négligées à partir d'une distance r_0. La vitesse radiale du vent (v_r) est approximée par une constante v.

En supposant que le champ magnétique dans le vent solaire a une symétrie de révolution et azimutale et tenant compte du fait que les lignes de champ sont gelées dans le plasma ($\mathbf{v} \times \boldsymbol{B} = \mathbf{0}$), on peut calculer les différentes composantes du champ magnétique :

$$B_r(r,\theta,\phi) = B(\theta,\phi_0)(\tfrac{r_0}{r})^2$$
$$B_\theta(r,\theta,\phi) = 0$$
$$B_\phi(r,\theta,\phi) = B(\theta,\phi_0)(\tfrac{\omega}{v})(r-r_0)(\tfrac{r_0}{r})^2 sin\theta$$

où $B(\theta,\phi_0)$ est le champ magnétique à $r = r_0$. On détermine l'angle entre la direction du champ magnétique et la direction radiale ψpar :

$$tan\psi = \frac{B_\phi}{B_r} = (\frac{\omega}{v})(r-r_0)sin\theta$$

Quand on considère $r \gg r_0$, la relation précédente devient :

$$tan\psi = \frac{B_\phi}{B_r} = (\frac{\omega}{v}) \cdot r \cdot sin\theta$$

Avec les valeurs caractéristiques du vent solaire mesurées à 1 UA, $v = 400\,km.s^1$, $\omega = 2,6\,rad.s^{-1}$ et en utilisant $r = 1,5 \times 10^8\ km$ et $\theta = 90°$, on détermine une valeur de $\psi \sim 45°$ qui est proche de celle mesurée [Goossens, 2003].

La figure 1.7 représente la nappe de courant héliosphérique (ou “Heliospheric Current Sheet”, HCS), prenant la forme d’une jupe de ballerine. De part et d’autre de celle-ci, les lignes de champ magnétique issues du Soleil sont magnétiquement opposées. A 1 UA, un observateur peut observer le passage de la nappe de courant qui se traduit par l’inversion de la polarité du champ magnétique, il observe alors différents secteurs magnétiques. Il existe deux types de secteurs : “away sector” (ligne de champ orientée en direction opposée au Soleil) et “toward sector” (orientée vers le Soleil). Par exemple, durant le dernier minimum solaire, le “toward sector” était connecté à l’hémisphère magnétique solaire nord et le “away sector” à l’hémisphère sud.

Les vents solaires lents et rapides peuvent aussi interagir et former des régions d’interaction en corotation (“Corotating Interaction Region”, CIR) [Belcher et Davis, 1971 ; Burlaga et al., 1974].

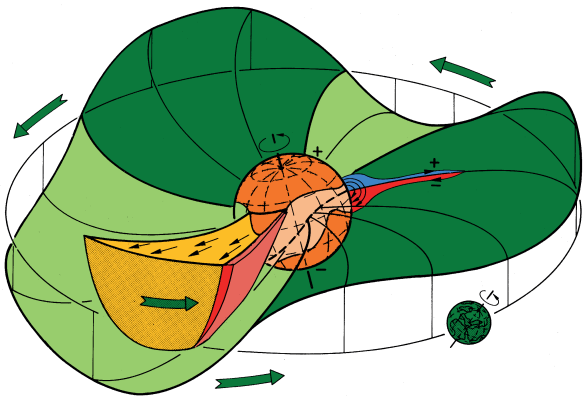


FIGURE 1.7.: Illustration de la “jupe de ballerine” ou représentation 3D de l’héliosphère, selon Alfvén [1977]

1.2.2. Les populations de particules du vent solaire

Le vent solaire est défini par le comportement collectif de ses différentes particules (électrons, protons, particules alpha, et ions lourds). Le développement de spectromètres à particules à bord des satellites a permis de mesurer la composition et les fonctions de distributions de ces différents éléments. Les régimes observés dans le vent solaire (lent et rapide) et les phénomènes sporadiques, que nous étudions par la suite, diffèrent de par leurs propriétés cinétiques.

Les électrons suprathermiques nous intéressent tout particulièrement. Bien qu’ils jouent un rôle moins important dans la dynamique globale du vent solaire de par leur faible masse, ces électrons, qui ont des énergies supérieures à 70 eV, explorent à des vitesses bien plus importantes que les ions la structure globale du champ magnétique héliosphérique ; ils peuvent être considérés comme des traceurs topologiques de l’héliosphère.

Fonctions de distributions

La physique des plasmas repose sur la théorie cinétique. Dans cette théorie, on définit la fonction de distribution de la vitesse des particules $f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$, où $\mathbf{r} = (x, y, z)$ est le vecteur position et $\mathbf{v} = (v_x, v_y, v_z)$ le vecteur vitesse. Le nombre de particules dans un élément de volume à 6 dimensions (3

dimensions de position, 3 dimensions de vitesse), autrement dit à la position $\mathbf{r}$, au temps t et ayant des vitesses comprises entre v_x et $v_x + dv_x$, v_y et $v_y + dv_y$, v_z et $v_z + dv_z$, est :

$$f(x, y, z, v_x, v_y, v_z, t)dv_x dv_y dv_z$$

Pour obtenir les grandeurs macroscopiques, on dérive les différents moments de la fonction de la distribution, tels que la densité, le vecteur vitesse, le tenseur de pression et le flux d'énergie thermique.

Par exemple, l'intégrale de la distribution (moment d'ordre 0), dans l'espace des vitesses, donne la densité totale n :

$$n(x, y, z, t) = \int f \cdot dv_x dv_y dv_z$$

Et la vitesse moyenne (ou de groupe) peut être calculée selon l'équation :

$$< \mathbf{v} > = \frac{\int \boldsymbol{v}(x, y, z, t) \cdot f(\mathrm{x, y, z, v_x, v_y, v_z, t}) \cdot d\mathbf{v}}{n(x, y, z, t)}$$

Populations électroniques dans le vent solaire

Les électrons dans le vent solaire peuvent être classifiés en différentes populations : (1) un "coeur" comprenant une population de particules thermiques généralement isotrope et de plus basse énergie par rapport (2) au "halo", une population d'électrons suprathermiques (relativement isotrope à des énergies supérieures à 70 eV) et (3) au "strahl", qui est un intense faisceau d'électrons suprathermiques aligné suivant le champ magnétique et dirigé vers le milieu interplanétaire [Feldman, 1975 ; Pilipp 1987]. La figure 1.8 présente des distributions mesurées dans le vent solaire rapide et mettant en évidence la présence de ces populations. On observe que le vent solaire rapide est caractérisé par un strahl : une population électronique alignée suivant $V_{//}$ aux hautes énergies.

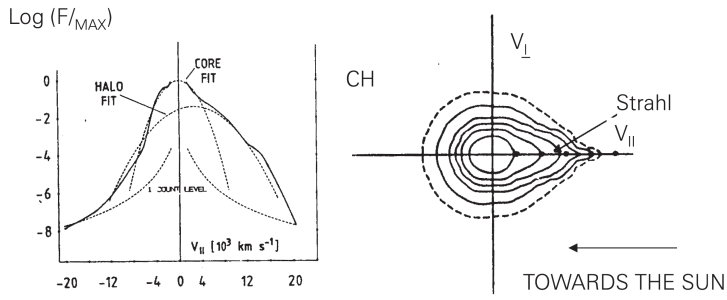


FIGURE 1.8.: Fonctions de distribution typiques des électrons mesurées par HELIOS et représentées sous forme de spectres d'énergies (à gauche) et contours (à droite) pour le vent solaire rapide. D'après Philipp et al. [1987].

Origine des électrons suprathermiques

Les électrons suprathermiques du vent solaire ont été observés à différentes distances heliosphériques et dans les environnements planétaires. Les missions spatiales Helios I et II, ACE et Wind ont mesuré ces populations de 0.3 à 1 UA ; Ulysses a pu effectuer des relevés jusqu'à 5 UA et à différentes latitudes. A noter que de nombreuses missions ont également contribué à l'étude des électrons suprathermiques

dans l'environnement magnétique terrestre. La figure 1.9 montre l'évolution des 3 populations électroniques du vent solaire en fonction de la distance radiale : le coeur possède une densité constante, contrairement aux strahl et halo qui varient de manière opposée. La tendance observée est un transfert des électrons suprathermiques du strahl vers le halo, suggérant des processus d'isotropisation et de diffusion dans l'espace des vitesses de l'une vers l'autre population [Maksimovic et al., 2005].

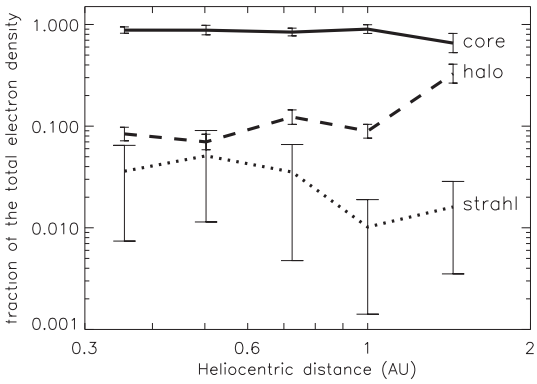


FIGURE 1.9.: Diminution (augmentation) du nombre d'électrons du strahl (halo) en fonction de la distance héliosphérique mesurée par les instruments plasma à bord de Helios, WIND et Ulysses. D'après Maksimovic et al. [2005].

Le halo du vent solaire (énergies de 70 eV jusqu'à $\sim 1\,keV$) provient des électrons de la couronne thermique du Soleil qui ont des températures d'environ $10^6 K$ [Lin, 1998]. Ce flux primaire d'électrons suprathermiques est mesuré en l'absence d'accélération de particules (SEP, "Solar Energetic Particle"). Des électrons à de telles énergies s'échappent continuellement du Soleil.

Enfin, les électrons suprathermiques sont étudiés à l'intérieur des ICMEs. Des flux bidirectionels d'électrons suprathermiques caractérisent ces structures car ils impliquent une circulation d'électrons sur des lignes de champ fermées et ancrées au niveau du Soleil [Gosling et al., 1987]. Ce processus est décrit ci-dessous.

Traceurs héliosphériques

Examinons de plus près comment ces distributions électroniques nous renseignent sur la topologie du milieu interplanétaire. Les observations montrent que les faisceaux électroniques de quelques centaines d'eV (halo et strahl) baignent le vent solaire. Ils sont le plus souvent observés dans une direction (parallèle ou anti-parallèle à la ligne de champ), mais parfois dans les deux directions ; on parle alors de faisceaux d'électrons bidirectionnels.

Les faisceaux d'électrons bidirectionnels signifient qu'ils sont connectés à chacune de leurs extrémités à des sources d'électrons de ce type. Ils sont le plus souvent associés aux éjectas solaires tels que les nuages magnétiques (MC) : dans ce cas les lignes sont ancrées au Soleil à leurs extrémités [Gosling, 1987]. Les fonctions de distribution montrent des flux élévés pour des valeurs de l'angle d'attaque égales à 0° et 180°. L'angle d'attaque est l'angle formé par le vecteur vitesse et la direction du champ magnétique ; une particule ayant un angle d'attaque égal à 0° (180°) signifie que celle-ci se propage parallèlement (anti-parallèlement) au champ magnétique.

Le schéma 1.10a, tiré de Owens et al. [2007], illustre les données in-situ idéalisées de la distribution en angle d'attaque des électrons suprathermiques, pour une énergie donnée, qu'un satellite peut obtenir

lors de la traversée d'un MC. Dans le cas envisagé dans cette figure, il traverse tout d'abord des lignes de champ fermées (1), d'où l'observation de faisceaux d'électrons suprathermiques bidirectionels dans une première partie. Des processus dits de "reconnexion d'interchange" peuvent aussi avoir lieu au pied du MC dans le champ de la couronne. La figure 1.10b illustre ce processus : une ligne de champ ouverte se reconnecte avec l'ICME et cela a pour conséquence l'ouverture des lignes de champ de cette dernière [Crooker et Horbury, 2006]. Le satellite, dans la figure 1.10a, croise dans ce cas des faisceaux d'électrons unidirectionels (2), et pour finir de nouveau des lignes de champs fermées (3). Ce schéma est bien entendu une illustration très simplifée d'une traversée d'un satellite dans un MC.

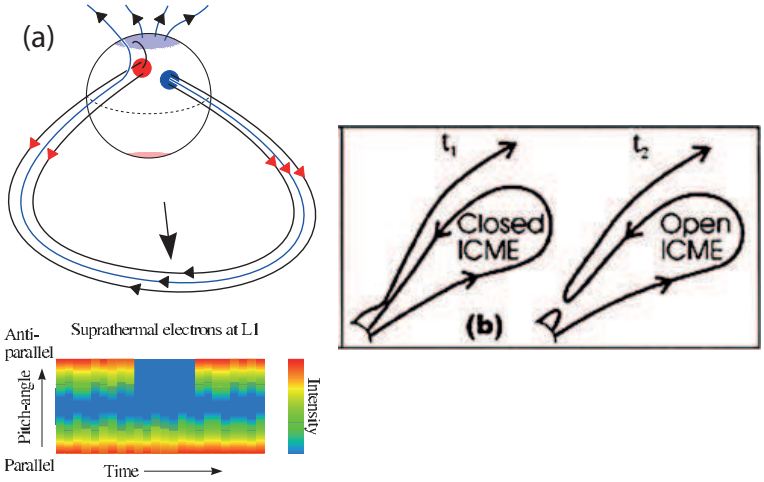


FIGURE 1.10.: (a) Représentation de différentes signatures de distributions d'électrons suprathermiques pouvant être mesurées dans l'héliosphère. En haut : les lignes de champ fermées sont représentées en noires, en bleu figure une ligne de champ ouverte. Les flèches rouges représentent la direction des électrons suprathermiques le long des lignes de champ et les flèches noires la direction du champ. En bas, un diagramme de la distribution en angle d'attaque des flux d'électrons suprathermiques permet de visualiser les faisceaux bidirectionnels ou unidirectionnels rencontrés par le satellite. Tirée de Owens et al. [2007]. (b) Illustration du processus de reconnexion interchange, tirée de Crooker et Horbury [2006].

1.3. La reconnexion magnétique

La reconnexion magnétique est un processus fondamental et récurrent en physique des plasmas et a fortiori en astrophysique. Impliqué aussi bien dans l'éjection des CMEs et les phénomènes d'accélération de particules énergétiques que dans la restructuration du champ magnétique de la couronne, il n'a été que très récemment associé à des observations réalisées dans le vent solaire à 1 UA et au delà [Gosling et al., 2005a,b]. Ainsi, après une description de base des processus de reconnexion magnétique, nous nous intéressons aux signatures observées dans le vent solaire.

1.3.1. Concepts fondamentaux

Notion de mouvement des lignes de forces

Avant tout, il est utile de discuter de la notion de mouvement des lignes de forces et du théorème du gel. Les lignes de champ magnétique sont en tout point tangentes au vecteur d'induction magnétique

B :

$$\frac{dx}{B_x} = \frac{dy}{B_y} = \frac{dz}{B_z} \tag{1.2}$$

On peut définir le repère dans lequel le champ électrique perpendiculaire $\mathbf{E}_\perp$ est nul. Ce repère a une vitesse telle que $\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B} = 0$ (issue de la transformation de Lorentz dans la limite non relativiste du champ électromagnétique). Si on injecte cette dernière équation dans l'équation de Faraday $\partial_t \mathbf{B} = -\nabla \times \mathbf{E}$, on obtient l'équation d'évolution du champ magnétique :

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \tag{1.3}$$

La vitesse perpendiculaire $\mathbf{v}_\perp$correspond à :

$$\mathbf{v}_\perp = \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{B^2} \tag{1.4}$$

La composante parallèle au champ magnétique est, elle, arbitraire.

On peut alors démontrer que si deux points sont sur la même ligne de champ et se déplacent à la vitesse $\mathbf{v}_\perp$ alors ils restent sur cette même ligne. C'est le théorème du gel. Il interdit à des élèments de plasma qui sont situés sur des lignes de champ différentes de se retrouver sur la même ligne. Autrement dit, il n'y a pas d'échange de matière dans un plasma entre des régions qui sont connectées à des lignes de champ différentes (dans le cas idéal de la MHD).

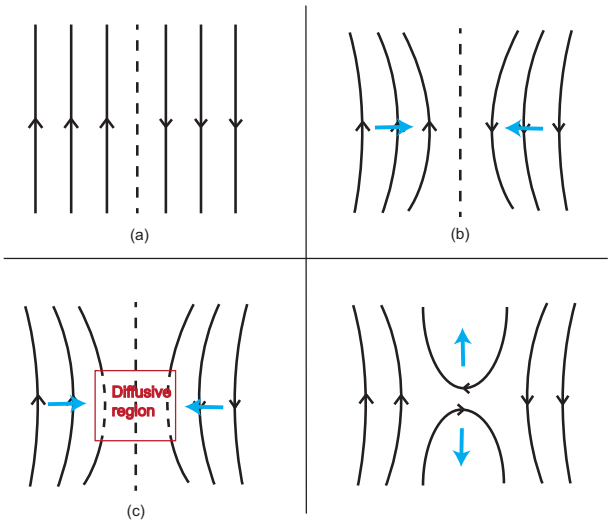


FIGURE 1.11.: (a) Les champs magnétiques anti-parallèles sont à l'équilibre. (b) En MHD idéale, le déplacement des lignes de champs est inhibé par la pression magnétique. (c) En MHD résistive, le champ magnétique diffuse plus rapidement quand le courant est fort. (d) La connectivité magnétique est modifiée. Les flèches bleues représentent l'écoulement du plasma. Adaptée de Dendy [1995].

La reconnexion magnétique : violation de la MHD idéale et discontinuité rotationnelle

La reconnexion magnétique est un processus physique par lequel la topologie des lignes de champ magnétique est modifiée et l'énergie magnétique est alors convertie en énergies thermiques et cinétiques.

La figure 1.11 est une illustration simplifiée de ce processus [cf. Dendy, 1995]. Les lignes de champ magnétique anti-parallèles sont à l'état d'équilibre (ou gelées) (a). Dans les conditions MHD idéales, une perturbation peut entrainer le déplacement de ces lignes les une vers les autres, néanmoins la pression magnétique résultante empêche toute interaction (b). Pour des raisons non totalement élucidées, il peut arriver que ces conditions idéales soient violées. Une région de diffusion se forme au lieu de rencontre de lignes de champ anti-parallèles (c). Le champ magnétique diffuse plus rapidement à l'intérieur de la nappe où le courant y est plus intense. La pression magnétique se trouve alors réduite et la topologie modifiée avec la présence de jets de plasma (flèches bleues) (d).

Historiquement, le premier modèle de reconnexion magnétique est le modèle de Sweet-Parker (1958) dans lequel est analysé le processus de reconnexion stationnaire au sein d'une couche de courant résistive. Le problème avec cette théorie est qu'elle nécessite des nappes de courants de grandes dimensions et la reconnexion s'établit sur une échelle de temps plus importante que celle des phénomènes observés (lors des éruptions solaires par exemple). Petschek [1964] a tenté de trouver une solution à ces problèmes. Dans son modèle la zone de diffusion est plus réduite $L' < L$. De part et d'autres de cette région, des chocs lents entrainent une réfraction des flux autour de cette région de diffusion. L'écoulement n'est alors plus autant contraint que dans le modèle de Sweet-Parker.

Le but de cette thèse n'est pas d'étudier la physique microscopique de la reconnexion magnétique mais d'étudier leurs occurrences, leurs signatures observées in-situ par des satellites dans le vent solaire et d'analyser les modifications topologiques locales et globales dans le milieu interplanétaire. La figure 1.12 illustre la structuration 2D du plasma au niveau du jet de plasma. Comme indiqué précédemment, au cours de la reconnexion magnétique, une zone de diffusion apparait à l'origine (X). Le jet de plasma est convecté à l'intérieur de cette région, formée de nappes de courant bifurquées et qui est délimitée par deux frontières. A travers celles-ci, le profil de la composante magnétique B_z est caractéristique d'une discontinuité rotationnelle (figure 1.12b) ; la polarité est inversée entre les deux nappes de courant. L'annexe C décrit plus amplement les discontinuités rotationnelles et en particulier l'utilité du test de Walén qui permet de prédire la vitesse à l'intérieur de cette région.

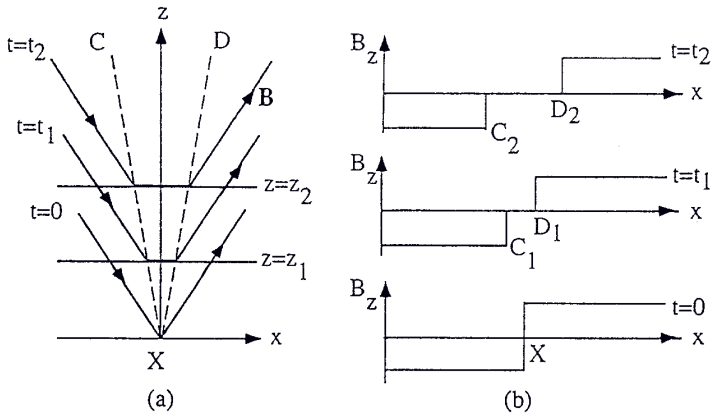


FIGURE 1.12.: Illustration du processus de reconnexion amenant à une modification topologique des lignes de champ dans le plan xz. Elle est caractérisée par deux discontinuités rotationnelles XC et XD. (b) Variations du profil de la composante B_z du champ magnétique à travers le jet de plasma. Le plasma est convecté de z_1 et z_2 au temps t_1 et t_2. Tirée de Lee et al. [1996]

1.3.2. La reconnexion dans le vent solaire

Le processus de reconnexion magnétique observé dans le vent solaire joue un rôle important dans la propagation des MCs, comme nous le voyons par la suite. Gosling et al. en 2005 sont les premiers à caractériser ces signatures et les localiser dans les données plasma du vent solaire de la mission ACE. Avant leurs études, différentes suggestions sont émises au sujet de leur existence. En 1968, Burlaga suppose que des structures appelées “D sheets”, larges rotations du champ magnétique associées à une diminution de sa magnitude, sont des signatures de la reconnexion magnétique dans le vent solaire. McComas et al. [1988, 1994] suggèrent que les compressions à l'avant ou à l'arrière des ICMEs peuvent initier la reconnexion magnétique. Pour Moldwin [1995, 2000], les petits tubes de flux magnétiques observés dans le vent solaire proviennent de reconnexions multiples au niveau de la nappe de courant héliosphérique ; Farrugia et al. (2001) associe un “trou magnétique” (“magnetic hole”), défini comme une région où le champ magnétique décroit en dessous des valeurs moyennes, à un probable site de reconnexion.

La figure 1.13 présente une signature de reconnexion observée dans des données plasma et champ magnétique du satellite Wind le 2 février 2002. Les composantes de la vitesse $\mathbf{V}$ et du champ magnétique $\mathbf{B}$ sont corrélées au cours de la traversée de la première nappe de courant et anti-corrélés à la traversée de la seconde. A cela s'ajoute la bonne corrélation entre la vitesse prédite par la relation de Walén (cf. Annexe C) et la vitesse observée, compatible avec une accélération alfvénique du plasma. Les figures 1.13a et 1.13b montrent aussi la brusque augmentation de la température et de la densité du plasma au niveau des frontières. Tous ces éléments nous permettent d'en déduire qu'on est en présence d'une reconnexion rapide selon le modèle de Petscheck [Phan et al., 2006].

La figure 1.14 représente la traversée d'un satellite à l'intérieur d'une région où la topologie des lignes de champ est modifiée par le processus de reconnexion magnétique. Le satellite rencontre deux discontinuités rotationelles (A1 et A2) : les champs $\mathbf{V}$ et $\mathbf{B}$ observés sont anti-corrélés lorque le satellite pénetre dans la région reconnectée et corrélés à sa sortie.

Concernant la récurrence des jets dans le vent solaire et leurs caractéristiques, Gosling et al. [2005] recensent 10 à 20 reconnexions par an à 1 UA en analysant les données du satellite ACE à une résolution de 64 secondes. Avec une résolution de 3 secondes du champ magnétique et du plasma, 40 à 80 événements par mois à 1 UA sont identifiés et pour une période proche du minimum solaire [Gosling et al., 2010]. Cette prévalence de signatures de reconnexion d'une taille correspondant à une traversée inférieure à 1 minute est mise en évidence dans une étude statistisque de Gosling et al. [2007], dans laquelle 89 % des jets observés ont une largeur inférieure à $4 \cdot 10^4$ km. Ceci correspond à un temps de traversée par le satellite inférieur à ~ 100 secondes. Les nappes de courant reconnectées de faibles épaisseurs sont ainsi majoritaires dans le vent solaire.

Pour terminer, la modification topologique à grande échelle découlant d'un processus de reconnexion magnétique peut être analysée en utilisant la variation de la distribution en angle d'attaque des électrons suprathermiques. Prenons pour exemple l'étude de Gosling et al. [2006b], dans laquelle une signature de reconnexion magnétique est observée dans la nappe de courant héliosphérique. Comme indiqué dans la figure 1.15, les données provenant du satellite ACE permettent de mettre en évidence successivement : (1) des lignes de champ ouvertes déduites de l'observation de faisceaux d'electrons unidirectionnels, (2-3-4) lignes de champs fermées résultant de la reconnexion magnétique (électrons bidirectionnels), (5) lignes de champ ouvertes (faisceau d'électrons anti-parallèle). Les 3 diagrammes

représentent la distribution des angles d'attaque et les différentes intensités relevées. Il faut noter en particulier que la distribution de l'angle d'attaque au niveau des lignes de champ fermées à l'intérieur du jet (c.-à-d. la région connectée) sont bien une combinaison des distributions relevées de part et d'autre de cette région.

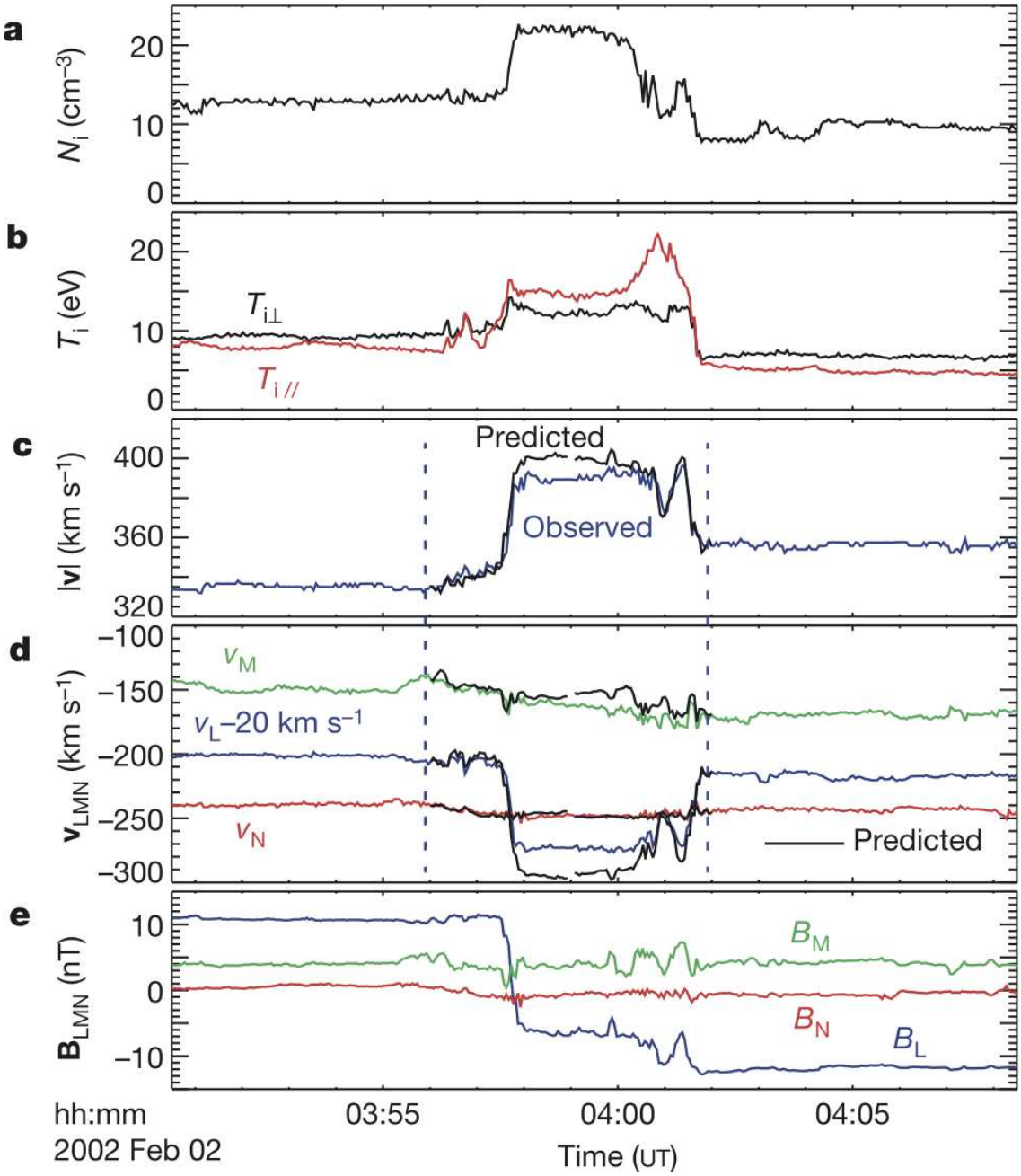


FIGURE 1.13.: Données plasma et champ magnétique d'un événement supposé être une signature de reconnexion observée par le satellite Wind le 2 Février 2002. Les panneaux de haut en bas représentent respectivement la densité (a), la température des protons $\perp$ et // (b), la magnitude de la vitesse observée et prédite (par la relation de Walén, cf. Annexe C) (c), les composantes **V** observées et prédites dans les coordonées LMN (liés aux vecteurs propres issus de l'analyse de variance minimun, cf. annexe A) (d) et enfin les composantes du champ magnétique observées dans ce même repère. Les lignes bleues verticales indiquent les temps de réference choisis pour prédire la vitesse aux frontières du jet de plasma. Figure tirée de Phan et al. [2006].

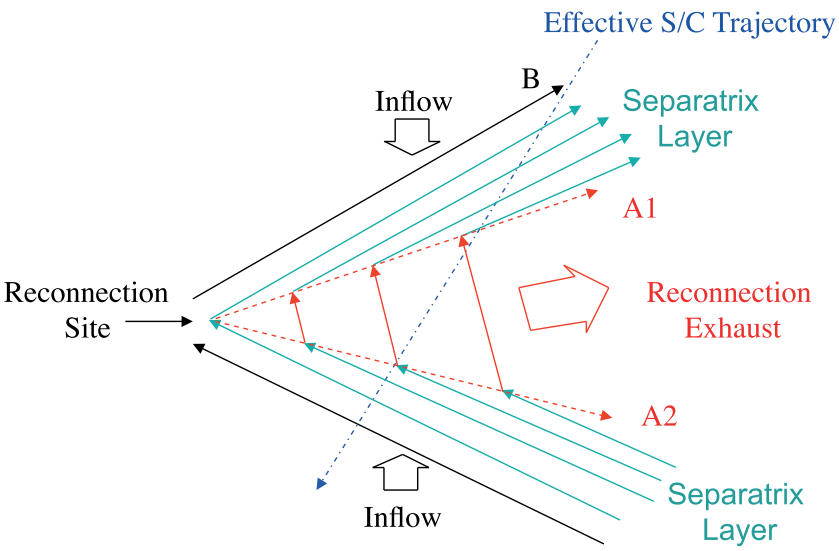


FIGURE 1.14.: Projection d'une signature de reconnexion à une couche de courant qui convecte avec le vent solaire. La ligne pointillée représente la trajectoire d'un satellite à travers cette structure. Tirée de Gosling et al. [2005].

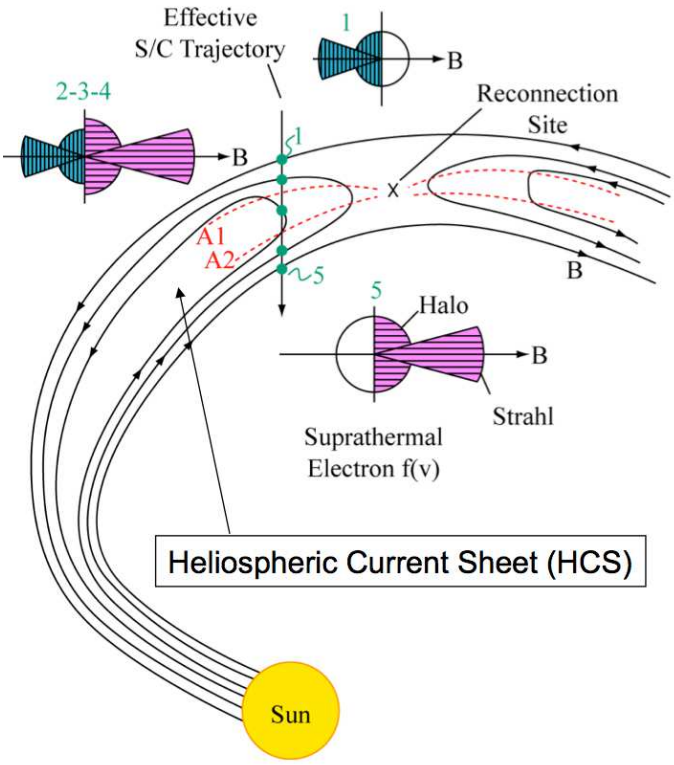


FIGURE 1.15.: Représentation de la topologie des lignes de champ magnétique pour un événement observé le 25 Décembre 1998 au cours d'une traversée de la nappe de courant héliosphérique. Elle est associée à des schémas illustrant l'évolution des distributions de l'angle d'attaque des électrons suprathermiques le long de la trajectoire du satellite. Les lignes en pointillées rouges correspondent au jet du plasma lié à une reconnexion magnétique. Tirée de Gosling et al. [2006b].

1.4. Les nuages magnétiques

Précédemment, nous avons mentionné qu'une CME est une large éruption de plasma et de flux magnétique. Lorqu'une CME se propage dans le milieu interplanétaire, la structure observée par le satellite est dénommée ICME (I pour interplanétaire) (cf. [Wimmer-Schweingruber, 2006] et [Richardson et Cane, 2010] pour un descriptif détaillé). Elle se propage à une vitesse supersonique de 300 à 2000 $km.s^{-1}$ et peut interagir avec la magnétosphère terrestre, si dirigée vers elle, produisant des orages géomagnétiques.

Les nuages magnétiques (ou MC pour "Magnetic Cloud") sont des ICMEs combinant un ensemble de signatures observées telles qu'une rotation graduelle du champ magnétique, une augmentation de l'intensité du champ magnétique et un β inférieur à 1. 30 % des ICMEs sont associés à des nuages magnétiques [Gosling et al., 1990]. L'absence de signatures de MCs est peut être liée au positionnement du satellite par rapport à l'éjecta. Jian et al. (2006) montrent que dans deux tiers des événements, le satellite rencontre une ICME avec une valeur de paramètre d'impact élevée [2], sa trajectoire s'effectue loin du centre de l'ICME ce qui ne permet pas d'identifier le tube de flux [voir aussi Démoulin et al., 2012]

Le terme "nuage magnétique" est utilisé pour la première fois par Burlaga et al. en 1981 après avoir analysé les données provenant d'une flotte de satellites (HELIOS, IMP 8, Voyager 1/2) en 1978. Klein et Burlaga [1982] observent des signatures similaires et font l'hypothèse d'une relation entre CME et MC.

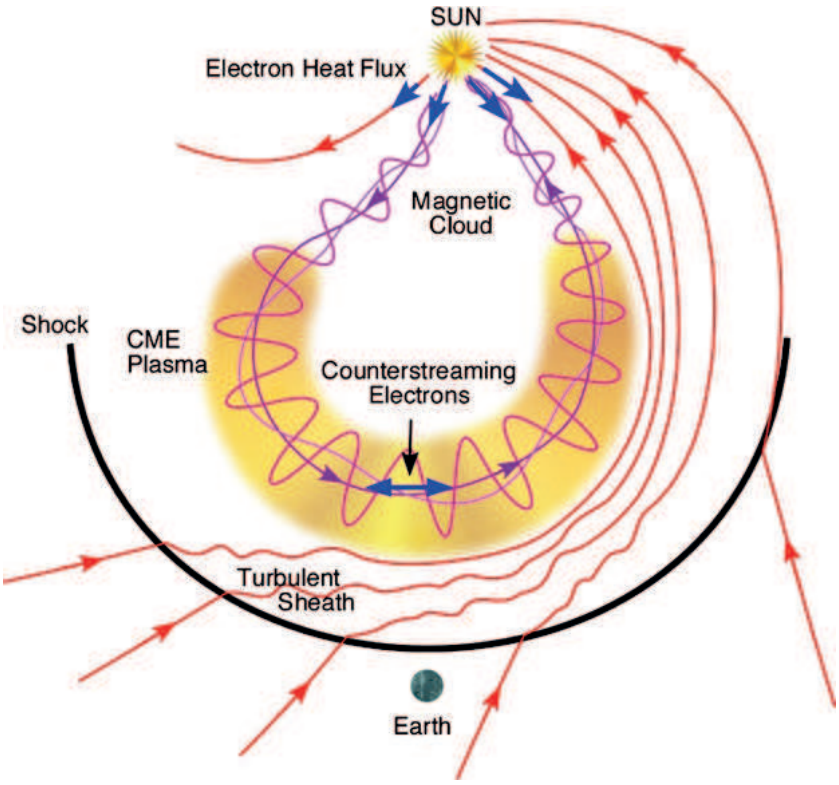


FIGURE 1.16.: Illustration de la structure d'une ICME et la formation d'un choc, associée aux signatures magnétiques, plasma et celles provenant des électrons suprathermiques. D'après Zurbuchen et Richardson [2006].

2. Le paramètre d'impact est la distance entre la trajectoire du satellite à l'intérieur du nuage et son axe principal.

Dans une première partie, nous détaillons les signatures in-situ associées à ces événements. Dans une seconde partie, nous présentons les différents modèles de MCs puis nous analysons les différentes interactions de ces derniers avec le milieu héliosphérique. Enfin, la géo-efficacité de ces objets est abordée.

1.4.1. Signatures

Les MCs sont assimilables à des tubes de flux magnétiques torsadés, qui sont caractérisés par une rotation claire et graduelle du champ magnétique, une intensité de ce champ supérieure à celui du vent solaire environnant et une température faible des protons par rapport à ceux du vent. La figure 1.17 présente les données plasma et magnétique d'un nuage magnétique qui est identifié comme tel pour la première fois [Burlaga et al., 1981].

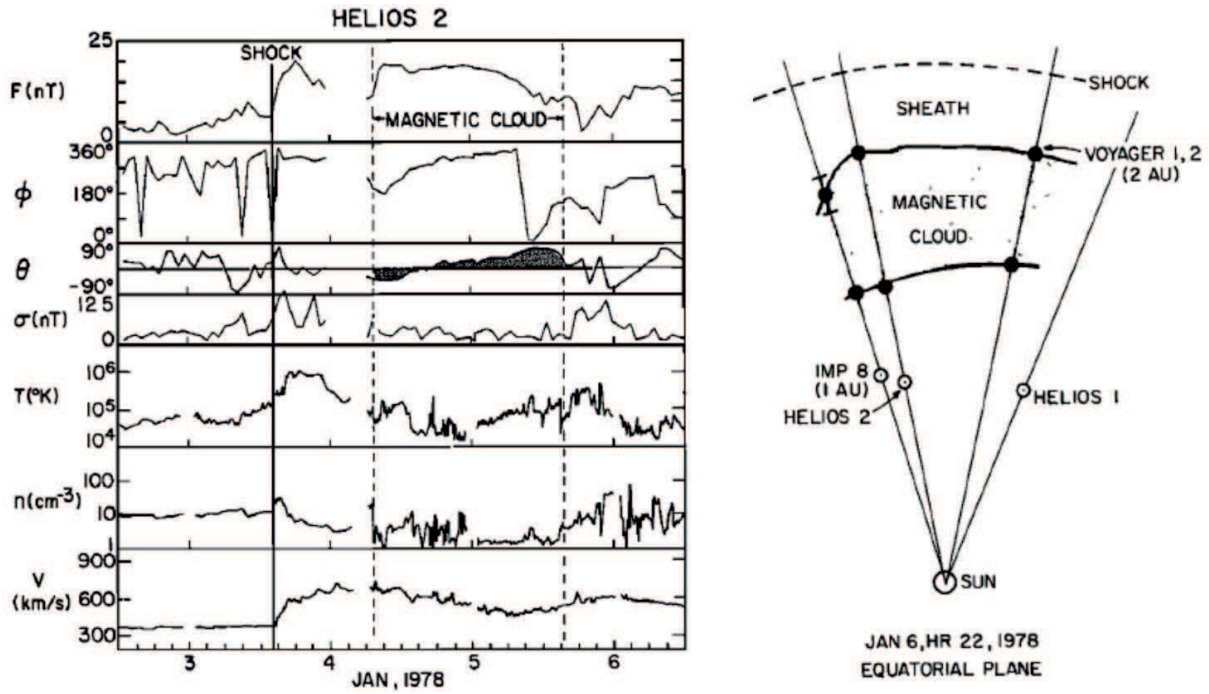


FIGURE 1.17.: Exemple d'un MC, tiré de Burlaga et al. [1981], observé le 4-5 janvier 1978 par HELIOS 2 (à gauche) où figurent les données champ magnétique et plasma. Un choc est observé à l'avant du MC où une augmentation de la température, vitesse et densité sont observées. A droite est représentée la topologie à grande échelle du MC déduite de 4 points d'observation.

D'autres signatures sont attribuées aux ICMEs et par conséquence aux MCs.

Les électrons suprathermiques fournissent aussi des informations intéressantes, en particulier les flux d'électrons bidirectionnels qui indiquent potentiellement la rencontre de lignes de champ ancrées au Soleil aux deux extrémités (cf. partie précédente 1.2.2, figure 1.10). L'observation des ICMEs entre 1 à 5 UA met en évidence que dans 50 à 60 % des cas, les lignes de champ magnétique sont closes jusqu'à 5 UA [Shodan et al., 2000 ; Riley et al., 2004].

Nous avons précédemment mentionné que la température des protons est plus faible à l'intérieur du MC par rapport au vent solaire. Pour identifier les ICMEs, Richardson et Cane [1995] comparent également la température des protons des ICMEs à celle attendue dans le vent solaire. En effet, cette

température attendue T_{exp} est calculée suivant une relation empirique, fonction de la vitesse du vent solaire, déterminée par Lopez et Freeman [1986] :

$$T_{exp} = \begin{cases} (0.031v - 5.1)^2 \, avec \, v < 500km/s \\ 0.51v - 142 \, avec \, v \geqq 500km/s \end{cases} \tag{1.5}$$

Si la température observée est plus faible que T_{exp}, il est vraisemblable de penser que le satellite traverse alors une ICME.

Concernant les électrons, leur température est souvent plus importante que celle des protons à l'intérieur des ICMEs, avec un rapport $Te/Tp > 1$ [Richardson et al., 1997]. La pression thermique des éjectas est donc dominée par le comportement des électrons.

Pour terminer, les signatures de la composition ionique sont aussi analysées. Le rapport He/proton est mentionné par Hirshberg, Bame and Robins [1972] comme signature d'éjecta lorsque celui-ci est élevé. Il ne peut être néanmoins considéré comme un bon critère [cf. Cane et al., 2003] car il varie fortement avec l'activité solaire et, dans seulement 30 % des cas analysés par Richardson et Cane [2004], il est trouvé un rapport He/proton supérieur à 0,06. Les ICMEs peuvent montrer une abondance anormalement élevée d'ion lourds et de particules fortements ionisées, qui s'explique par le développement progressive du tube de flux au-dessus de la photosphère dont la température, déduite des observations EUV [Cheng et al., 2011], est relativement élevée ($\sim 10\,MK$) par rapport au vent solaire ambiant. Le tableau 1.1 , tiré de Zurbuchen et Richardson [2006], résume l'ensemble des signatures associées aux ICMEs.

1.4.2. Modélisation des nuages magnétiques

Depuis les années 80, les chercheurs tentent de modéliser ces structures. Goldstein [1983] propose que les MCs sont des structures magnétiques à géométrie cyclindrique avec un champ sans force. Une configuration magnétique à champ sans force est statique et implique que le gradient de pression thermique est nulle. De là, $\mathbf{J} \times \mathbf{B} = 0$, les courants sont alors alignés au champ : $\mathbf{J} = \alpha(\mathbf{r})\mathbf{B}$.

Plusieurs modèles se basent sur cette définition. Les plus connus restent ceux de Burlaga [1988] et Lepping, Burlaga and Jones [1990] qui utilisent les solutions de Lundquist [1950] (cf. Annexe B). Ces solutions permettent de modéliser des structures magnétiques à champ sans force et s'écrivent en coordonnées cylindriques :

$$(B_{r,}B_\phi, B_z) = (0, HB_0J_1(\alpha r), B_0J_0(\alpha r)) \tag{1.6}$$

Le paramètre $H = \pm 1$ est la chiralité (signe de l'hélicité magnétique), J_0 et J_1 correspondent à l'ordre 0 et 1 des fonctions de Bessel, B_0 est la valeur maximun du champ magnétique atteint sur l'axe du nuage. On remarque que la composante radiale B_r est nulle, $\mathbf{B}$ consiste en des lignes de champ hélicoïdales autour d'un axe.

Goldstein [1983] propose la méthode d'Analyse de Variance Minimum (MVA) comme estimateur de l'orientation de l'axe du MC. Ceci suppose que la structure est invariante le long d'une direction particulière (ce qui convient pour une topologie magnétique cyclindrique mais non sphérique). Le vecteur propre, associé à la valeur propre intermédiaire donnée par MVA, nous renseigne sur la direction de l'axe du MC (voir Annexe A). Cette méthode est mise au point par Sonnerup et Cahill [1967] pour

des applications à la magnétopause.

Farrugia et al. [1993] améliorent le modèle de Lepping et al. [1990] en prenant en compte l'expansion du MC. Un modèle associant une topologie sphérique (en forme d'anneau) aux MCs, appelée spheromak, est proposé par Ivanov et Kharshiladze [1985] et formalisé par Vandas et al. [1993]. Farrugia et al. [1995] montrent que l'accord de ce modèle avec les observations est inférieur à celui apporté par un modèle basé sur une topologie magnétique cylindrique. De plus, les observations multi-satellites, réalisées avec les satellites STEREO, vont dans le sens d'une topologie en forme de tube de flux magnétique [Liu et al., 2008 ; Möstl et al., 2009].

On peut encore citer d'autres modèles proposés dans les années 2000. Certains tiennent compte d'une section elliptique du MC et non plus cylindrique [Hidalgo, Nieves-Chinchilla, et Cid, 2002 ; Hidalgo, 2003] ; le modèle "pancake" de Riley et Crooker [2004] a une section perpendiculaire à la direction de propagation extrêmement allongée. Enfin, Owens et al. [2006] présente un modèle qui inclut une distorsion progressive de la section du MC au cours de sa propagation dans le vent solaire ambiant.

Il existe une appoche alternative pour modèliser un MC. Cette méthode est appelée la reconstruction Grad-Shafranov (GS) qui a été initialement développée pour la magnétopause terrestre [Sonnerup and Guo, 1996 ; Hau and Sonnerup, 1999] et appliquée par la suite à l'observation des MCs [Hu et Sonnerup, 2001 ; Hu and Sonnerup, 2002 ; Hu et al., 2003]. Elle ne tient pas seulement compte des relevés du champ magnétique mais aussi de la pression thermique du plasma. Elle est applicable seulement aux structures possédant un axe de symétrie et en équilibre magnétostatique. Il est alors possible de retrouver la structure du MC dans le plan perpendiculaire à son axe. La technique GS est utilisée récemment pour modéliser des MCs avec des observations multi-satellites [Kilpua et al., 2009 ; Möstl et al, 2009]. La figure 1.18 est composée d'une sélection de résultats de ces 30 dernières années résumant les avancées successives dans la modélisation des MCs.

Riley et al. [2004] effectuent une comparaison entre les données observées de MCs et celles simulées avec différents modèles : un modèle force-free (FRF), le modèle d'Hidalgo et al. [2002], et la reconstruction GS. Les auteurs notent que la technique MVA utilisée pour déterminer l'orientation de l'axe est valable lorsque le paramètre d'impact est faible. De plus, ils constatent que la complexité de certaines structures est telle qu'il est difficile d'identifier les frontières de certains événements. Récemment, Al-Haddad et al. [2012] appliquent différents modèles (modèles de champ sans force, reconstruction GS, configuration cylindrique en expansion, et modèle non force-free) à 59 événements. Les auteurs constatent que la reconstruction des MCs varie grandement d'un modèle à un autre. En particulier, ils notent que même les paramètres de base tels que la chiralité d'un nuage peuvent différer d'un modèle à un autre si les frontières ne sont pas initialement fixées mais déduites à la suite d'itérations sur différents intervalles de temps.

Signature	Description	Selected references
B1: B Rotation	$\gg 30^{\circ}$, smooth	Klein and Burlaga (1982)
B2: B Enhancement	> 10 nT	Hirshberg and Colburn (1969); Klein and Burlaga (1982)
B3: B Variance decrease		Pudovkin *et al.* (1979); Klein and Burlaga (1982)
B4: Discontinuity at ICME boundaries		Janoo *et al.* (1998)
B5: Field line draping around ICME		Gosling and McComas (1987); McComas *et al.* (1989)
B6: Magnetic clouds	(B1, B2 and $\beta = \frac{\sum nkT}{B^2/(2\mu_0)} < 1$)	Klein and Burlaga (1982); Lepping *et al.* (1990)
P1: Declining velocity profile/expansion	Monotonic decrease	Klein and Burlaga (1982); Russell and Shinde (2003)
P2: Extreme density decrease	$\leq 1\ \mathrm{cm}^{-3}$	Richardson *et al.* (2000a)
P3: Proton temperature decrease	$T_p < 0.5 T_{\mathrm{exp}}$	Gosling *et al.* (1973); Richardson and Cane (1995)
P4: Electron temperature decrease	$T_e < 6 \times 10^4$ K	Montgomery *et al.* (1974)
P5: Electron Temperature increase	$T_e \gg T_p$	Sittler and Burlaga (1998); Richardson *et al.* (1997)
P6: Upstream forward shock/"Bow Wave"	Rankine-Hugoniot relations	Parker (1961)
C1: Enhanced α/proton ratio	$He^{2+}/H^{+} > 8\%$	Hirshberg *et al.* (1972); Borrini *et al.* (1982a)
C2: Elevated oxygen charge states	$O^{7+}/O^{6+} > 1$	Henke *et al.* (2001); Zurbuchen *et al.* (2003)
C3: Unusually high Fe charge states	$\langle Q \rangle_{\mathrm{Fe}} > 12$; $Q_{\mathrm{Fe}}^{>15+} > 0.01$	Bame *et al.* (1979); Lepri *et al.* (2001); Lepri and Zurbuchen (2004)
C4: Occurrence of He^{+}	$He^{+}/He^{2+} > 0.01$	Schwenn *et al.* (1980); Gosling *et al.* (1980); Gloeckler *et al.* (1999)
C5: Enhancements of Fe/O	$\frac{(\mathrm{Fe/O})_{\mathrm{CME}}}{(\mathrm{Fe/O})_{\mathrm{photosphere}}} > 5$	Ipavich *et al.* (1986)
C6: Unusually high $^3He/^4He$	$\frac{(^3\mathrm{He}/^4\mathrm{He})_{\mathrm{CME}}}{(^3\mathrm{He}/^4\mathrm{He})_{\mathrm{photosphere}}} > 2$	Ho *et al.* (2000)
W1: Ion acoustic waves		Fainberg *et al.* (1996); Lin *et al.* (1999)
S1: Bidirectional strahl electrons		Gosling *et al.* (1987)
S2: Bidirectional ⊠ MeV ions	2nd harmonic > 1st harmonic	Palmer *et al.* (1978); Marsden *et al.* (1987)
S3: Cosmic ray depletions	Few % at $\approx$ 1 GeV	Forbush (1937); Cane (2000)
S4: Bidirectional cosmic rays	2nd harmonic > 1st harmonic	Richardson *et al.* (2000b)

TABLE 1.1.: Résumé des signatures des ICMEs (observés à 1 U.A.) du champ magnétique (B), de la dynamique (P) et de la composition (C) du plasma, des ondes (W) et des particules suprathermiques (W). Tableau tiré de Zurbuchen et Richardson [2006].

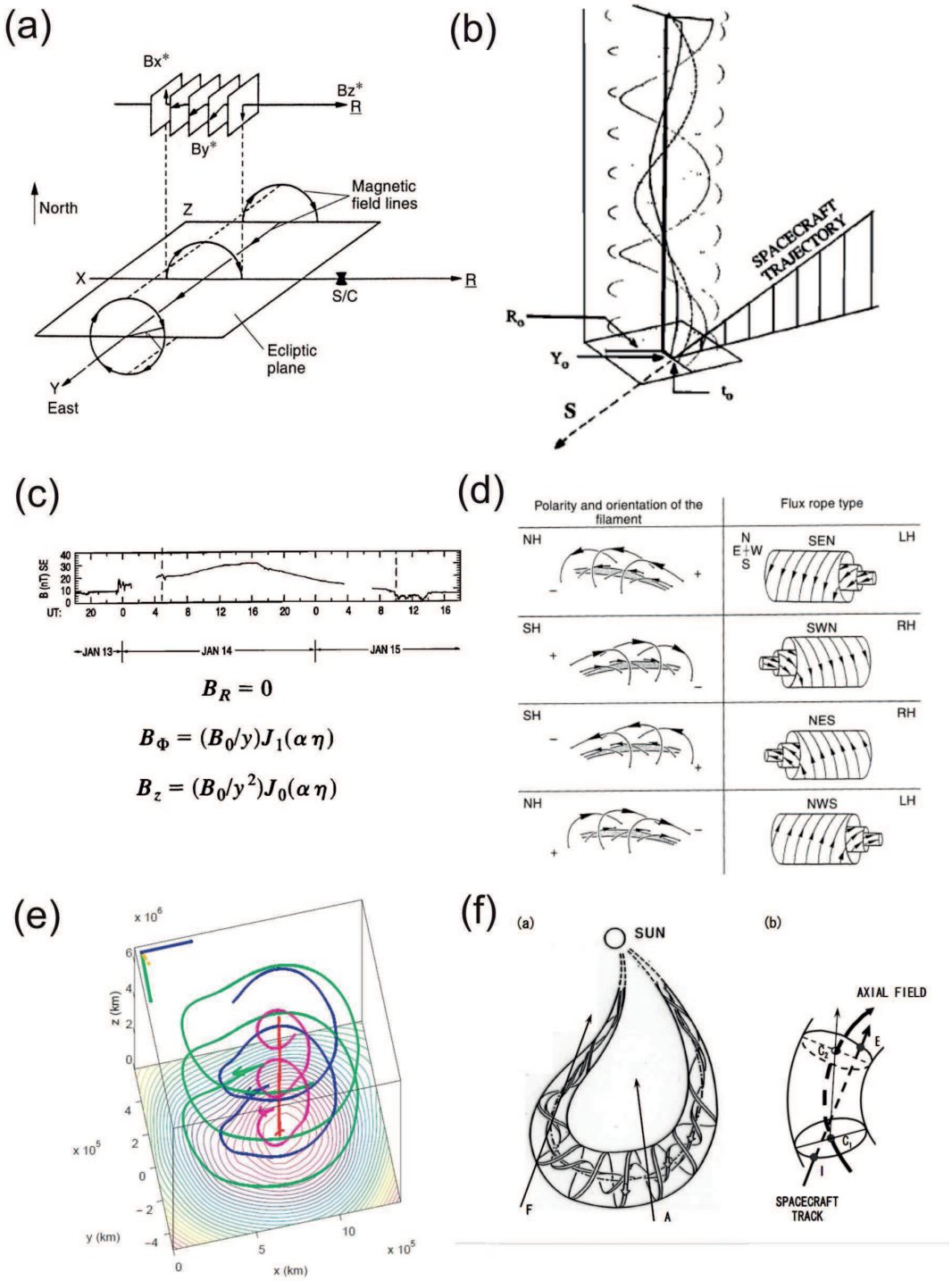


FIGURE 1.18.: Montage de quelques évolutions apportées dans la compréhension des nuages magnétiques, tiré de la Thèse de C. Möstl [2009] . (a) Goldstein [1983] avance que les MCs sont des structures de champ sans force. La rotation des composantes magnétiques est schématisée sur cette figure de Bothmer et Schwenn [1998]. (b) Lepping et al. [1990] modélisent le champ magnétique d'un MC en utilisant les équations de Lundquist. (c) Farrugia et al. [1993] incluent l'expansion du MC dans le modèle. (d) Bothmer et Schween (1998) relient la géométrie des MCs aux structures magnétiques observées du Soleil. (e) Hu et Sonnerup (2001) modélisent les tubes de flux magnétiques en utilisant la reconstruction Grad-Shafranov. (f) Marubashi et Lepping [2007] incluent la courbure du tube de flux dans le modèle.

1.4.3. Interactions avec le vent solaire

Les MCs, au cours de leur propagation dans le milieu interplanétaire, interagissent avec le vent solaire environnant. Les différents types d'interactions, amenant à leur déformation progressive, peuvent être résumés comme suit :

- **Expansion** :

La vitesse d'expansion radiale des ICMEs $\triangle V_x$ est définie par la différence de la vitesse entre la frontière avant et arrière de l'ICME. Ses valeurs peuvent dépasser 100 km/s. L'évolution de la taille de ces tubes de flux suit une loi proche de $D^{0.8}$ à $D^{1.1}$ où D représente la distance du Soleil au MC [Gulisano et al., 2012]. La densité plasma des ICMEs décroit avec la distance radiale héliosphérique, plus rapidement que le vent solaire. La figure 1.19a représente l'évolution de la densité en fonction de la distance, celle-ci décroit typiquement pour une distance comprise entre 0.3 de 5 U.A. de $D^{-2.4\pm0.3}$ (combinaison d'observations par différents satellites WIND, ACE, Ulysses) [Liu et al., 2005 ; Wang et al. 2005 ; Leitner et al. 2007 ; Gulisano et al., 2010]. Les ICMEs peuvent être comparées à un plasmoïde en expansion dans toutes les directions, contrairement au vent solaire dont l'expansion se déroule principalement selon les direction orthoradiales. Les nuages magnétiques sont généralement plus denses dans la partie interne de l'heliosphère, cette tendance s'inverse lorsque la distance augmente ($N \sim 1/D^2$).

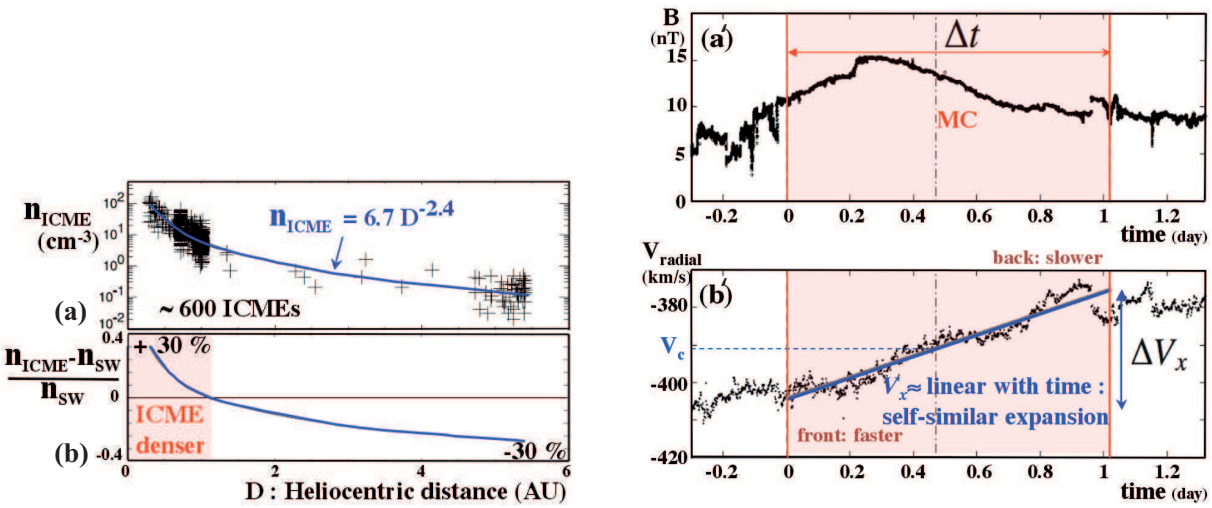


FIGURE 1.19.: (a) Evolution de la densité des ICMEs en fonction de la distance du Soleil. (b) Evolution moyenne de la densité des ICMEs relative à la densité ambiante du vent solaire. (a') Evolution de la magnitude du champ magnétique et de (b') la vitesse radiale mesurée à 1 UA dans un MC. Figures tirées de Démoulin [2010], adaptées de (a-b) Wang et al. [2005] et (a'-b') Démoulin et al. [2008]

- **Compression** :

Les MCs peuvent intéragir avec le vent solaire rapide à l'avant ou à l'arrière de celui-ci et même avec une autre ICME. Un MC se propageant avec une vitesse supérieure à la vitesse magnétosonique entraine la formation d'un choc en amont de cette structure. Ce choc peut précéder l'éjecta de quelques heures. La signature typique correspond à une brusque augmentation de la densité, vitesse, température et intensité du champ magnétique (cf. par example le choc à l'avant du MC présenté dans la figure 1.17).

- **Reconnexion magnétique aux frontières du MC** :

Lorsqu'un MC se propage dans le milieu interplanétaire, des phénomènes de reconnexion magnétiques peuvent se produire aux frontières de l'éjecta solaire. McComas et al. [1988] suggèrent que les conditions à l'avant d'une ICME sont favorables à la reconnexion magnétique, de par la présence de régions compressées pouvant contenir des flux magnétiques de polarités opposées de part et d'autre de la frontière. La reconnexion magnétique entraîne alors un changement de topologie à l'avant du MC. La figure1.20a illustre l'interaction entre le nuage magnétique et les lignes du champ magnétique du milieu interplanétaire. A l'interface, la reconnexion magnétique entraîne une modification de la topologie du MC. De ce processus résulte une érosion à grande échelle du flux magnétique situé à l'avant.

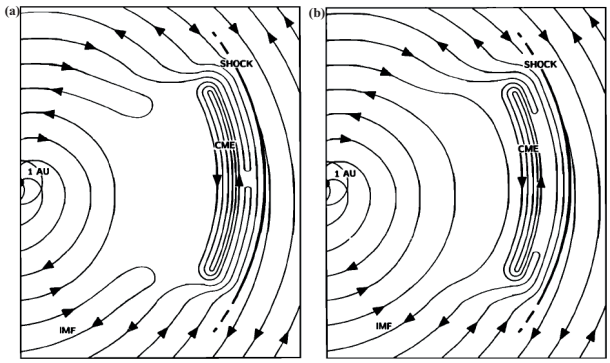


FIGURE 1.20.: Illustration du processus de reconnexion magnétique associés à des ICMEs. (a) Les lignes du champ magnétique interplanétaire se sont reconnectées à l'avant. (b) La partie avant de l'éjecta est érodée. Tirée de McComas et al. [1988].

Dasso et al. [2006] présentent une nouvelle méthode pour analyser la structure d'un MC. La figure 1.21 présente la structure magnétique observée par un satellite traversant un MC érodé ou non érodé. Un déséquilibre du flux magnétique azimutal accumulé, qui correspond à un excès de flux magnétique à l'arrière du MC, est supposé être lié à une érosion du nuage à l'avant (plus d'explications sont données dans le chapitre 3). Dasso et al. [2007] analysent l'événement du 9-10 Novembre 2004 et concluent que la structure observée peut être considérée comme un tube de flux qui a subi un processus de reconnexion à l'avant. Möstl et al. [2008] s'intéressent à l'événement du 20 Novembre 2003 et estiment que 50% du flux azimutal est perdu à travers un tel processus de reconnexion.

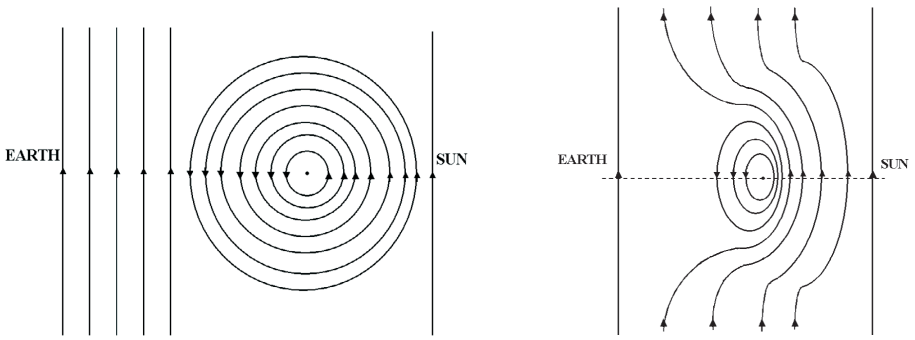


FIGURE 1.21.: Vue 2D de la section d'un nuage magnétique dans le milieu interplanétaire intercepté par un satellite à 1 UA. A gauche, la structure du MC est non érodée. A droite, la topologie à l'avant du MC (face à la Terre) a été modifée par des processus de reconnexion magnétique, le MC est érodé. Tirée de Dasso et al. [2006].

Des simulations ont également permis d'étudier ce phénomène comme celles présentées dans Cargill et Schmidt [2002], Schmidt et Cargill [2003] et Taubenschuss et al. [2010]. La figure 1.22 montre le résultat d'une simulation MHD de la propagation d'un MC dans l'héliosphère provenant de Taubenschuss et al. [2010]. Les auteurs observent l'apparition de processus de reconnexion magnétique à l'avant du MC lorsque les lignes de champ magnétique du MC et du vent solaire (IMF, "interplanetary magnetic field") sont anti-parallèles. Ils notent de même que l'efficacité du processus de reconnexion est proportionnelle à la vitesse relative du MC par rapport au vent solaire ambiant.

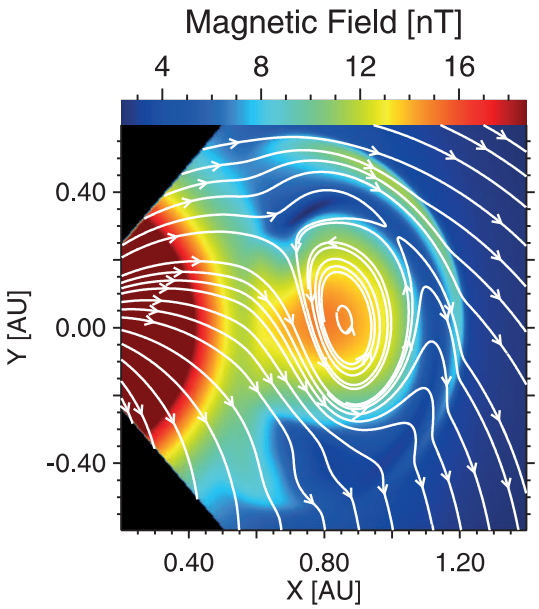


FIGURE 1.22.: Résultat d'une simulation MHD, de dimension 2.5, de Taubenschuss et al. [2010] où les lignes de champ à l'avant du MC se sont reconnectées avec le champ magnétique interplanétaire.

1.4.4. Géo-efficacité et météorologie de l'espace

Les éjections de masse coronale, transportant de la matière et de l'énergie, peuvent perturber fortement le milieu interplanétaire et l'environnement de la Terre. Les observations réalisées depuis les années 70 ont permis de déterminer dans quelle mesure une ICME peut interagir avec l'environnement spatial de la Terre et conduire à des orages géomagnétiques.

La figure 1.23 représente la magnétosphère terrestre ansi que son sytème de courant. Cette cavité magnétique générée par le champ magnétique terrestre défléchit le vent solaire. La frontière entre ces deux régions est appelée la magnétopause. A la frontière, côté jour, le vent solaire compresse la magnétosphère, tandis qu'elle est étirée côté nuit. Le système de courant à l'intérieur de cette région est complexe. On peut mentionner en particulier l'anneau de courant qui est constitué de particules internes à la magnétophère. La distance géocentrique de l'anneau de courant se situe entre 4 à 9 rayons terrestres. L'augmentation de l'intensité de l'anneau de courant produit une perturbation magnétique sur Terre. Ce transfert d'énergie vers les régions internes de la magnétosphère s'explique par divers mécanismes. Tout d'abord, la reconnexion magnétique entre le champ magnétique interplanétaire dont la composante principale est dirigée vers le Sud ($-B_z$) et le champ magnétique de la Terre, dirigé vers le Nord, permet un transfert de l'énergie du vent solaire vers les régions internes de la magnétosphère terrestre [Dungey, 1961 ; Akasofu, 1981]. Ce couplage, fonction de la vitesse du plasma

et la composante B_z de l'IMF impactant la magnétosphère, est le mécanisme primaire conduisant à la production d'orage géomagnétique.

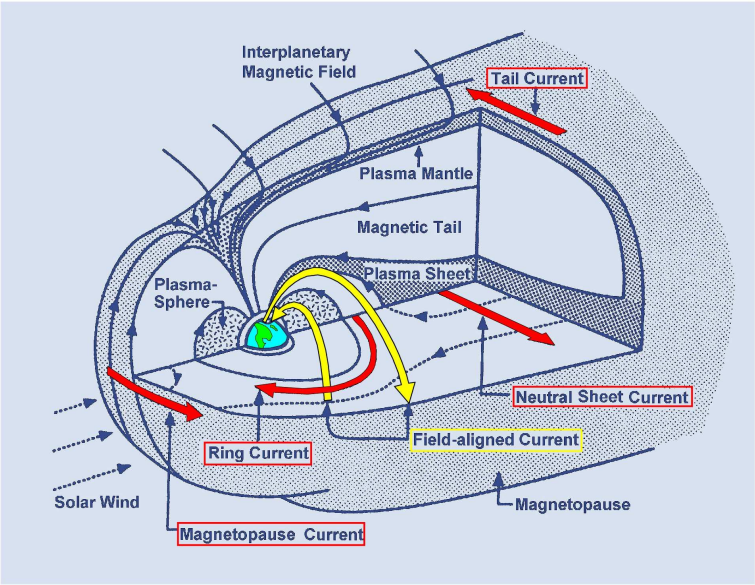


FIGURE 1.23.: Représentation de la magnétosphère et son système de courant, d'après Kivelson et al. [2005]

Pour mesurer l'activtié géomagnétique, différents indices sont mis au point. En particulier, l'indice Dst (Disturbance Storm Time) est une mesure de l'intensité des orages magnétiques et donne au premier ordre une estimation de la variation du courant annulaire. Il est calculé à partir de l'intensité du champ magnétique mesurée par quatre stations à basse et moyenne latitudes depuis 1957. Cet indice est défini comme la moyenne de la perturbation observée dans la composante du champ magnétique horizontale par les 4 stations (D_i) divisée par la moyenne des cosinus de la latitude (λ_i) du dipôle terrestre aux 4 stations [Sugiura et al., 1991] :

$$Dst(t) = \frac{\sum_{i=1}^{4} D_i(t)}{\sum_{i=1}^{4} cos(\lambda_i)} \tag{1.7}$$

avec $D_i = B_{obs} - B_{base} - S_q$ où B est la composante du champ magnétique mesurée, B_{base} de la station et S_q ("solar quiet daily variation") représente les variations induites dans le champ magnétique de la Terre par la variation diurne du Soleil.

Gonzalez et Tsurutani [1987] déterminent un critère simple ($B_s \geqslant 10\,nT$ où B_s correspond à la magnitude de Bz dans le repère GSM[3] et $\triangle_T \geqslant 3\,heures$) pour lequel des tempêtes géomagnétiques importantes ($Dst < -100\,nT$) ont lieu.

Les nuages magnétiques peuvent contenir un flux magnétique orienté vers le Sud. La corrélation entre leurs observations et l'apparation d'orages magnétiques intenses est notée depuis longtemps [Gosling, 1991 ; Yermolaev et al., 2005]. Webb et al. [2000] remarquent que la moitié des halo CMEs est associée à des orages modérés ou intenses (un halo CME est l'observation par un coronographe d'une CME dirigée suivant la direction Soleil-Terre). Dans Webb et al. [2001], 70% des orages les plus intenses ($D_{st} \leqq -150$ nT) sont associés à un ou plusieurs halo CMEs. Toutefois, évaluer leur géo-efficacité est complexe. Le MC peut par exemple être défléchi au cours de sa propagation, modifiant l'orientation des lignes de

3. Le repère GSM est défini suivant l'axe x pointant vers le Soleil et le plan x-z contenant l'axe du dipôle terrestre.

champ intéragissant avec la magnétosphère et affectant l'efficacité du processus de reconnexion. La formation d'un choc à l'avant augmente l'intensité du champ magnétique à la frontière et donc la géo-efficacité du nuage si le flux, dans sa première moitié, est orienté vers le Sud [Gosling et McComas, 1987], tout comme l'interaction du vent solaire rapide à l'arrière d'un MC contenant cette fois-ci un flux orienté vers le Sud dans sa seconde moitié [Fenrich et Luhmann, 1998]. L'érosion du MC, de par la suppression de flux magnétique potentiellement orienté Sud, joue sans doute également un rôle (cf. chapitre 5).

Les conséquences au niveau de la Terre sont multiples. Les communications satellitaires peuvent être affectées, les signaux GPS perdus (dû à des modifications du contenu électronique total de l'ionosphère entrainant des effets de scintillation), des courants peuvent être aussi induits à la surface allant jusqu'à endommager le réseau électrique comme ce fut le cas en mars 1989 où une centrale hydroélectrique du Québec s'est arrêtée de fonctionner, laissant des millions d'individus sans électricité. On comprend dès lors l'importance de prévoir ces événements héliophysiques de par la dépendance croissante de l'homme envers les technologies spatiales. Cette tâche incombe désormais à une discipline : la météorologie de l'espace.

CHAPITRE 2

MOYENS SPATIAUX, INSTRUMENTATION ET OUTILS

Sommaire

2.1. La mission STEREO **45**
2.1.1. Objectifs scientifiques de la mission 45
2.1.2. Configuration spatiale et différentes phases de la mission 46
2.1.3. Plateforme instrumentale 47
2.2. La mission Wind **52**
2.2.1. Plateforme instrumentale 52
2.3. La mission ACE **53**
2.4. La mission THEMIS **53**
2.5. Les outils informatiques **54**

Les différentes études de cette thèse sont menées en exploitant les données de satellites dédiés à la caractérisation du milieu interplanétaire. Une description des différents satellites et des intruments utilisés est présentée dans cette partie.

2.1. La mission STEREO

La mission STEREO (Solar TErrestrial RElations Observatory) est composée de deux satellites jumeaux qui ont été lancés le 26 Octobre 2006. Les deux satellites orbitent à 1 UA ; l'un précède la Terre (ST-A) dans sa révolution autour du Soleil et l'autre (ST-B) la suit [Kaiser et al., 2008]. Leur séparation angulaire augmente de $\pm 22°$ par an. Cete configuration spatiale offre une possiblité unique d'observer et de comprendre la naissance et la propagation des CMEs à partir d'observations multi-points. Chaque satellite est équipé d'une suite de 18 instruments identiques, développés en coopération avec des sociétés et laboratoires américains et européens.

2.1.1. Objectifs scientifiques de la mission

Impactant l'environnement terrestre, les CMEs sont une des causes premières des orages géomagnétiques. L'objectif primaire de la mission STEREO est de comprendre l'origine et les conséquences de ces éjectas solaires.

Les objectifs principaux de STEREO sont :

- Comprendre les causes et conséquences de l'initiation des CMEs ;
- Caractériser la propagation des CMEs à travers l'héliosphère ;
- Découvrir les mécanismes et sites de l'accélération des particules énergétiques dans la basse couronne et le milieu interplanétaire ;
- Développer des modèles 3D de la variation de différents paramètres tels que la topologie magnétique, température, densité et vitesse du vent solaire.

La mission STEREO est bien entendu également adaptée pour étudier les autres structures héliosphériques, et leurs origines, comme par exemple le vent solaire lent ou les CIRs.

Un autre objectif de la mission STEREO est d'envoyer un ensemble de données en continu et en temps réel à basse résolution ("Beacon Mode"), répondant aux besoins de la météorologie spatiale.

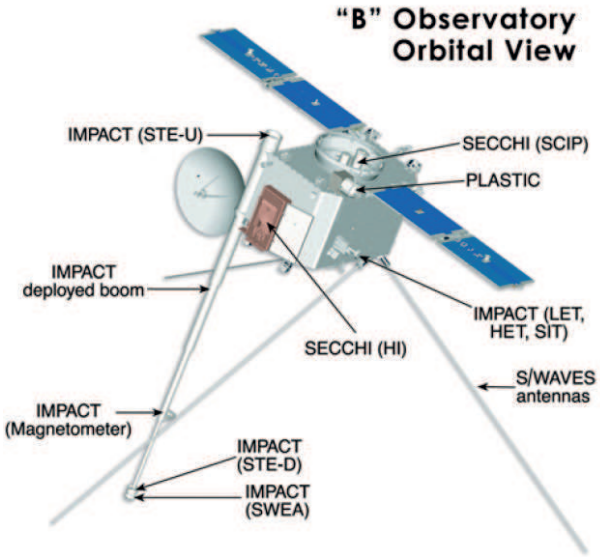


FIGURE 2.1.: Vue d'artiste du satellite STEREO-B et des différents instruments embarqués. Tirée de Kaiser et al. [2008].

2.1.2. Configuration spatiale et différentes phases de la mission

Lors de la phase d'élaboration de la mission, il a été décidé que les deux satellites auraient une séparation angulaire progressive au cours du temps de $\pm 22°$ par an dans le but d'optimiser l'utilisation de chaque instrument. Néanmoins, aucune configuration ne peut être considérée commme optimale pour l'ensemble des instruments du satellite. Pour les coronographes de la suite d'instruments SECCHI, par exemple, la configuration adéquate pour observer les modifications coronales consistent en une séparation angulaire de 60°. La triangulation des émissions radio, liées aux chocs et créés par la propagation d'une CME dirigée vers la Terre, nécessite d'avoir une séparation angulaire comprise entre 60 et 90°. A contrario, les instruments in-situ doivent être séparés de moins de 50° pour optimiser la caractérisation des CMEs et les CIRs.

De par l'importance du positionnement des satellites dans l'étude des phénomènes héliophysiques, la mission est élaborée en 4 phases distinctes. La première phase se déroule la première année lorsque les satellites ont une séparation angulaire inférieure à 50°, permettant entre autres d'obtenir des images 3D de la structure coronale et de réaliser des mesures multipoints des paramètres in-situ des CMEs.

C'est durant cette phase que l'intercalibration des différents instruments est possible.

La phase 2 correspond à une séparation angulaire comprise entre 50° et 110° (entre les jours 400 et 800 de la mission). La triangulation des CMEs est optimale durant cette phase, ce qui permet de mesurer leurs caractéristiques (taille, vitesse) mais aussi d'observer leur site d'origine à la surface du Soleil.

La phase 3 se déroule durant les jours 800 à 1100, soit pour une séparation angulaire de 110° à 180°, ce qui correspond aussi à la première phase d'extension de la mission (la mission était conçue pour durer un minimun de deux ans). Durant cette phase, la visualisation de l'ensemble de la surface solaire est possible.

Nous sommes maintenant dans la phase 4 de la mission au cours de laquelle les satellites sont situées du côté non visible du Soleil depuis la Terre, ce qui constitue un point unique d'observation des CMEs.

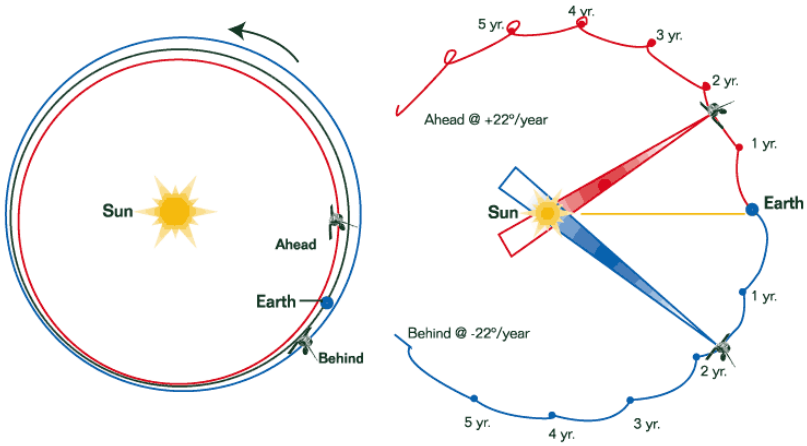


FIGURE 2.2.: A gauche : les orbites des satellites projetées dans le plan de l'ecliptique. A droite : la direction Soleil-Terre est fixée. La figure met en évidence l'évolution des configurations spatiales des satellites au cours de la mission. Illustration tirée de Driesman et al. [2007]

2.1.3. Plateforme instrumentale

Chaque satellite possède la même plateforme de 18 instruments identiques, répartis en 4 suites :

- Sun-Earth Connection Coronal and Heliospheric Investigation (SECCHI) [Howard et al., 2007]. SECCHI est constitué de deux coronographes en lumière blanche et 3 imageurs du disque solaire (en extrême UV, deux en lumière blanche)
- In situ Measurements of PArticles and CME Transients (IMPACT) [Luhmann et al., 2007]. IMPACT est dédié à la mesure du champ magnétique, des électrons thermiques et suprathermiques du vent solaire et des ions suprathermiques. Il est constitué de 7 instruments : Solar Wind Electron Analyzer (SWEA), Suprathermal Electron Instrument (STE), MAGnetic field experiment (MAG), Low-Energy Telescope (LET), High Energy Telescope (HET), Suprathermal Ion Telescope (SIT) et pour finir Solar Electron and Proton Telescope (SEPT). Les instruments SWEA, STE et MAG sont localisés sur un mât de 5,80 mètres. Les autres instruments mentionnés sont situés dans le corps du satellite et sont dédiées à la mesure des particules solaires énergétiques (SEP).
- PLAsma and SupraThermal Ion Composition (PLASTIC) [Galvin et al., 2007]. Cet instrument permet de déterminer les caractéristiques des protons, particules alpha et ions lourds du plasma.

Le tableau 2.1 liste les différents instruments et apporte quelques précisions sur les mesures réalisées. Les études menées dans cette thèse ont principalement nécessité l'utilisation des données magnétiques (MAG), ioniques (PLASTIC), et électroniques (SWEA).

Instrument	Acronym	Purpose
SECCHI	COR1	Coronagraph 1.4–4.0 solar radii
	COR2	Coronagraph 2–15 solar radii
	EUVI	Extreme ultraviolet imager
	HI	Heliospheric imager 12 → 215 solar radii
IMPACT	SWEA	Solar wind electrons to 3 keV
	STE	Suprathermal electrons 2–100 keV
	SEPT	Electrons 20–400 keV; protons 60–7,000 keV
	SIT	Composition He-Fe 300–2,000 keV/nucleon
	LET	Protons, He, heavy ions to 40 MeV/nuc
	HET	Protons, He to 100 MeV; electrons to 8 MeV
	MAG	Vector magnetic field to 65,536 nT
PLASTIC	SWS	Protons, alpha dist. functions to 100 keV
		Heavy ions to 100 keV
	WAP	Wide angle heavy ions to 100 keV
S/WAVES	HFR	Electric field 125 kHz–16 MHz
	LFR	Electric field 2.5–160 kHz
	FFR	Fixed frequency 32 or 34 MHz
	TDS	Time domain to 250 k sample/sec

Table 2.1.: Instrumentation embarquée à bord des satellites STEREO. Tiré de Kaiser et al. [2008]

STEREO IMPACT Boom

Le mât est un composant essentiel du satellite. C'est un mât de 5,8 mètres de long sur lequel sont greffés différents instruments (MAG, SWEA, STE), la partie déployable mesure 4 mètres. Sa rigidité est étudiée pour ne pas perturber le fonctionnement des imageurs SECCHI. Il permet de positionner l'intrument MAG à une distance nécessaire pour ne pas être perturbé par le champ magnétique engendré par l'électronique du satellite. De plus, l'instrument SWEA est placé au bout du mât, ce qui lui permet d'avoir un champ de vue élargie comparé à un positionnement sur le corps du satellite.

Magnetic field experiment (MAG)

L'instrument MAG des satellites STEREO est un magnétomètre tri-axial de type "fluxgate" [Acuña et al., 2007]. Ce type d'instrument a été installé sur une cinquantaine de missions spatiales. Il mesure les variations du champ magnétique dans les 3 directions de l'espace. Il est placé aux deux tiers de la partie déployable du mât. Il est placé sur un plateau et fixé perpendiculairement au mât et à une distance de 25 cm. En effet, comme les courants et les signaux circulent le long du mât et génèrent un champ magnétique, cet éloignement relatif du mât lui permet de pas être contaminé par ces interférences. Il permet une mesure du champ magnétique dans un intervalle de ± 512 nT.

Le mode opératoire est constitué de trois formats différents. Le mode “burst” correspond à la plus haute résolution (32 mesures/s). Environ 10 minutes de données “burst” sont envoyées au sol toutes les 3 heures. Le mode “normal” est celui dans lequel les données brutes de 32 mesures/s sont moyennées à raison de 8 mesures/s. Un troisième format est associé au flux de données envoyé en temps réel au sol (résolution de 10 secondes) à des fins de météorologie de l’espace.

Solar Wind Electron Analyzer (SWEA)

SWEA est un instrument de type analyseur électrostatique conçu au sein du laboratoire IRAP (ex-CESR), sous la responsabilité de Jean-André Sauvaud [Sauvaud et al., 2008]. Le but est de mesurer la fonction de distribution des différentes populations des électrons du vent solaire (coeur, halo et strahl) à des énergies comprises entre $1\,eV$ à $2\,keV$ avec un champ de vue de $360° \times 120°$. SWEA est monté au bout du mât IMPACT, lui permettant d’avoir un champ d’observation supérieur à 91 %. La résolution temporelle nominale pour une mesure des distributions 3D et des moments est de 30 secondes.

Cet analyseur électrostatique est constitué de deux plaques hémisphériques (type “top hat”, ayant une géométrie quadrisphérique). Pour augmenter le champ de vue intrinsèque de l’analyseur, SWEA possède des déflecteurs permettant de couvrir $\pm 65°$ de latitude. Les électrons vont pénétrer au sommet de l’analyseur à des angles azimutaux différents, ils vont ensuite être défléchis grâce à une tension appliquée sur les déflecteurs. Les électrons sont finalement focalisés à travers l’analyseur électrostatique, qui permet la sélection en énergie, vers des galettes de microcanaux (“microchannel plate”, MCP) où un potentiel de $+300V$ est appliqué à l’avant de ces derniers augmentant l’efficacité de détection des particules. Les MCP multiplient les électrons recoltés et ainsi amplifient le signal pour le comptage des électrons. Les charges produites par les MCP sont collectées sur des anodes constituées de 16 sections angulaires de 22,5°. La section schématique de l’analyseur SWEA est représentée dans la figure 2.3.

Diverses sources de contamination peuvent affecter les mesures de SWEA. En particulier, on peut mentionner le rayonnement UV susceptible de pénétrer dans le détecteur. Sa géométrie est conçue pour que ce rayonnement UV soit réfléchi au moins deux fois lors de la traversée, ce qui va permettre de diminuer le flux impactant les MCPs de manière drastique. Des électrons secondaires sont aussi générés dans l’analyseur. Les différents éléments internes sont recouverts de sulfate de cuivre, et les hémisphères de l’analyseur sont “scaloppés” (c’est à dire que des entailles d’environ $100\,\mu m$ de largeur sont réalisées à la surface) afin de piéger efficacement ces électrons secondaires.

La distribution en angle d’attaque et les différents moments (densité, composantes du vecteur vitesse, pression, flux de chaleur) sont calculés au sol, à l’IRAP, à partir des fonctions de distribution 3D. Ces données sont ensuite envoyées régulièrement aux stations au sol liées à la mission.

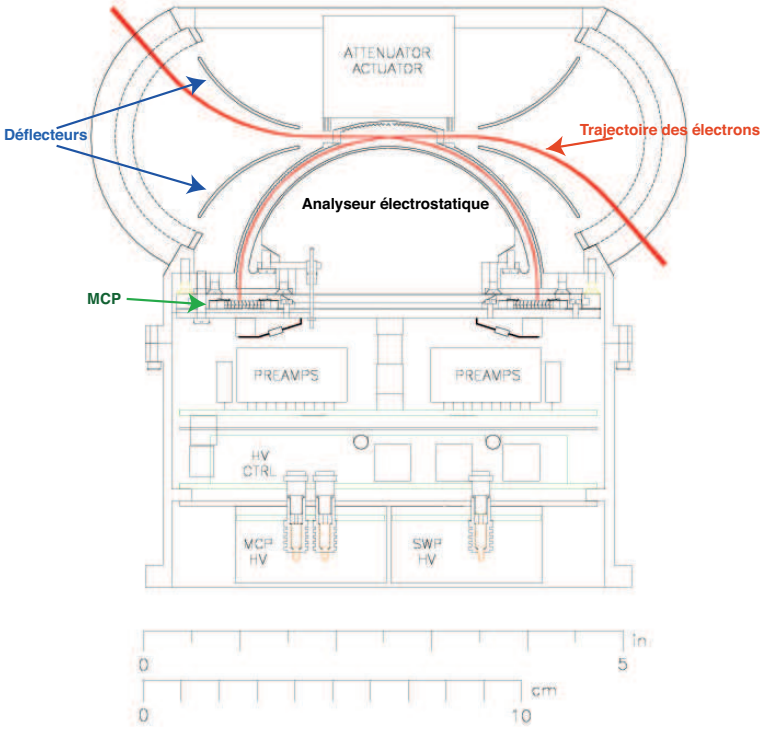


FIGURE 2.3.: Section schématique du détecteur SWEA

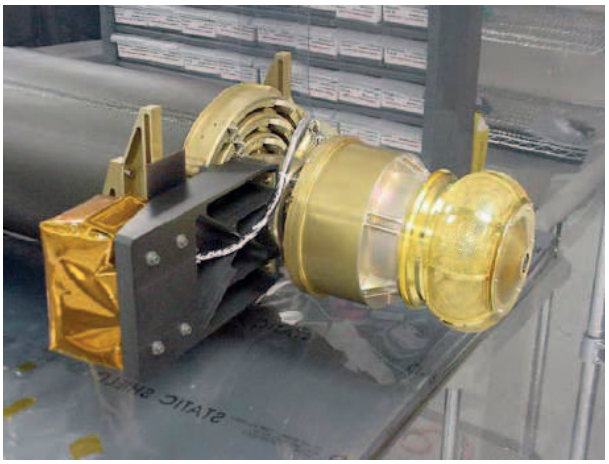


FIGURE 2.4.: Instrument SWEA installé au bout du mât et le magnétomètre sur la tablette raccordé à ce dernier. Lorsque le mât est déployé, les deux instruments sont séparés d'une distance d'un mètre. Photographie tirée de Sauvaud et al. [2008].

Plasma and Suprathermal Ion Composition (PLASTIC)

L'instrument PLASTIC est un analyseur électrostatique qui détermine la composition et les propriétés des différentes espèces ioniques du vent solaire, allant de l'hydrogène au fer. Il fournit des mesures pour des énergies comprises entre 0,3 et 80 keV/e.

Il est constitué, tout comme SWEA, d'un analyseur électrostatique de type top-hat relié à un sytème d'analyse en temps de vol (appelé "Time-of-flight/Energy (TOF/E) chamber"). Son champ de vue est de 45° dans le plan azimutal et centré sur la direction Soleil-satellite, et il est de ±20° en élevation. Les particules peuvent pénétrer dans différents canaux :

- The Solar Wind Sector (SWS) Small Channel. La vitesse, densité et vitesse thermique des protons (H^+) et alphas (He^{+2}) sont mesurées.

- The Solar Wind Sector (SWS) Main Channel fournit des mesures de la densité et de la vitesse des ions lourds dans le vent solaire (par exemple, C, O, Mg, SI and Fe)

- Suprathermal Ions Wide-Angle Partition Sector (SWAP) mesure les populations suprathermiques de ces espèces ioniques. Il couvre des champs de vue de 210° et 225° dans la direction azimutale.

Le principe de PLASTIC diffère de SWEA de par la présence d'un système de temps de vol. Après sélection du rapport E/q par l'analyseur électrostatique, il permet de déterminer la rapport mass/q en calculant le temps nécessaire à la particule pour parcourir une distance précise (système "Time-Of-Flight", TOF) : le "start" est déclenché par la traversée d'une fine feuille de carbone de $3,5\mu g/cm^2$, émettant des électrons secondaires qui sont collectés par des anodes spécifiques. Puis les détecteurs, situés en bout de course des particules, déterminent le temps d'arrivé (le "stop").

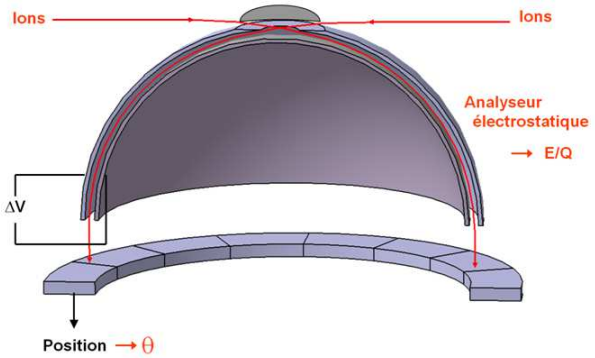


FIGURE 2.5.: Coupe simplifiée d'un analyseur électrostatique de type top hat. Adaptée de [Devoto, 2006].

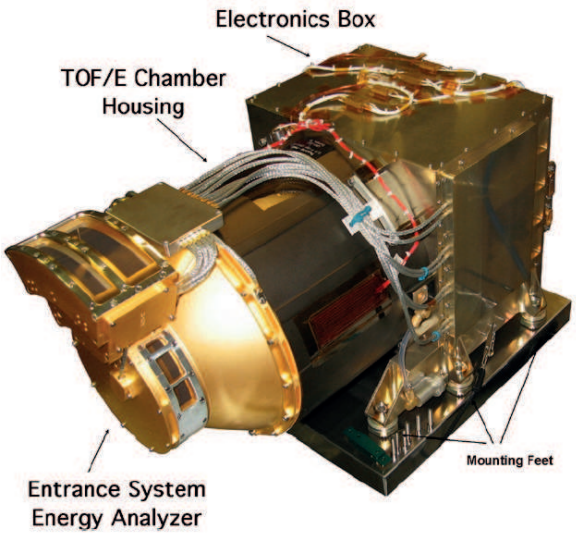


FIGURE 2.6.: Photographie de PLASTIC, montrant ses différents élements structurels. Tirée de Galvin et al. [2008].

2.2. La mission Wind

Wind est un satellite de la NASA lancé le 1er Novembre 1994. Il est à rotation stabilisée et à un diamètre de 2,4 mètres pour une hauteur de 1,8 mètres. Il se situe actuellement sur une orbite de Lissajous près du point de Lagrange L1, à environ 1,5 millions de km de la Terre en direction du Soleil.

Objectifs scientifiques de la mission

Durant la première phase de la mission (juqu'en Novembre 1996), Wind se situait entre 5 à 10 rayons terrestres ; un des objectifs était alors de fournir les mesures des ions et électrons thermiques, des particules énergétiques et du champ magnétique nécessaires pour étudier la magnétosphère et l'ionosphère terrestre.

Il a ensuite était placé au point de Lagrange L1, avec comme objectifs :

- Etudier les processus plasma dans le milieu interplanétaire ;

- Apporter les données de base à 1 UA dans le plan de l'écliptique, qui sont complétementaires de celles fournies par des missions héliosphériques à différentes latitudes (par exemple Ulysses).

C'est un satellite clef pour la mesure de l'activité solaire et la caractérisation des structures héliosphériques. Son positionnement au point de Lagrange L1 permet d'obtenir des données du vent solaire environ 1 heure à l'avance, utiles pour la météorologie de l'espace.

2.2.1. Plateforme instrumentale

Dans le but d'analyser les propriétés du vent solaire avant qu'il n'atteigne la Terre, WIND possède une suite d'instruments : Wind Magnetic Field Investigation (MFI), Solar Wind and Suprathermal Ion Composition Experiment (SMS), Energetic Particles : Acceleration, Composition, and Transport (EPACT) investigation, Solar Wind Experiment (SWE), Three-Dimensional Plasma et Energetic Particle Investigation (3DP), Konus, Transient Gamma-Ray Spectrometer (TGRS) et Radio and Plasma Wave Investigation (WAVES).

Les instruments Konus et TGRS permettent l'observation des photons de hautes énergies produits lors d'éruptions solaires ou de sursauts gamma. L'instrument SMS est dédié à la mesure de la masse des différents ions lourds. Les instruments SWE et 3DP analysent les protons et électrons du vent solaire en dessous de 30 KeV. Pour finir, WAVES et MFI mesurent le champ électrique et magnétique du vent solaire.

Les instruments utilisés pour les études de cette thèse sont MFI et 3DP.

MFI

L'instrument MFI [Lepping et al., 1995] mesure les variations du champ magnétique du milieu interplanétaire. Il est composé de deux magnétomètres de type "fluxgate" montés sur des mâts de 12 mètres, ce qui permet de réduire les contaminations provenant du champ magnétique généré par le satellite lui-même. Sa plage de mesure est $\pm 65,536$ nT à ± 0.004 nT. La résolution des données varie de 92ms à 92s.

3DP

3DP [Lin et al., 1995] est un ensemble de 4 analyseurs électrostatiques (PESA-H,L et EESA-H,L) de type top hat, mesurant les distributions 3D des ions et électrons d'environ 3 eV à 30 keV avec des champs de vue de 180° ou 360° $\times$ 4π (le satellite est spinné). Un de ses objectifs est l'étude des particules au niveau des chocs et celles éjectées à la suite d'éruptions solaires. Le principe de fonctionnement est identifique aux analyseurs décrits précédemment. Les particules sont déviées vers l'analyseur. La neutralisation du rayonnement UV est assurée par le scallopage du matériau et par un traitement de surface à l'intérieur des hémisphères. Chaque analyseur peut être programmé à des résolutions différentes.

2.3. La mission ACE

Le satellite Advanced Composition Explorer (ACE) est une mission du programme Explorer de la NASA. Il est lancé le 25 Août 1997 et placé au point de Lagrange L1. Cette mission possède assez de caburant pour un fonctionnement jusqu'en 2024.

Cette mission a principalement pour but de déterminer et comparer la composition élementale et isotopique de la matière provenant du Soleil et du milieu interstellaire local. Tout comme le satellite WIND, son positionnement au point de Lagrange L1 est idéal pour surveiller l'activité solaire.

Il possède une suite de 9 instruments scientifiques. On peut mentionner deux instruments en particulier : MAG (magnetometer) and SWEPAM (Solar Wind Electron, Proton and Alpha Monitor). MAG [Smith et al., 1998] est un magnétomètre tri-axial de type "fluxgate" ; le modèle est identique à celui embarqué sur le satellite Wind. SWEPAM [McComas et al., 1998] mesure les fonctions de distribution 3D des électrons thermiques et suprathermiques du vent solaire (1 à 1350 eV) et des ions de 0,26 à 35 keV, avec une résolution de 64 secondes. Il est constitué de deux analyseurs électrostatiques, un dédié à l'analyse des ions (SWEPAM-I) et le second aux électrons (SWEPAM-E).

2.4. La mission THEMIS

La mission THEMIS (Time History of Events and Macroscale Interactions During Substorm) a été lancée le 17 février 2007 [Burch and Angelopolous, 2009]. Elle est constituée de cinq satellites identiques. Elle est principalement dédiée à l'étude de la queue de la magnétosphère et un de ses objectifs est l'étude des sous-orages magnétosphériques. Les satellites embarquent la même charge scientifique :

- un magnétomètre fluxgate (FGM)
- un analyseur électrostatique (ESA)
- un télescope (SST)
- un magnétomètre search-coil (SCM)
- un instrument pour le champ électrique (EFI)

Une des études réalisée au cours cette thèse a nécessité l'utilisation des données provenant de FGM et ESA. FGM est constitué d'un magnétomètre tri-axial du type "fluxgate". Du fait de l'orbite des satellites traversant différentes régions aux propriétés magnétiques diverses (vent solaire, magnétopause, queue de la magnétosphère), l'instrument doit être capable d'effectuer des mesures entre 0,1

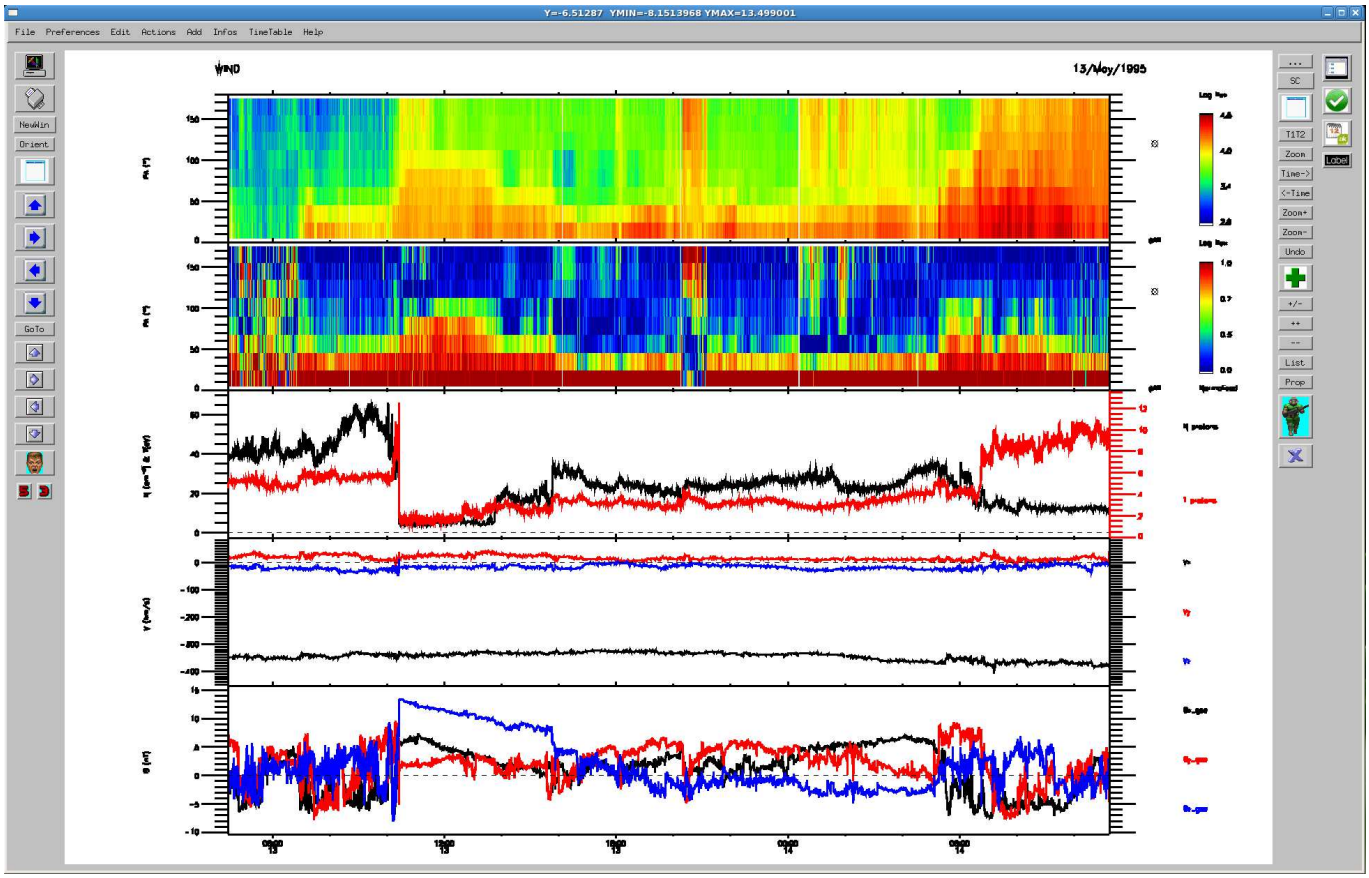


FIGURE 2.7.: Interface de Cl composée de différents panneaux modifiables.

nT et ±25000 nT avec une résolution temporelle de 0,1 seconde. FGM possède une haute résolution à 1/128 seconde. L'analyseur électrostratique ESA, de type "top hat", mesure la distribution des ions et électrons pour des énergies allant respectivement jusqu'à 25 et 30 keV.

2.5. Les outils informatiques

La plupart des données provenant de ces différents satellites sont traitées au sol (calibration, décontamination). Des logiciels et services en ligne sont développés dans le but de mettre cette vaste collection de données à disposition des scientifiques et leur faciliter les analyses. Au cours de ma thèse, je me suis servi en particulier de Cl et AMDA.

- Cl [1] :

Le logiciel Cl a été développé depuis le début des années 2000 par Emmanuel Penou à l'IRAP. Originellement créé pour le projet Cluster, il permet à ce jour de visualiser les données de très nombreux satellites : CLUSTER, STEREO, WIND, ACE, THEMIS,... De plus, il existe une version logiciel et une version web.

- AMDA [2] :

AMDA (Automated Multi-Dataset Analysis) est un outil en ligne pour l'analyse de données multi-satellites. Il permet aussi de faire des recherches conditionnelles automatiques et de réaliser des ta-

1. http ://clweb.cesr.fr/
2. http ://cdpp-amda.cesr.fr

bleaux et catalogues. C'est un service développé par le CDPP (Centre de Données de la Physique des Plasmas).

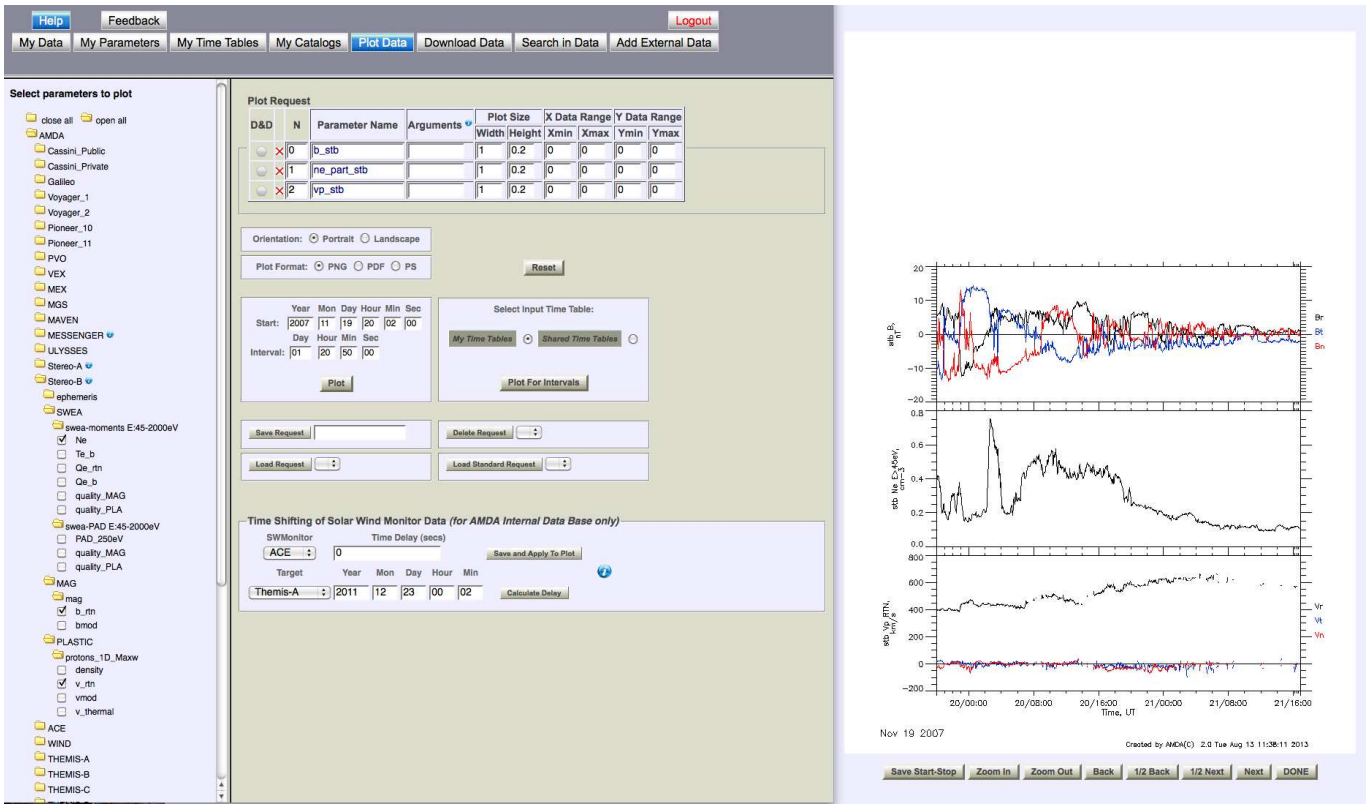


FIGURE 2.8.: Interface de AMDA

CHAPITRE 3

OBSERVATIONS MULTI-SATELLITES DE L'ÉROSION D'UN NUAGE MAGNÉTIQUE

Sommaire

3.1. Introduction **57**
3.2. Instrumentation **59**
3.3. Description de l'événement **59**
3.4. Méthodes et signatures de l'érosion **61**
3.4.1. Estimation de la variation du flux magnétique 61
3.4.2. Etude paramétrique de l'orientation de l'axe sur le flux azimutal accumulé . . . 67
3.4.3. Signatures de reconnexion magnétique à la frontière avant du MC 69
3.4.4. Signature du changement topologique à grande échelle à partir des électrons suprathermiques 74
3.5. Discussion **75**
3.5.1. Preuve par l'analyse multipoint de la variation du flux magnétique 75
3.5.2. Preuve par l'estimation du paramètre α 76
3.5.3. Preuve provenant de l'observation locale de la reconnexion à la frontière avant du MC 76
3.5.4. Preuve par la variation du PAD des électrons suprathermiques 77
3.5.5. Reconnexions magnétiques et topologie du MC 77
3.5.6. Taux de reconnexion magnétique au cours de la propagation 80
3.5.7. Reconstruction Grad-Shafranov 80
3.6. Conclusion **82**

3.1. Introduction

Dans ce chapitre, nous nous intéressons au processus d'érosion à l'avant d'un nuage magnétique (MC pour "magnetic cloud"). Au cours de sa propagation dans le milieu interplanétaire, le nuage magnétique interagit avec le vent solaire ambiant. Nous montrons que les processus de reconnexion magnétique, susceptibles d'apparaître à l'avant du MC, affectent considérablement la topologie du MC.

La figure 3.1 représente la structure magnétique idéale d'un MC dans le cas non érodé (figure 3.1a) et érodé (figure 3.1c) ainsi que la variation des composantes du champ magnétique observées par un satellite traversant ces structures (figures 3.1b-3.1d). La section transversale du MC est composée d'un ensemble de lignes de champ considérées comme circulaires (dans le cas d'une configuration idéale). Le satellite, au cours de sa traversée dans un MC, observe une variation des composantes magnétiques dans le repère du MC (comme indiqué sur la figure 3.1) : $\mathbf{x_{cloud}}$, $\mathbf{y_{cloud}}$ et $\mathbf{z_{cloud}}$ qui complète le trièdre orthonormé. La variation de ses composantes est différente dans le cas d'un MC érodé ou non à l'avant : dans le cas érodé, une partie du flux magnétique est manquante à l'avant.

Dasso et al. [2006] présente une nouvelle méthode pour analyser la structure d'un MC. Cette méthode consiste à calculer le flux azimutal accumulé le long de la trajectoire du satellite. Un déséquilibre du flux azimutal accumulé, associé à un excès de flux magnétique à l'arrière du MC, est supposé être la signature de reconnexion magnétique à l'avant du MC. Cette région correspondant à l'excès de flux magnétique sera nommée par la suite - région arrière - (ou "back region", cf. figure 3.1d). Cela est détaillé dans la partie 3.4. Ce processus d'érosion est quantifié dans quelques études, en particulier dans Dasso et al. [2006] et Möstl et al. [2008], pour lesquelles les érosions de deux MCs datant du 18-20 Octobre 1995 et 20 Novembre 2003 sont respectivement estimées à 17% et 50%. D'autre part, des simulations MHD [Schmidt et Cargill, 2003 ; Taubenschuss et al., 2010] montrent que l'efficacité du processus de reconnexion augmente avec la vitesse relative du nuage magnétique comparée au vent solaire ambiant, ce qui s'explique par l'apparition d'une gaine de plasma compressé à l'interface entre ces deux régions, et par la même de champ magnétique plus intense, favorisant les processus de reconnexion magnétique.

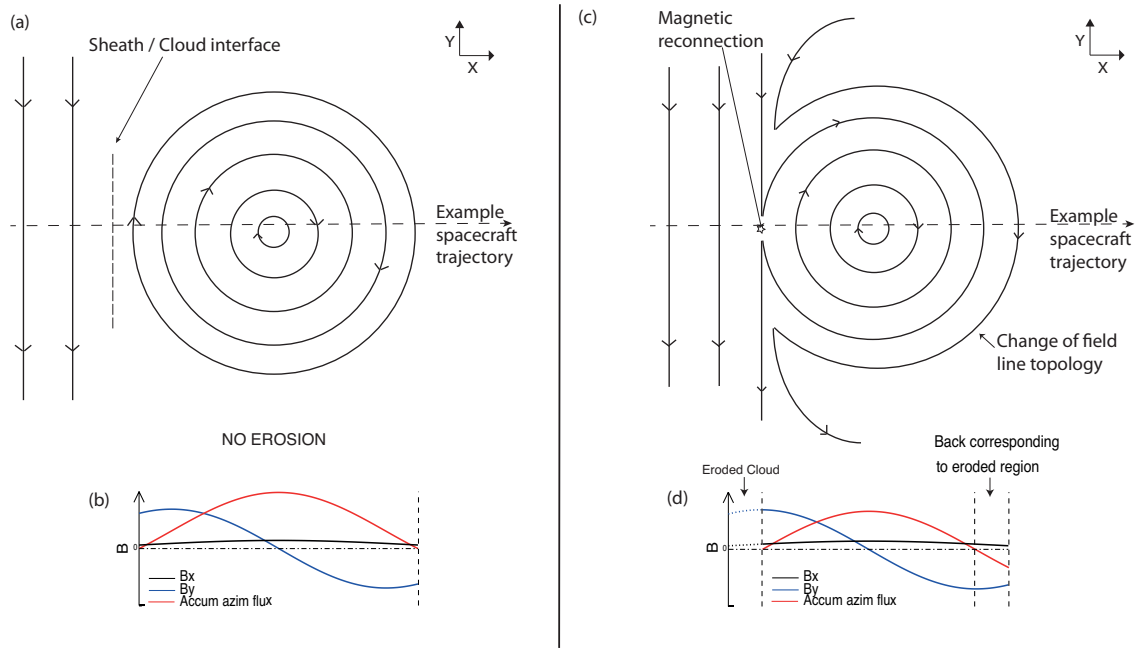


FIGURE 3.1.: Représentations de la structure magnétique d'un MC non érodé (a) et érodé (c), associées avec les variations des composantes du champ magnétique et du flux azimutal accumulé (b, d). L'analyse nécessite d'être réalisée dans le système de coordonnées du MC.

L'étude présentée dans ce chapitre concerne un nuage magnétique observé conjointement dans la période du 19-21 Novembre 2007 par les satellites STEREO A (ST-A), STEREO B (ST-B), ACE, WIND, THEMIS. Ce MC fait l'objet de plusieurs études [Gosling and Szabo, 2008 ; Farrugia et al., 2011 ; Kilpua et al., 2011 ; Howard et Tappin, 2009], qui sont discutées dans la section 3.5.

Dans ce chapitre, nous démontrons la présence de l'érosion du flux magnétique à l'avant du MC, à travers une analyse multi-satellites et en combinant différentes méthodes et signatures, comprenant des estimations d'erreurs. Ce type d'étude n'avait pas été réalisé auparavant. Dans la partie 3.3, nous décrivons les données observées par ST-A, ST-B, ACE, WIND et THEMIS. Dans la partie 3.4 sont présentés les différentes méthodes utilisées et les résultats associés, qui sont discutés dans la partie 3.5.

3.2. Instrumentation

Cette étude a nécessité l'utilisation de données provenant des satellites STEREOs, ACE, WIND et THEMIS.

Concernant les satellites STEREOs, les données des instruments SWEA et du magnétomètre (MAG) de la suite d'instruments d'IMPACT sont utilisées, ainsi que les données protons des instruments PLASTIC. La résolution du champ magnétique et de la vitesse est respectivement de 3 secondes et 1 minute. De plus, nous utilisons les données des instruments du satellite ACE, en particulier les données de SWEPAM et du champ magnétique (MAG, résolution de 3 secondes). La résolution des données vitesses à ACE étant trop faible, il est nécessaire d'utiliser les données (à la résolution de 3 sec) du champ magnétique et plasma provenant de FGM et des analyseurs électrostatiques ESA du satellite THEMIS.

Le système de coordonnées principal utilisé est le système RTN. Il est centré sur le satellite, le vecteur unité **R** est dirigé suivant la direction Soleil-satellite ; **T** est perpendiculaire à ce vecteur et est pointé dans la direction du mouvement orbital du satellite ; **N** complète le trièdre direct. Pour la figure 3.2, nous utilisons le repère HEE (Heliocentric Earth Ecliptic) où **X** est suivant la direction Soleil-Terre ; **Z** suivant le pôle Nord relatif au plan ecliptique et **Y** ferme le repère. La distribution de l'angle d'attaque des électrons suprathermiques (PAD pour "pitch angle distribution") à 250 eV est utilisée pour les instruments SWEA de STEREOs. Les PADs, issues du satellite ACE, proviennent du canal 272 eV.

3.3. Description de l'événement

Le nuage magnétique étudié a été observé par ST-A, ST-B, ACE (L1), THEMIS (proche de l'environnement terrestre à cette date) et leurs positions peuvent être visualiées sur la figure 3.2. A cette époque, les satellites ST-A et ST-B étaient séparés d'environ 40° (respectivement d'environ 20° à l'ouest et à l'est de la Terre).

La figure 3.3 montre les données provenant de ST-B, ACE et ST-A. Les panneaux sont identiques pour les différents satellites. Le panneau 3a montre un spectrogramme de la distribution en angle d'attaque (PAD) des électrons suprathermiques, le panneau 3b présente les mêmes données mais cette fois-ci normalisées (entre 0 et 1) à chaque pas de temps. Ceci permet une meilleure visualisation des

caractéristiques du PAD, en particulier quand la gamme dynamique des flux est grande. Les données ions et champ magnétique sont représentées respectivement sur les panneaux (c-d) et (e).

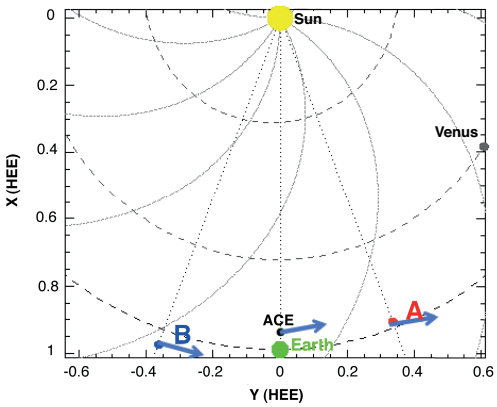


FIGURE 3.2.: Positions des satellites ACE, ST-A, ST-B, et de la Terre le 19-20 Novembre 2007 dans le plan de l'ecliptique avec la projection respective des orientations de l'axe du MC provenant des résultats de l'analyse MVA.

Les frontières avant et arrière du MC sont observées à ACE à 22:22 TU (Temps Universel) le 19 Novembre (Nov.) et 11:42 TU le 20 Nov. L'intensité du champ magnétique est plus élevée durant cette période et ses composantes effectuent une rotation claire (Figure 3j). Se basant sur le champ magnétique seul, Gosling et Szabo [2008] placent le début du MC à 23:22 TU (19 Nov.) à WIND (correspondant à 23:13 TU à ACE). Cependant, si on s'appuie sur les données champ magnétique et plasma, nous optons pour un placement de la frontière plus tôt, à 22:22 TU à ACE (cf. section 4.4). En effet, à cette date, on observe une variation de la polarité de Br, une diminution de la température des protons et la présence d'un faisceau d'électrons bidirectionnels. Les différentes frontières sont indiquées dans la figure 3.3. Ce choix n'affecte pas les résultats concernant le flux azimutal accumulé (le taux de flux azimutal entre ces deux fronts est faible comparé au flux magnétique sur l'ensemble du MC, on l'estime à 5% environ).

Le panneau (h) de la figure 3.3 montre la température et la densité des protons mesurées à ACE. De 22:22 TU (19 Nov.) à 11:42 TU (20 Nov.), la température des protons est inférieure à celle du vent solaire environnant, qui est une des caractéristiques d'un MC. La vitesse (figure 3.3i) est relativement constante $\sim$ 460 km/s, jusqu'à 11:42 TU (20 Nov.), soit $\sim$ 70 km/s plus rapide que le vent solaire à l'avant du MC. La vitesse du vent solaire augmente significativement après le passage du MC : c'est une période de vent solaire rapide provenant des trous coronaux. A ACE, avant 21:21 TU le 19 Nov., le PAD montre la présence du strahl à 180° (Figure 3f et 3g). Juste après ce temps, le strahl bascule à 0°, indiquant la traversée de la nappe de courant héliosphèrique. Un faisceau d'électron bidirectionnel apparaît à 22:22 TU le 19 Nov., impliquant la présence de lignes de champ fermées dans la première partie du MC. A partir de 4:05 TU et jusqu'à 11:42 TU le 20 novembre, le spectrogramme montre de nouveau la présence de PAD unidirectionnelle, essentiellement localisée dans la seconde moitié du MC.

La durée du MC à ST-A est plus longue qu'à ACE. Le MC est caractérisé par une augmentation du champ magnétique et une rotation claire de ses composantes entre 22:00 TU (19 Nov.) et 3:20 TU (21 Nov.) (Figure 3.3o). ST-A observe des électrons suprathermiques bidirectionnels de 22:00 TU

(19 Nov.) à 12:00 TU (20 Nov.) (figure 3.3k et 3.3i). Des électrons unidirectionnels sont à nouveau observés dans la deuxième moitié du MC de 12:00 TU (20 Nov.) à sa frontière arrière observée à 3:20 TU (21 Nov.).

A ST-B, la période de temps 22:47 TU (19 Nov.) - 7:00 TU (20 Nov.) est caractérisée par une diminution de la température des protons et une augmentation de l'intensité du champ magnétique. Une région relativement complexe est observée autour de 3:00 TU (20 Nov.) Le PAD des électrons suprathermiques est majoritairement unidirectionnel et dans la même direction que ceux mesurés à ACE et ST-A (Figure 3.3a et 3.3b). Ceci va dans le sens d'une traversée par ST-B du même MC. D'après ces diverses propriétés in-situ, l'événement observé à ST-B est identifié comme le même événement observé à ACE et ST-A. D'autres études le suggèrent également [Farrugia et al., 2011 ; Kilpua et al., 2011].

3.4. Méthodes et signatures de l'érosion

3.4.1. Estimation de la variation du flux magnétique

3.4.1.1. La méthode directe de Dasso et al. [2006] sur l'asymétrie du flux azimutal

Pour analyser le processus d'érosion, nous employons premièrement la méthode développée par Dasso et al. [2006]. Cette méthode consiste à calculer et analyser les variations du flux magnétique azimutal accumulé le long de la trajectoire du satellite dans le repère du MC. Le flux magnétique par unité de longueur est défini par l'expression :

$$\frac{F_{y(x)}}{L_{in}} = \int_{t_{in}}^{t(x)} B_{y,cloud}(t')V_{x,cloud}(t')dt' \tag{3.1}$$

Où t_{in} représente le temps de traversée à la frontière avant du MC, B_y et V_x sont les composantes du champ magnétique et de la vitesse qui sont observées dans le repère du MC. L_{in} représente la longueur axiale du MC représentée par un tube de flux. Dans les coordonnées RTN, l'angle θ [-90°,90°] représente la latitude qui est définie par l'angle entre le plan ecliptique et l'axe du nuage (nommé $\mathbf{z_{cloud}}$). La longitude est représentée par l'angle φ. Il est défini comme l'angle entre la projection de l'axe sur le plan écliptique et la direction Soleil-satellite. Les angles sont mesurés dans le sens trigonométrique (positif). La direction $\mathbf{d}$ est définie par la trajectoire rectiligne du satellite ($-\mathbf{x_{rtn}}$), $\mathbf{y_{cloud}}$ correspond à la direction $\mathbf{z}_{cloud} \times \mathbf{d}$ et $\mathbf{x_{cloud}}$ complète le trièdre direct $(x_{cloud}, y_{cloud}, z_{cloud})$. Ce repère est représenté dans la figure 3.1.

Comme mentionné précédemment, la figure 3.1 illustre une configuration magnétique idéale pour des MCs non-érodés (Figure 3.1a) et érodés (Figure 3.1c), avec pour chaque cas la variation des composantes du champ magnétique observées par un satellite traversant le MC (Figure 3.1b et 3.1d). Pour un MC non érodé, la composante du champ magnétique $B_{y,cloud}$ (courbe bleue) est symétrique par rapport au milieu du MC. Si on débute l'intégration de B_y à la frontière avant du MC, le flux accumulé correspondant retourne à une valeur nulle exactement à la fin du MC. Lorsque le MC est érodé à l'avant du nuage, une partie du flux magnétique est absent et la composante B_y est asymétrique. Le flux accumulé associée atteint une valeur nulle avant la fin du MC. Cette portion du nuage située à l'arrière que Dasso et al. [2006] appellent "back region", correspond ainsi à un excès du flux magnétique azimutal dont la contrepartie à l'avant du MC a été érodée par reconnexion magnétique.

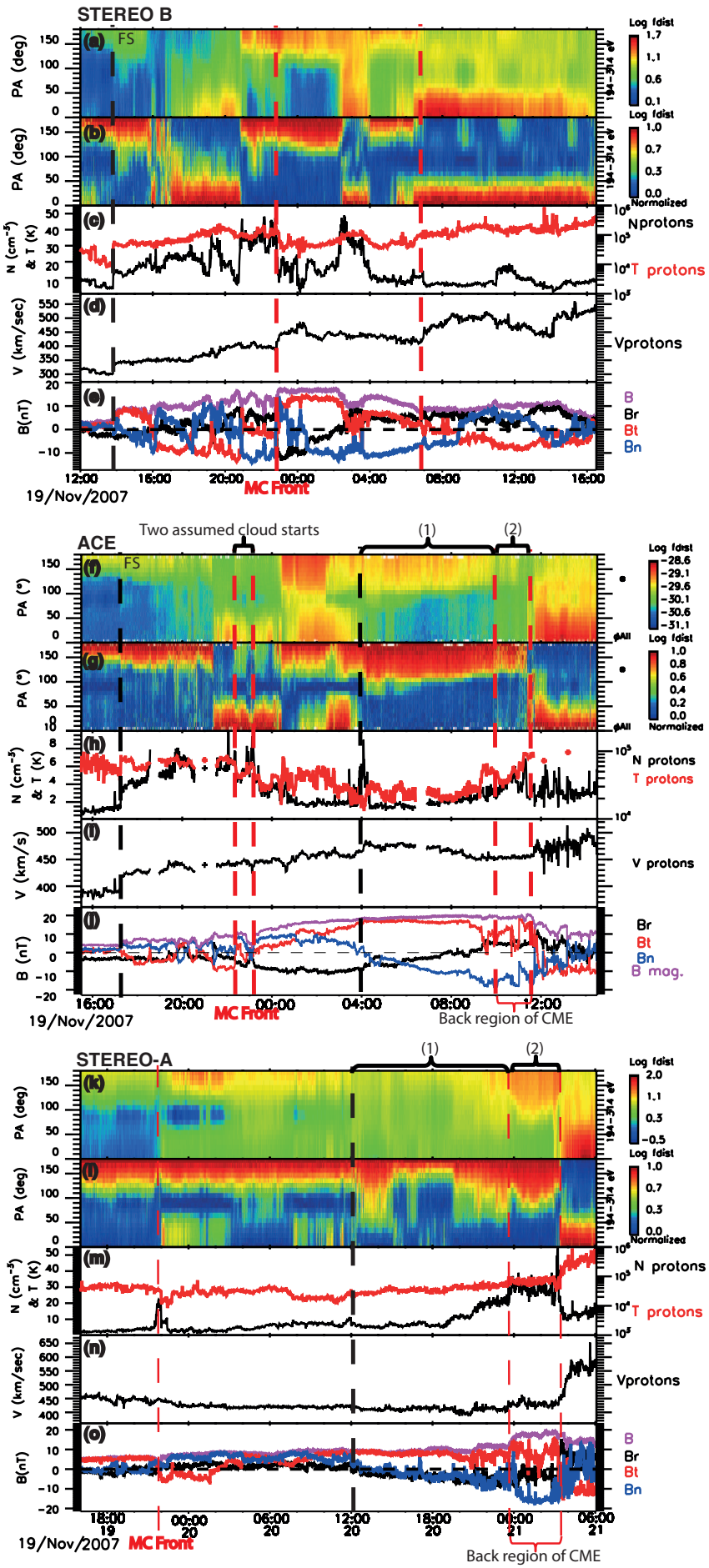

STEREO B
FS
PA (deg)
Log fdist
Normalized
N (cm⁻³) & T (K)
Nprotons
T protons
V (km/sec)
Vprotons
B(nT)
B
Br
Bt
Bn
MC Front
19/Nov/2007
Two assumed cloud starts
(1)
(2)
ACE
PA (°)
N (cm⁻³) & T (K)
N protons
T protons
V (km/s)
V protons
B (nT)
B mag.
Back region of CME
STEREO-A

FIGURE 3.3.: Données plasma et champ magnétique provenant de ST-B, ACE, ST-A durant la période du 19-21 Novembre 2007. Les différentes frontières du MC sont représentées en lignes pointillées rouge. (a,f,k) Les distributions des électrons suprathermiques, (b,g,l) la distribution normalisée du PAD (entre 0 et 1 pour chaque pas de temps), (c,h,m) la température (ligne rouge) et la densité (ligne noire) des protons, (d,i,n) la vitesse des protons, et (e,j,o) les composantes du champ magnétique dans le système de coordonnées RTN. La région (1) correspond à la partie du MC dont les lignes de champ sont ouvertes vers le milieu héliosphérique par la reconnexion d'interchange au niveau du Soleil. La région (2) correspond à la région arrière associée à l'érosion ; on constate la présence d'électrons unidirectionnels avec des propriétés du strahl différentes (cf. Figure 3.9). Les chocs à l'avant sont représentés avec des lignes pointillées noires à ACE et ST-B.

3.4.1.2. Détermination de l'orientation du MC par l'analyse de variance minimum

Le paramètre essentiel pour appliquer la méthode de Dasso et al. [2006] est la connaissance de l'orientation de l'axe du nuage. Pour cela, nous utilisons deux méthodes différentes : l'analyse de variance minimun (MVA pour Minimun Variance Analysis) [Sonnerup et Cahill, 1967] (cf. Annexe A) et par ajustement d'un modèle de champ sans force sur les données (FRF pour Flux Rope Fitting) [Lepping et al., 1990] (cf. Annexe B). Avec MVA, l'axe du nuage est déterminé par le vecteur propre intermédiaire [Bothmer et Schwenn, 1998] (cf. Annexe A). Nous appliquons MVA aux composantes normalisées du champ magnétique [Gulisano et al., 2007]. En effet, puisque la magnitude de $\mathbf{B}$ n'est pas constante à l'intérieur du MC et cette fluctuation impacte les résultats de MVA, il est nécessaire de la découpler de sa rotation en le normalisant.

Dans le but de déterminer les erreurs potentielles concernant l'orientation de l'axe, nous utilisons la technique statistique du bootstrap [Kawano et Higuchi, 1995] avec 1000 tirages aléatoires (avec remise) des données champ magnétique acquises à l'intérieur du MC. Ce ré-échantillonnage permet de quantifier l'impact de la variabilité intrinsèque de la série de données sur le résultat final. Nous répétons cette opération sur 7 intervalles de temps différents : chacun des différents intervalles de temps débute 10 min après le précédant et se termine 10 minutes avant ; on procéde ainsi à une réduction symétrique des intervalles. Ceci nous permet d'estimer comment les erreurs, potentiellement liées à la définition des frontières du MC, affectent la détermination de l'orientation de l'axe du MC. Chacun des intervalles du MC devrait mener à une valeur identique de l'orientation de l'axe déterminée par MVA ; cette approche est un moyen de vérifier les erreurs engendrées par ses sous structures (par exemple la présence de plasma compressé aux bords du MC). Concernant l'analyse avec les données de ACE, bien que nous positionnons la frontière avant le 19 Nov. à 22:22 TU, nous appliquons MVA à partir de 23:13 TU pour ne pas tenir compte de fluctuations inhabituelles du champ magnétique observées durant l'intervalle de temps 22:22 - 23:13 TU.

3.4.1.3. Détermination de l'orientation du MC par ajustement d'un modèle

La seconde méthode utilisée pour déterminer l'orientation de l'axe du MC consiste à ajuster un modèle de MC ("flux rope fitting", FRF) sur les données du champ magnétique (cf. Annexe B). FRF est basé pour cette étude sur un modèle de champ sans force et une méthode d'ajustement par les moindres carrés. Ce modèle de champ sans force satisfait à l'équation $\nabla \times \mathbf{B} = \alpha \mathbf{B}$ [Goldstein, 1983 ; Marubashi, 1986], avec $\alpha = constante$ [Burlaga, 1988 ; Lepping et al., 1990]. Lundquist [1950] donne

la solution pour une structure à géométrie cylindrique et possédant un axe de symétrie :

$$\begin{aligned} (radial)\ B_r &= 0 \\ (azimutal)\ B_\varphi &= B_0 J_1(\alpha r) \\ (axial)\ B_z &= B_0 J_0(\alpha r) \end{aligned} \tag{3.2}$$

J_n étant la fonction de Bessel de première espèce d'ordre n, B_0 la valeur du champ magnétique à l'axe du MC et r la distance radiale à partir de l'axe. La constante α correspond à la torsion du champ magnétique formant le tube de flux.

Pour appliquer cette méthode, nous réalisons une estimation des paramètres initiaux suivants avec MVA :

- la chiralité (signe de l'hélicité magnétique) ;
- l'orientation de l'axe du MC (la latitude θ et la longitude angle φ), définie dans le repère RTN ;
- le paramère d'impact p (distance entre l'axe du MC et la trajectoire du satellite à travers celui-ci).

Une estimation de ce paramètre est réalisée avec l'approximation $p \approx < Bx > / < B >$, où B_x est déterminé dans le repère du MC, obtenu avec les résultats de MVA et B est la magnitude du champ magnétique. Gulisano et al. [2007] ont mis en évidence la pertinence de cette estimation de p à travers leur étude, consistant à générer des MCs synthétiques avec différentes valeurs de p puis recalculer ces dernières en utilisant MVA, et qui est corroborée par Démoulin et Dasso [2009].

Ensuite, grâce à une méthode des moindres carrés, nous réalisons une première série d'itérations pour déterminer les angle θ et φ. Une seconde série d'itérations est effectuée pour déterminer le paramètre d'impact p et α.

Il est intéréssant de noter que ce MC est comprimé à l'arrière par du vent solaire rapide. Ceci a comme conséquence de restreindre l'expansion du MC. On observe, de plus, une variation de la magnitude du vecteur vitesse quasiment invariante, contrairement à un MC en expansion où la vitesse à l'avant de celui est plus importante que dans sa portion arrière. Ainsi, nous ne tenons pas compte de l'expansion du MC dans le modèle et ni pour le calcul de la variation du flux magnétique. Nackwacki et al. [2008] estiment les quantités MHD tels que le flux magnétique ou l'hélicité pour différents MCs en utilisant deux modèles FRF dont un tient compte de l'expansion radiale. Ils concluent que l'expansion radiale n'affectent pas fortement ces calculs.

3.4.1.4. Résultats concernant la variation du flux magnétique

Le tableau 3.1 récapitule les résultats des différentes analyses mentionnées précédemment. La variation du flux magnétique par unité de longueur F_y/L, suivant la méthode de Dasso et al. [2006] est représentée dans la figure 3.4 pour ST-B, ACE et ST-A. Les courbes de couleur représentent les résultats provenant des analyses, sur chaque intervalle de temps sur lequel MVA est appliquée (de l'intervalle débutant à la frontière avant du nuage et terminant à la frontière arrière en violet, au plus petit intervalle de temps, en rouge), et les 1000 courbes observées pour chaque couleur correspondent aux ré-échantillonnages des vecteurs par la méthode du bootstrap. Ces courbes mettent en évidence la variabilité du calcul du flux azimutal accumulé. Les lignes en pointillés montrent le résultat issu de l'orientation de l'axe donnée par la méthode FRF à chaque satellite. Dans le tableau 3.1, la date à laquelle le flux est équilibré à chaque satellite est indiquée pour les deux méthodes utilisées : FRF et MVA (pour l'analyse MVA, le temps indiqué correspond à la moyenne des 7000 courbes colorées).

On constate un déséquilibre net du flux azimutal accumulé avec les différentes méthodes employées, que ce soit à ACE ou à ST-A. Concernant l'observation de l'événement à ST-B, la signature d'érosion magnétique n'apparaît par clairement (figure 3.4a). Cela peut provenir de la structure inhabituelle observée entre 2:00 et 4:00 TU le 20 Novembre. Cette structure influence les résultats de l'orientation de l'axe provenant de MVA et FRF, biaisant potentiellement l'analyse de la variation du flux magnétique.

Une seconde série d'analyses a été menée, dans laquelle nous avons modifié l'intervalle de temps, de manière à exclure la région arrière. Bien que l'asymétrie du flux soit susceptible d'influencer sur les résultats provenant du MVA ou FRF (et en conséquence sur le calcul du flux azimutal), l'utilisation d'un intervalle de temps réduit dans l'analyse de l'événement vu à ACE (en excluant donc la région arrière), mènent à des résultats compatibles avec l'érosion. L'analyse à ST-A, en utilisant un intervalle de temps réduit, montre également un déséquilibre du flux avec des résultats similaires, mais avec une variabilité moindre quand la région arrière est enlevée. En effet, nous constatons que les analyses provenant du MVA donnent un écart type de l'orientation de l'axe à ACE qui est inférieur à 2°. A ST-A, l'écart type est $\sim 6°$ lorsque l'intervalle de temps entier du MC est utilisé (figure 3.4) et $\sim 2°$ (non montré) si la région arrière est supprimée de notre analyse. Ces résultats sont compatibles avec les travaux de Gulisano et al. [2007] qui étudient la variation du biais dans la détermination de l'orientation de l'axe du MC par MVA. Ils concluent que l'orientation est bien déterminée pour des axes de MC proches du plan écliptique et avec des valeurs de paramètres d'impacts relativement faibles (c.-à-d., pour un satellite ayant une trajectoire proche du centre du MC), comme c'est le cas ici.

Comme mentionné dans la partie 3.3, nous définissons la frontière avant du nuage à 22:22 TU (19 Nov.) à ACE, soit plus tôt que le temps correspondant utilisé dans Gosling et Szabo [2008] et Farrugia et al. [2011] avec les données WIND. Si on débute l'intégration de la composante $B_{y,cloud}$ du champ magnétique, représentée dans la figure 3.4, aux dates données par ces auteurs, la région arrière est alors plus étendue (variation du flux azimutal d'environ 5%).

En conclusion, que ce soit à ACE ou ST-A, la combinaison de plusieurs méthodes, associée aux estimations des erreurs par la méthode bootstrap et la défintion des frontières, confirme bien l'existence d'un excès de flux magnétique, pouvant être considéré comme significatif, à l'arrière du MC.

Dans le but d'estimer le taux de flux magnétique érodé à l'avant du MC, nous calculons le flux total azimutal, avant reconnexion du flux magnétique du MC avec le vent solaire ambiant ($F_{t,azimutal}$). Il est déterminé dans la seconde moitié du MC et correspond à la somme de F_y/L (en valeur absolue) au maximum du flux accumulé et celui à la fin du MC (figure 3.4) [Dasso et al., 2006]. La longueur du MC est supposée être de l'ordre de 2 UA pour rester consistant avec certains travaux [cf. Nackwacki et al., 2011]. Nous obtenons $F_{t,azimuthal} = 3,36 \cdot 10^{21} Mx$ [1] pour ACE et $5,42 \cdot 10^{21} Mx$ pour ST-A. Le taux de flux azimutal érodé $F_{e,azimuthal}$ (c.-à-d. , égal au flux azimutal qui est contenu à l'intérieur de la région arrière) est donné par la valeur absolue de Fy à la fin du MC, $F_{e,azimuthal} = 1.48 \cdot 10^{21} Mx$ à ACE et $2.68 \cdot 10^{21} Mx$ à ST-A. Le flux azimutal érodé correspond alors à 44% et 49% du flux magnétique total, respectivement à ACE et ST-A.

1. Bien que l'unité du flux magnétique dans le système international est le Weber, nous choisions de l'exprimer en Maxwell comme les précédentes études sur ce sujet. Pour information : $1\ Maxwell = 1\ Gauss.cm^2 = 10^{-8}\ Weber$

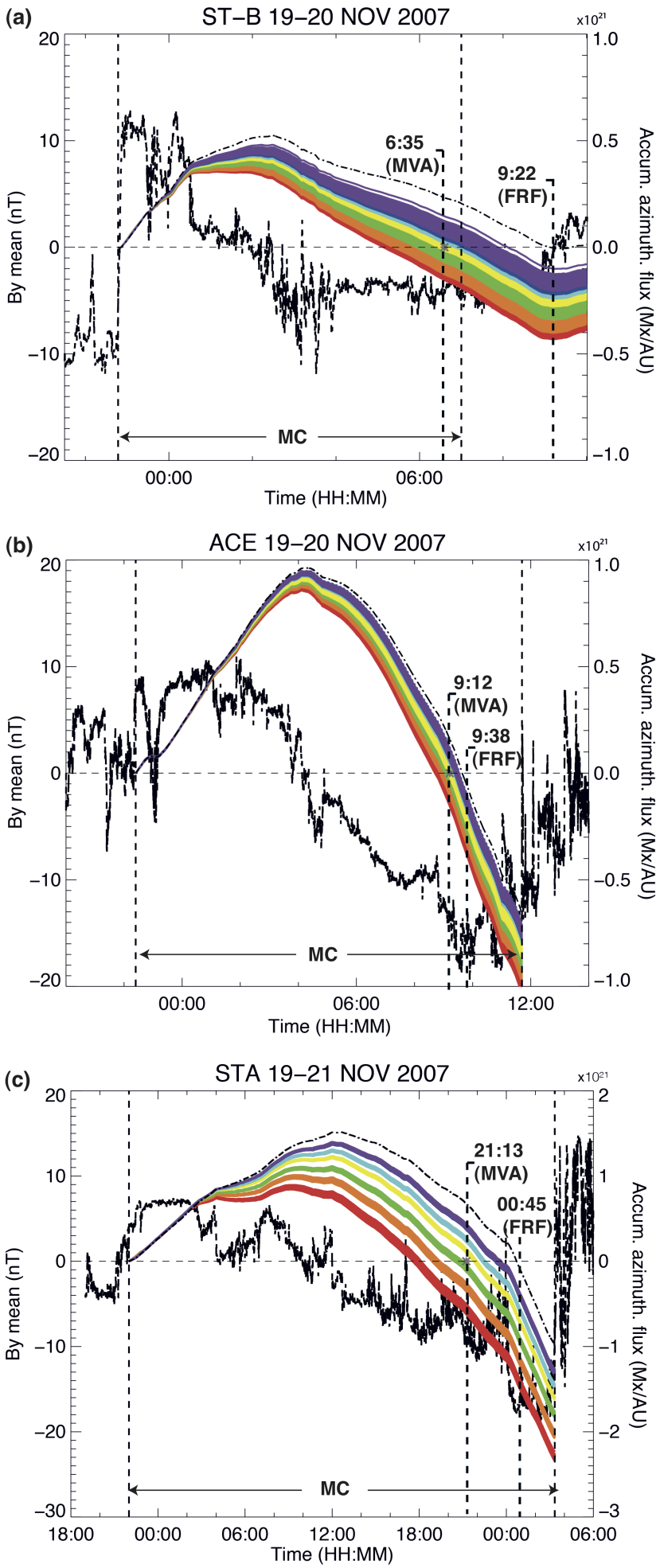

(a)
ST–B 19–20 NOV 2007
x10^21
By mean (nT)
Accum. azimuth. flux (Mx/AU)
6:35
(MVA)
9:22
(FRF)
MC
Time (HH:MM)
(b)
ACE 19–20 NOV 2007
9:12
(MVA)
9:38
(FRF)
(c)
STA 19–21 NOV 2007
21:13
(MVA)
00:45
(FRF)

FIGURE 3.4.: Composante $B_{y,cloud}$ et flux azimutal accumulé par unité de longueur pour (a) STB, (b) ACE, et (c) ST-A. Les courbes colorées représentent les résultats en utilisant les orientations des axes provenant de MVA avec la méthode bootstrap appliquée à différents intervalles (c.f. Section 3.4.1.2). Les courbes, en pointillés noirs, représentent les résultats utilisant l'orientation de l'axe déduite de FRF. Les lignes verticales indiquent les frontières du MC et le temps pour lequel la variation des flux accumulés azimutaux est symétrique (intersection de l'axe des abscisses) pour la moyenne de MVA et FRF. Voir aussi le tableau 3.1 pour plus de détails.

Concernant le flux magnétique axial F_z, nous pouvons aussi le déterminer à partir des observations, comme cela est réalisé dans Dasso et al. [2006, 2007]. On suppose que la section du MC est circulaire, $p = 0$ et nous calculons $r = x(t) - x_{center}$ (x est la distance parcourue par le satellite à l'intérieur du MC en UA, x_{center} correspond au centre du MC, défini par le maximum de la courbe du flux azimutal accumulé). Le flux axial est alors calculé suivant l'expression [Dasso et al. 2006 ; 2007] :

$$F_z = 2\pi \int_{t_{in}}^{t(x)} B_{z,cloud}(t')(x(t') - x_{center})V_{x,cloud}(t')dt'$$

Nous obtenons alors les flux magnétiques axiaux totaux, qui sont $F_{t,axial} = 0,64 \cdot 10^{21} Mx$ à ACE et $0,69 \cdot 10^{21} Mx$ à ST-A. Nous déterminons aussi les flux axiaux érodés : $F_{e,axial} = 0,48 \cdot 10^{21} Mx$ à ACE et $0,31 \cdot 10^{21} Mx$ à ST-A. Les taux de flux axiaux érodés correspondent à 75% et 45% des flux totaux axiaux respectivement à ACE et ST-A.

3.4.2. Etude paramétrique de l'orientation de l'axe sur le flux azimutal accumulé

La figure 3.5 montre les résultats d'une étude paramétrique sur le taux de flux magnétique azimutal qui est érodé en fonction de l'orientation de l'axe. Chaque isocontour quantifie le taux de flux azimutal magnétique érodé (comme défini dans la section 4.1.4) en fonction de différentes orientations de l'axe du MC qui sont arbitrairement choisies. Autrement dit, pour des valeurs différentes de la latitude θ et longitude φ, à ACE (a) et ST-A (b), on détermine la composante By (on génère un nouveau repère du MC) puis on calcule le flux accumulé et le taux érodé correspondant. La valeur centrale correspond à la moyenne de l'orientation de l'axe provenant de notre analyse (c.f. le tableau 3.1).

Ainsi, si on associe l'asymétrie des flux observés à une erreur dans la détermination des axes et, a fortiori, dans celle de By, alors celle-ci doit être de plus de 20° à ST-A et 10° à ACE et pour des latitudes plus faibles. Cette simple étude paramétrique appuie fortement le fait que le déséquilibre du flux azimutal observé à ACE et ST-A ne peut être imputé, dans sa totalité, à une erreur dans l'emploi des méthodes.

	ACE	ST-A	ST-B
Intervalle de temps pour MVA et FRF	23:13 (19 Nov.) - 11:42 (20 Nov.)	22:00 (19 Nov.) - 3:20 (21 Nov.)	22:52 (19 Nov.) - 7:00 (20 Nov.)
Début du temps d'integration pour le calcul du flux azimutal	22:22 (19 Nov.)	22:00 (19 Nov.)	22:47 (19 Nov.)
Orientation de l'axe du MC provenant de la moyenne de l'ensemble des résultats du MVA (avec écart-type)	$\theta = -3° \pm 1°$ $\varphi = 101,5° \pm 0,4°$	$\theta = 31° \pm 7°$ $\varphi = 84° \pm 6°$	$\theta = -39° \pm 4°$ $\varphi = 96° \pm 8°$
Orientation de l'axe du MC provenant du FRF	$\theta = -5°$ $\varphi = 99°$	$\theta = 17°$ $\varphi = 97°$	$\theta = -50°$ $\varphi = 92°$
Orientation de l'axe du MC : moyenne des résultats provenant des méthodes MVA et FRF	$\theta = -4°$ $\varphi = 100°$	$\theta = 24°$ $\varphi = 91°$	$\theta = -45°$ $\varphi = 94°$
Début de la région arrière déduite du PAD des électrons	9:53 (20 Nov.)	23:40 (20 Nov.)	-
Temps de l'équilibre des flux (moyenne provenant des méthodes MVA et FRF)	9:26 ±13 min (20 Nov.)	22:59 ± 1:48 (20 Nov.)	7:58 ± 1:23 (20 Nov.)
Ratio valeur propre intermédiaire/minimun (moyenne de tous les résultats du MVA)	11,3	6,31	6,32
Paramètre d'impact provenant du FRF (valeur positive =satellite traverse au nord de l'axe azimutal)	0,18	0,03	-0,11
Paramètre α provenant du FRF	2,16	2,39	1,94

Table 3.1.: Résumé des résultats provenant de MVA et FRF et ceux concernant l'équilibre du flux azimutal aux différents satellites.

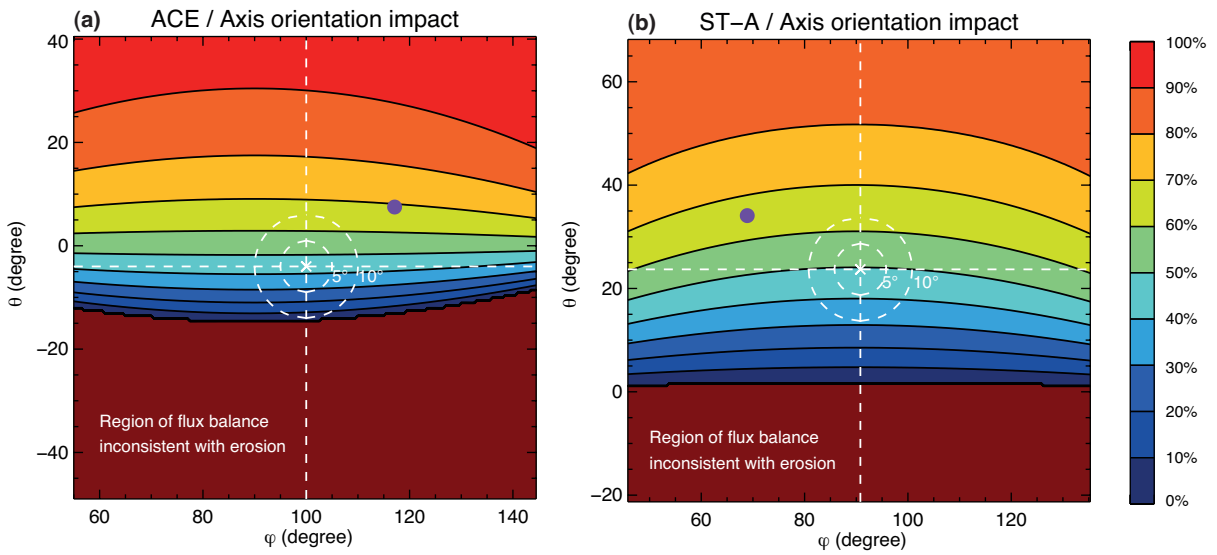


FIGURE 3.5.: Etude paramétrique de l'impact de l'axe, dont l'orientation est choisie arbitrairement, sur le taux de flux magnétique azimutal érodé à l'avant du MC à ACE et ST-A, comme défini dans la section 3.4.1.2. La figure est centrée sur l'orientation moyenne de l'axe provenant de notre analyse (cf. le tableau 3.1). La ligne séparant la région de couleur bleue foncée et la région brune dans le graphique correspond aux orientations de l'axe pour lesquelles le flux azimutal est totalement équilibré. Les autres régions (allant de la couleur bleu au rouge) correspondent à un MC érodé à des degrés divers (cf. l'échelle de couleur correspondant aux pourcentages de flux azimutaux érodés), tandis que la région brune est totalement inconsistante avec l'hypothèse de région arrière (et donc du processus d'érosion). Les cercles violets correspondent aux orientations de l'axe obtenues par Farrugia et al. [2011] utilisant MVA (pour WIND et ST-A).

3.4.3. Signatures de reconnexion magnétique à la frontière avant du MC

La présence de processus de reconnexion magnétique à la frontière du MC met en évidence une modification topologique de ses lignes de champ. Elle implique la présence de discontinuités rotationnelles, associées à des nappes de courant bifurquées bordant le jet de plasma [Farrugia et al., 2001 ; Gosling et al. 2005a ; Gosling and Szabo, 2008]. Lors de la traversée d'un jet alfvénique, le satellite observe alors des variations correlées (ou anti-corrélées) dans les composantes de **V** et **B** au cours de la traversée de la première nappe de courant et anti-correlées à travers la seconde (cf 1.3.2).

Les données plasma et champ magnétique sont présentées dans la figure 3.6 pour les différents satellites au cours de leurs traversées des frontières avant du MC le 19 Nov. Les lignes verticales vertes permettent d'identifier la zone de transition entre le vent solaire à l'avant du nuage (à gauche) et l'intérieur du nuage (à droite). On peut remarquer, au niveau de cette région, la présence de nappes de courants clairement birfurquées (visibles dans la variation des composantes B_t et B_n, en particulier aux differents satellites ST-B, THEMIS et ST-A). Il est à noter que nous utilisons les données provenant de THEMIS-B puisqu'elles ont une plus haute résolution (3s) que celles de ACE (1-min pour les moments vitesses). Il est également à noter que les données WIND pour l'intervalle de temps 21:00 - 23:00 sont manquantes. THEMIS-B est bien dans le vent solaire (ce qui est confirmé par l'inspection visuelle des spectrogrammes énergies), il se situe proche de la Terre durant cette période (coordonnées GSE : [-9 ;-29 ;-9.5] R_E). Dans le but de vérifier que nous sommes bien en présence de jets de plasma alfvénique, nous appliquons le test de Walén (cf. annexe C) [Hudson, 1970 ; Paschmann

et al., 1986] (cf. Annexe C) :

$$V_{pre} = V_{ref} \pm \frac{\rho_{ref}^{1/2}}{\mu_0^{1/2}}(\frac{B}{\rho} - \frac{B_{ref}}{\rho_{ref}}) \tag{3.3}$$

Les termes V, B et ρ représentent la vitesse, le champ magnétique et la densité. L'indice "ref" correspond au temps de référence à la frontière avant/arrière des nappes de courant et l'indice "pre" est l'intervalle de temps du jet pour lequel la vitesse est prédite. Ces temps correspondent aux lignes pointillées vertes de la figure 3.6, marquant l'exact début ou fin des nappes de courant. Le signe positif/négatif est choisi pour la partie avant/arrière du jet. Les vitesses prédites sont représentées par les courbes pointillées de couleur dans la figure 6 pour THEMIS B et ST-A. La figure 3.7 présente les données à ACE et THEMIS seulement au cours de la traversée du jet par ces satellites et permet de confirmer que le même jet est bien observé à THEMIS-B à 23:18 UT (Nov. 19). On observe à ces deux satellites une variation identique des composantes magnétiques et vitesses avec, en particulier, un même jet de plasma de $\sim 10\,km/s$. Sur la base de la vitesse du MC ($\sim 440\,km/s$) et la distance entre ACE et THEMIS ($\sim 224\ Re$), le délai attendu entre les deux observations est de ~ 54 min, en accord avec celles-ci.

Nous appliquons le test de Walén dans la figure 3.6, à l'intérieur des lignes verticales noires. On note la prédiction correcte des vitesses à THEMIS B (malgré la basse résolution des composantes de la vitesse) et à ST-A. On remarque aussi que les jets ont des dimensions différentes à THEMIS-B et ST-A. Leur étendue spatiale est estimée à $9450\,km$ à THEMIS-B tandis qu'à ST-A, elle est de $6,1 \cdot 10^5 km$. Ces résultats suggèrent que ST-A est à une distance plus importante de la ligne de reconnexion que THEMIS-B (et ACE).

Pour le satellite ST-B, une nappe de courant double, dont la structure est proche de celle observée à ST-A et THEMIS-B, est observée à $\sim 22:46\,TU$ (19 Nov.). Cependant, la résolution des données de la vitesse est insuffisante pour appliquer le test de Walén à ce satellite. La nappe de courant est plus fine à ST-B qu'à ST-A.

Puisque la variation de la composante du champ magnétique normale à une nappe de courant devrait rester constante dans le cas d'un processus de reconnexion magnétique idéal, il est possible d'utiliser MVA pour estimer d'une part la direction normale à la nappe de courant et, d'autre part, l'orientation de la ligne de reconnexion qui est donnée par la direction du vecteur propre intermédiare [pour des examples cf. Phan et al., 2006 ; Gosling et al., 2007]. Le tabeau 3.2 résume les différents résultats concernant les orientations des lignes de reconnexion obtenues à chaque satellite, les angles de cisaillement et la validité du test de Walén pour les différents jets. La figure 3.8 présente l'orientation des lignes de reconnexion aux différents satellites. Pour leur détermination, on applique MVA sur l'intervalle de temps indiqué par les flèches de la figure 3.6. Cet intervalle de temps est choisi de manière à englober les deux nappes de courant délimitant le jet double. On observe que l'orientation des lignes de reconnexion, à tous les satellites, ont un angle d'inclinaison significatif par rapport à l'équateur et à la direction radiale du Soleil. Cela peut signifier que chacune des signatures analysées est liée à un site de reconnexion différent.

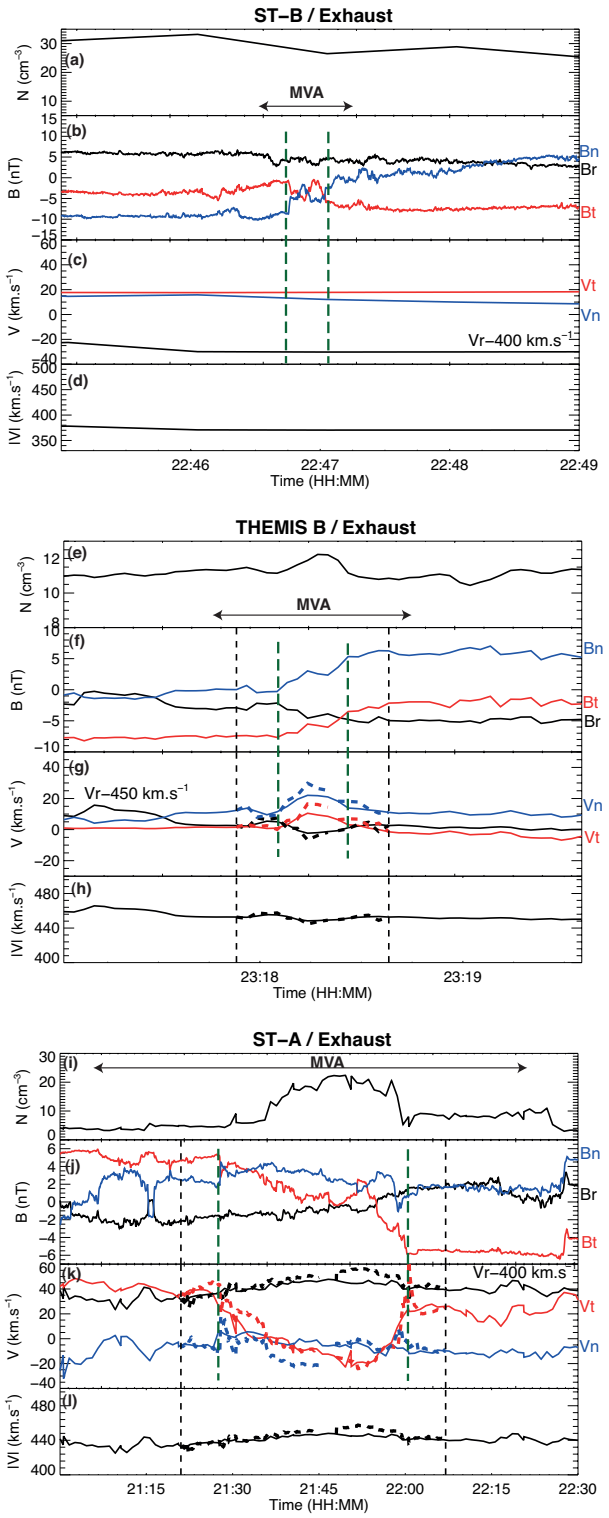


FIGURE 3.6.: Jets de plasma vus à ST-B, THEMIS-B et ST-A à l'avant du MC et représentations des résultats provenant du test de Walén quand la résolution des données est suffisante (THEMIS-B et ST-A). Pour chaque satellite, les panneaux (a,e,i) présentent la densité des protons, (b,f,j) les composantes du champ magnétique, (c,g,k) les composantes de la vitesse observées et prédites (en pointillées), et (d,h,j) la magnitude de la vitesse des protons observée et prédite (en pointillée). Les deux lignes verticales noires sont liées aux temps de référence utilisés pour le test de Walén (qui est executé vers 'l'intérieur du jet'). Les lignes verticales vertes marquent le début des frontières des jets. L'intervalle de temps utilisé pour déterminer l'orientation de la ligne de reconnexion avec MVA est aussi indiqué avec une flèche (cf. le tableau 2).

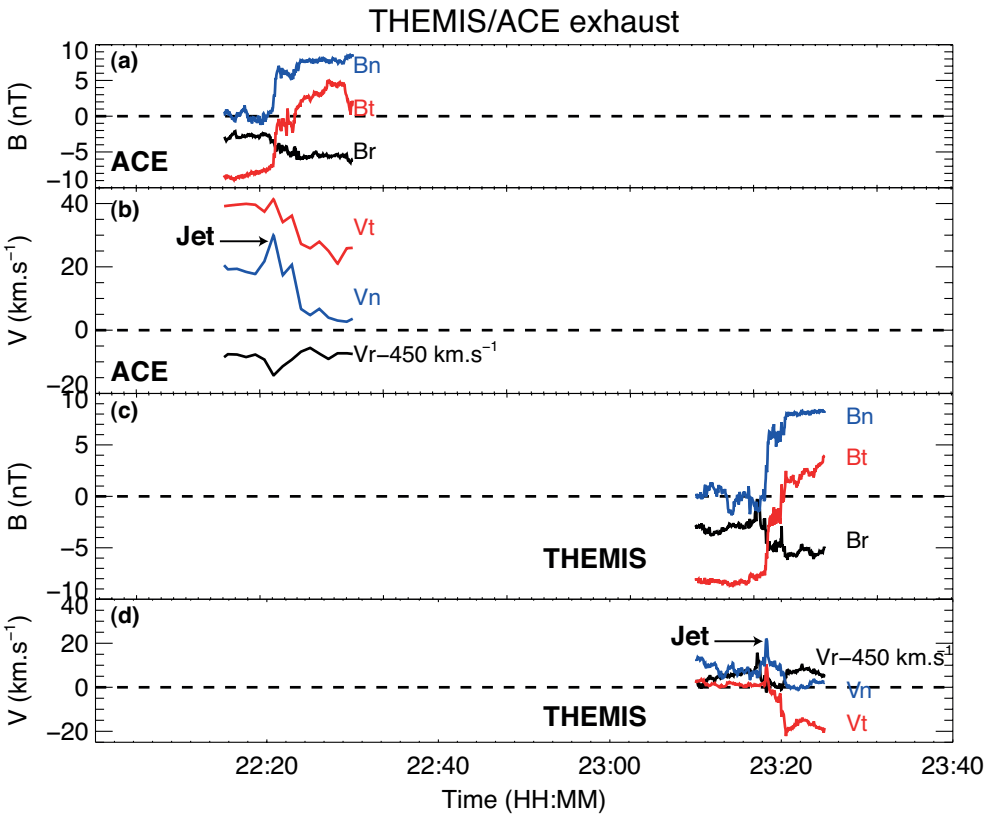


FIGURE 3.7.: Données correpondantes aux jets vus à ACE et THEMIS-B, à l'avant du MC, le 19 Novembre : les composantes du champ magnétique pour (a) ACE et (b) THEMIS et (b,d) les composantes des vecteurs vitesse associés. Malgré un temps de résolution trop faible pour réaliser le test de Walén, un jet dans la vitesse des protons est clairement visible à ACE à la frontière avant du MC, comparable à celui observé à THEMIS.

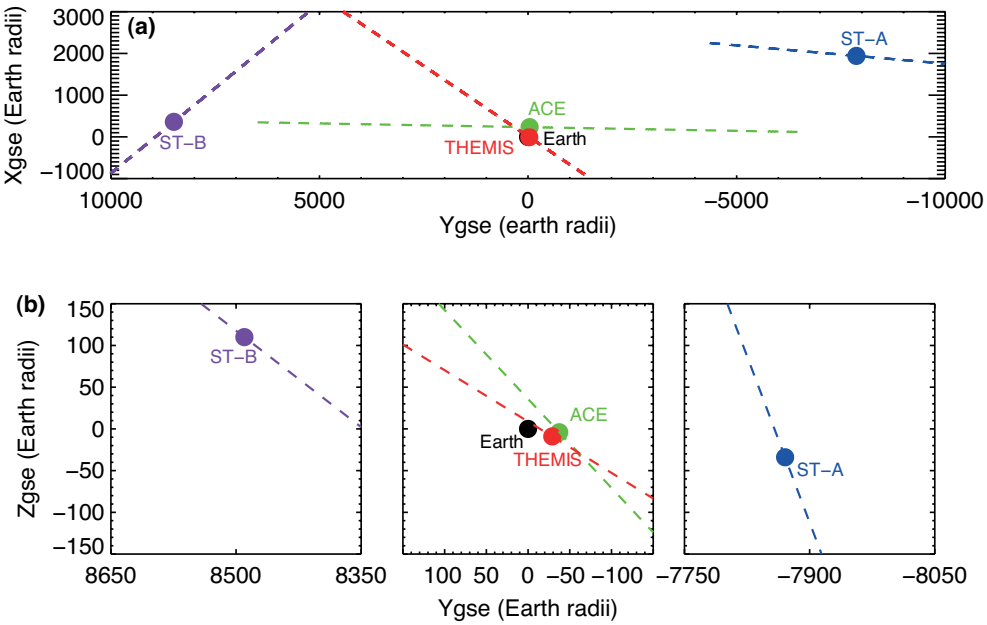


FIGURE 3.8.: Projections de l'orientation des lignes de reconnexion à chaque satellite dans les coordonnées GSE à 22:00 TU le 19 Novembre 2007 dans les plans $X - Y_{GSE}$ (a) et $Z - Y_{GSE}$ (b).

	ACE	THEMIS	ST-A	ST-B
Temps de localisation du jet	22:20:30 - 22:21:30	23:18:05 - 23:18:26	21:28 - 22:01	22:46:45 - 22:47:03
Temps de l'intervalle de l'analyse MVA	22:19:30 - 22:22:30	23:17:44 - 23:18:47	21:13 - 22:16	22:46:36 - 22:47:12
Orientation de la ligne de reconnexion (GSE)	[-0.01,-0.68,-0.73]	[-0.49,-0.74,-0.45]	[-0.03,-0.35,-0.94]	[0.54,-0.67,-0.5]
Test de Walén	Résolution insuffisante	ok	ok	ok
Angle de cisaillement magnétique	72.5°	73.0°	142.8°	62°

TABLE 3.2.: Propriétés des jets de plasma observés à la frontière avant du MC pour les différents satellites.

3.4.4. Signature du changement topologique à grande échelle à partir des électrons suprathermiques

La dernière partie de cette étude de cas consiste à examiner les changements topologiques à grande échelle qui sont attendus des processus de reconnexion magnétique. Pour ce faire, nous utilisons les électrons suprathermiques comme des traceurs topologiques.

La distribution des angles d'attaque des électrons suprathermiques (PAD) est présentée dans la figure 3.3. On observe des faisceaux d'électrons suprathermiques bi- et unidirectionnels, ce qui indique la présence de lignes de champs ouvertes et fermées à l'intérieur du MC (cf. partie 1.2.2). Les faisceaux d'électrons unidirectionnels sont observés anti-parallèles au champ magnétique à tous les satellites. Ceci est consistent avec une traversée, par tous les satellites, du même MC. Les lignes de champ ouvertes, associées à la présence d'électrons unidirectionnels dans le coeur du MC (qui sont situés avant la région arrière), peuvent être dues à la présence de reconnexion d'"interchange" au niveau du Soleil, comme mentionné par certaines études [cf. partie 1.2.2 et Crooker et al., 2002 ; Owens et Crooker, 2006 ; Lavraud et al., 2011]. Lorsqu'un processus de reconnexion d'interchange se produit au pied du MC, l'information de ce changement topologique se déplace à la vitesse d'Alfvén. La structure du MC observé à 1 UA, voyageant à une vitesse superalfvénique, ne peut donc pas être affectée par ce processus.

La durée de la région arrière est comprise entre 9:53 et 11:43 TU (le 20 Novembre) à ACE et de 23:40 à 03:20 TU (le 20-21 Novembre) à ST-A (lignes verticales rouges visibles sur la figure 3.3). La figure 3.9 présente les distributions moyennées sur 5 minutes des angles d'attaque des électrons suprathermiques, pour des périodes de temps situées juste avant et juste après la transition entre le coeur du MC et la région arrière (supposée correspondre à la région érodée à l'avant) observée à chaque satellite. Ces intervalles de temps sont respectivement 9:00 - 9:05 TU et 10:30 - 10:35 TU le 20 Nov. (23:00 - 23:05 le 20 Nov. et 00:00 - 00:05 le 21 Nov.) pour ACE (ST-A). Ces deux régions ne présentent pas les mêmes profils de la fonction de distribution ("Phase Space Density", PSD) que ce soit à ACE ou à ST-A. Cela suggère une source différente du strahl pour la région arrière en comparaison du coeur du MC, ce qui est détaillé dans la partie 3.5.4. Des changements sont aussi observés à la fin du MC à ST-B, ceux-ci ne sont pas analysés ni interprétés puisque la variation du flux azimutal semble biaisée à ce satellite, comme indiqué dans la section 3.5.4.

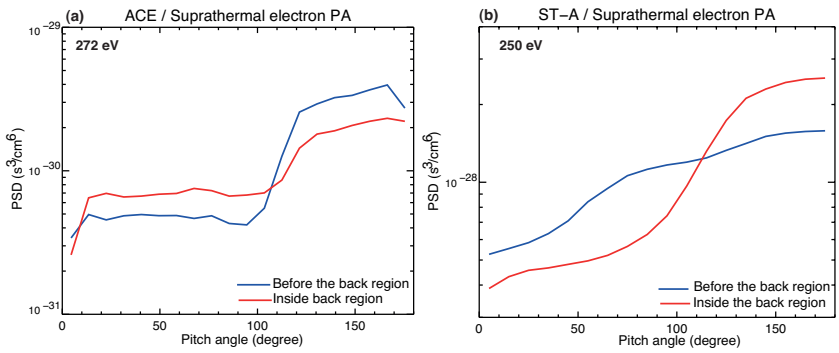


FIGURE 3.9.: Distributions des angles d'attaque des électrons suprathermiques obtenues dans la région arrière du MC (courbe rouge) et le coeur du MC (courbe bleue), moyennées sur des intervalles de temps de 5 min proche de la frontière séparant ces deux régions (cf. section 3.4.4).

3.5. Discussion

En combinant différentes signatures, nous apportons de nombreuses preuves supplémentaires concernant l'existence d'un processus d'érosion de la structure du MC.

3.5.1. Preuve par l'analyse multipoint de la variation du flux magnétique

L'analyse du flux azimutal accumulé révèle la présence d'un excès de flux magnétique dans la partie arrière du MC, visible aux deux satellites ACE et ST-A. Dasso et al. [2006] ont élaboré cette méthode et l'ont appliqué en utilisant un seul point de mesure. Dans notre étude, le nuage magnétique est observé à 3 points différents, spatialement bien séparés. On peut alors contraindre la configuration du MC. Par exemple, comme montré par Owens et al. [2012], le passage à travers les "jambes" du MC [2] altère la signature du champ magnétique observé par un satellite (exemple : l'observation des signatures de double flux). De telles altérations du champ magnétique ne sont pas observées à ST-A, laissant suggérer que ST-A ne traverse pas une "jambe" du nuage. Néanmoins, le temps de traversée du MC par ST-A supérieur à celui effectué par ACE, peut être dû à une expansion plus importante du MC à cette localisation. Cette hypothèse est compatible avec la magnitude du champ magnétique plus faible, de même que la différence entre la vitesse du MC et le vent solaire environnant, ainsi que l'absence de choc à ST-A.

Les orientations des deux axes à ACE et ST-A sont différentes : la latitude de l'axe à ST-A est plus élevée qu'à ACE. L'étude paramétrique (figure 3.5) réalisée à ACE montre qu'il est peu probable que l'orientation de l'axe soit déterminée avec une erreur de plus de 10° et spécifiquement vers les plus basses latitudes. Ce résultat conforte celui concernant la variation du flux azimutal fortement déséquilibrée à ACE mais aussi à ST-A, qui ne peut donc être imputée à un biais dans la détermination du repère.

Concernant le flux magnétique azimutal, la portion qui est contenue dans la région arrière est équivalente au flux magnétique qui est érodé à l'avant du MC. Selon nos calculs, le taux de flux magnétique azimutal qui est érodé à l'avant du MC, à ACE, correspond à 44% du flux total azimutal mesuré (avant érosion). Ce même calcule mène à 49% à ST-A. Dasso et al. [2006, 2007] estiment les taux de flux azimutal érodé avec la même méthode pour deux autres événements les 18-20 Novembre 1995 et 9-11 Novembre 2004 : ces taux valent respectivement 57% et 17%.

On remarque aussi que la partie arrière du MC est compressée par du vent solaire rapide. On observe à ST-A une augmentation de la vitesse de $\sim 100\,km/s$ au niveau de la frontière arrière (seconde ligne rouge sur la figure 3.3). Cette compression est significative, comme observée dans les variation du champ magnétique, et comme notée par Rouillard et al. [2010] et Farrugia et al. [2011] pour ce nuage. Bien que ces distorsions peuvent impacter les analyses provenant de MVA et FRF, ces résultats sont similaires quand la région arrière est supprimée (comme mentionnée dans la Section 3.4) à ACE et ST-A. Cet effet n'est pas supposé modifier les calculs du flux azimutal puisque le flux magnétique est conservé lors d'une compression adiabatique.

2. Pour rappel, un MC peut être vu comme un tube de flux magnétique avec une région centrale et de chaque côté des "jambes" raccordées au Soleil (cf. 1.2).

3.5.2. Preuve par l'estimation du paramètre α

La modélisation de champ sans force nous permet d'estimer le paramètre α du nuage. Dans le modèle de champ sans force, une valeur de $\alpha = 2,41$ correspond à un champ magnétique complétement poloïdal aux extrémités. Nous obtenons pour ACE une valeur de $2,16$ lorsque l'analyse est appliquée sur l'intervalle de temps entier du MC. Cette valeur descend à $1,92$ quand la région arrière est retirée ; cela revient à analyser seulement la partie symétrique du MC. Ceci est compatible avec l'érosion du MC, dans l'hypothèse d'une modélisation d'un MC par un champ sans force. Néanmoins, n'ayant aucune connaissance de la configuration initiale (concernant la valeur α) du MC lors de son initiation au niveau du Soleil, nous ne pouvons pas considérer ce résultat comme un argument probant, mais uniquement comme compatible.

3.5.3. Preuve provenant de l'observation locale de la reconnexion à la frontière avant du MC

L'érosion du MC au cours de sa propagation dans le milieu interplanétaire implique la présence plus ou moins continue de processus de reconnexion magnétique à sa frontière avant (cf. figure 3.1). Comme démontré dans la partie 3.4.3, les signatures de reconnexion magnétique à l'avant du MC sont observées par tous les satellites (avec néanmoins des incertitudes dues à la résolution et aux étendues des jets). Le processus de reconnexion magnétique attendu est donc bien présent localement à 1 UA pour ce MC. Nous remarquons, cependant, que bien que la reconnexion magnétique à la frontière avant soit un prérequis au processus d'érosion dont il est question dans cette étude, elle peut très bien ne pas être observée à 1 UA, tout en s'étant déroulée à des temps d'observations antérieurs au cours de la propagation. Il est intéressant de noter que l'érosion est observée ici pour un MC ayant une vitesse plutôt basse ($\sim 450\,km/s$). Le processus est attendu être plus efficace pour des MCs rapides, puisque la compression du plasma à la frontière et les taux de reconnexion sont plus élevés par l'augmentation de la vitesse d'Alfvén (ceci sera discuté plus en détail dans le chapitre 4).

Dans la figure 3.10 sont représentées les lignes de reconnexion magnétique à l'avant du MC, déduites de MVA, dans le plan $Y - Z_{HEE}$. Les lignes de reconnexion ont une inclinaison différente à chaque satellite, ce qui n'est pas surprenant au vu de leurs séparations spatiales importantes et la géométrie 3D du MC interagissant avec son environnement. On peut aussi remarquer une inclinaison importante dans le plan $Y - Z$. Ceci laisse suggérer qu'il n'y a pas un seul site de reconnexion mais probablement plusieurs sites distincts, présents tout le long de la frontière avant. On peut faire le parallèle avec les processus de reconnexion observés à la magnétopause (côté jour) qui dépendent de l'orientation du champ magnétosphèrique et des lignes de champ de l'IMF. Il peut souvent y avoir plusieurs sites de reconnexion à la magnétopause. La même variabilité spatio-temporelle peut donc être envisagée pour les frontières avants des MCs.

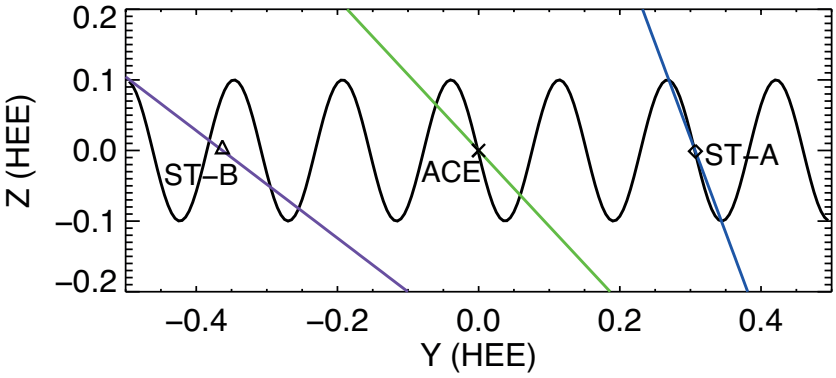


FIGURE 3.10.: Représentation de la projection hélicoïdale des lignes de champ du MC (courbe noire), avec une estimation des orientations des lignes de reconnexion (courbes de couleur), pour les jets observés à la frontière avant du MC aux 3 satellites, dans les plans ZY (système de coordonnées HEE). Cela suggère que la ligne de reconnexion observée à chaque satellite n'est pas la même.

3.5.4. Preuve par la variation du PAD des électrons suprathermiques

La distribution de l'angle d'attaque des électrons suprathermiques dans la région arrière du MC est clairement différente de celles observées dans la région centrale du MC, à ACE et ST-A. Puisque le processus d'érosion implique nécessairement des modifications topologiques à grandes échelles (cf. figure 3.1), il est attendu que la source du strahl dans la région arrière soit différente de celle du coeur du MC. Ce changement est observé à ACE et ST-A aux temps attendus (à ± 1 heure).

L'intensité du champ magnétique plus importante dans la région arrière du MC et la présence de vent solaire rapide adjacent à celui-ci indiquent une compression adiabatique à l'arrière. Selon le théorème de Liouville, la fonction de distribution est constante le long de n'importe quelle trajectoire de particule dans l'espace des phases. Une compression adiabatique peut conduire à l'élargissement angulaire du strahl, mais ne peut pas accroitre les valeurs absolues de la densité de l'espace des phases. Autour de 180°, on observe une augmentation à ST-A et une diminution à ACE. De plus, la largeur de la distribution en angle d'attaque n'est pas modifiée (et décroit même) entre le coeur et la région arrière aux deux satellites. La source du strahl est donc différente dans la région arrière à ACE et ST-A. Il ne s'agit donc pas d'une simple compression de la population électronique observée dans le coeur du MC.

3.5.5. Reconnexions magnétiques et topologie du MC

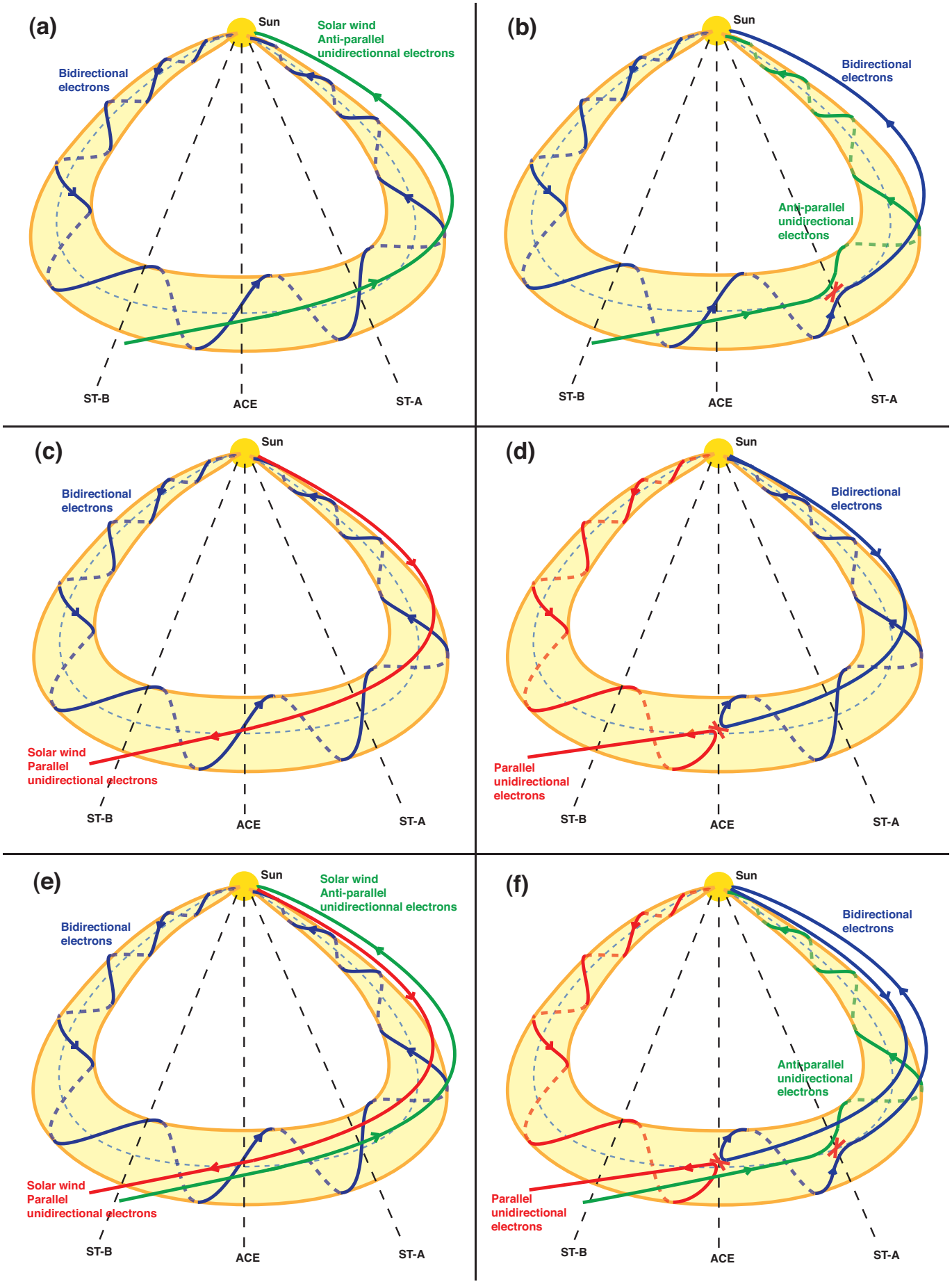
Ces signatures dans les électrons suprathermiques sont ainsi en adéquation avec un changement topologique à l'avant du MC, et par conséquence avec l'érosion. Cependant, la complexité de la topologie du MC et les probables lignes de reconnexion, disposées le long de la frontière avant, ne permettent pas de savoir comment les lignes de champ provenant de la partie érodée sont connectées avec le milieu héliosphérique, et quelles sont leurs connectivités au Soleil (doublement connectées,...). La figure 3.11 essaie d'illustrer ces propos. Les figures 11a et 11c représentent la configuration des lignes du champ de l'enveloppe du MC et du vent solaire avant reconnexion vue à ST-A et ACE. Le PAD des électrons suprathermiques indique un secteur d'origne différent pour le vent solaire observé en avant du MC à ces deux satellites (en effet, le strahl est mesuré à 0° à 22 TU le 19 Nov. à ACE et à 180° à 19

TU le 19 Nov. à ST-A, à des temps antérieurs à la frontière avant du MC) . A la frontière avant, à ST-A et ACE, des signatures de reconnexion sont identifées. Les figure 11b et 11d illustrent la nouvelle connectivité des lignes de champ à ces temps.

Ces représentations (11a-b-c-d-e) sont très simplifiées. Le fait de placer deux scénarios de reconnexion sur la même figure altère significativement la géométrie et complexifie la topologie 3D. Cela est illustré dans les figures 11e et 11f où différents cas possibles sont présents : électrons suprathermiques parallèles, antiparallèles, bidirectionnels, et dont la présence dépend de la position des sites de reconnexion. Les figures 3.11e et 3.11f ne sont pas des représentations uniques. Des configurations plus complexes peuvent être envisagées si la reconnexion varie spatialement et temporellement ou, si elle se produit sur des lignes et non juste en des points comme représenté ici. Il est à noter que nous n'avons pas tenu compte, dans nos représentations, qu'au niveau du pied gauche (sur la figure) une partie de ses lignes de champ est déconnectée du Soleil à travers la reconnexion d'interchange dans la couronne comme discuté dans la partie 3.4.4.

En conclusion, le processus d'érosion à l'avant du MC doit amener à l'observation d'une PAD différente dans la région arrière. Nous ne pouvons cependant pas prédire les propriétés des PADs dans la région arrière car il nous faudrait pour cela avoir connaissance de la topologie globale du milieu héliosphérique. Toutefois, une variation relative du PAD dans la région arrière, comparée au coeur du MC, comme observée dans la figure 3.9 (courbes bleues et rouges), apporte un élément supplémentaire à l'interprétation d'une érosion du MC. Néanmoins, les propriétés du PAD ne peuvent ainsi être utilisées seules pour étudier l'érosion.

FIGURE 3.11.: Illustration des différents scénarios de reconnexion à l'avant du MC et les topologies tridimensionnelles associées. (a,c,e) Topologie du MC et des lignes de champ magnétique avant que la reconnexion magnétique n'ait lieu. Topologie magnétique globale qui peut être déduite dans le cas où la reconnexion magnétique se produit à (b) ST-A, (d) ACE, et (f) aux deux satellites. Le vent solaire est représenté provenant d'un "toward sector" à ST-A et un "away sector" à ACE comme observé. Les lignes bleues correspondent à des lignes de champ fermées associées à des faisceaux d'électrons bidirectionels. Les lignes vertes et rouges correspondent respectivement à des lignes de champ ouvertes parcourues par des électrons suprathermiques anti-parallèles et parallèles. Les flèches montrent l'orientation des lignes de champ. Ces topologies, associées aux propriétés des électrons déduites, ne sont pas des représentations réalistiques. D'autres configurations, beaucoup plus complexes, peuvent être envisagées qui dépendent de la variabilité spatio-temporelle des lignes de reconnexion à l'avant du MC.


(a)
Sun
Solar wind
Anti-parallel
unidirectionnal electrons
Bidirectional
electrons
ST-B
ACE
ST-A
(b)
Sun
Bidirectional
electrons
Anti-parallel
unidirectional
electrons
ST-B
ACE
ST-A
(c)
Sun
Bidirectional
electrons
Solar wind
Parallel
unidirectional electrons
ST-B
ACE
ST-A
(d)
Sun
Bidirectional
electrons
Parallel
unidirectional
electrons
ST-B
ACE
ST-A
(e)
Sun
Solar wind
Anti-parallel
unidirectionnal electrons
Bidirectional
electrons
Solar wind
Parallel
unidirectional electrons
ST-B
ACE
ST-A
(f)
Sun
Bidirectional
electrons
Anti-parallel
unidirectional
electrons
Parallel
unidirectional
electrons
ST-B
ACE
ST-A

3.5.6. Taux de reconnexion magnétique au cours de la propagation

Gosling et Szabo [2008] ont identifié les signatures de reconnexion à la frontière arrière de ce MC (11:46 TU à WIND / 11:42 TU at ACE le 20 Nov.). La reconnexion magnétique peut provenir de la compression suite à l'interaction entre le MC et le vent solaire rapide à l'arrière tel qu'observée pour cet événement. Cette compression se développe graduellement au cours de la propagation du MC dans l'héliosphère. Il est alors probable que le processus de reconnexion à l'arrière du MC ne soit pas efficace dans la phase initiale de propagation du MC, c'est à dire dans la partie interne de l'héliosphère. Au contraire, comme la vitesse d'Alfvén dans le vent solaire est plus importante quand on s'approche du Soleil [Fujimoto et al., 2007 ; Lavraud et Borovsky, 2008] et que le taux de reconnexion est proportionnel à la vitesse d'Alfvén, il est possible qu'une portion significative de l'érosion magnétique à l'avant du MC se soit produite dans la partie interne héliosphérique. Nous y reviendrons dans le chapitre 5.

Connaissant le flux magnétique érodé (par unité de longueur) pour cet événement, nous pouvons estimer le taux de reconnexion (τ) au cours de la reconnexion. On peut l'estimer suivant la formule :

$$\tau = \frac{F_{e,total}}{L}\frac{1}{t} \tag{3.4}$$

avec $F_{e,total}/L$ le flux azimutal érodé total (azimutal et axial), par unité de longueur, défini à la partie 3.4.1.4 (où une conversion d'unité est nécessaire : du Mx/AU en $T.m$) et t le temps de transit.

La détermination du temps de transit nécessite de connaitre la date d'initiation du MC. Howard et Tappin [2009] associent l'observation de CMEs à cet événement avec les coronographes LASCO à bord de SOHO : le 15 Novembre à 18:10 TU (par COR2-B), 18:40 TU (COR2-A) et 18:50 TU (par LASCO 2). Nous choisissons une valeur moyenne de 18:30 TU. Le temps de transit à ACE (ST-A) est alors compris dans l'intervalle 99 h 54 min - 113 h 12 min (99 h 30 min - 128 h 50 min) en utilisant les dates de l'observation des frontières avant et arrière observées in-situ. Nous utilisons ces deux temps de transit car le processus continue à se développer au cours de la traversée du satellite dans le MC. Les calculs mènent à des taux de reconnexion de 0,12-0,14 mV/m à ACE et 0,19-0,22 mV/m à ST-A. On peut appliquer ce calcul aux événements étudiés dans Dasso et al. [2006, 2007]. Les taux de reconnexion pour les MCs du 18-20 Octobre 1995 et 9-11 Novembre 2004 sont alors estimés à 0,51 et 0,45 mV/m ; ils sont du même ordre de grandeur, mais quelque peu supérieurs. Ces estimations sont en moyenne plus grandes que celles provenant des observations de jets associés à la reconnexion magnétique à L1 étudiés par Davis et al. [2006], Phan et al. [2006], et Wang et al. [2010] (0,02, 0,3 et 0,05-0,08 mV/m, respectivement). Cependant, comme expliqué précédemment, cette différence peut provenir du fait que les taux de reconnexion sont plus élevés proche du Soleil.

3.5.7. Reconstruction Grad-Shafranov

Nous avons voulu reconstruire la morphologie transversale du MC en utilisant la méthode de Grad-Shafranov et, en particulier, analyser ses variations lorsqu'elle est appliquée à des intervalles de temps où la frontière arrière est déplacée (sur l'intervalle entier du MC et en excluant la région arrière).

La méthode Grad-Shafranov permet de reconstruire la structure magnétique transversale, perpendiculaire à l'axe d'une structure magnétostatique [Hu et Sonnerup, 2002 ; Hu et al., 2003]. La méthode est détaillée dans l'Annexe D.

Farrugia et al. [2011] emploient cette méthode dans l'étude du MC du 19-20 Novembre aux satellites

ST-A, ST-B et WIND. Ils déterminent certaines similitudes et différences entre les reconstructions. En particulier, les différents paramètres d'impact obtenus avec cette méthode sont faibles à tous les satellites ($p = 0,05 - 0,2$). L'orientation de l'axe z' est principalement dirigée vers la composante **T** positive. Quant aux différences, elles concernent essentiellement la morphologie de la section transversale du MC qui n'est pas la même aux trois satellites : elle semble plus allongée selon l'axe y' (perpendiculaire à la direction de traversée du satellite dans le MC) à WIND, contrairement à ce qui est observé à ST-A et ST-B : l'allongement est suivant x' (la direction x' est la projection de la trajectoire du satellite sur le plan perpendiculaire à z') ce qui est, dans ce cas, compatible avec une compression par un CIR ("Corotating Interaction Region"). On observe aussi, à WIND et ST-A, la présence d'un tube de flux dédoublé. La figure 3.12, tirée de Farrugia et al. [2011], présente la reconstruction Grad-Shafranov réalisée avec les données WIND et en choisissant les frontières avant le 20 Novembre 2007 à 00:58 et la frontière arrière le 20 Novembre à 9:00. On peut y discerner clairement la structure à double coeur.

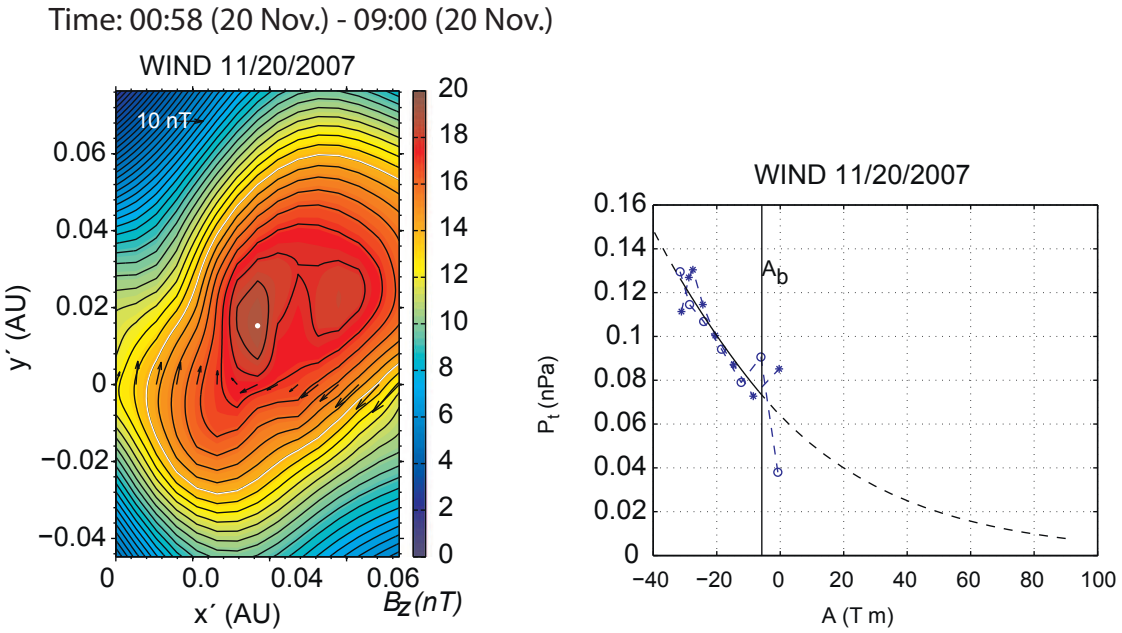


FIGURE 3.12.: A gauche : Carte du champ magnétique provenant de la reconstruction Grad-Shafranov, en utilisant les données du satellite Wind. Les contours noirs correspondent aux lignes de champ magnétique transverses, la composante B_z (dont l'intensité correspond à l'échelle de couleurs) est dirigée hors du plan. A droite : variation de la pression transversale en fonction du potentiel vecteur du champ magnétique provenant des observations. Un polynôme du second ordre permet d'ajuster les données, il est utilisé pour l'intégration de l'équation Grad-Shafranov (cf. Annexe E). Les ronds (étoiles) font référence aux mesures relevées dans la première (seconde) partie de l'intervalle. La ligne verticale à $A = A_b$ est placée à l'endroit où les données divergent. Tirées de Farrugia et al. [2011].

Pour notre étude, nous nous intéressons plus particulièrement à l'influence du choix des frontières dans la reconstruction du MC. Nous utilisons pour cela les données ACE et l'interface graphique développée sous Matlab par Christian Möstl[3]. La figure 3.13 présente différentes reconstructions du MC pour lesquelles la méthode Grad-Shafranov est appliquée à 3 intervalles de temps distincts.

Tout d'abord, la figure 3.13a présente la morphologie de la section transversale du MC lorsque l'on

3. Le package pour Matlab est accessible à l'adresse web : ftp.iwf.oeaw.ac.at/pub/moestl/publicgscode/

applique la méthode Grad-Shafranov sur l'intervalle entier du MC (23:13 le 19 Nov. - 11:40 le 20 Nov.). On constate que la section transversale du MC est allongée selon y' et x', résultat similaire à celui obtenu par Farrugia et al. [2011]. Concernant la figure 3.13b, où la frontière arrière est choisie à l'intérieur de la région arrière (pour l'intervalle 23:13 le 19 Nov. - 10:20 le 20 Nov), nous constatons que la structure modélisée est extrêmement déformée ; l'axe du MC n'apparait pas dans la région reconstruite. Dans le dernier cas (c), la structure est symétrique selon les axe x'et y' avec une forme plus régulière.

Il faut noter que les temps choisis dans le cas (c), correspondent approximativement à ceux utilisés par Farrugia et al. [2011] (00:58 le 20 Nov. - 9:00 le 20 Nov) et, contrairement à eux, nous n'observons pas de coeur dédoublé.

Dans les trois reconstructions, l'orientation de l'axe du MC provenant de la méthode Grad-Shafranov est pratiquement identique : $\theta \sim -9°$ et $\varphi \sim 100°$, proche des valeurs déterminées avec MVA et FRF ($\theta \sim -4°$ et $\varphi \sim 100°$, cf. tableau 3.1). Les paramètres d'impact diffèrent quant à eux d'une reconstruction à une autre : dans le cas (a) 15%, (b) 65% et (c) 40 %.

A travers cette simple analyse, on constate que la reconstruction de Grad-Shafranov est très sensible vis à vis du choix des frontières. De plus, cette méthode, s'appliquant à des structures magnétostatiques, n'est probablement pas adaptée pour la reconstruction de MCs érodés. Ainsi, des études supplémentaires semblent nécessaires pour s'assurer de la pertinence de cette méthode dans l'étude de l'érosion et redéfinir son champ d'application.

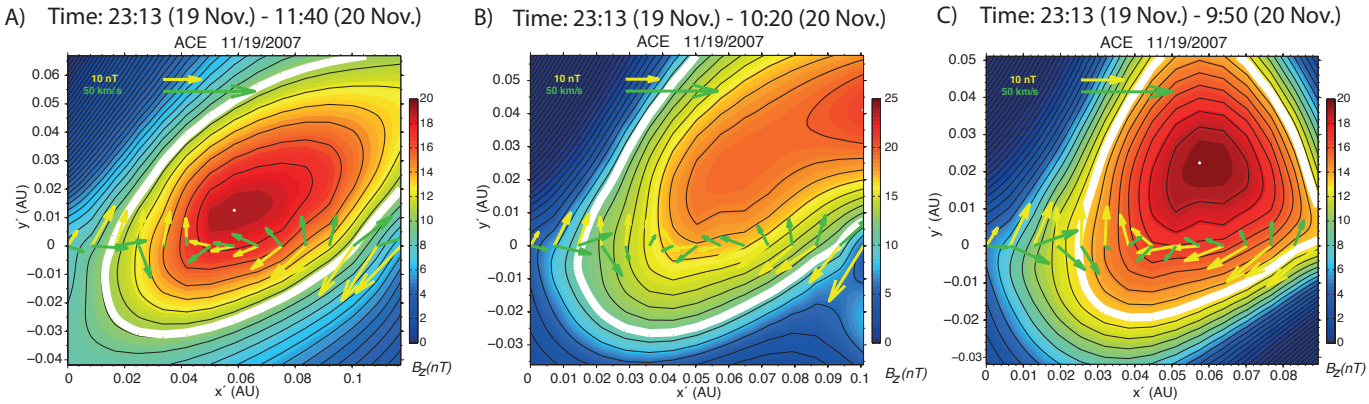


FIGURE 3.13.: Reconstruction Grad-Shafranov, sur le même modèle que la figure de droite 3.12. Nous appliquons la méthode Grad-Shafranov sur 3 intervalles de temps différents : (A) 23:13 (19 Nov.) - 11:40 (20 Nov.) correspondant à l'intervalle entier du MC observé à ACE (avec la région arrière), (C) 23:13 (19 Nov.) - 9:50 (20 Nov.) où la région arrière est enlevée, (B) 23:13 (19 Nov.) - 10:20 (20 Nov.)

3.6. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons mis clairement en évidence que le nuage magnétique, observé le 19-20 Novembre 2007, est érodé à l'avant et cela grâce à une analyse multi-points et détaillée de plusieurs signatures supposées résulter de ce processus :

- L'analyse de la variation du flux magnétique azimutal à l'intérieur du MC (par la méthode directe de Dasso et al. [2006]) nous a permis d'estimer qu'approximativement 44 % du flux azimutal du

MC est érodé ;

- Une signature de reconnexion magnétique est observée à la frontière avant de chaque satellite ;
- La distribution de l'angle d'attaque des électrons suprathermiques est différente dans la région arrière comparée au coeur du MC. Cette observation va dans le sens d'une modification topologique à grande échelle du MC, résultat de la reconnexion à l'avant.
- Nous constatons également une sensibilité de la méthode Grad-Shafranov dans la reconstruction de la section transversale du MC lorsque le temps de fin est décalé dans un intervalle inférieur à 2 heures, ainsi que dans la disparité des résultats obtenus. Cette méthode doit donc être utilisée avec précaution.

L'opportunité d'observer ce phénomène à différentes positions avec les données STEREO et L1 constitue un atout majeur pour déterminer la géométrie globale du MC, qui dans notre cas, est bien compatible avec un tube de flux magnétique unique, observé à trois satellites spatialement bien séparés dans l'héliosphère. Ce mécanisme d'érosion a des implications importantes pour la météorologie de l'espace puisqu'il a pour conséquence la suppression d'une portion du flux du MC, dont le champ magnétique peut être orienté vers Sud. Nous nous y intéressons dans le chapitre 5. Avant cela, il est nécessaire de réaliser une étude statistique de ce processus d'érosion. C'est l'objet du chapitre suivant.

CHAPITRE 4

ANALYSE STATISTIQUE DE L'ÉROSION PAR RECONNEXION MAGNÉTIQUE

Sommaire

4.1. Introduction **85**
4.2. Liste des nuages magnétiques étudiés **86**
4.3. Les différentes techniques d'analyses **87**
4.3.1. Etude de l'asymétrie du flux azimutal 87
4.3.2. Signatures de reconnexion magnétique aux frontières 91
4.4. Résultats **95**
4.4.1. Variation du flux azimutal 95
4.4.2. Signatures de reconnexion magnétique 104
4.5. Discussion **105**
4.6. Conclusion **108**

4.1. Introduction

Dans le chapitre précédent, le processus d'érosion magnétique est clairement mis en évidence par une étude de cas multi-satellites combinant plusieurs signatures, et incluant en particulier : le déséquilibre du flux azimutal du nuage magnétique, la présence de reconnexion magnétique à différentes positions le long de la frontière avant du nuage magnétique et l'observation d'une distribution moyenne de l'angle d'attaque des électrons suprathermiques, dont le profil diffère dans la région arrière comparé au reste du MC.

Dans ce chapitre, nous examinons dans quelle mesure ce processus d'érosion est récurrent dans le milieu héliosphérique et tentons d'établir le lien entre ses propriétés et le vent solaire environnant. Pour s'atteler à cette tâche, nous examinons l'ensemble des MCs observés au cours du cycle solaire 23 pour la période allant de 1995 à 2008. Un travail substantiel est nécessaire pour s'assurer de la bonne détermination des frontières des MCs. Une fois ces frontières déterminées et les MCs classifiés, ce qui est décrit dans la partie 2, nous appliquons d'une part la méthode directe [Dasso et al., 2006 ; cf. 3.1] et d'autre part nous examinons chaque frontière avant et arrière, dans le but de caractériser

les signatures de reconnexion observées localement aux frontières des MCs. Ces différentes techniques sont illustrées dans la partie 3. Enfin, nous discutons les résultats statistiques.

Dès à présent, il est à noter que nous nous intéressons dans cette partie au processus d'érosion à l'avant du MC mais aussi à l'arrière de ce dernier. En effet, le vent solaire rapide peut interagir avec l'arrière du nuage magnétique, le comprimant, ce qui est favorable à la mise en place du processus de reconnexion, et par conséquent d'érosion. Bien que non mentionné dans l'étude du chapitre 3, ceci a été motivé par l'étude statistique pour des raisons évidentes qui seront mises en avant dans ce chapitre. La méthode de Dasso et al. [2006] a donc aussi été utilisée dans le but de quantifier le processus d'érosion à l'arrière des MCs.

4.2. Liste des nuages magnétiques étudiés [1]

Nous nous sommes basés sur la liste de MCs établie par Lepping et al. [1990, 2005, 2006] [2]. Lepping et al. [2005] mettent au point une méthode d'identification automatique des MCs. Elle consiste à passer en revue un ensemble de paramètres physiques, tel que la variation des composantes du champ magnétique, le paramètre β et la température des protons. La détermination des frontières est un problème majeur dans l'étude des MCs. L'interaction du MC avec le vent solaire environnant entraîne par exemple l'apparition de chocs perturbant les signatures magnétiques et plasma et rendant difficile l'identification des frontières ; l'éjecta peut aussi posséder une structure magnétique d'amplitude faible et telle que ses composantes sont proches de celles du milieu environnant. Les méthodes que nous employons nécessitent de déterminer les frontières avec la meilleure précision possible. Chaque MC de la liste de Lepping et al., pour la période allant de 1995 à 2008, est inspecté minutieusement, les frontières sont déterminées visuellement en combinant les différents critères d'un nuage magnétique (rotation du champ magnétique dont la magnitude est plus élevée que le milieu environnant, température des protons inférieure à celle du vent solaire, β inférieur à 1, ainsi que les propriétés des électrons suprathermiques). Les temps de début et fin de tous les MCs sont résumés dans le tableau 1 de l'annexe E. Pour un certain nombre de cas, leurs frontières s'avèrent difficiles à identifier et il est nécessaire de catégoriser les éjectas comme suit (cf. tableau 1, colonne 4, annexe E) :

- MC de qualité 1 (Q1) : les frontières avant et arrière sont facilement identifiées ;
- MC de qualité 2 (Q2) : la frontière avant est bien identifiée, la position de la frontière arrière est discutable ;
- MC de qualité 3 (Q3) : le placement des frontières avant et arrière est ambigu.

Les données magnétiques et plasma proviennent des instruments embarqués à bord de WIND : les données magnétiques de l'intrument MFI sont utilisées à une résolution 3 sec et 92 ms et les données plasma de l'instrument 3DP à une résolution de 3 sec.

La figure 4.1 illustre des exemples de MCs de qualité 1, 2 et 3. Le premier MC (panneau A, MC n°23, tableau 1, annexe E) est considéré comme étant de qualité 1. La rotation des composantes magnétiques est claire. La température des protons est inférieure au milieu environnant, (et bien inférieure à la température estimée du vent solaire provenant de Lopez et al. [1987]), elle chute de $9 \cdot 10^4 K$ à $3 \cdot 10^4 K$ à l'intérieur du MC. Le β (rapport de la pression thermique sur la pression magnétique) est inférieur à 1. La frontière avant est localisée le 3 Août 1997 à 13:52 ; une inversion de la polarité des composantes

1. Les données et résultats de cette étude sont récapitulés dans les tableaux de l'annexe E.
2. Liste disponible sur le site : http ://wind.nasa.gov/mfi/mag_cloud_S1.html

y est observée, ainsi qu'une brusque diminution de la valeur du β et la température. Il en est de même pour la frontière arrière localisée sans difficulté le 4 Août à 2:03 avec la présence d'une discontinuité nette dans les composantes magnétiques. On peut noter que la magnitude de la vitesse décroit de ~ 500 à 410 km/s . La vitesse d'expansion approximative du MC est alors $V_{exp} \approx (500 - 410)/2 = 45\, km/s$.

Le second MC (panneau B) (MC n°54) est catégorisé Q2. La frontière avant est localisée le 12 Août 2000 à 6:20. On note une augmentation de la magnitude du champ magnétique et une rotation de ses composantes, une baisse de la température des protons proche de cette date. La position de la frontière arrière se montre plus ardue que précédemment, elle est dictée principalement par de faibles variations du champ magnétique. On n'observe plus de rotations des composantes du champ à partir du 13 Août à 3:08 TU.

Pour terminer, le troisième MC de la figure 4.1 (panneau 3, n°70, tableau 1) est classifié en Q3. La magnitude du champ magnétique est supérieure au milieu environnant entre les frontières placées le 24 mars 2002 à 15:06 et le 25 mars à 14:45 TU. Contrairement aux événements précédents, la variation des composantes du champ magnétique, de la température des protons et du paramètre β ne permettent pas un placement sûr des frontières. La position de la frontière avant et arrière est déterminée principalement par l'augmentation de la magnitude du champ magnétique et la variation de la température des protons qui, moyennée sur l'intervalle entier, est inférieure à la température du vent solaire estimée grâce à la formule de Lopez et al. [1987]. Une structure apparait à l'intérieur du nuage : le vitesse et la température augmentent brusquement à 21:10 le 24 Mars et 1:20, le 25 mars 2002, ce qui laisse penser à la propagation de deux chocs dans le MC perturbant fortement la structure magnétique. Ces exemples montrent toute la diversité des signatures magnétiques et plasma associées à un MC et la difficulté fréquente de les délimiter avec précision.

4.3. Les différentes techniques d'analyses

4.3.1. Etude de l'asymétrie du flux azimutal

Nous employons en premier lieu la méthode développée par Dasso et al. [2006] concernant l'étude de la variation du flux azimutal. Des modifications dans la méthode d'analyse, par rapport à celle employée dans le chapitre précédent, ont été apportées :

- Nous travaillons non plus dans le système de coordonnées RTN mais GSE. La direction $\mathbf{d}$ est définie suivant $\mathbf{x_{gse}}$, y_{cloud} reste dans la direction $z_{cloud} \times d$ et x_{cloud} complète le trièdre orthonormé. Quant aux angles, ils sont définis dans le repère GSE : l'angle θ représente la latitude qui est définie par l'angle entre le plan ecliptique et l'axe du nuage (nommé $\mathbf{z_{cloud}}$). La longitude est représentée par l'angle φ. Il est défini comme l'angle entre la projection de l'axe sur le plan écliptique et la direction satellite-Soleil. Les angles sont mesurés dans le sens trigonométrique (positif).

- Pour chaque événement, nous déterminons le flux azimutal en débutant l'intégration de la composante B_y (dans le repère du MC) à la frontière avant. Toutefois, il s'avère que pour près de la moitié des événements (nous y reviendrons dans la partie 4), la variation du flux azimutal accumulée est incompatible avec un processus d'érosion à l'avant du MC. Autrement dit, la courbe ne recoupe pas l'axe des abscisses avant la fin du MC. Cela laisse suggérer qu'un processus d'érosion ait lieu à l'arrière, l'excès de flux magnétique se situe alors à l'avant du MC. Il suffit, dans ce cas, de débuter l'intégration à la frontière arrière pour faire apparaitre l'asymétrie du flux.

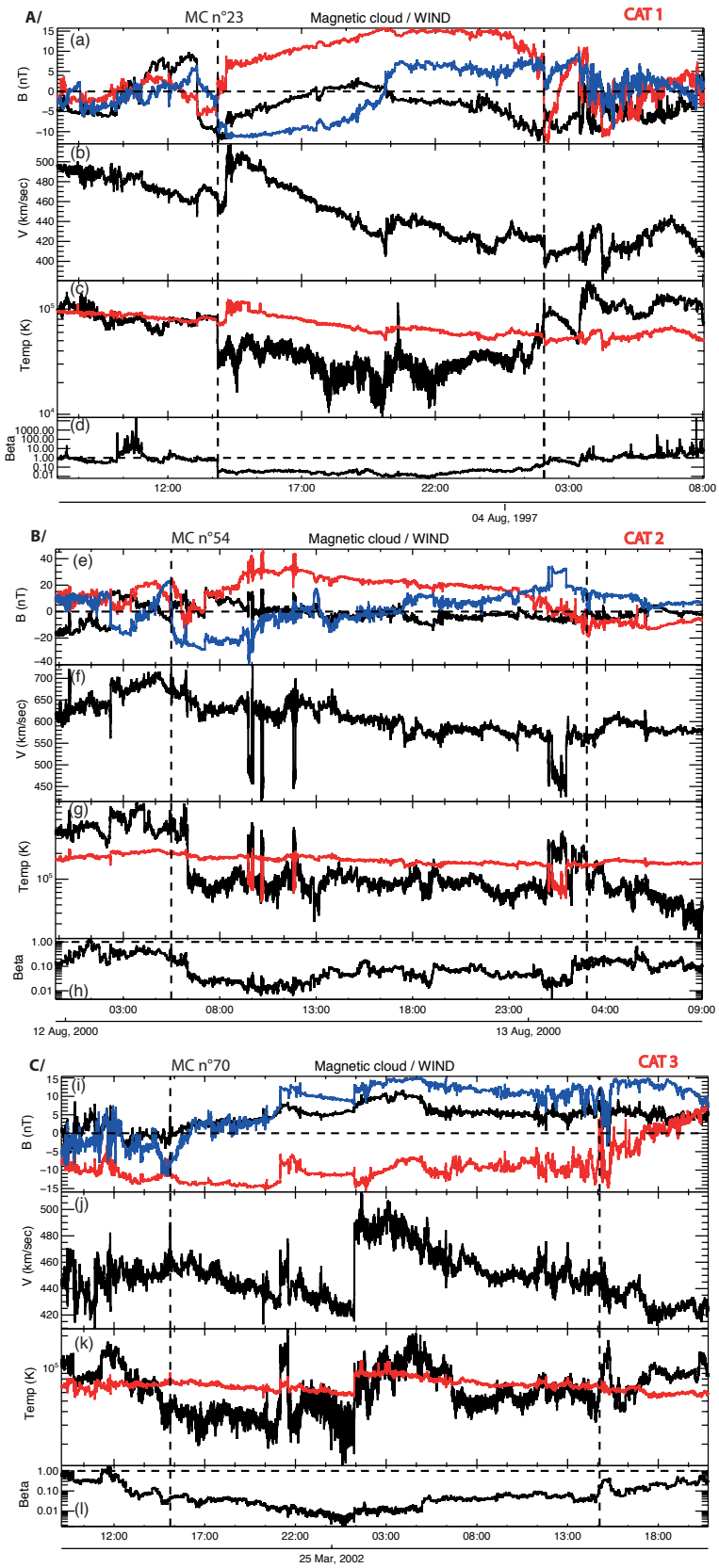


FIGURE 4.1.: Données plasma et champ magnétique provenant de WIND pour 3 MCs datant du (a) 3 Août 1997, (b) 12 Août 2000, (c) 24 mars 2002. Les frontières sont indiquées par les lignes verticales pointillées. Sont representées : (a,e,i) les composantes du champ magnétique dans le système de coordonnées RTN (B_r en noir, B_t en rouge, B_n en bleu), (b,f,j) la magnitude de la vitesse, (c,g,k) la température des protons observée (en noir) et prédite (en rouge) par la formule de Lopez et al. [1987] (d,h,l) la variation du β protons.

L'orientation de l'axe est le paramètre essentiel dans le calcul du flux azimutal. Comme pour l'étude précédente, nous employons deux méthodes pour sa détermination : par la méthode d'analyse de variance minimum (MVA) et par ajustement d'un modèle de tube de flux sur les données magnétiques (flux rope fitting, FRF).

- MVA

Concernant la détermination de l'axe avec MVA, nous employons la méthodologie décrite dans le chapitre précédent : MVA est appliquée sur différents intervalles de temps (un premier couvrant toute la période de temps du MC puis sur 6 intervalles successifs dont les temps de début se situent 10 min après le précèdent et la fin de l'intervalle 10 min avant) en appliquant la méthode du bootstrap (1000 nouveaux vecteurs obtenus par tirage aléatoire de chacune des composantes magnétiques). Cela dans le but de faire apparaître le biais provenant de sous structures, à l'intérieur du MC, sur la détermination de l'axe. La latitude θ et la longitude φ sont calculées sur la moyenne des 7000 valeurs obtenues (1000×7 intervalles) (colonnes 2 et 3, tableau 2, annexe E). La dispersion des valeurs représentant une erreur statistique est donnée par le calcul de l'écart type de θ et φ (colonnes 4 et 5, tableau 2, Annexe E).

- FRF

Quant au FRF, pour cette étude statistique des modifications sont apportées pour tenir compte de l'expansion radiale du MC au cours de sa propagation. En effet, pour un grand nombre de MC, le profil de la vitesse montre des valeurs qui diminuent progressivement. Cette caractéristique est associée à un MC en expansion (par exemple, MC panneau A, figure 4.1). Plusieurs modèles sont conçus dans le but de tenir compte de l'évolution dynamique du MC. Nous avons choisi d'utiliser un modèle dont la section du MC est considérée comme un cercle en expansion [Farrugia et al., 1993]. La procédure du fitting est décrite dans Nakwacki et al. [2008], elle est reprise dans l'annexe C. Elle consiste tout d'abord en la détermination du taux d'expansion du MC (par ajustement d'un modèle sur la composante radiale de la vitesse). Ensuite, les solutions de Lundquist [1950] sont modifiées pour tenir compte de l'évolution temporelle du MC :

$$\begin{aligned} (radial)\ B_r &= 0 \\ (azimutal)\ B^*_\varphi &= B^*_0 J_1(\alpha^*(t)r) \\ (axial)\ B^*_z &= B^*_0 J_0(\alpha^*(t)r) \end{aligned} \tag{4.1}$$

Avec $B^*_0 = B_0/(1+t/T)^2$ et $\alpha^*(t) = \alpha/(1+t/T)$ où t est le vecteur temps du MC, T son taux d'expansion.

Ce modèle nous permet d'obtenir les paramètres suivants en sortie : l'orientation de l'axe du MC (θ and φ) (colonnes 2 et 3, tableau 3, annexe E), le paramètre d'impact (colonne 4, tableau 3, annexe E), la magnitude B_0 (colonne 5) au niveau de l'axe du MC et la constante α (colonne 6). Il fait appel à l'algorithme de Levenberg-Marquardt (la routine d'IDL *mpfit* est utilisée, cf. Press et al. [1992]) qui permet de donner une solution numérique au problème de minimisation d'une fonction à plusieurs variables. La procédure est réalisée en plusieurs étapes :

- MVA est appliquée sur l'intervalle du MC : il fournit une première estimation de l'orientation de l'axe, le paramètre d'impact p, B_0, et la chiralité (orientation du champ), qui sont utilisés comme paramètres initiaux. La chiralité est fixée, de même que le signe de p. Néanmoins, lorsque le rapport des valeurs propres intermédiaire sur minimum provenant du MVA est inférieur à 2, signifiant que

les directions de variance sont dégénérées [Lepping et Behannon, 1980 ; Siscoe et Suey, 1972], aucune valeur n'est contrainte : la chiralité = 1 ou -1, p=$[1, -1]$ (14 MCs rentrent dans cette catégorie).

- Le champ magnétique est normalisé, B_0 est fixé (=1), et les autres quantités sont déterminées.

- Finalement, B_0 est déterminé, les autres paramètres calculés précédemment sont fixés.

Ce fitting en deux parties montrent, par expérience, qu'il donne de meilleurs résultats et l'orientation de l'axe semble être mieux déterminée que la magnitude du champ [Lepping et al., 2003]. Des problèmes de non convergence apparaissent dans certains cas (colonne 7, tableau 3, annexe E).

- Estimation du flux azimutal érodé

L'estimation du flux azimutal érodé (par unité de longueur) est réalisée de la même manière que dans la partie 3.4. Le flux total azimutal ($F_{t,azimutal}$) correspond à la somme de F_y/L (en valeur absolue) pris entre le maximum du flux accumulé et la fin du MC, si bien entendu la variation du flux azimutal est compatible avec une érosion à l'avant. Si non (alors érosion à l'arrière), $F_{t,azimutal}$ est la somme de la valeur du flux maximal et celle au début du MC (profil de la courbe F_y/L inversé). Le flux azimutal érodé $F_{e,azimutal}$ (c.-à-d. égal au flux azimutal qui est contenu à l'intérieur de la région arrière/avant) est donné par la valeur absolue de F_y à la fin du MC (début si érosion à l'arrière).

Pour un certain nombre d'événements, le calcul du flux azimutal est inconsistant avec une érosion, à l'avant comme à l'arrière. Cela indique que la composante $B_{y,cloud}$ et par la même le repère du MC, ne sont pas définis correctement. Cela se produit, par exemple, si $B_{y,cloud}$ garde le même signe au cours de la traversée du MC. Dans ce cas, la courbe de flux accumulé ne recoupe jamais l'axe des x quel que soit le sens d'intégration (c.-à-d. depuis l'avant ou l'arrière du MC). Cela se produit pour 27 MCs lorsque les résultats sont issus de MVA, et pour 14 MCs dans le cas du FRF (cela est indiqué par le manque de valeurs dans les colonnes 8, 9 et 10 des tableaux 2 et 3, annexe E).

Les valeurs du taux de flux azimutal érodé à l'avant (arrière) (en %) sont indiquées dans les colonnes 10 des tableaux 2 (résultats issus de MVA) et 3 (de FRF) de l'annexe E (les valeurs négatives indiquent que l'érosion se situe à l'avant du MC et inversement pour les valeurs positives). La figure 4.2 illustre la méthode directe. Elle est appliquée sur le MC n°10 observé le 01 juillet 1996. La courbe noire représente la composante B_y (correspondant à la moyenne des courbes dont les orientations sont issues de la méthode MVA avec bootstrap). Les courbes colorées correspondent : (1) au flux azimutal accumulé (provenant de MVA et FRF) où l'intégration est initiée à la frontière avant et pour les courbes (2) à la frontière arrière. La variation du flux azimutal est pour cet événement consistante avec une érosion à l'arrière : les courbes coupent l'axe des abscisses. Le taux d'érosion, pour cet événement, est estimé à 31%.

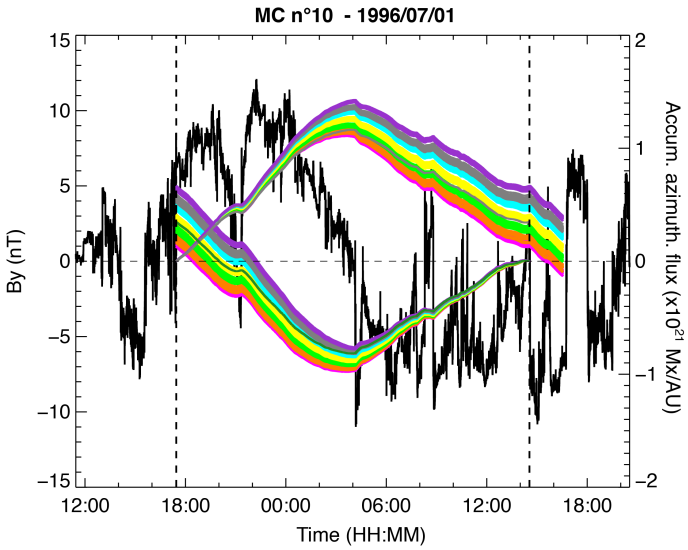


FIGURE 4.2.: Composante $B_{y,could}$ et flux azimutaux accumulés par unité de longueur pour le MC n°10 (observé le 1 juillet 1996). Les courbes colorées représentent les résultats en utilisant les orientations des axes provenant de MVA, avec la méthode bootstrap appliquée à différents intervalles. Un ensemble de courbes est issu de l'intégration de $B_{y,cloud}$ pour un temps initial à la frontière avant et, pour le second groupe de courbes, le debut d'intégration est à la frontière arrière. La variation des courbes est consistante avec une érosion à l'arrière : une région de flux magnétique en excès se situe à l'avant.

4.3.2. Signatures de reconnexion magnétique aux frontières

L'érosion d'un MC implique le processus de reconnexion magnétique au niveau des frontières avant ou arrière, conduisant aux changements topologiques du champ magnétique au niveau de ces régions [McComas et al., 1988 ; Dasso et al., 2006 ; Möstl et al., 2008 ; Ruffenach et al., 2012]. L'observation in-situ de discontinuités rotationnelles et la présence d'un jet de plasma à l'intérieur de celles-ci ont été suggérées comme des signatures de la reconnexion magnétique (cf. partie 1.3.2).

Les frontières des MCs ont donc été examinées dans le but de relever ces signatures. Précédemment, nous avons mentionné la difficulté à les localiser avec précision, ce qui est un pré-requis dans l'utilisation de ces méthodes. Il a donc été nécessaire de les catégoriser. Ainsi, l'ensemble des frontières avant, pour les nuages de catégorie 1 ou 2, est examiné (83 cas) et seules les frontières arrières des MC de catégorie 1 sont selectionnées (53 cas). Une seconde partie du travail a consisté à examiner une bifurcation potentielle du champ magnétique en 2 discontinuités, et à appliquer le test de Walén à travers des nappes de courants pour analyser le degré de corrélation entre les vitesses prédites et observées et à analyser les variations de la densité et température des protons. Il s'est avéré nécessaire de catégoriser les signatures de reconnexion :

- Catégorie 1 : les composantes observées du champ magnétique et de la vitesse sont corrélées/anti-corrélées lorsque le satellite pénètre la première nappe de courant et anti-corrélées/corrélées dans la seconde nappe. Un jet de plasma est clair. La corrélation entre les vitesses observées et prédites par le test Walén est bonne.

- Catégorie 2 : les vitesses prédites et observées sont bonnes pour au moins une des deux nappes de courants, mais moins bonne pour la seconde. Les autres signatures (jet, bifurcation et corrélation des composantes champ magnétique et vitesse) sont toutefois observées.

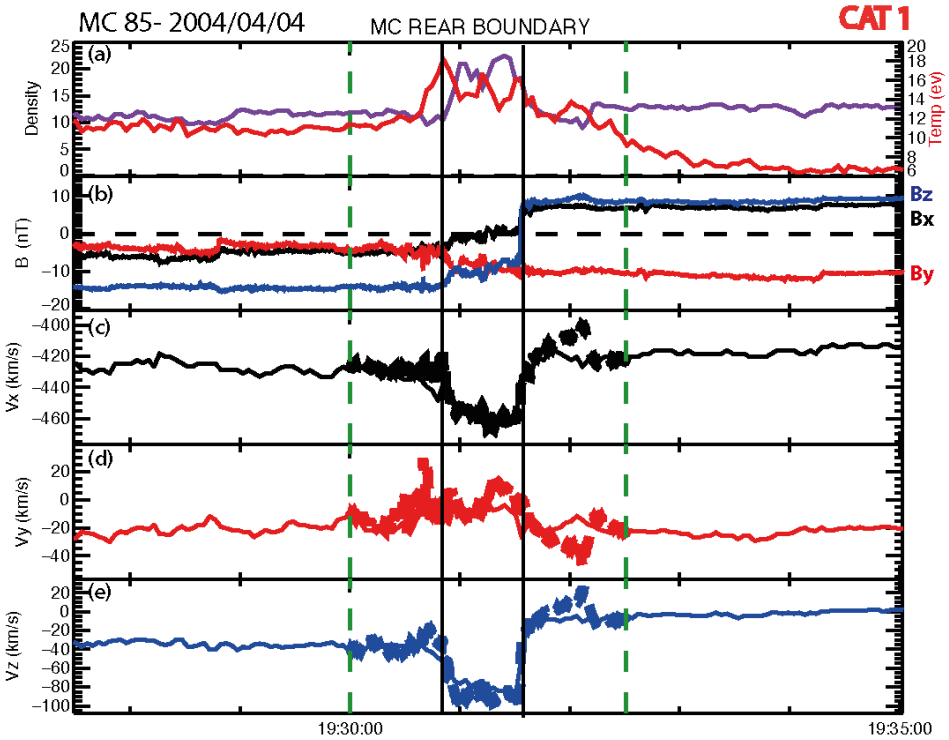
- Catégorie 3 : bien que la corrélation/ anti-corrélation soit observée dans les composantes magnétiques et de la vitesse, la résolution des données vitesse est insuffisante pour appliquer le test de Walén et s'assurer de sa validité.

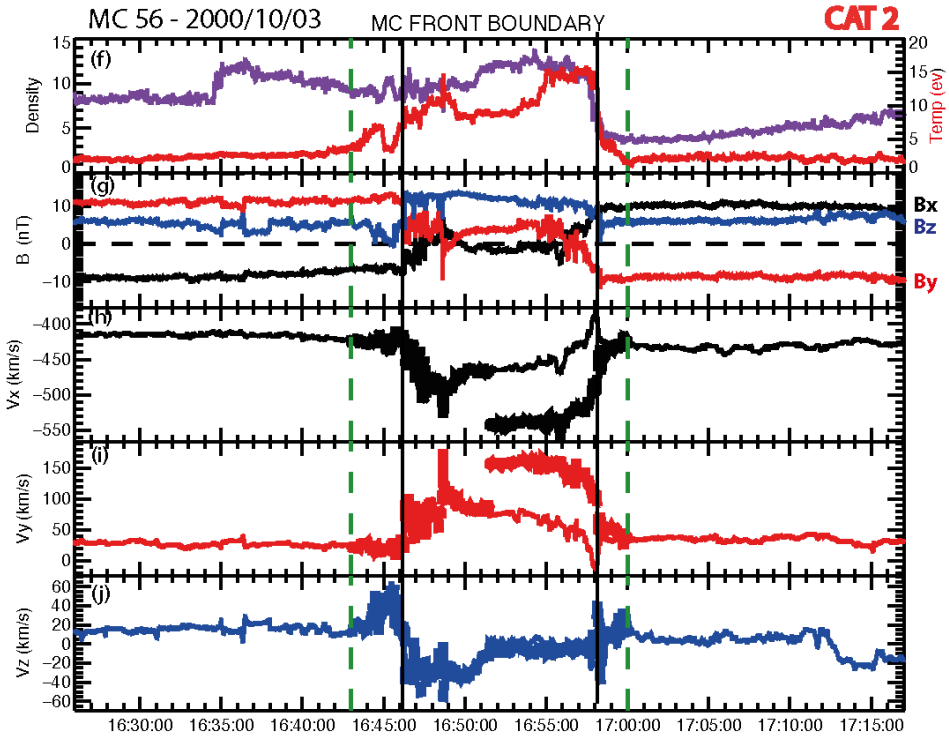
Une dernière catégorie 4 est introduite plus tard.

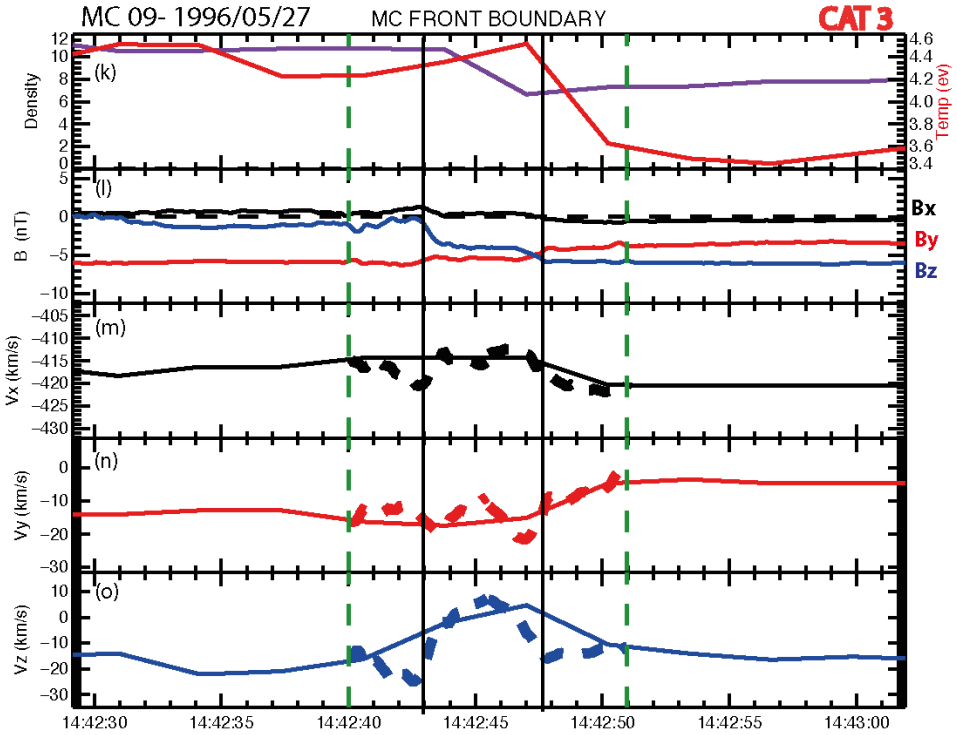
La figure 4.3 présente différentes observations de signatures de reconnexion magnétique illustrant ces 3 catégories. Chaque cas correspond à un zoom des données au niveau des frontières du MC (choisi à l'avant ou l'arrière) de la densité, température, les composantes de la vitesses (résolution 3 sec), et les composantes du champ magnétique (résolution 92 ms), dans le système de coordonnées GSE. Chaque signature de reconnexion est délimitée par les pointillés noirs.

Pour la signature de reconnexion de catégorie 1, la frontière présente tout d'abord une rotation claire des composante B_x et B_z. Les composantes champ magnétique et vitesse sont anti-corrélées au travers de la première bifurcation puis corrélées à la traversée de la seconde. Un jet de plasma est observé d'environ 35 km/s pour la composante V_x et 45 km/s pour la composante V_z. Le test de Walén est appliqué vers l'intérieur de la région délimitée par les pointillés verts (qui sont extérieurs à la zone de courants bifurqués) et on observe une excellente corrélation entre les vitesses prédites (courbes en pointillé) et observées. Ceci confirme fortement l'hypothèse d'une signature de reconnexion magnétique.

Pour la signature de reconnexion de catégorie 2, il apparait d'une part une rotation claire des composantes magnétiques bordant le jet, ce dernier ayant une vitesse de ∼80 km/s. Concernant l'application du test Walén, la vitesse prédite dans la première moitié est corrélée avec les composantes de la vitesse observées. Ce n'est pas le cas dans la seconde nappe de courant pour laquelle la corrélation entre les composantes observées et prédites pour $\mathbf{V_x}$ et $\mathbf{V_y}$ n'est pas bonne : les valeurs prédites sont plus élevées que les valeurs observées. On constate une différence significative de la densité entre l'intérieur et l'extérieur de la seconde nappe de courant, avec une variation de 13 à 3 cm^{-3}. La vitesse d'Alfvén est ainsi plus élevée à l'extérieur qu'à l'intérieur. Cette asymétrie peut être une des raisons de la surestimation de la vitesse prédite avec la relation de Walén. Ceci peut venir d'une accélération équivalente à une vitesse d'Alfvén "hybride" [cf. Borovosky and Hesse, 2007], alors que la méthode appliquée ici fait l'hypothèse d'une accélération à la vitesse d'Alfvén locale en tout point. Dans la dernière frontière présentée, classée en catégorie 3, on distingue une signature de reconnexion. La bifurcation des composantes magnétiques est claire et les composantes y et z de la vitesse et du champ magnétique sont anti- corrélées puis corrélées de part et d'autre du jet de plasma de $\sim$ 20 km/s. Néanmoins, la résolution de la vitesse est insuffisante pour s'assurer de la validité du test de Walén.


MC 85- 2004/04/04
MC REAR BOUNDARY
CAT 1
(a)
Density
Temp (ev)
(b)
B (nT)
Bz
Bx
By
(c)
Vx (km/s)
(d)
Vy (km/s)
(e)
Vz (km/s)
19:30:00
19:35:00


MC 56 - 2000/10/03
MC FRONT BOUNDARY
CAT 2
(f)
Density
Temp (ev)
(g)
B (nT)
Bx
Bz
By
(h)
Vx (km/s)
(i)
Vy (km/s)
(j)
Vz (km/s)
16:30:00
16:35:00
16:40:00
16:45:00
16:50:00
16:55:00
17:00:00
17:05:00
17:10:00
17:15:00



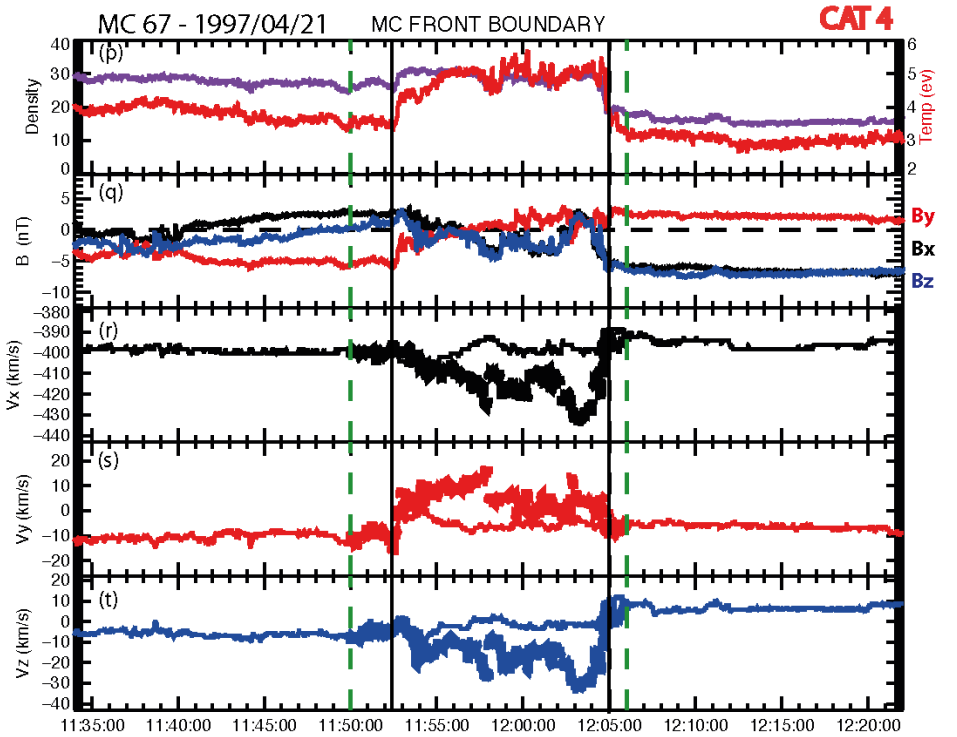


FIGURE 4.3.: Jets de plasma aux frontières de 4 MCs : (a) MC N°85 (4/04/2004), (b) n°56 (03/10/2000), (c) n° 9 (27/05/1997), (d) n°67 (21/04/1997) et résultat provenant du test de Walén. Les panneaux (a,f,k,p) présentent la densité et la température des protons, (b,g,l,q) les composantes du champ magnétique (dans le système de coordonnées GSE) et les panneaux restants : les composantes de la vitesse observées et prédites (en pointillées) (dans le système GSE). Les deux lignes verticales vertes sont liées aux temps de référence utilisés pour le test de Walén (qui est executé vers 'l'intérieur du jet'). Les lignes verticales noires marquent le début des frontières des jets.

Pour terminer, après observation de l'ensemble des frontières des MCs, il nous a semblé important de classifier en catégorie 4 les frontières à l'intérieur desquelles on observe une variation significative et intéressante de la température des protons et de la densité ainsi qu'une double rotation des composantes magnétiques, sans toutefois contenir un jet de plasma observable. La figure 4.3 illustre une signature de catégorie 4 à la frontière avant du MC n°67. Les frontières magnétiques sont localisées à 11:50 et 12:06 le 21 avril 1997. L'angle de cisaillement du vecteur magnétique de part et d'autre de la frontière est important (72°), la température et la densité des protons augmentent à l'intérieur de cette région. On n'observe toutefois pas de jet de plasma significatif. Il est donc difficile d'associer cette région au résultat de la reconnexion magnétique, a priori. Néanmoins, par analogie avec la magnétopause terrestre, il est tout à fait possible qu'une telle signature reflète une couche frontière issue de la reconnexion magnétique, ayant permis un mélange de plasmas adjacents, mais s'étant produit suffisamment loin et plus tôt pour que la signature dans la vitesse soit évanescente.

4.4. Résultats

Nous allons à présent analyser les résultats de l'étude statistique. On s'intéresse tout d'abord à ceux concernant la variation du flux azimutal puis aux signatures de reconnexion relevées aux frontières.

4.4.1. Variation du flux azimutal

Comme mentionné précédemment, la méthode de Dasso et al. [2006] nécessite de connaitre l'orientation de l'axe du nuage pour déterminer les variations de la composante $B_{y,cloud}$ de ce dernier. Que ce soit en utilisant MVA ou FRF, sa détermination peut être biaisée. Il est donc nécessaire de déterminer un ensemble de critères permettant de minimiser les biais éventuels dans les résultats.

Tout d'abord, l'étude de Gulisano et al. [2007] souligne que l'orientation de l'axe du MC est bien déterminée avec MVA lorsque celui-ci est proche du plan de l'écliptique et lorsque le satellite traverse le MC avec des valeurs du paramètre d'impact faibles (trajectoire proche du centre). D'autre part, lorsque les rapports des valeurs propres intermédiaire/minimum (λ_2/λ_1) ou maximum/intermédiaire (λ_3/λ_2) provenant du MVA sont inférieurs à 2, on peut considérer que les axes sont dégénérés [cf. Paschmann et Daly, 1998], et l'axe du MC ne peut être déterminé par la direction correspondant au vecteur intermédiaire. La méthode bootstrap, appliquée sur différents sous intervalles, met aussi en évidence le biais provenant des sous structures du MC sur la détermination de l'axe. A cette fin, on utilise l'écart type des angles θ et δ (colonnes 4 et 5, tableau 2, annexe E) qui sont des estimateurs de la dispersion des différents flux azimutaux calculés. On constate par observation que lorsque les valeurs de l'écart type de $\Delta\theta$ et $\Delta\varphi$ sont supérieures à 15°, les valeurs de F_y (7000 courbes) sont extrêmement dispersées.

L'ajustement des données avec un modèle de champ sans force est sujet à des erreurs provenant de différentes sources : fluctuations du champ magnétique à l'intérieur du MC, choix incorrect des frontières, section du MC non circulaire, ... En particulier, lorsque le paramètre d'impact est élevé, la structure du MC est difficilement identifiable à une structure cylindrique [Démoulin et al., 2013]. On ne peut donc considérer comme valides les résultats provenant de FRF dont les valeurs de paramètres d'impact sont élevées.

Dans la partie 4.2, la classification des nuages en fonction de la position des frontières a été explicitée.

Il s'avère donc nécessaire de ne pas tenir compte des MCs de qualité 3 pour lesquels la position des frontières avant et arrière est approximative. Nous étudierons cependant les résultats provenant des catégories 1 et 2.

Enfin, nous ajoutons un critère géométrique. En effet, la variation du flux azimutal est fortement biaisée lorsque le satellite traverse une "jambe" du nuage. La figure 4.4 présente différentes traversées d'un satellite à l'intérieur d'un MC non érodé. Le MC est modélisé par un modèle de champ sans force où la courbure du tube de flux est prix en compte ; il est basé sur le modèle de Owens et al. [2012] auquel j'ai contribué. On fait varier l'angle entre la normale à l'orientation de l'axe et la trajectoire (0°, 32°, 57°, 62° pour respectivement la trajectoire A, B, C, D) comme représenté par la figure 4.4a. Pour les différentes traversées, on génère les vecteurs champ magnétique. Puis on applique MVA pour déterminer les composantes dans le repère du MC et l'intégration de B_y nous permet de calculer le flux azimutal accumulé. Finalement, on détermine dans chaque cas l'asymétrie du flux azimutal érodé (cf. 3.4.1.4). Ces taux sont résumés dans la figure 4.4c. Pour la trajectoire A, elle s'effectue perpendiculairement à l'axe du MC. La variation de B_y est totalement anti-symétrique et la courbe correspondante au flux azimutal coupe l'axe à la frontière arrière. On constate que plus l'angle augmente entre la trajectoire et la normale à l'axe du MC, plus l'asymétrie de B_y s'accentue, ce qui équivaut à surestimer l'érosion. On constate que pour un angle supérieur à 45 °, la variation des composantes magnétiques observées par le satellite amène à estimer une érosion du MC de plus de 10%. Ce type de trajectoire correspond à une traversée dans une "jambe" du nuage. Il est donc nécessaire de ne pas tenir compte des MCs pour lesquels la traversée du satellite s'effectue avec ce type de géométrie.

L'orientation de l'axe donne implicitement une information sur la localisation du satellite à travers le MC. Janvier et al. [2013] introduisent deux nouveaux angles pour définir l'orientation de l'axe et qui sont représentés dans la figure 4.5 : l'angle i lié à l'inclinaison de l'axe par rapport à l'écliptique et l'angle λ de localisation. En supposant que l'axe est contenu dans le plan et que la structure générale du MC est celle représentée par la figure (tube de flux dont l'axe suit une courbure, similaire au modèle de Owens et al. [2012] mentionné précédemment) alors l'angle λ apporte une indication sur la traversée ou non d'une jambe : pour des valeurs de λ comprises entre $\pm 45°$, le satellite passe relativement proche de l'apex (sommet du MC).

La relation entre λ, la latitude θ et longitude φ de l'axe est [Janvier et al., 2013] :

$$sin(\lambda) = cos(\theta)cos(\varphi) \tag{4.2}$$

Dans le but de constituer des groupes d'événements dans lesquels on estime comme fiables les paramètres et résultats provenant de l'utilisation de MVA (Groupe A) et FRF (Groupe B) pour la détermination de l'axe, on choisit les critères suivants :

- Groupe A (MVA) :

1. MCs de qualité 1
2. rapports λ_2/λ_1 et $\lambda_3/\lambda_2 > 2$,
3. $\Delta\theta$ et $\Delta\varphi < 15°$
4. $\lambda < |45°|$,
5. paramètre d'impact $p < 0.6$

- Groupe B (FRF) :

1. MCs de qualité 1
2. paramètre d'impact $p < 0.6$
3. $\lambda < |45°|$
4. On ne tient pas compte aussi des cas où la convergence n'est pas atteinte (19 cas)

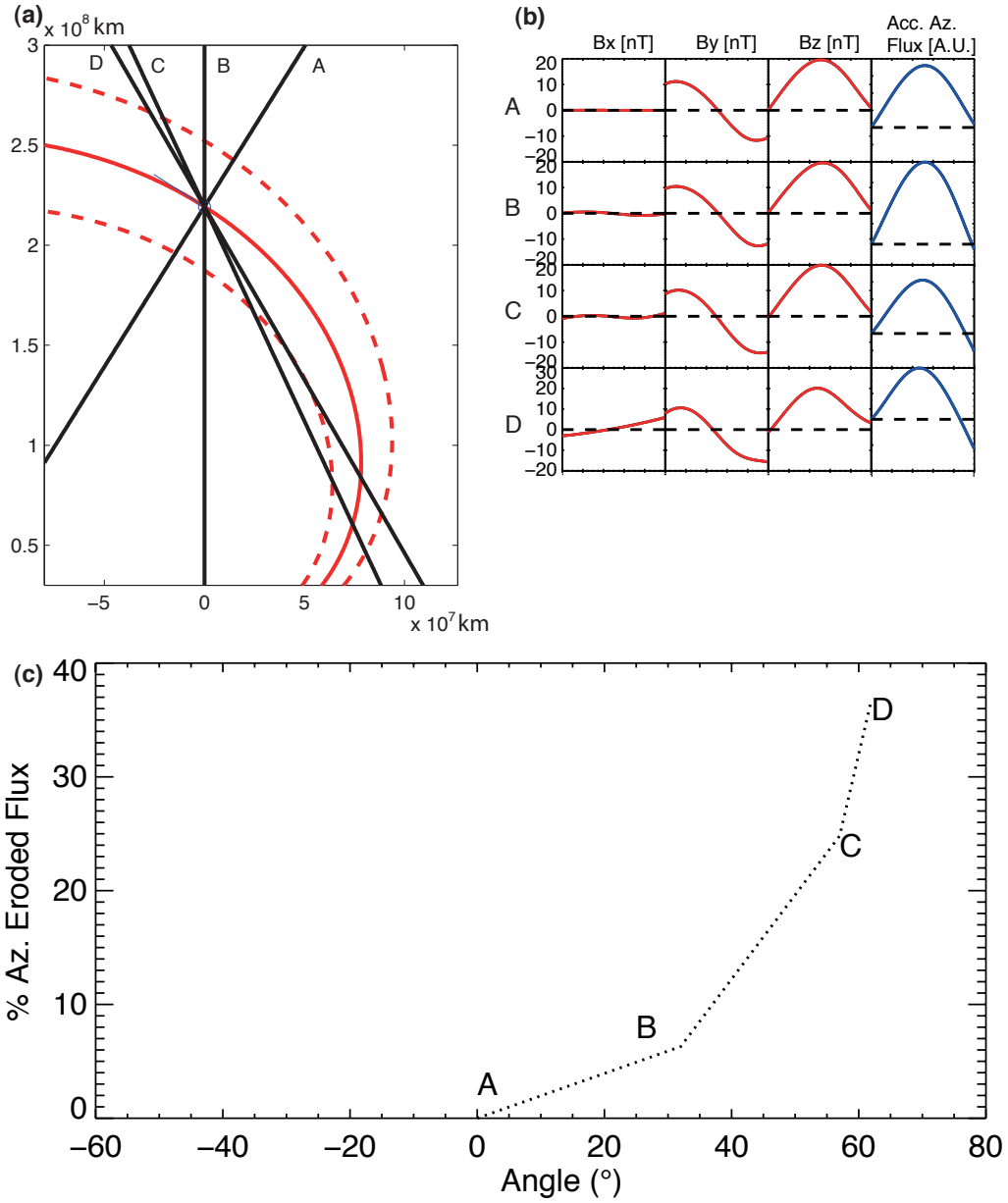


FIGURE 4.4.: Influence de la trajectoire du satellite à travers le MC sur l'asymétrie du flux azimutal érodé qui est estimé avec la méthode directe de Dasso et al. [2006]. (a) Représentations de différentes traversée du satellite dans le MC. Le modèle utilisé est un tube de flux cylindrique dont l'axe est incurvé (cf. Owens et al. [2012]). Les trajectoires A, B, C, D sont inclinés par rapport à la normale de l'orientation de l'axe, au croisement, respectivement de 0, 32, 57 et 62°. (b) Variations des composantes du champ magnétique (en nT), dans le repère du MC déterminé au préalable avec MVA, et le flux azimutal accumulé correspondant à l'intégration de B_y (en unité arbitraire A.U.) pour chacune des traversées. (c) Variation du taux de flux azimutal érodé (%) en fontion des différentes trajectoires.

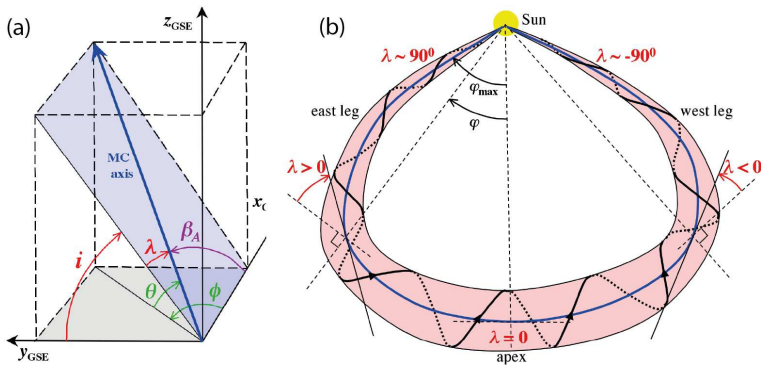


FIGURE 4.5.: Représentation du MC et des angles λ et i tirée de Janvier et al. [2013]. (a) Schéma représentant les angles par rapport à l'orientation de l'axe définie selon les angles θ et φ, placés dans le repère GSE. (b) Schéma montrant l'évolution de l'angle λ représentée dans le plan le long du tube de flux.

Les groupes A et B sont constitués respectivement de 27 et 19 événements. (Les groupes associés aux MCs sont indiqués dans la colonne 5, tableau 1, annexe E.)

Dans le groupe A, 52% des MCs sont érodés à l'avant et 48% sont érodés à l'arrière. La figure 4.6-A1 présente un histogramme de la répartition du taux d'érosion pour les nuages érodés à l'avant (de -100 à 0%) et à l'arrière (0 à 100%). Cette répartition est très inhomogène. En valeur absolue (figure 4.6-A2), c'est à dire en ne faisant pas la distinction entre érosion à l'avant à l'arrière, on constate que l'occurrence du processus d'érosion est pratiquement uniforme et élevée, avec un taux moyen de 44,4%.

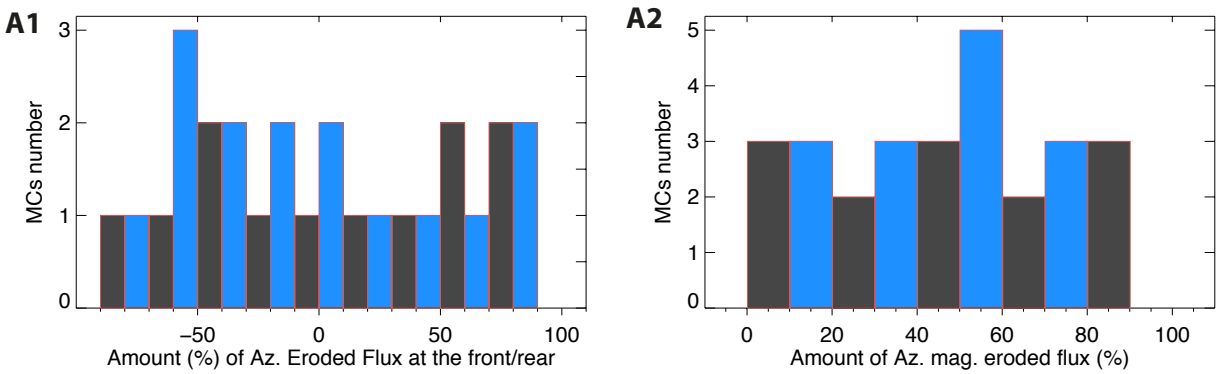


FIGURE 4.6.: A1 : Histogramme de la répartition du nombre de MCs, appartenant au groupe A, érodés à l'avant (de -100 à 0%) et à l'arrière (de 0 à 100%). A2 : comme précédemment, en ne faisant plus la distinction entre érosion avant ou arrière.

L'érosion de la structure du MC est liée aux processus de reconnexion prenant place à l'interface entre le MC et le vent solaire ambiant. Elle devrait alors être reliée aux processus de compression (à l'avant ou à l'arrière) car le taux de reconnexion (c.-à-d. la capacité de la reconnexion à éroder du flux magnétique) dépend directement de la vitesse d'Alfvén locale. Nous présentons à présent les différentes analyses menées dans le but d'étudier la corrélation entre le taux d'érosion du MC et le paramètre vitesse du vent solaire ambiant.

Tout d'abord, on s'intéresse aux variations du taux d'érosion en fonction de la vitesse du MC (A1) et du vent solaire ambiant (A2), présentées dans la figure 4.7. Le vent solaire ambiant correspond ici

à une mesure locale de la vitesse des protons du vent solaire à l'avant du MC sélectionné avant la frontière avant et précédant une gaine (s'il y en a une).

Ces deux figures ne permettant pas de déduire une relation entre vitesse et érosion, nous nous intéressons à la variation de la vitesse à l'interface entre le vent solaire à l'avant/arrière et la vitesse de la portion avant/arrière du MC et le taux d'érosion, puisqu'on suppose un rôle prépondérant de processus de compression. Ces résultats sont présentés dans les figures 4.7-A3 et 4.7-A4. Pour le calcul de ΔV_{front} la vitesse du MC est ici calculée en moyennant la vitesse sur la portion du MC correspondant aux 5 premiers pourcents de celui ci dans le but de ne pas prendre en compte l'expansion du MC ($\Delta V_{front} = V_{MC} - V_{SW\,front}$). Quant à ΔV_{rear}, on calcule la différence entre la vitesse du nuage (calculée sur les 5 derniers pourcents) et la vitesse du vent solaire à l'arrière. Ces paramètres vitesses sont indiqués dans le tableau 1 de l'annexe E.

Le mode opératoire du calcul de la vitesse du vent solaire à l'avant ($V_{SW\,front}$) et l'arrière ($V_{SW\,rear}$) du MC est différent. On estime la vitesse moyenne du vent solaire sur une période de temps située avant le MC mais aussi avant le choc qui le précède. Il est nécessaire de réaliser cette estimation à l'oeil ne pouvant prédire l'occurence et la durée du choc. Dans le second cas, on automatise le calcul du vent solaire à l'arrière : sur un intervalle de 6 heures après la frontière arrière, la résolution du vecteur vitesse est moyennée à 30 min et la valeur maximale est sélectionnée.

Aucune de ces courbes ne fait apparaitre de corrélation.

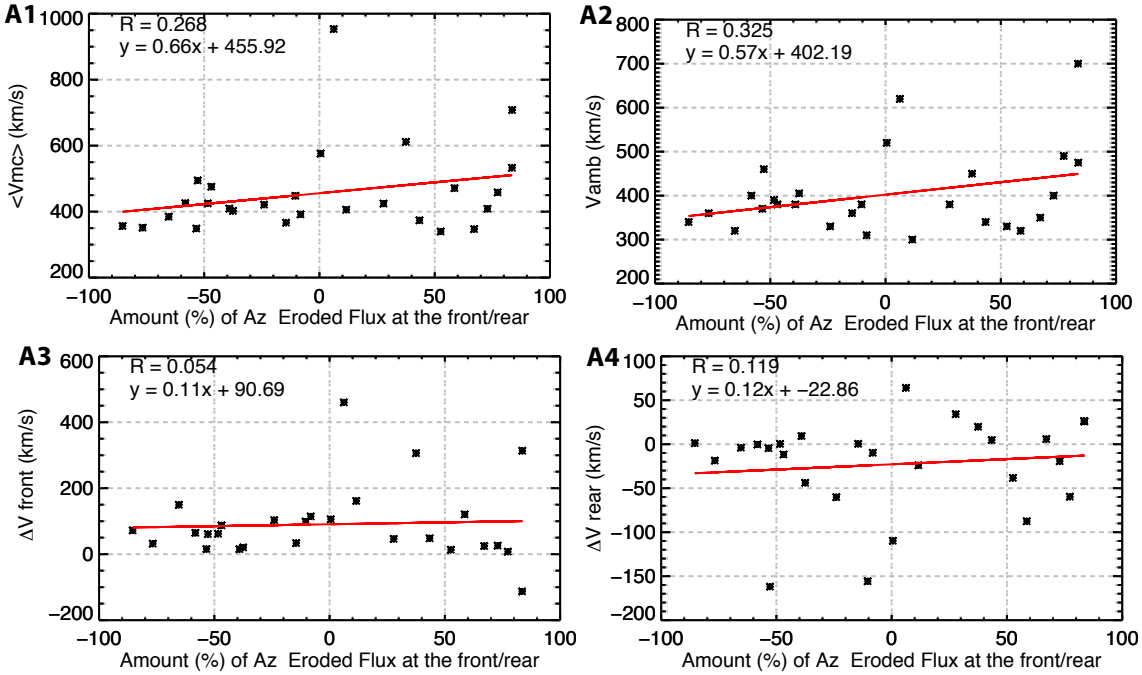


FIGURE 4.7.: Ensemble de corrélations analysées, pour les MCs du groupe A, entre vitesse moyenne du MC $< V_{MC} >$(A1), vitesse du vent solaire à l'avant $V_{ambient}$ (A2), ou variation du vent solaire ambiant avant/arrière et vitesse du MC ($\Delta_{front}/\Delta_{rear}$), en fonction du taux du flux azimutal érodé à l'avant/arrière (A3/A4) (cf. texte pour les détails).

Le processus d'érosion est supposé se dérouler principalement dans la partie interne de l'héliosphère. Ce point est détaillé dans le chapitre 5. Parce qu'il n'y a pas de corrélations avec les vitesses locales à 1 UA, il est intéressant d'examiner la corrélation entre la vitesse des CMEs mesurée par un coronographe (qui permet d'estimer la vitesse des CMEs pour des distances inférieures à 20 Rs) et le taux

d'érosion calculé à 1 UA. A cette fin, nous utilisons la liste établie par Richardson et Cane [2006 ; 2010] des sources solaires des ICMEs observées avec les coronographes du satellite SOHO. Lorsque il y a concordance entre notre liste d'événements et celle de Richardson et Cane [3], nous relevons la source indiquée (colonne 12, tableau 1, annexe E) et utilisons le catalogue de CMEs identifiées depuis 1996 par LASCO (Large Angle and Spectrometric Coronograph Experiment) à bord

de SOHO [4] pour relever la vitesse de la CME (colonne 12, tableau 1, annexe E). Dans le groupe A, on a pu relever la vitesse de la CME pour 9 événements. La figure 4.8 illustre la variation entre la vitesse des CMEs et le taux d'érosion. Une corrélation est observée, telle que pour des vitesses faibles les MCs sont majoritairement érodés à l'avant, ce qui est contraire à notre attente. On s'attendrait à observer des taux d'érosion importants pour des CMEs ayant une vitesse élevée car, pour ces cas, l'intensité du champ magnétique serait élevée à l'avant des MCs due aux effets de compression. Cependant, les quelques points dont la vitesse est supérieure à 1000km/sec et le fait que l'échantillon soit de taille réduite, faussent fortement l'analyse de la corrélation entre ces deux paramètres.

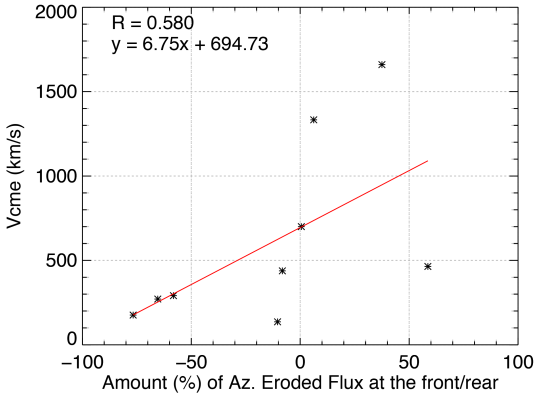


FIGURE 4.8.: Variation entre vitesse de la CME déterminée avec LASCO pour les MCs du groupe A (lorsque la correspondance est possible) et le taux de flux azimutal érodé à l'avant/arrière.

Concernant le groupe B (c.-à-d. provenant de FRF), nous présentons tout d'abord les résultats dans la figure 4.9 suivant le même schéma que précédemment. Pour la répartition du taux d'érosion dans la figure B1 et B2, celle-ci s'approche d'une distribution uniforme comme pour le groupe A. Nous analysons les corrélations en fonction de la vitesse du MC et du vent solaire ambiant (B3 et B4) comme celles effectuées pour le groupe A. Les corrélations sont très faibles. La variation de la corrélation entre ΔV_{front} (B5) et le taux d'érosion est identique au groupe A. Aucune corrélation n'est observée pour ce groupe, tout comme pour le groupe A. Nous relevons également la vitesse des CMEs mesurée à LASCO pour 7 MCs. La tendance observée est la même que pour le groupe A avec un échantillon qui contient un faible nombre de points. On peut relever une différence majeure qui est la valeur moyenne du taux d'érosion (cf. figures 4.9-B1/B2). Cette différence est expliquée dans la partie 4.5.

Les groupes A et B contiennent un faible nombre d'événements au regard de la liste de départ contenant 109 MCs. Nous décidons alors de constituer deux nouveaux groupes basés sur des critères moins restrictifs. Même si les résultats provenant de ces groupes ne pourront être considérés comme aussi fiables que les deux groupes précèdents, il sera intéressant d'observer dans quelles proportions

3. La liste des ICMEs, compilée par Richardson et Cane, est disponible sur : http ://www.srl.caltech.edu/ACE/ASC/DATA/level3/icmetable2.htm
4. Catalogue disponible sur : http ://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list/

les résultats sont susceptibles de varier. Nous choisissons de constituer un groupe A* (résultats issus de la détermination de l'axe par MVA) avec les paramètres suivants :

1. MCs de qualité 1 et 2
2. rapports λ_2/λ_1 et $\lambda_3/\lambda_2 > 1.5$,
3. $\Delta\theta$ et $\Delta\varphi < 15°$
4. $\lambda < |60°|$,
5. paramètre d'impact $p < 0.8$

Ce groupe contient 51 MCs.

Nous constituons de même un groupe B* (résultats issus de la détermination de l'axe par FRF) avec les paramètres :

1. MCs de qualité 1 et 2
2. paramètre d'impact $p < 0.8$
3. $\lambda < |60°|$
4. On ne tient pas compte aussi des cas où la convergence n'est pas atteinte.

Ce groupe contient 46 MCs.

Les figures 4.10 et 4.11 présentent les résultats respectivement pour le groupe A* et le groupe B* suivant le même schéma que pour les sous groupes précédents. Les mêmes observations peuvent être faites. Les nuages sont érodés à l'avant ou à l'arrière dans les mêmes proportions. Les différents facteurs de corrélation sont pratiquement inchangés.

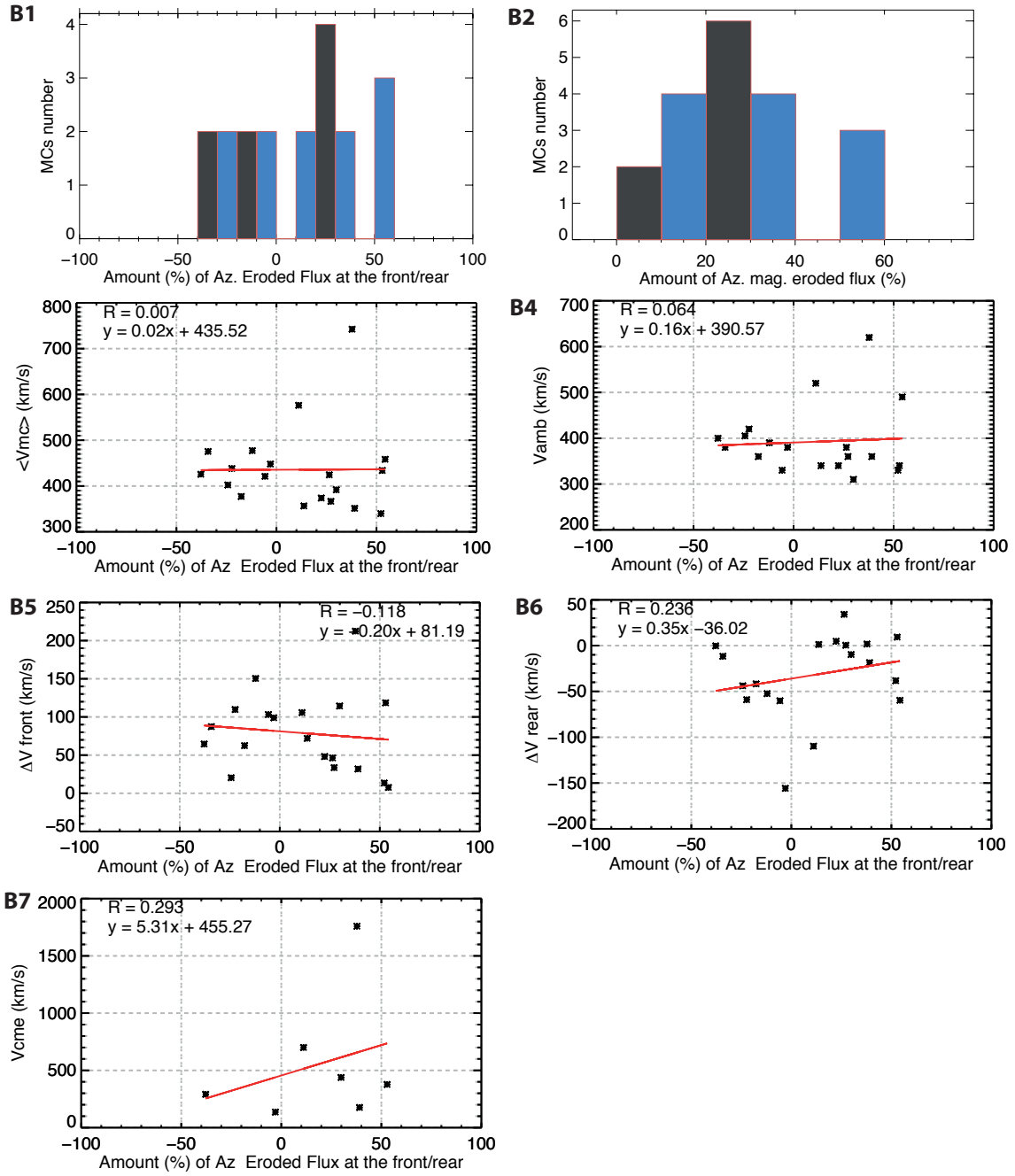


FIGURE 4.9.: Résultats issus de l'analyse des MCs du groupe B. Les graphiques sont une combinaison des figures 4.6, 4.7, 4.8 (mais l'axe du MC est déterminé par FRF).

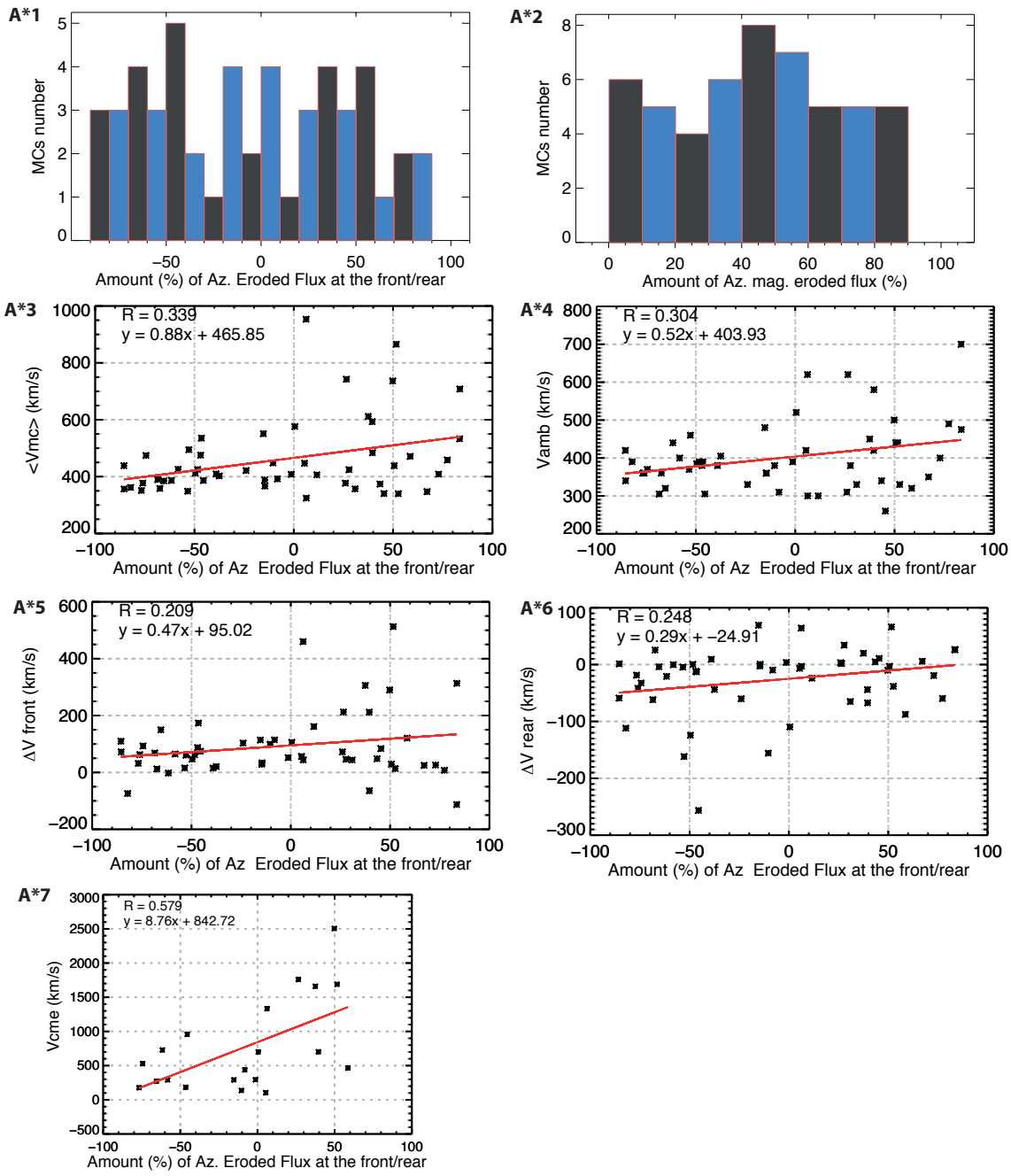


FIGURE 4.10.: Groupe A*

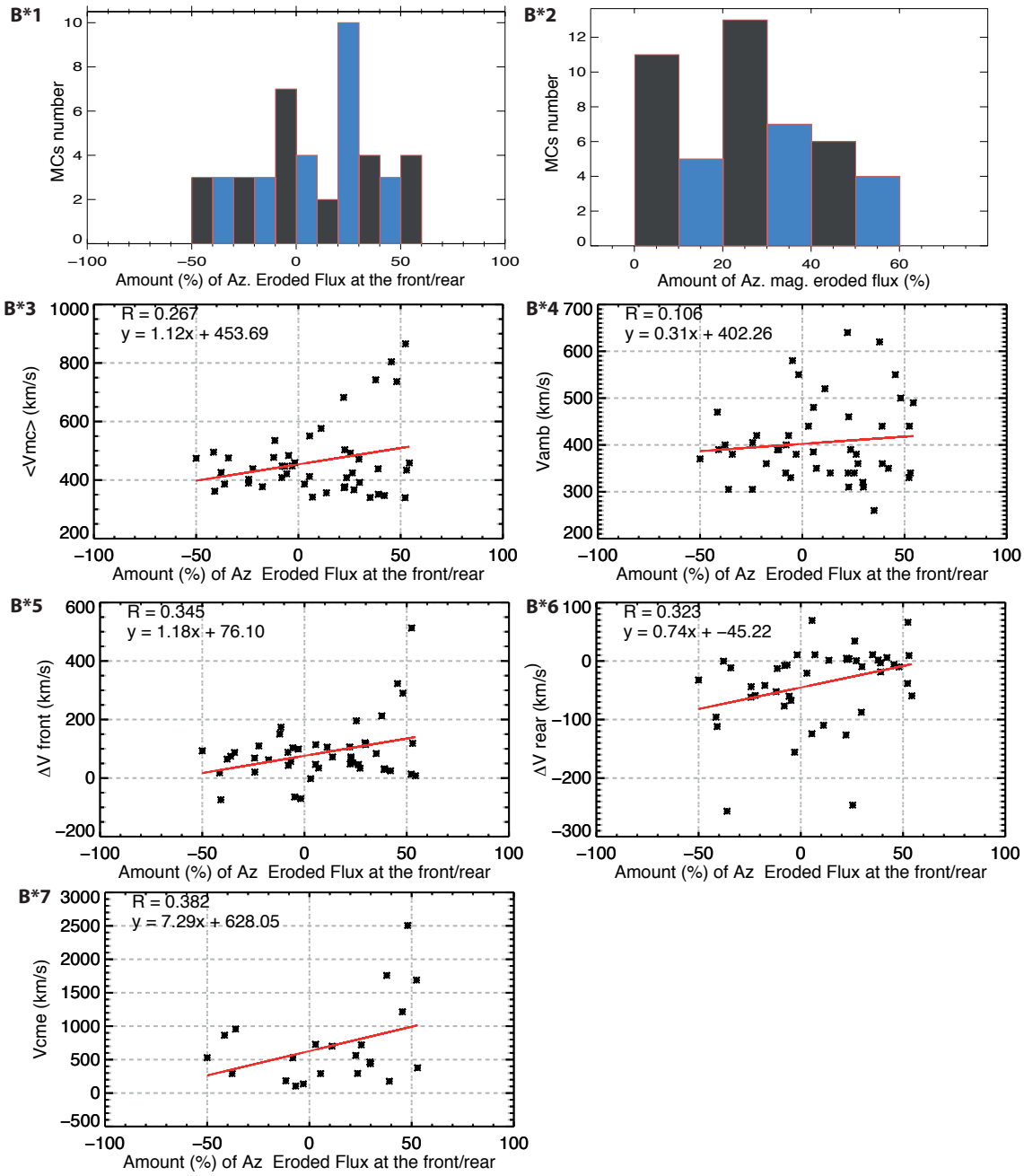


FIGURE 4.11.: Groupe B*

4.4.2. Signatures de reconnexion magnétique

La seconde partie de cette étude concerne l'analyse des signatures de reconnexion magnétique aux frontières avant et arrière du MC. On observe une signature à l'avant pour 15 événements sur un total de 109 et 16 signatures à l' arrière.

Bien que ces chiffres semblent faibles à première vue, il est important de rappeler qu'ils doivent être rapportés au nombre de frontières effectivement étudiées, donc aux MCs de qualité 1 et 2. Le tableau 4.2 recapitule le nombre de signatures de reconnexion observées et catégorisées selon les critères décrits dans la partie 5.3.2. On rappelle que pour les MCs de qualité 1 et 2 (soit pour 83 MCs), la frontière avant est bien identifiée, seuls les MCs de qualité 1 (53 MCs) ont leur frontière arrière correctement localisée. Seules ces frontières sont étudiées. Ainsi sur les 83 frontières avant examinées, on observe

15 signatures de reconnexion magnétique (de catégorie 1, 2 et 3), et 24 en tenant compte aussi des signatures potentielles de catégorie 4. Entre 18 et 30 % des frontières avant possèdent une signature de reconnexion magnétique. Quant aux 53 frontières arrière examinées, 16 signatures sont relevées, soit avec une fréquence de signatures de reconnexion de 30 %.

	Frontières avant		Frontières arrière
Signatures de reconnexion de...	Pour les 53 MCs Q1	Pour les 30 MCs Q2	Pour les 53 MCs Q1
Catégorie 1	3	1	9
Catégorie 2	4	6	6
Catégorie 3	1	-	1
Catégorie 4	7	2	-

TABLE 4.1.: Récapitulatif des différentes signatures de reconnexion magnétique catégorisées, qui sont observées aux frontières avant et arrière, lorsque celles-ci ont été correctement localisées (correspondant aux MCs de Q1 et Q2 pour les frontières avant et Q1 pour les frontières arrière, cf. 4.2)

4.5. Discussion

Cette étude a pour but d'analyser statistiquement l'occurrence du processus d'érosion à l'avant et à l'arrière des MCs en utilisant deux méthodes : l'étude directe de l'asymétrie du flux azimutal du MC et la présence de signatures de reconnexion magnétique aux frontières avant et arrière. La méthode directe a mis en évidence que le processus d'érosion a statistiquement lieu autant à l'avant qu'à l'arrière, et ce quelque soit la méthode utilisée pour déterminer l'orientation de l'axe, ou les critères utilisés dans la constitution des sous groupes d'événements. C'est d'autant plus probant dans le groupe A (axe déterminée avec MVA) dans lequel 14 MCs sont érodés à l'avant et 13 à l'arrière avec un taux moyen d'érosion d'environ 44 % à l'avant ($1,3 \cdot 10^{21} Mx/AU$ de flux érodé) et 48 % à l'arrière ($1,2 \cdot 10^{21} Mx/AU$ de flux érodé) (cf. tableau 4.2a). Pour le groupe A*, dont les critères de sélection sont moins restrictifs, les résultats sont similaires avec néanmoins un taux d'érosion supérieur à l'avant (49 %) et inférieur l'arrière (41 %) (cf. tableau 4.2a). Il est important de noter la dispersion importante des résultats, dans tous les cas, indiquant un processus très variable et une statistique limitée (l'écart type σ est indiqué entre parenthèse dans le tableau avec l'incertitude sur la moyenne $\sigma/\sqrt{n}$ où n est la taille de l'échantillon).

On constate que les groupes B et B* (provenant de FRF) sont de tailles inférieures aux groupes A et A *. Dans le groupe B, 8 MCs sont érodés à l'avant et 11 à l'arrière. Le taux moyen d'érosion est lui aussi inférieur : il est de 20 % à l'avant et 33 % à l'arrière.

Les différences entre les groupes A et B proviennent vraisemblablement de la méthode utilisée dans la détermination de l'axe. La figure 4.12a compare les valeurs absolues des taux d'érosion (en ne faisant pas la distinction entre érosion avant et arrière), pour des orientations de l'axe calculée avec MVA (groupe A) et FRF (groupe B), et pour les MCs qui appartiennent simultanément à ces deux groupes. On constate que lorsque l'orientation de l'axe est déterminée avec FRF, l'érosion est sous estimée systématiquement d'environ 30%. Cette valeur atteint 40 % quand on étudie les groupes A* et B* (figure 4.12b).

FRF est basé sur une géométrie cylindrique, possédant donc un axe de symétrie. Il est appliqué à des structures érodées, qui sont par définition asymétriques. On se reportera à la figure 3.1 où

	Groupe A		Groupe B	
	Avant du MC érodé	Arrière du MC érodé	Avant du MC érodé	Arrière du MC érodé
Nombre de MCs	14	13	8	11
Taux moyen de flux azimutal érodé (%)	44,4 (23,9/6,4)	47,9 (29,4/8,1)	19,6 (12,6/4,4)	33,4 (15,3/4,6)
Flux moyen azimutal érodé ($\cdot 10^{21} Mx/UA$)	1,32 (1,14/0,31)	1,22 (1,85/0,51)	0,46 (0,33/0,12)	0,82 (0,73/0,22)
Vitesse moyenne des MCs (km/s)	407,1 (45,0/12,0)	508,5 (172,7/47,9)	433,1 (34,4/12,2)	437,7 (121,5/36,6)
ΔV_{front} moyen (km/s)	66,3 (40,9/10,9)	116,9 (157,1/43,5)	87,1 (36,7/13,7)	73,1 (60,6/18,3)
ΔV_{rear} moyen (km/s)	-32,8 (56,6/15,1)	-12,1 (50,7/14,07)	-55,2 (46,8/16,6)	-16,6 (39,6/11,9)

(a) Groupe A et B

	Groupe A*		Groupe B*	
	Avant du MC érodé	Arrière du MC érodé	Avant du MC érodé	Arrière du MC érodé
Nombre de MCs	27	24	19	27
Taux moyen de flux azimutal érodé (%)	48,5 (25,6/4,9)	41,4 (24,9/5,1)	20,6 (15,4/3,5)	29,5 (15,8/3,0)
Flux moyen azimutal érodé ($\cdot 10^{21} Mx/UA$)	1,46 (1,26/0,2)	1,24 (1,74/0,35)	0,35 (0,30/0,07)	0,66 (0,93/0,18)
Vitesse moyenne des MCs (km/s)	413,5 (53,6/10,3)	513,1 (175,8/35,9)	439,6 (45,3/10,4)	480,4 (154,5/29,7)
ΔV_{front} moyen (km/s)	62,5 (51,9/9,8)	125,5 (155,7/31,8)	58,0 (68,3/15,7)	106,5 (114,7/22,1)
ΔV_{rear} moyen (km/s)	-40,2 (68,8/13,2)	-11,5 (44,2/9,0)	-60,3 (63,3/14,5)	-23,6 (66,1/12,7)

(b) Groupe A* et B*

	Groupe A (sans région arrière ou avant)	
	Avant du MC érodé	Arrière du MC érodé
Nombre de MCs	14	13
Taux moyen de flux azimutal érodé (%)	41,4 (25,8/7,8)	50,3 (31,3/11,9)
Flux moyen azimutal érodé ($\cdot 10^{21} Mx/UA$)	1,32 (1,42/0,43)	1,30 (1,57/0,59)
Vitesse moyenne des MCs (km/s)	408,9 (36,0/10,9)	513,2 (206,8/78,2)
ΔV_{front} moyen (km/s)	69,5 (45,2/13,6)	130,4 (156,1/59,0)
ΔV_{rear} moyen (km/s)	-25,5 (48,0/14,5)	-17,8 (58,9/22,3)

(c) Groupe A (sans région arrière ou avant)

TABLE 4.2.: Paramètres estimés pour les groupes : (a) A et B ; (b) A* et B* ; (c) A (en appliquant MVA sur l'intervalle du MC excluant la région arrière (si érosion à l'avant) et avant (si érosion à l'arrière))

sont représentées les composantes magnétiques symétriques dans un MC non érodé et asymétriques dans le cas érodé. La modélisation selon les solutions de Lundquist n'est donc pas appropriée dans la reconstruction de MCs érodés.

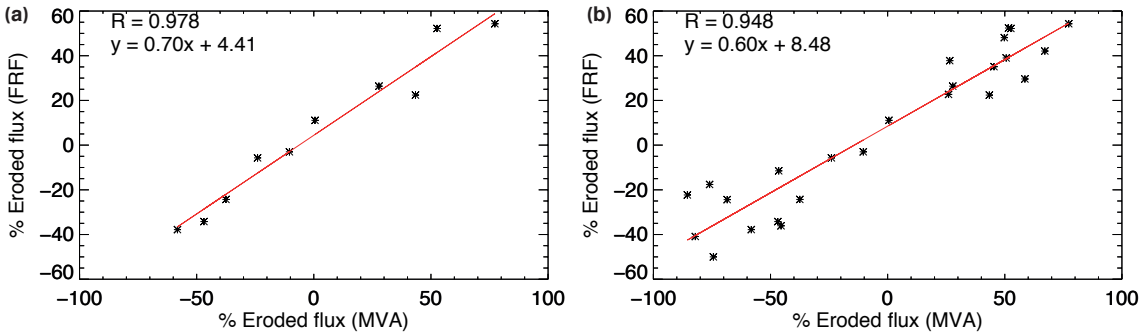


FIGURE 4.12.: Pour les MCs appartenant simultanément aux groupes (a) A et B / (b) A* et B* : variation du taux de flux azimutal érodé dont l'axe est déterminé par FRF en fonction des taux dont l'axe est déterminé avec MVA.

Ces asymétries influencent aussi potentiellement les résultats provenant de la méthode MVA. Nous avons donc refait les analyses des événements appartenant au groupe A en appliquant MVA, non plus sur l'intervalle entier du MC, mais en ne tenant pas compte de la partie correspondant à l'excès de flux à l'avant ou à l'arrière (si érosion arrière ou avant). En se référant à la figure 3.1d., cela correspond à appliquer MVA sur l'intervalle de temps compris entre la première et la seconde barre verticale en pointillée (si, par exemple, l'érosion se situe à l'avant du MC). Le tableau 4.2(c) récapitule les résultats de ce nouveau groupe A*. Nous constatons que le taux d'érosion est pratiquement identique à l'avant (passant de 44 pour le groupe A à 41% pour le groupe A*) comme à l'arrière (48 à 50 %). Néanmoins, comme les précédentes analyses, aucune corrélation n'apparaît.

Ainsi, les différentes corrélations observées entre les taux de flux azimutal érodé à l'avant et l'arrière n'ont pas permi de mettre en évidence le rôle potentiel d'une compression par le vent solaire sur le taux de reconnexion au cours de la propagation et ainsi sur le taux d'érosion final observé à 1 UA. On s'attendrait à observer ; par exemple, pour des valeurs de ΔV élevées aux frontières, autrement dit lorsque le plasma est comprimé, des taux d'érosion importants. Que ce soit à l'avant ou à l'arrière, aucune corrélation n'est observée.

Une des raisons possibles est le fait que les vitesses relevées sont les vitesses locales à 1 UA ; elles ne sont pas représentatives de la variation de la vitesse du vent solaire, rencontrée par un MC au cours de sa propagation. C'est pourquoi, nous avons examiné la corrélation entre la vitesse de la CME relevée à LASCO et celle observée à 1 UA (figure 4.8). Néanmoins, nous ne possédons qu'au final un faible échantillon de points, ne nous permettant pas de conclure. De plus, les tendances observées sont contraires à ce qu'on pourait attendre, c'est à dire à une une érosion à l'avant pour des CMEs ayant une vitesse élevée. Il apparaît de plus dans nos échantillons que 3 événements ont des vitesses supérieures à 1000 km/sec, alors qu'ils sont érodés à l'arrière selon nos analyses. Nous n'avons pas d'explications pour ces cas.

Concernant l'analyse des signatures de reconnexion magnétique aux frontières, il a tout d'abord été nécessaire de les classifier. Certaines signatures nécessiteraient des données à plus haute résolution, d'autres signatures, dont le test de Walén sont biaisées partiellement, suggèrent des effets liés à la

reconnexion asymétrique. Pour les cas où la frontière est bien déterminée, nous trouvons une occurrence significative de signatures de reconnexion à l'avant et à l'arrière, de l'ordre de 30%. La reconnexion est donc fréquente aux frontières des MCs à 1 UA, ce qui est compatible avec nos estimations d'une érosion fréquente basée sur l'asymétrie des composantes du champ magnétique (permettant la reconnexion à des angles de cisaillement magnétique plus faibles).

4.6. Conclusion

Cette étude statistique a consisté à analyser près de 109 nuages magnétiques sur une période allant de 1995 à 2008. De par l'importance de la localisation des frontières dans l'application des différentes méthodes utilisées, nous avons dû analyser en détail chaque événement pour définir leur date de début et fin avec la meilleure précision possible.

Une fois les différents paramètres des MCs calculés (orientation de l'axe, flux azimutal érodé à l'avant ou à l'arrière, vitesse du nuage, ΔV aux frontières,...) issus de l'utilisation de MVA et FRF, il a été nécessaire de procéder à une sélection rigoureuse d'événements pour lesquels nous pouvions considérer ces résultats comme fiables. Ces différents critères sont basés entre autre sur la qualité du nuage (localisation des frontières), le paramètre d'impact, mais aussi sur l'angle λ qui est utilisé pour déterminer approximativement la trajectoire du MC par rapport aux "jambes". De plus, il s'est avéré nécessaire de catégoriser les signatures de reconnexion.

Les différents résultats sont résumés comme suit :

- La fréquence de nuages érodés à l'avant ou à l'arrière est similaire. La reconnexion magnétique est donc aussi fréquente à l'avant qu'à l'arrière, ce qui est aussi démontré par les observations locales de reconnexion aux frontières.
- La valeur absolue des taux d'érosion observés est significative (avant comme arrière) : 45%.
- Lorsque l'axe est déterminé avec FRF, les taux sont sous estimés par rapport aux résultats provenant de MVA. La pertinence de la méthode FRF, modélisant le MC par une structure axisymétrique, n'est en fait pas appropriée à l'étude d'un processus par définition asymétrique.
- Le mécanisme d'érosion ne semble pas être lié aux variations de la vitesse du vent solaire et du MC relevées à 1 UA. Ce résultat pourrait être dû aux échantillons statistiques de taille réduite faussant les estimations. D'autre part, les biais sont nombreux (limitation des méthodes MVA et FRF, propriétés du champ magnétique du MC et du vent solaire ambiant, ...). Cependant, il doit être noté que les vitesses relevées à 1 UA ne représente pas la vitesse du MC au cours de sa propagation du Soleil à la Terre. Comme nous le verrons dans le chapitre suivant, environ la moitié de l'érosion se produit à l'intérieur de l'orbite de Mercure.
- L'existence d'une érosion significative est confirmée par une fréquence élevée des signatures de reconnexion (environ 30%), mesurées localement à 1 UA. L'emploi du terme significatif est justifié car cette fréquence est déterminée à 1 UA où les conditions ne sont pas les plus favorables (vitesse d'Alfvén faible) comparées à celles proches du Soleil (vitesse d'Alfvén plus élevée et β faible [Phan et al., 2010]).

Dans le futur, il serait intéressant de poursuivre cette étude avec les données in-situ que fourniront Solar Probe Plus, Solar Orbiter et Bepi-Colombo, plus proches du Soleil. Il reste à analyser l'importance du phénomène d'érosion concernant la géo-efficacité des MCs, ce qui constitue le sujet du prochain chapitre.

CHAPITRE 5

GÉO-EFFICACITÉ ET ÉVOLUTION RADIALE DU PROCESSUS D'ÉROSION

Sommaire

5.1. Introduction **109**

5.2. Méthode et illustration de l'influence de l'érosion des MCs sur l'indice Dst **110**

5.3. Etude d'un MC de polarité magnétique Sud/Nord **111**

5.4. Relation entre l'érosion magnétique et la compression adiabatique **114**

5.5. Estimation de la dépendance radiale de l'érosion d'un MC **116**

5.5.1. Taux de reconnexion à 1 UA 116

5.5.2. Profil radial de la vitesse d'Alfvén et taux de reconnexion moyen 118

5.5.3. Profil radial du processus d'érosion 119

5.6. Discussion des limitations **120**

5.7. Conclusion **121**

5.1. Introduction

Les ICMEs sont responsables des orages géomagnétiques les plus intenses. Leur géo-efficacité est difficilement prévisible. Elle est liée à un ensemble de processus ayant lieu pendant l'initiation des ICMEs (reconnexion, chauffage, accélération/décélération,...), et au cours de la propagation du Soleil à la Terre. On peut par exemple mentionner la formation de chocs et d'une gaine en amont des CMEs [Gosling, 1990], l'orientation des MCs et la traversée potentielle de leurs jambes [Möstl et al., 2010 ; Owens et al., 2012], ainsi que les effets de compression à l'arrière provenant du vent solaire rapide [Fenrich and Luhmann, 1998 ; Rouillard et al., 2010]. L'érosion des nuages magnétiques, de par la suppression d'une partie du flux magnétique à l'avant ou l'arrière de ceux-ci, influence nécessairement leur géo-efficacité.

Dans le chapitre 3, nous avons estimé le taux de flux magnétique érodé moyen au cours de la propagation d'un MC jusqu'à 1 UA. Il a été estimé à $\sim 0,12-0,22\,mV/m$, et $0,45-0,51\,mV/m$ pour les événements de Dasso et al. [2006 ; 2007]. Ces estimations sont supérieures aux taux de reconnexion

mesurés in-situ, à 1 UA, dans les études de reconnexion magnétique du vent solaire à L1 par Davis et al. [2006], Phan et al. [2006], et Wang et al. [2010] (respectivement 0,02, 0,03 and 0,05–0,08mV/m).

Dans la première partie de ce chapitre, nous nous intéressons à l'influence de l'érosion sur la géo-efficacité des MCs. Pour cela, nous estimons et modélisons l'intensité de l'anneau de courant à travers l'indice Dst [Burton et al., 1975 ; O'Brien et McPherron, 2001]. En particulier, nous analysons un MC, observé le 18-20 Octobre 1995. Cet événement est intéressant de par sa polarité Sud/Nord. La polarité d'un nuage est définie par sa composante B_z : une polarité Sud/Nord signifie que la composante B_z est négative dans la première partie du MC, puis positive. La première moitié du MC est donc géo-efficace : la direction du champ magnétique est antiparallèle à celui de la magnétosphère du côté jour (toujours dirigé vers le Nord), rendant les conditions favorables à la reconnexion magnétique et l'activation d'une réponse géomagnétique, et potentiellement d'un orage. Nous comparons par ailleurs l'influence, sur la variation de l'indice Dst, de la compression adiabatique aux frontières des MCs et des processus d'érosion. Enfin, nous estimons l'évolution du taux de reconnexion, et par la même celle du processus d'érosion, à travers l'héliosphère et discutons des limitations propres aux méthodes utilisées.

5.2. Méthode et illustration de l'influence de l'érosion des MCs sur l'indice Dst

Pour estimer l'influence de l'érosion des MCs sur l'intensité des orages géomagnétiques, nous utilisons un modèle simple de MC (modèle de champ sans force selon les solutions de Lundquist, cf. Annexe B) combiné à un modèle semi empirique de réponse géomagnétique. Le MC synthétique que nous modélisons a une durée (arbitraire ici) de 24 heures, avec un champ magnétique $B_{max} = 30\,nT$, la vitesse de la propagation de la structure magnétique est constante $V = 400\ km/s$. L'axe du MC est selon la direction $\mathbf{Y_{gse}}$ de manière à ce que le MC ait une polarité Sud/Nord (première moitié du MC géo-efficace). Les propriétés du MC sont choisies pour que le champ électrique E_y (ou paramètre VB_z) soit de l'ordre de $9\,mV/m$ dans la première partie du MC. Ces valeurs sont similaires à celles observées dans l'étude de cas présentée dans la partie 5.3.

Pour étudier la réponse géomagnétique, nous utilisons un modèle semi empirique de l'indice Dst mis au point par O'Brien and McPherron [2000], basé sur les travaux de Burton et al. [1975]. L'indice Dst quantifie, au premier ordre, la variation de l'intensité de l'anneau de courant et des courants de la queue durant les orages magnétiques, en utilisant la variation moyenne de la composante horizontale du champ magnétique mesurée au sol. Il est nécessaire de supprimer la contribution provenant du système de courant de la magnétopause, qui est présent dans la mesure du Dst, pour obtenir l'indice corrigé Dst*. Cette contribution est donnée par une formule empirique, fonction de la pression dynamique du vent solaire :

$$Dst^* = Dst - 7.26\sqrt{P_{ram}} + 11 \tag{5.1}$$

Le paramètre P_{ram} correspond à la pression dynamique exercée par le vent solaire sur la magnétosphère. La variation de Dst* en fonction des conditions interplanétaires a été paramétrée statistiquement dans les travaux de O'Brien and McPherron [2000]. Dans la formule analytique du modèle intervient un terme d'injection $Q(t)$ et un terme de décroissance du courant annulaire (second terme dans l'équation 5.2, où τ est le terme de décroissance en heure) :

$$\frac{d}{dt}Dst^*(t) = Q(t) - \frac{Dst*(t)}{\tau} \tag{5.2}$$

Les processus magnétosphériques et ceux se produisant dans l'anneau de courant sont intimement liés au champ électrique (VB_z en mV/m) et à la pression dynamique (P_{ram} en nPa) du vent solaire impactant la magnétosphère. Le terme d'injection Q ($nT.h^{-1}$) est définit comme suit :

$$\begin{aligned} Q &= 0 & VB_z &\leqq 0.49\, mV/m \\ Q &= -4.4(VB_z - 0.49) & VB_z &> 0.49\, mV/m \end{aligned} \tag{5.3}$$

Le terme de décroissance τ (en heure) de l'équation 5.2 est paramétré selon les équations :

$$\begin{aligned} \tau &= 2.40e^{6.66/4.69} & B_z &\geqq 0\, nT \\ \tau &= 2.40e^{9.74/(4.69+VBz)} & B_z &< 0\, nT \end{aligned} \tag{5.4}$$

L'indice Dst est calculé au temps $t + \triangle t$ (le pas de temps $\triangle t$ est d'une heure) par intégration de l'équation 5.1 en utilisant le paramètre VB_z. Puisque cette analyse est principalement qualitative, nous présenterons Dst* en utilisant une valeur de $P_{ram} = 1nPa$, compatible avec les faibles valeurs observées à l'intérieur du MC du 18-20 octobre 1995.

La figure 5.1 illustre l'impact du processus d'érosion du MC sur les variations de l'indice Dst. Le panneau (a) présente l'évolution du paramètre VB_z, positif dans une première partie puis négatif, comme attendue d'un MC dont la polarité est Sud/Nord. La ligne noire représente un MC non érodé, et chaque courbe colorée correspond à un MC dont l'érosion à l'avant a été augmentée de l'équivalent d'une heure supplémentaire.

La réponse du Dst* selon le modèle de O'Brien et McPherron [2000] est donnée dans le panneau (b), et sa dérivée dans le panneau (c). Cette figure souligne clairement l'impact direct du processus d'érosion sur l'intensité de l'orage résultant. Bien que le modèle Dst utilisé ne soit pas linéaire par construction (dû au terme de décroissance), c'est une fonction directe et monotone de l'amplitude et de la durée de VB_z. Ces résultats, en apparence triviaux, permettent d'avoir un aperçu clair de l'importance du processus d'érosion. Dans le chapitre 3, une étude multi-satellites du MC du 19-20 novembre 2007 a mis en évidence une érosion de la partie avant d'environ 50% du flux azimutal magnétique (correspondant à environ 25% du flux magnétique non signé sur l'intervalle entier du MC). Ce nuage avait toutefois une orientation Nord/Sud, l'érosion à l'avant a donc eu un faible impact sur sa géo-efficacité. Néanmoins, si sa polarité avait été inversée, la figure 5.1 montre que l'intensite de l'orage magnétique, qui aurait suivi, aurait été largement diminuée.

5.3. Etude d'un MC de polarité magnétique Sud/Nord

Nous illustrons maintenant le processus d'érosion d'un nuage orienté Sud/Nord. Il a été observé le 18-20 Octobre 1995 et a conduit à un orage géomagnétique avec un minimum Dst* de $-123\ nT$. Ce MC est sélectionné car il a une structure magnétique bien définie, la localisation des frontières est claire, et son axe principal proche de l'axe $\mathbf{Y_{gse}}$. Son orientation, déterminée par ajustement de données d'un modèle de tube de flux (utilisé dans l'étude du chapitre 3, modèle selon Lepping et al. [1990]) est (0.37, -0.91,-0.19) dans le système de coordonnées GSE. Ces propriétés sont importantes pour notre étude comme nous le voyons par la suite. La figure 5.2 présente les données du vent solaire

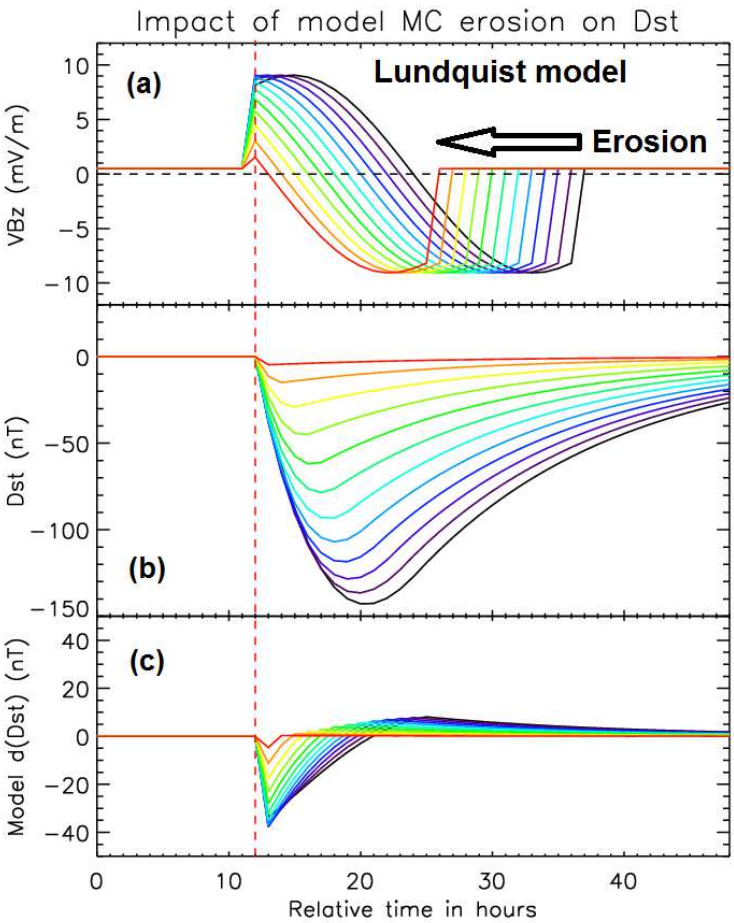


FIGURE 5.1.: Etude paramétrique de l'impact de l'érosion du MC sur l'orage magnétique qui s'ensuit. (a) Paramètre VB_z (c.à.d, champ électrique du vent solaire) basé sur un modèle de tube de flux provenant des solutions de Lundquit avec $B_{max} = 23\,nT$ et $V = 400\,km/s$. (b) Index Dst attendu en utilisant le modèle semi-empirique de O'Brien et McPherron [2000] avec $P_{ram} = 1\,nPa$. (c) Taux de variation du Dst provenant du modèle semi-empirique. Les lignes noires représentent les résultats correspondant à un tube de flux non érodé. Les différents degrés d'érosion du MC (incrémentés d'une heure supplémentaire) sont illustrés avec les courbes de couleur (du violet au rouge).

pour cet événement. Les frontières sont représentées par des lignes verticales noires. Le choc à l'avant et la gaine sont aussi indiqués. La magnitude du champ magnétique est de l'ordre de $20 - 25\,nT$. La vitesse est d'environ $400\,km/s$ et constante à l'intérieur du MC. Le paramètre VB_z est montré dans le panneau (b). On constate qu'il est bien similaire à celui utilisé dans la figure 5.1. Malgré un petit décalage temporel, la variation du Dst* modélisée suivant O'Brien et McPherron [2000] reproduit bien les valeurs observées, en particulier la magnitude. La Figure 5.3 présente les données de plus haute résolution dans le repère du nuage magnétique. Nous définissons le repère du MC de la manière suivante :

- $\mathbf{Z_{cloud}}$ axe principal du MC ;
- $\mathbf{d}$ est défini par la trajectoire rectiligne du satellite à travers le MC ($\mathbf{X_{gse}}$) ;
- $\mathbf{Y_{cloud}}$ est dans la direction $\mathbf{Z_{cloud}} \times \mathbf{d}$ et $\mathbf{X}_{cloud}$ complete le trièdre orthonormé.

Ceci est illustré dans la figure 3.1. Pour déterminer l'axe du MC, on utilise la technique décrite dans la partie 3.4.1.2 avec MVA (combinaison MVA et bootstrap appliquée sur le champ magnétique normalisé

sur 7 intervalles de temps imbriqués). La ligne noire dans la figure 5.3 représente la composante azimutale du champ magnétique dans le repère du MC provenant de la moyenne de l'ensemble des résultats calculés précédemment. Les courbes colorées représentent le flux azimutal accumulé par unité de longueur (F_y/L_{in}) provenant de la méthode directe [Dasso et al., 2006] (pour l'ensemble des analyses MVA).

Les courbes colorées de la figure 5.3 coupent l'axe des abscisses en moyenne 4 heures avant la fin du MC. Cette asymétrie dans le flux magnétique azimutal, comme discuté longuement dans la partie 3.5.1, est une signature de l'érosion magnétique à l'avant du MC. L'estimation du flux azimutal érodé par unité de longueur (cf. 3.4.1.4) est $1,28 \cdot 10^{21} Mx/UA$ (24 % du flux total azimutal), et le flux magnétique axial érodé vaut $0,46 \cdot 10^{21} Mx$. En prenant en compte la durée de traversée du satellite dans le MC, qui est de 29 heures, et une vitesse de 400 km/s, la taille du MC est $0,28$ UA. Supposant une section du MC circulaire, le flux magnétique axial par unité de longueur (dans la direction azimutale) est de $1,63 \cdot 10^{21} Mx/UA$.

La figure 5.4 présente la densité, température, et champ magnétique provenant du satellite Wind à une résolution de 3 secondes au niveau de la frontière avant du MC, dans le système de coordonnées GSE. A la frontière, représentée par le trait vertical en pointillé, on observe tout d'abord une rotation graduelle de la composante magnétique B_y. A partir de ce temps, le satellite pénètre dans une région marquée par une variation de la température et de la densité, visible dans le panneau (a), et un jet de plasma clairement visible de $\sim$ 20 et 50 km/sec pour les composantes V_y et V_z respectivement. Une seconde frontière magnétique, moins claire dans les composantes de $\mathbf{B}$ que la précédente, est indiquée par la seconde ligne verticale noire, correspondant à la fin de cette région intermédiaire (cf. densité, température) et du jet de plasma. Nous avons appliqué le test de Walén à l'intérieur de la région délimitée par les pointillées verticaux verts (les temps de début et de fin sont extérieurs au jet). On observe une bonne corrélation entre la vitesse mesurée et prédite durant la traversée de la première nappe de courant (courbes pointillées de couleur dans les panneaux c, d et e) (cf. 3.4.3 pour le descriptif de la méthode). Dans la seconde nappe de courant, la vitesse prédite est moins bonne : ses variations sont plus importantes que celles observées. On note que cette frontière est asymétrique, avec des densités significativement différentes (de 50 à 2 cm^{-3} sur l'intervalle) et de même pour la magnitude du champ magnétique de chaque côté. La vitesse d'Alfvén est ainsi plus élevée du coté droit. Cette asymétrie expliquerait les mauvais résultats du test de Walén. Cela nécessitera des études supplémentaires pour confirmer cette hypothèse. (Dans la tableau 4.1 du chapitre 4, le MC du 18-20 Octobre 1995 est le MC n°7 , la signature de reconnexion a été classifiée en catégorie 2.) Pour résumer, bien que le test de Walén ne montre qu'une corrélation partielle avec la vitesse observée à l'intérieur du jet, la présence de nappes de courant bifurquées, avec un jet de plasma clair, sont des arguments en faveur de la présence d'un processus de reconnexion magnétique à l'avant de la frontière.

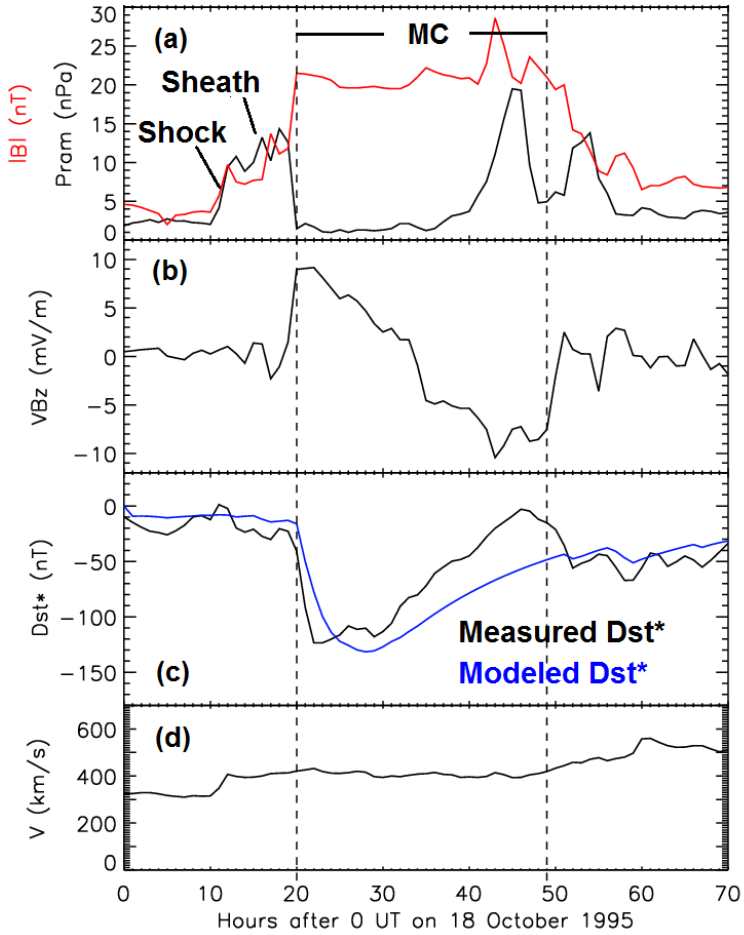


FIGURE 5.2.: Données du vent solaire provenant d'OMNI le 18-20 Octobre 1995. (a) Pression et magnitude du champ magnétique (rouge). (b) Paramètre VB_z, autrement dit le champ électrique du vent solaire. (c) Index Dst* (mesuré et modélisé), c-à-d. index Dst corrigé où la contribution provenant de la magnétopause a été supprimée (cf. texte pour détails). (d) Vitesse des protons du vent solaire. Le MC, le choc et la gaine à l'avant de celui-ci sont indiqués.

5.4. Relation entre l'érosion magnétique et la compression adiabatique

Nous nous intéressons à présent à la réponse géomagnétique dans le cas où ce MC ne serait pas érodé. La figure 5.5 montre des résultats semblables à ceux présentés dans la figure 5.1. Les lignes noires représentent des résultats pour un tube de flux selon les solutions de Lundquist où $B_{max} = 23\,nT$, la vitesse du vent solaire $V = 400\,km/s$ et la pression $P_{ram} = 1\,nPa$. La durée de traversée du MC est choisie comme étant égale à 30 heures. Ces choix de paramètres sont expliqués par la suite. Comme on peut le constater dans la Figure 5.2a, la magnitude du champ magnétique pour le MC observé le 18-20 Octobre 1995 ne présente pas de valeur maximale en son centre, contrairement à celle provenant des solutions de Lundquist. Cette particularité est attribuée à la compression du MC. Ce type de compression est fréquent, en particulier dans le cas de MC en expansion dans un vent solaire lent, comme c'est le cas ici, où un choc et une gaine à l'avant sont observés. Dans le but de reproduire au mieux les caractéristiques de ce MC, les lignes bleues de la figure 5.5 correspondent à un modèle de "Lundquist compressé". Pour cela, on suppose que l'intensité du champ magnétique est constante à

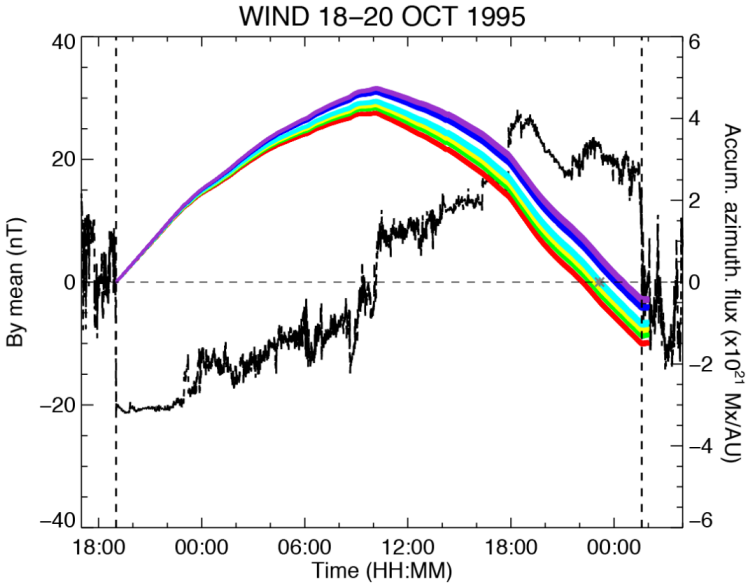


FIGURE 5.3.: Composante $B_{y,cloud}$ du champ magnétique (ligne noire, résolution 3 sec) dans le système de coordonnées du MC provenant de la moyenne des résultats du MVA (cf. texte pour détails). Les courbes de couleur montrent le flux azimutal intégré en utilisant différentes orientations de l'axe (provenant de la méthode bootstrap combinée avec MVA). L'asymétrie observée d'une région présentant un excès de flux azimutal à l'arrière, sur un intervalle de 4 heures, semble correspondre à une érosion à l'avant du MC.

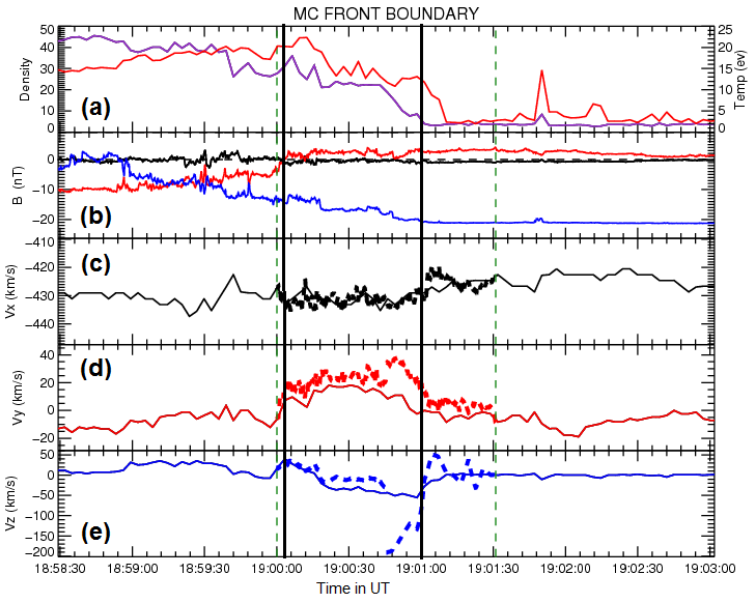


FIGURE 5.4.: Données plasma (résolution 3 sec) et magnétique (résolution 92 ms) à la frontière avant du MC du 18-20 octobre 1995. (a) densité (courbe violette) et température (courbe rouge), (b) composantes du champ magnétique dans le repère GSE (X : noir, Y : rouge, Z : bleu), (c-d-e) représentent les composantes de la vitesse x,y,z. Un possible jet de plasma provenant d'un site de reconnexion est observé. On observe deux nappes de courant bifurquées avec un jet de plasma, repérées avec deux traits noirs verticaux. Un test de Walén est réalisé à l'intérieur des deux lignes verticales vertes. La vitesse prédite pour chaque composante est représentée par les courbes en pointillées.

travers le MC, comme c'est le cas pour notre événement, en réduisant la durée du MC de telle sorte que le flux magnétique total soit égal à celui provenant de la solution de Lundquist (courbe noire). Les courbes rouges, dans la figure 5.5, représentent les résultats pour un MC dont le champ magnétique, compressé, est érodé dans des proportions similaires à l'érosion observée pour le MC du 18-20 Octobre 1995, c'est à dire en reculant la frontière arrière de 4 heures.

La durée de ce modèle de MC érodé et compressé est ainsi de 29 heures, compatible avec les caractéristiques du MC du 18-20 Octobre 1995. Le champ magnétique, la vitesse et le paramètre VB_z sont aussi du même ordre. Si on compare les lignes noires et bleues dans la figure 5.5, on observe que la compression du MC augmente la géo-efficacité. La réponse dans l'indice Dst* est d'environ 27%. Ce résultat peut être mis en parallèle avec les travaux de Fenrich and Luhmann [1998] qui ont réalisé une étude statistique de la réponse géomagnétique de MCs en fonction de leur polarité. Ils concluent que la compression à l'arrière d'un nuage N/S augmente leur géo-efficacité, avec le même ordre de grandeur que ce qu'on observe ici. Ils expliquent cela par la conjonction de deux facteurs : (1) l'augmentation de la pression dynamique et (2) la présence de plasma compressé avec un champ magnétique plus élevé. Toutefois, l'intérêt principal de notre étude concerne l'impact de l'érosion, autrement dit la comparaison des courbes rouges et bleues. On constate que l'érosion diminue significativement la réponse dans l'indice Dst*, comparativement à un MC non érodé, d'environ 30 %. Cela ramène la réponse géomagnétique à celle provenant d'un MC non érodé et non compressé. Ceci n'est cependant qu'une coïncidence provenant du choix des paramètres.

Bien que la structure du MC du 18-20 Octobre 1995 semble à première vue symétrique, nos analyses mettent en évidence qu'une portion significative de son flux magnétique est en réalité érodée. Il se trouve que le flux est aussi compressé à l'avant. Dans l'hypothèse où il aurait été compressé mais non érodé, ces analyses montrent que la réponse du Dst* aurait été environ 30% plus importante.

Toutefois, il est possible d'observer une réponse du Dst encore plus élevée avec d'autres conditions du vent solaire. En effet, le processus d'érosion est directement lié à l'orientation de l'IMF ambiant. Ainsi, si un MC similaire à celui étudié n'est pas érodé au cours de sa propagation, cela signifierait que l'IMF ambiant est dirigé vers le Sud et parallèle au champ magnétique à l'avant du MC majoritairement au cours de la propagation. La présence d'une gaine, contenant un champ magnétique orienté vers le Sud précédant ce MC, aurait alors augmenté la géo-efficacité du nuage.

5.5. Estimation de la dépendance radiale de l'érosion d'un MC

Dans les chapitres précédents, nous avons établi le lien entre la présence d'une signature de reconnexion à la frontière du MC et son érosion. Il reste maintenant à démontrer que les taux de reconnexion au cours de la propagation sont suffisamment importants pour mener à l'érosion de flux magnétique, dans les proportions observées, pour les événements précédemment cités.

5.5.1. Taux de reconnexion à 1 UA

Des mesures locales de taux de reconnexion ont été réalisées pour des jets de plasma liés à des signatures observées dans le vent solaire à 1 UA. Les études menées par Davis et al. [2006], Phan et al. [2006], et Wang et al. [2010], trouvent respectivement des taux de reconnexion de $0,02$, $0,03$ et $0,08\,mV/m$ pour des intensités de champ magnétique et des angles de cisaillement de $\sim 10\,nT/145°$,

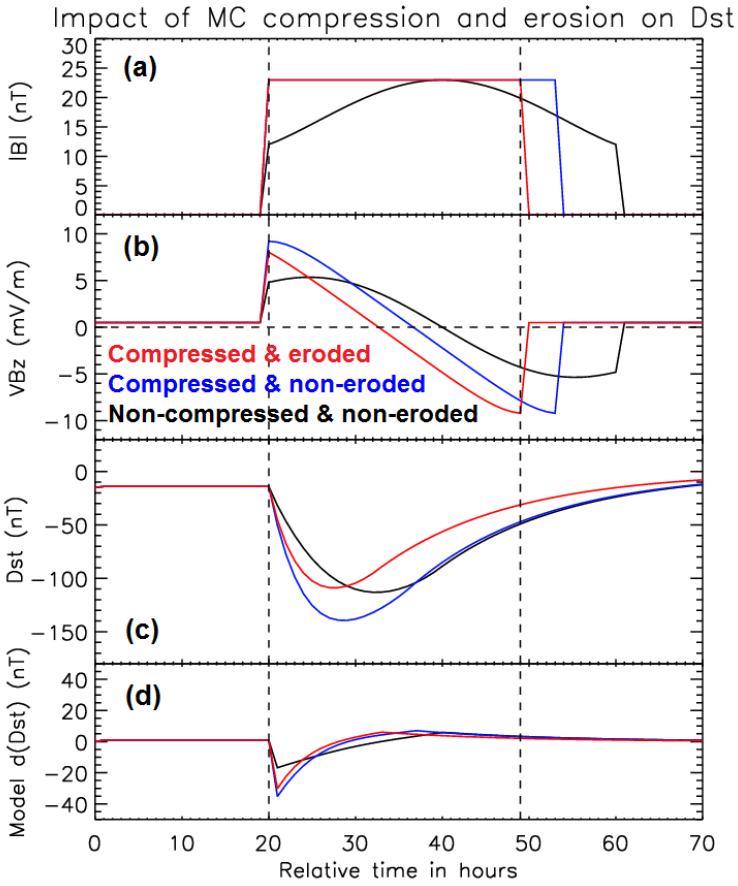


FIGURE 5.5.: Estimations des effets de la compression et de l'érosion sur l'intensité de l'orage magnétique, dont les paramètres sont basés sur le MC du 18-20 Octobre 1995. La vitesse du vent solaire est de 400 km/s et la pression P_{ram} choisie est de 1 nPa. Les courbes noires sont basées sur le modèle de base (champ sans force) avec $B_{max} = 23\,nT$, la durée du MC est 30 heures. Les lignes bleues correspondent à un modèle compressé, la ligne rouge à un modèle érodé (4 heures supprimées) et compressé. (a) Magnitude du champ magnétique ; (b) paramètre VB_z : champ électrique du vent solaire ; et (c et d) variation du Dst et de d(Dst)/dt.

11 $nT/140°$, 14 $nT/143°$. Les deux premiers événements mentionnés sont observés dans le vent solaire lent ; le dernier cas est observé à l'avant d'un MC et aussi caractérisé par une densité plus faible ($\sim 4-8\,cm^{-3}$ plutôt que $\sim 8-14\,cm^{-3}$). Ces propriétés sont donc compatibles avec les taux de reconnexion, dont l'intensité est proportionnelle à la vitesse d'Alfvén dans les régions proches du site de reconnexion, telles qu'elles sont suggérées théoriquement par Cassak et Shay [2007] ; Borovsky et Hesse [2007].

Il doit être noté que nous ne pouvons pas estimer le taux de reconnexion pour l'événement du 18-20 Octobre 1995 car le jet n'est pas suffisamment bien défini, comme nous l'expliquons précédemment.

Comme mentionné par McComas et al. [1988], l'orientation des lignes de champ à l'intérieur du MC n'est pas liée à l'orientation du champ magnétique du vent solaire ambiant. Ainsi, on peut supposer que durant la moitié du temps, les champs magnétiques de ces structures adjacentes sont antiparallèles. De plus, certains travaux mentionnent que la reconnexion magnétique est présente même pour des angles de cisaillement faibles [Gosling and Szabo, 2008 ; Phan et al., 2010]. Nous pouvons donc supposer que la reconnexion magnétique est susceptible d'avoir lieu environ la moitié du temps à l'avant du MC au

cours de sa propagation.

Pour des champs magnétiques de $10-14\,nT$ et un angle de cisaillement de 145°, les études précitées donnent un taux de reconnexion compris entre $0,02$ et $0,08\,mV/m$. Pour des champs magnétiques plus élevés, tels que supérieurs à $20\,nT$, comme observés à la frontière avant du MC du 18-20 Octobre 1995, un taux de reconnexion de l'ordre de $0,1\,mV/m$ est aisément attendu pour le même type d'angle de cisaillement. Compte tenu du fait que les champs magnétiques à l'avant des MCs sont souvent encore plus élevés, nous utilisons cette valeur de $0,1\,mV/m$ comme valeur moyenne du taux d'érosion à l'avant des MCs lorsque les champs magnétiques sont antiparallèles : c'est à dire pour la gamme d'angles de cisaillement [90°, 180°]. Par extension, dans l'hypothèse d'un champ magnétique antiparallèle seulement la moitié du temps, une valeur moyenne du taux de reconnexion de $0,05\,mV/m$ à l'avant des MCs à 1 UA est une estimation raisonnable ; et même conservatrice puisque que cette estimation suppose qu'il n'y a pas de reconnexion pour les faibles angles de cisaillement [0°, 90°].

Il est intéressant de comparer ce taux de reconnexion moyen estimé à ceux observés au niveau de la magnétopause terrestre. Les champs magnétiques sont, dans cette région, de près d'un ordre de grandeur plus élevé ($\sim 20\,nT$ à l'avant d'un MC et $\sim 100\,nT$ à la magnétopause), et les taux de reconnexion à la magnétopause terrestre excèdent facilement $1,0\,mV/m$ [Mozer et Retinò, 2007], soit également un ordre de grandeur plus élevé que les taux de reconnexion mesurés dans le vent solaire pour des angles de cisaillement comparables.

Dans le chapitre 3, pour l'événement du 19-20 Novembre 2007, nous avons calculé son temps de transit jusqu'à 1 UA et avons pu estimer un taux de reconnexion moyen au cours de la propagation de l'ordre de $0,12-0,22\,mV/m$. En utilisant la même méthode de calcul, on estime pour le MC du 18-20 octobre 1995 un taux moyen de reconnexion d'environ $0,3\,mV/m$. On rappelle que les taux estimés dans les événements étudiés par Dasso et al. [2006, 2007] sont de l'ordre de $0,45-0,51\,mV/m$.

Ainsi, les taux de reconnexion moyens qui sont requis au cours de la propagation sont environ 2 à 10 fois plus importants que ceux susceptibles de se produire à l'avant de MCs à 1 UA, c'est à dire en prenant la valeur moyenne de $0,05\,mV/m$ estimée dans le paragraphe précédent.

5.5.2. Profil radial de la vitesse d'Alfvén et taux de reconnexion moyen

Cependant, les vitesses d'Alfvén sont plus grandes dans les régions proches du Soleil (cf. par exemple Lavraud et Borovsky [2008]) et ainsi on peut s'attendre à ce que les taux de reconnexion varient en conséquence au cours de la propagation. Pour estimer cette variation, nous étudions l'évolution radiale de la vitesse d'Alfvén en nous basant sur des modèles analytiques. La plupart des modèles portant sur les variations du champ magnétique et de la densité – et donc de la vitesse d'Alfvén – en fonction de la distance héliosphérique sont de la forme : $< B >$ ou $< N >= aR^{-b}$ où R est la distance radiale, a la magnitude du champ magnétique ou la densité à 1 UA et l'exposant b représente le terme de décroissance dû à l'expansion tridimensionnelle du vent solaire. Nous choisissons d'utiliser trois modèles qui couvrent un large spectre de profils dans le but d'estimer les erreurs liées à l'utilisation de ces derniers.

Leitner et al. [2007] établissent un modèle basé sur des observations de MC réalisées à différentes distances héliosphériques. Ils ont au préalable listé les MCs observés dans la partie interne de l'héliosphère (de 0,3 à 1 UA en utilisant Helios 1 et 2, Wind, ISEEs) pour le cycle solaire 21. Cette liste a été complétée avec des MCs relevés par Voyager 1, 2 et Pionner (jusqu'à 8 UA). Il ont ensuite utilisé le

modèle de champ sans force [Lepping et al., 1990] pour obtenir les paramètres moyens (densité, température, β, magnitude du champ magnétique) de chaque MC. Dans ce modèle, les paramètres pour le champ magnétique et la densité valent respectivement : $a = 18,1\,nT$, $b = 1,64$, et $a = 7,24\,cm^{-3}$ et $b = 2,44$ (courbe noire, figure 5.6).

Notre but étant la comparaison des différents profils, nous nous basons sur une valeur identique du paramètre a à 1 UA dans les deux modèles suivant utilisés. Le second modèle provient des mesures du vent solaire classique. Il combine les résultats de Mariani et Neubauer [1990] pour le champ magnétique et Schwen [1990] pour la densité en utilisant les données HELIOS. Dans ce cas, la valeur de b est $1,56$ pour le champ magnétique (la valeur provenant de HELIOS 2 valant $1,84$ n'est pas utilisée car la courbe associée rentre dans le même intervalle que celles présentées dans la figure 7) et $b = 6.1$ pour la densité (courbe bleue, figure 5.6). Le dernier modèle provient de considérations purement théoriques de l'expansion du vent solaire : $b = 2,0$ pour la densité et la composante radiale du champ magnétique et $b = 1,0$ pour la composante B_y du champ magnétique [cf. Osherovich et al., 1993 ; Farrugia et al., 1993] (courbe rouge, figure 5.6).

Les profils de la magnitude du champ magnétique et de la vitesse d'Alfvén sont représentés par les courbes de couleurs dans les figures 5.6a et 5.6b, pour des distances allant de la surface solaire ($\sim 0,0046$ UA) à 1 UA. Il est maintenant bien connu que la vitesse d'Alfvén locale proche du site de reconnexion est l'ingrédient clef qui détermine le taux de reconnexion [cf. par exemple Cassak et Shay, 2007 ; Borovsky et Hesse, 2007]. Les profils de la figure 5.6b donnent donc une estimation qualitative du taux de reconnexion attendu, en supposant des valeurs de l'angle de cisaillement aléatoire à la frontière avant du MC et une vitesse constante entre le Soleil et la Terre. En faisant ces hypothèses, le taux moyen de reconnexion rencontré à l'avant du MC au cours de sa propagation est proportionnel à la vitesse d'Alfvén moyenne, représentée par les lignes pointillées de couleur, de valeurs constantes, pour chaque modèle dans la figure 5.6b. Elles sont environ 1,6 (courbe noire) à 3,5 fois (courbes rouges) plus élevées que les vitesses d'Alfvén à 1 UA pour chaque modèle. Ces chiffres sont d'un ordre comparable au facteur 2 à 10, qui représente la différence entre le taux de reconnexion moyen attendu à l'avant des MCs à 1 UA ($0,05\,mV/m$) et ceux requis pour éroder les MCs mentionnés précédemment ($0,12 - 0,51\,mV/m$) dans les mêmes proportions. Cette analyse met en évidence le fait que la vitesse d'Alfvén est plus importante proche du Soleil et, par la même, les taux de reconnexion permettant d'expliquer des taux d'érosion élevés à 1 UA. On peut de plus penser que, dans le cas de conditions de cisaillement magnétique, à l'interface entre le MC et le vent solaire, particulièrement favorables au processus de reconnexion au cours de la propagation du MC, l'érosion pourrait se faire dans des proportions bien plus importantes que celles relevées jusqu'à présent.

5.5.3. Profil radial du processus d'érosion

Finalement, nous cherchons à savoir dans quelle région l'érosion est susceptible de se produire dans des proportions importantes, dans un sens encore une fois statistique, et en supposant un angle de cisaillement aléatoire au cours de la propagation. La figure 5.6c montre les profils de la vitesse d'Aflvén cumulée jusqu'à 1 UA (normalisée) et en supposant un profil de vitesse constant. En faisant l'hypothèse que le taux de reconnexion est proportionnel à la vitesse d'Alfvén, ces courbes soulignent ainsi où l'érosion se produit le plus. On constate qu'entre 47 et 67 % de l'érosion (indiqué par les traits noirs) est susceptible de se produire entre le Soleil et l'orbite de Mercure.

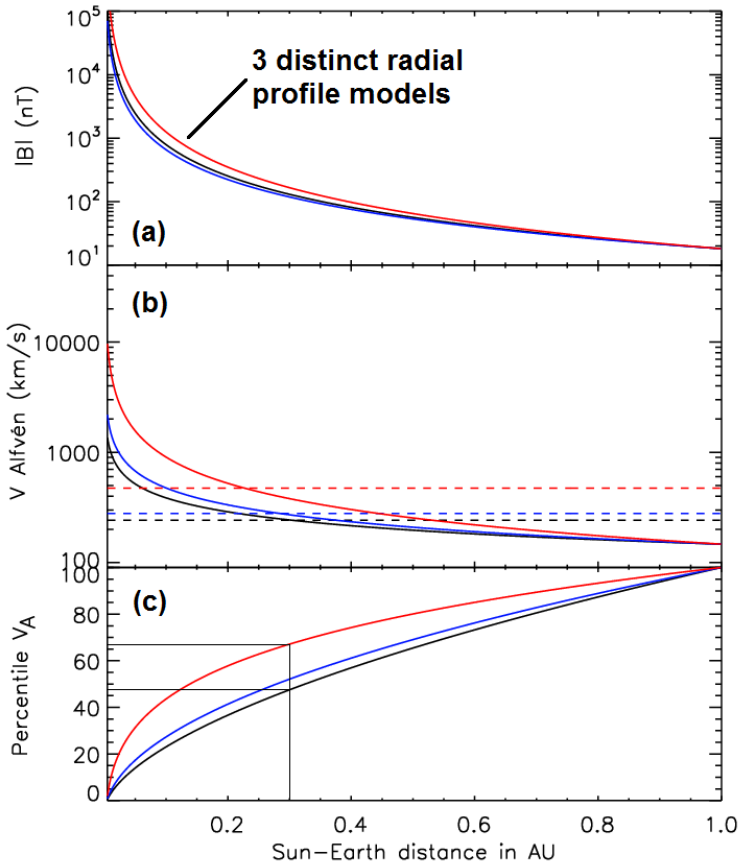


FIGURE 5.6.: (a) Profil radial de l'intensité du champ magnétique, (b) variation de la vitesse d'Alfvén, (c) distribution cumulée et normalisée de la vitesse d'Alfvén jusqu'à 1 UA dans l'héliosphère pour les trois modèles : noir, bleu, et rouge. La ligne en pointillée dans le panneau (b) montre la valeur moyenne de la vitesse d'Alfvén. Les traits fins dans le panneau (c) soulignent les valeurs prises à l'intérieur de l'orbite de Mercure.

5.6. Discussion des limitations

Tout d'abord, il faut rappeler que les estimations de l'érosion du flux sont réalisées en utilisant la méthode directe de Dasso et al. [2006], basée sur l'asymétrie du flux azimutal. Ce calcul dépend des méthodes utilisées (MVA ou FRF), qui sont connues toutes deux pour avoir des déficiences. Par exemple, ces résultats dépendent du paramètre d'impact [Gulisano et al., 2007], de la traversée ou non par les jambes [Owens et al., 2012], ou bien des fluctuations magnétiques à l'intérieur du MC. Il peut être noté que pour le nuage magnétique étudié dans ce chapitre, le paramètre d'impact estimé est faible (-0,07).

La justesse du modèle de l'indice Dst peut être aussi questionnée. Il est valide pour les orages magnétiques dont le Dst est en deçà de $-150\,nT$; ce modèle est aussi semi empirique et donc affecté par des incertitudes statistiques. On peut s'attendre, tout de même, à ce que le processus d'érosion ait un impact du même ordre que celui observé si on réalisait une étude statistique. De toute manière, il ne fait aucun doute qu'un MC possédant un flux magnétique réduit en raison de l'érosion et orienté vers le Sud, sera moins géo-efficace. Ce résultat est indépendant des modèles de l'indice Dst utilisés.

Le processus d'érosion est dépendant de l'angle de cisaillement magnétique à la frontière avant du

MC au cours de sa propagation, et en conséquence de l'orientation de l'IMF dans le vent solaire à l'avant du MC. Cette orientation est difficile à prédire et ce même en utilisant des modèles de reconstruction du champ magnétique coronal. L'orientation est aussi fortement affectée par des effets de compression, des ondes d'Alfvén, ou encore la présence de turbulence à toutes les échelles [cf. par exemple Borovsky, 2008]. Nous n'avons pas connaissance d'une méthode simple pour estimer la distribution de l'angle de cisaillement magnétique à la frontière avant au cours de sa propagation.

Enfin, les valeurs de la vitesse d'Alfvén, extrapolées proches du Soleil (entre 1000 et 10000 km/s) dans le figure 5.6, sont du même ordre de grandeur que celles estimées dans différents modèles de profils de la vitesse d'Alfvén au niveau de la couronne solaire, qui sont de l'ordre de 1000-5000 km/s [cf. Evans et al., 2008]. L'extrapolation provenant de Leitner et al. [2007] (ligne noire dans la figure 7b) est plutôt basse pour des régions actives dans la basse couronne ; le modèle du vent solaire (ligne rouge) semble lui surestimer le champ magnétique. L'utilisation de ces trois modèles permet d'avoir une gamme de profils suffisamment large pour obtenir une idée des variations potentielles.

5.7. Conclusion

A travers cette étude, basée sur des modèles relativement simples, nous avons mis en évidence la relation entre géo-efficacité du MC et évolution radiale du processus d'érosion par reconnexion magnétique. Les différents apports peuvent être résumés de la manière suivante :

- Le processus d'érosion à l'avant du MC du 18 Octobre 1995 a diminué sa géo-efficacité d'environ 27%.
- L'étude paramétrique a mis en évidence que l'impact de l'érosion sur la géo-efficacité peut être, dans des cas extrêmes, beaucoup plus important.
- Nous avons aussi souligné que dans des conditions favorables (par exemple avec des champs magnétiques contenus dans la gaine et dans le MC parallèles au cours de la propagation), une forte compression associée à une absence d'érosion augmentent la géo-efficacité des MCs.
- En modélisant le profil radial de la vitesse d'Alfvén du Soleil à 1 UA, les taux moyens de reconnexion au cours de la propagation sont estimés 1,6 à 3,5 fois plus grands que ceux mesurés dans le vent solaire à 1 UA. Ces résultats sont en accord avec les taux de reconnexion estimés pour l'érosion des MCs puisque, pour ces derniers, la vitesse d'Alfvén associée est plus élevée.
- Nos calculent suggèrent aussi qu'une fraction significative ($\sim$ 50%) de l'érosion se produirait à l'intérieur de l'orbite de Mercure.

En outre, dans le chapitre précédent, nous avons observé que la proportion de MCs érodés à la frontière avant ou arrière est la même (MCs examinés au cours de la période 1995-2008). Nous n'avons pas pu établir de corrélation claire entre le taux de flux magnétique érodé et les paramètres du MC ou du vent solaire à 1 UA. Ces résultats suggèrent également que le processus d'érosion est dominant à l'intérieur de l'orbite de Mercure. Ainsi les futurs missions héliosphériques telles que Solar Orbiter, Bepi Colombo ou Solar Orbiter, seront très adaptées à l'étude de l'érosion.

CONCLUSION ET PERSPECTIVES

Les éjections de masse coronale ou nuages magnétiques, éléments centraux des relations Soleil-Terre, peuvent perturber considérablement l'environnement magnétique de la Terre. Depuis les années 80, de nombreuses études sont menées dans le but de caractériser au mieux ces objets interplanétaires. Bien qu'ils soient assimilés à des structures magnétiques hélicoïdales et donc aisément modélisables, les MCs (pour "Magnetic Clouds") interagissent avec le milieu interplanétaire et peuvent être déformés, accélérés/décélérés ou encore défléchis, au cours de leur propagation. En outre, ces structures magnétiques interagissent directement avec le vent solaire ambiant, et leur intégrité physique peut s'en trouver modifiée. L'étude du processus d'érosion des MCs par reconnexion magnétique a constitué le cœur de cette thèse.

Pour tenter d'analyser au mieux ce processus, nous avons réalisé des études de cas et une étude statistique. Différentes méthodes sont utilisées ; en particulier la modélisation des MCs par un champ sans force ou la méthode de reconstruction magnétique de Grad-Shafranov. Ces études ont reposé sur l'analyse d'observations multi-satellites : STEREO (A,B), ACE, WIND, THEMIS.

Ce travail de thèse a consisté, tout d'abord, à mettre en évidence le processus d'érosion en combinant plusieurs méthodes et signatures et des observations multi-satellites, pour un événement observé le 19-20 Novembre 2007. Nous avons, en premier lieu, analysé la variation du flux azimutal du MC par la méthode directe de Dasso et al. [2006]. Cette méthode nous a permis d'estimer qu'environ 44% du flux azimutal de ce MC était érodé. Il a été nécessaire de s'assurer de la bonne détermination de l'axe du nuage, paramètre essentiel dans le calcul de la composante magnétique $B_{y,cloud}$. Cela est réalisé, d'une part, en combinant deux méthodes : l'analyse de variance minimum et l'ajustement de données magnétiques avec un modèle de champ sans force et, d'autre part, en réalisant une étude paramétrique. De plus, nous avons bien observé des signatures de reconnexion magnétique à la frontière avant du MC, preuve d'une modification topologique à l'avant du nuage. Cette modification topologique à l'avant du MC a des répercussions à grande échelle et de telle sorte que les lignes de champ magnétique, qui sont situées dans la région arrière du MC, changent également de connectivité. Cette implication est testée par l'analyse de la distribution en angle d'attaque des électrons suprathermiques dans cette région. Elles semblent indiquer une connectivité différente de ces lignes de champ, comparée à celles du cœur du MC.

Dans une seconde partie, nous avons mené une étude statistique dans le but d'estimer l'importance du processus d'érosion. Les données WIND ont été utilisées pour analyser les MCs observés au cours de la période de 1995 à 2008. Il a fallu déterminer les frontières en les examinant une par une et procéder à une classification des MCs en fonction de la précision du positionnement des frontières. Après cela, nous avons effectué une sélection rigoureuse d'événements dont la fiabilité des résultats est élevée. Il est apparu que la proportion de nuages érodés à l'avant et à l'arrière est similaire et, en moyenne, 45% du flux total des MCs est érodé. Ceci signifie donc que la reconnexion magnétique est un processus fréquent à l'avant comme à l'arrière du MC. Cela est corroboré par la fréquence élevée de l'observation locale de signatures de reconnexion magnétique à l'avant et à l'arrière (environ 31% de signatures observées aux frontières). Enfin, nous avons tenté de déterminer des corrélations entre les propriétés des MCs et du vent solaire ambiant et le taux de flux azimutal érodé. Nous n'en avons pas observées : ceci peut être dû à la taille des échantillons, ou bien au fait que les vitesses relevées à 1 UA ne sont pas représentatives des variations ayant eu lieu au cours de la propagation du MC, dans le milieu interplanétaire.

Enfin, nous nous sommes intéressés à l'influence de l'érosion sur la géo-efficacité des MCs, ainsi qu'à la variation du taux de reconnexion au cours de leur propagation. Une étude de cas, concernant un MC observé le 18 Octobre 1995, a été réalisée et nous avons pu mettre en évidence que sa géo-efficacité avait diminué d'environ 27% en raison de l'érosion d'une partie significative du flux magnétique dirigé vers le Sud à l'avant de celui-ci. Toutefois, nous avons mené une étude paramétrique qui montre que l'impact aurait pu être bien plus important avec des conditions différentes du milieu interplanétaire (orientation des lignes de champ, compression aux frontières,...). Enfin, nous avons modélisé le profil radial de la vitesse d'Alfvén, du Soleil à 1 UA, et déduit que les taux de reconnexion sont similaires à ceux estimés dans l'érosion des nuages. Une fraction importante de l'érosion (45-65%), selon ces modèles, semblerait se produire à l'intérieur de l'orbite de Mercure.

Les perspectives envisageables sont nombreuses.

En premier lieu, et comme indiqué précédemment, ces études semblent indiquer que l'érosion des MCs se produit majoritairement à l'intérieur de l'orbite de Mercure, ce qui peut expliquer le manque de corrélations observées dans notre étude statistique. Ainsi, les futures missions héliosphèriques, comme Solar Orbiter, Solar Probe Plus ou Bepi Colombo, seront plus adaptées à l'étude de ce processus d'érosion.

De plus, il serait intéressant d'étudier plus précisément les processus physiques se déroulant au niveau des frontières des MCs. Nous avons mis en évidence la fréquence d'observation importante des signatures de reconnexion magnétique à ces frontières. Cependant, au cours de notre étude, l'existence de différents types de frontières a été relevée ; certains avec des jets de plasma de taille réduite ou inexistants, d'autres possédant des propriétés très différentes de l'intérieur du MC et du vent solaire adjacent, ou encore des frontières parfois très asymétriques (avec des tests de Walén inattendus). L'origine de ces différentes signatures n'est pas évidente et n'est pas aisément comparable au cas, plus connu, de la magnétopause terrestre.

Nous avons également utilisé la méthode de reconstruction magnétique de Grad-Shafranov pour

analyser dans quelle mesure la section transversale des MCs est affectée par le choix des frontières. Il est apparu une sensibilité importante de la méthode par rapport à la définition des frontières, qui nécessitera des travaux futurs plus approfondis afin de déterminer son utilité dans notre contexte d'étude de l'érosion.

Pour terminer, rappelons qu'il est important de caractériser au mieux les nuages magnétiques, mais aussi de prédire leurs conséquences électromagnétiques dans l'environnement terrestre. L'érosion des MCs, de par les modifications à grande échelle entrainées, doit être prise en compte dans l'élaboration de modèles propres à la météorologie de l'espace.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Acuña, M. H., D. Curtis, J. L. Scheifele, C. T. Russell, P. Schroeder, A. Szabo, J. G. Luhmann (2008), The STEREO/IMPACT Magnetic Field Experiment, Space Science Reviews, 136, 203-226, doi :10.1007/s11214-007-9259-2.

[2] Akasofu, S.-I. (1981), Energy coupling between the solar wind and the magnetosphere, Space Science Reviews, 28, 121-190., doi : 10.1007/BF00218810.

[3] Andrews M. D. (2003), A search for CMEs associated with big flares, Solar Physics, 218, 261-279.

[4] Alfvén, H. (1977), Electric currents in cosmic plasmas, Rev. Geophys., 15(3), 271-284, doi :10.1029/RG015i003p00271

[5] Al-Haddad, N., I. Roussev, et al. (2011), On the Internal Structure of the Magnetic Field in Magnetic Clouds and Interplanetary Coronal Mass Ejections : Writhe versus Twist, The Astrophysical Journal, 18, 2-7, doi :10.1088/2041-8205/738/2/L18.

[6] Burch L. J., Angelopoulos V. (2009), The Themis Mission, Springer, 2009.

[7] Antiochos, S.K., DeVore, C.R. and Klimchuk, J.A. (1999), A Model for Solar Coronal Mass Ejections, Astrophys. J., 510, 485–493.

[8] Auster, H. U., K. H. Glassmeier, W. Magnes, O. Aydogar, W. Baumjohann, D. Constantinescu, D. Fischer, et al. (2008), The THEMIS Fluxgate Magnetometer, Space Science Reviews, 141, 235-264, doi :10.1007/s11214-008-9365-9.

[9] Aschwanden M., Physics of the solar Corona, Springer, 2006.

[10] Baumjohann W., Treumann R. A., Basic Space Plasma Physics, Imperial College Press, 1997.

[11] Belcher, J.W., Davis, L., Jr. (1971), Large-amplitude Alfvén waves in the interplanetary medium, 2. J. Geophys. Res. 76, 3534. Borovsky, J. E., and M. H. Denton (2006), Differences between CME-driven storms and CIR-driven storms, J. Geophys. Res., 111, A07S08, doi :10.1029/2005JA011447.

[12] Borovsky, J. E., and M. Hesse (2007), The reconnection of magnetic fields between plasmas with different densities : Scaling relations, Phys. Plasmas, 14, 102309, doi :10.1063/1.2772619.

[13] Bothmer V., and Schwenn R. (1998), The structure and origin of magnetic clouds in the solar wind, Annales Geophysicae, 16(1), 1-24, doi :10.1007/s00585-997-0001-x.

[14] Burlaga, L. F. (1974), Interplanetary stream interfaces, J. Geophys. Res., 79(25), 3717–3725.

[15] Burlaga, L.F., E. Sittler, F. Mariani, and R. Schwenn (1981), Magnetic loop behind an interplanetary shock : Voyager, Helios, and IMP 8 observations, J. Geophys. Res., 86(A8), 6673–6684, doi :10.1029/JA086iA08p06673.

[16] Burlaga, L. F., K. W. Behannon, and L. Klein (1987), Compound Streams, Magnetic Clouds and Major Geomagnetic Storms, J. Geophys. Res., 92(A6), 5725-5734, doi :10.1029/JA092iA06p05725.

[17] Burlaga, L. F. (1988), Magnetic Clouds and Force-Free Fields with Constant Alpha, J. Geophys. Res., 93(A7), 7217–7224, doi :10.1029/JA093iA07p07217.

[18] Burton, R. K., R. L. McPherron, and C. T. Russell (1975), An empirical relationship between interplanetary conditions and Dst, J. Geophys. Res., 80(31), 4204-4214.

[19] Cane, H. V., and I. G. Richardson (2003), Interplanetary coronal mass ejections in the near-Earth solar wind during 1996-2002, J. Geophys. Res., 108, 1156, doi :10.1029/2002JA009817, A4.

[20] Cargill, P. J., and J. M. Schmidt (2002), Modelling interplanetary CMEs using magnetohydrodynamic simulations, Ann. Geophys., 20, 879–890.

[21] Cassak, P. A., and M. A. Shay (2007), Scaling of asymmetric magnetic reconnection : General theory and collisional simulations, Phys. Plasmas, 14, 102114, doi :10.1063/1.2795630. Chen, P.F. (2008), Initiation and propagation of coronal mass ejections, J. Astrophys. Astron., 29, 179-186.

[22] Chen, P. (2008), Initiation and propagation of coronal mass ejections, J. Astrophys. Astron., 29, 179–186.

[23] Chen, P. (2011), Coronal Mass Ejections : Models and Their Observational Basis, Living Rev. Solar Phys., 8, 1.

[24] Crooker, N. U. (2004), Heliospheric plasma sheets, J. Geophys. Res., 109(A3), 1-9, doi :10.1029/2003JA010170.

[25] Davis, M. S., T. D. Phan, J. T. Gosling, and R. M. Skoug (2006), Detection of oppositely directed reconnection jets in a solar wind current sheet, Geophys. Res. Lett., 33, L19102, doi :10.1029/2006GL026735.

[26] Dasso, S., C. H. Mandrini, 5. Démoulin, M. L. Luoni (2006), A new model-independent method to compute magnetic helicity in magnetic clouds, Astronomy and Astrophysics, 455, 349-359, doi :10.1051/0004-6361 :20064806.

[27] Dasso S., Nakwacki M.S., Demoulin P., Mandrini C.H. (2007), Progressive transformation of a flux rope to an ICME, Solar Physics, 244, 1-2, 115-137, doi : 10.1007/s11207-007-9034-2, 2007. Davis, M. S., T. D. Phan, J. T. Gosling, and R. M. Skoug (2006), Detection of oppositely directed reconnection jets in a solar wind current sheet, Geophys. Res. Lett., 33, L19102, doi :10.1029/2006GL026735.

[28] Démoulin, P. (2008), A review of the quantitative links between CMEs and magnetic clouds, Annales Geophysicae, 3113-3125

[29] Démoulin, P., and S. Dasso (2009), Magnetic cloud models with bent and oblate cross-section boundaries, Astronomy and Astrophysics, 507(2), 969-980, doi :10.1051/0004-6361/200912645.

[30] Démoulin, P. (2010), Interaction of ICMEs with the Solar Wind, AIP Conference Proceedings, Volume 1216, pp. 329-334

[31] Dendy R.O., Plasma Physics : An introductory Course, Cambridge University Press, 1995

[32] Dungey, J. W. (1961), Interplanetary magnetic field and the auroral zones, Phys. Rev. Lett., 6, 47-48, doi :10.1103/PhysRevLett.6.47.

[33] Driesman A, Hynes S., Cancro G. (2007), The STEREO Observatory, Space Science Reviews, 136, 1-4.

[34] Eckart E. (2006), Kinetic Physics of the Solar Corona and Solar Wind, Living Review Solar Physics, 3,1.

[35] Eriksson, S., et al. (2009), Asymmetric shear flow effects on magnetic field configuration within oppositely directed solar wind reconnection exhausts, J. Geophys. Res., 114, A07103, doi :10.1029/2008JA013990.

[36] Farrugia, C., I. Richardson, L. Burlaga, R. Lepping, and V. Osherovich (1993), Simultaneous observations of solar MeV particles in a magnetic cloud and in the Earth's northern tail lobe : implications for the global field line topology of magnetic clouds and for the entry of solar particles into the magnetosphere during cloud passage, J. Geophys. Res., 98(A9), 15497–15.

[37] Farrugia, C. J., V. A. Osherovich, and L. F. Burlaga (1995), Magnetic flux rope versus the spheromak as models for interplanetary magnetic clouds, J. Geoophys. Res., 100, 12,293-12,306.

[38] Farrugia, C. J., L. F. Burlaga, and R. P. Lepping, (1997), Magnetic Clouds and the Quiet-storm Effect at Earth, in : Magnetic Storms, Geo- R. P. Lepping et al. : A summary of WIND magnetic clouds for years 1995–2003 phys. Monogr. Ser., 98, edited by : B. T. Tsurutani, W. D. Gonzales, and Y. Kamide, AGU,Washington, D.C.

[39] Farrugia, C., B. Vasquez, I. Richardson, et al. (2001), A reconnection layer associated with a magnetic cloud, Adv. Space Res., 28(5), 759-764.

[40] Farrugia, C. J., D. B. Berdichevsky, C. Möstl, A. B. Galvin, M. Leitner, M. A. Popecki, K. D. C. Simunac, et al. (2011), Multiple, distant (40°) in situ observations of a magnetic cloud and a corotating interaction region complex, Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics, 73, 1254-1269, doi :10.1016/j.jastp.2010.09.011.

[41] Feldman, W.C., Asbridge, J.R., Bame, S.J., Montgomery, M.D., Gary, S.P. (1975), Solar wind electrons, J. Geophys. Res., 80, 4181–4196

[42] Fenrich, F. R., and J. G. Luhmann (1998), Geomagnetic response to magnetic clouds of different polarity, Geophys. Res. Lett., 25(15), 2999-3002.

[43] Foullon, C., C. J. Owen, S. Dasso, L. M. Green, I. Dandouras, H. a. Elliott, a. N. Fazakerley, Y. V. Bogdanova, and N. U. Crooker (2007), Multi-Spacecraft Study of the 21 January 2005 ICME, Solar Physics, 244(1-2), 139-165, doi :10.1007/s11207-007-0355-y.

[44] Foullon, C. et al. (2009), The Apparent Layered Structure of the Heliospheric Current Sheet : Multi-Spacecraft Observations, Solar Physics, 259(1-2), 389-416, doi :10.1007/s11207-009-9452-4.

[45] Fujimoto, M., W. Baumjohann, K. Kabin, R. Nakamura, J. A. Slavin, N. Terada and L. Zelenyi (2007), Hermean magnetosphere-solar wind interaction, Space Sci. Rev., 132, 2-4, 529-550, doi : 10.1007/s11214-007-9245-8.

[46] Gallagher, P.T. (2000), Optical and EUV Observations of the Solar Atmosphere. Ph.D. thesis, The Queen's University of Belfast and the Rutherford Appleton Laboratory.

[47] Galvin, A. B. et al. (2008), The Plasma and Suprathermal Ion Composition (PLASTIC) Investigation on the STEREO Observatories, Space Science Reviews, 136(1-4), 437-486, doi :10.1007/s11214-007-9296-x.

[48] Gonzalez, W.D and Tsurutani, B.T. (1987), Planetary Space Science, 35, 1101.

[49] Goldstein, H. (1983), On the field configuration in magnetic clouds, in Solar Wind Five, edited by Neugebauer, M., NASA Conf. Publ., CP-2280, 731–733.

[50] Gonzalez, W. D., and B. T. Tsurutani (1987), Criteria of interplanetary parameters causing intense magnetic storms (Dst $<$ 100nT), Planet. Space Sci., 35, 1101.

[51] Goossens M., ed. (2003), An introduction to plasma astrophysics and magnetohydrodynamics, vol. 294 of Astrophysics and Space Science Library.

[52] Gopalswamy, N. (2004), A Global Picture of CMEs in the Inner Heliosphere (2004), In G. Poletto & S. T. Suess, ed., The Sun and the Heliosphere as an Integrated System, vol. 317 of Astrophysics and Space Science Library

[53] Gopalswamy, N., S. Yashiro, and S. Akiyama (2007), Geoeffectiveness of halo coronal mass ejections, J. Geophys. Res., 112, A06112, doi :10.1029/2006JA012149.

[54] Gosling, J. T., D. Baker, S. Bame, W. Feldman, R. Zwickl, E. Smith (1987), Bidirectional Solar Wind Electron Heat Flux Events, J. Geophys. Res., 92(A8), 8519-8535, doi :10.1029/JA092iA08p08519.

[55] Gosling, J. T. (1990), Coronal mass ejections and magnetic flux ropes in interplanetary space, in Physics of Magnetic Flux Ropes, Geophys. Monogr. Ser., vol. 58, edited by C. T. Russell, E. R. Priest, and L. C. Lee, pp. 343-364, AGU, Washington, D. C.

[56] Gosling, J. T. (1993), The Solar Flare Myth, J. Geophys. Res., 98(A11), 18,937-18,949, doi :10.1029/93JA01896.

[57] Gosling, J. T., R. Skoug, W. Feldman, D. McComas (2002), Symmetric suprathermal electron depletions on closed field lines in the solar wind, Geophys. Res. Lett., 29(12), 1573, doi :10.1029/2001GL013949.

[58] Gosling, J. T., R. M. Skoug, D. J. McComas, and C. W. Smith (2005a), Direct evidence for magnetic reconnection in the solar wind near 1 AU, J. Geophys. Res., 110, A01107, doi :10.1029/2004JA010809.

[59] Gosling, J. T., R. M. Skoug, D. J. McComas, and C. W. Smith (2005b), Magnetic disconnection from the Sun : Observations of a reconnection exhaust in the solar wind at the heliospheric current sheet, Geophys. Res. Lett., 32, L05105, doi :10.1029/2005GL022406.

[60] Gosling, J. T., S. Eriksson, R. Schwenn (2006a), Petschek-type magnetic reconnection exhausts in the solar wind well inside 1 AU : Helios, J. Geophys. Res., 111, A10102, doi :10.1029/2006JA011863.

[61] Gosling, J. T., D. J. McComas, R. M. Skoug, and C. W. Smith (2006b), Magnetic reconnection at the heliospheric current sheet and the formation of closed magnetic field lines in the solar wind, Geophys. Res. Lett., 33, L17102, doi :10.1029/2006GL027188.

[62] Gosling, J. T., S. Eriksson, L. M. Blush, T. D. Phan, J. G. Luhmann, D. J. McComas, R. M. Skoug, M. H. Acuña, C. T. Russell, and K. D. Simunac (2007), Five spacecraft observations of oppositely directed exhaust jets from a magnetic reconnection X-line extending $> 4.26 \times 106$ km in the solar wind at 1 AU, Geophys. Res. Lett., 34, L20108, doi :10.1029/2007GL031492.

[63] Gosling, J. T., A. Szabo, (2008), Bifurcated current sheets produced by magnetic reconnection in the solar wind, J. Geophys. Res., 113, A10103, doi :10.1029/2008JA013473.

[64] Gulisano, A., S. Dasso, C. Mandrini, P. Démoulin (2007), Estimation of the bias of the Minimum Variance technique in the determination of magnetic clouds global quantities and orientation, Advances in Space Research, 40, 1881-1890, doi :10.1016/j.asr.2007.09.001.

[65] J.T. Gosling, in Twelfth International Solar Wind Conference, ed. by M. Maksimovic et al. AIP Conf. Proc., vol. 1216 (AIP, New York, 2010), p. 188

[66] Gulisano, A.M., Démoulin, P., Dasso, S., Ruiz, M.E., Marsch, E (2010), Global and local expansion of magnetic clouds in the inner heliosphere, A&A, 509, A39. Hale, G.E., Ellerman, F., Nicholson, S.B. and Joy, A.H., 1919, The Magnetic Polarity of Sun-Spots, Astrophys. J., 49, 153-178.

[67] Gulisano A.M., Démoulin P., Dasso S., Rodriguez L. (2012), Expansion of magnetic clouds in the outer heliosphere, Astron. and AstroPhys., 543, id.A107

[68] Hidalgo, Nieves-Chinchilla, et Cid (2002), Elliptical cross-section model for the magnetic topology of magnetic cloud, Geophys. Res. Lett. vol. 29, n°13,1367.

[69] Hidalgo, M. a. (2003), A study of the expansion and distortion of the cross section of magnetic clouds in the interplanetary medium, Journal of Geophysical Research, 108(A8), doi :10.1029/2002JA009818.

[70] Hirshberg, J., Bame, S.J., Robbins, D.E.(1972), Solar flares and solar wind helium enrichments : July 1965 1967, Solar Phys. 23, 467.

[71] Hoffman, F. de, and E. Teller, Magnetohydrodynamics shocks (1950), Phys. Rev., 80, 692

[72] Howard, T. A., and S. J. Tappin (2009), Interplanetary Coronal Mass Ejections Observed in the Heliosphere : 3. Physical Implications, Space Science Reviews, 147(1-2), 89-110, doi :10.1007/s11214-009-9577-7.

[73] Hale, G.E., Ellerman, F., Nicholson, S.B. and Joy, A.H. (1919), The Magnetic Polarity of Sun-Spots, Astrophys. J., 49, 153–178

[74] Hau, L.-N., and B. U. Ö. Sonnerup (1999), Two-dimensional coherent structures in the magnetopause : Recovery of static equilibria from single- spacecraft data, J. Geophys. Res., 104, 6899-6917.

[75] Howard, R.A., Sheeley, N.R., Jr., Michels, D.J. & Koomen, M.J. (1985), Coronal mass ejections - 1979-1981, Journal of Geophysical Research, 90, 8173

[76] Hu, Q., and B. U. Ö. Sonnerup (2000), Magnetopause transects from two spacecraft : A comparison, Geophys. Res. Lett., 27, 1443-446.

[77] Hu, Q., and B. U. Ö. Sonnerup (2001), Reconstruction of magnetic flux ropes in the solar wind, Geophys. Res. Lett., 28, 467-470.

[78] Hu, Q., and B. U. Ö, Sonnerup (2002), Reconstruction of magnetic clouds in the solar wind : Orientation and configuration, J. Geophys. Res., 107(A7), 1142, doi :10.1029/2001JA000293.

[79] Hu, Q., C. W. Smith, N. F. Ness, and R. M. Skoug (2003), Double fluxrope magnetic cloud in the solar wind at 1 AU, Geophys. Res. Lett., 30(7), 1385, doi :10.1029/2002GL016653.

[80] Hudson, P. D. (1970), Discontinuities in an anisotropic plasma and their identification in the solar wind, Planet. Space Sci., 19, 1161.

[81] Huttunen, K. E. J., S. D. Bale, and C. Salem (2008), Wind observations of low energy particles within a solar wind reconnection region, Ann. Geophys, 26, 2701-2710.

[82] Ivanov, K. G., and A. F. Harshiladze (1985), Interplanetary hydromagnetic clouds as flare-generated spheromaks, Sol. Phys., 98, 379-386, 1985.

[83] Janvier, M. P. Démoulin and S. Dasso, Global axis shape of magnetic clouds deduced from the distribution of their local axis orientation, A&A 556 A50 (2013), DOI : http ://dx.doi.org/10.1051/0004-6361/201321442.

[84] Jian L., Russel C. T., Luhmann J. G., Skoug R. M. (2006), Properties of Interplanetary Coronal Mass Ejections at One AU During 1995-2004, Solar Physics, 239, 1-2.

[85] Kaiser, M. L., T. A. Kucera, J. M. Davila, O. C. St. Cyr, M. Guhathakurta, E. Christian (2008), The STEREO Mission : An Introduction, Space Science Reviews, 136(1-4), 5-16, doi :10.1007/s11214-007-9277-0.

[86] Kawano, H., T. Higuchi (1995), The bootstrap method in space physics : Error estimation for the minimun variance analysis, Geophys. Res. Lett., 22(3), 307–310, doi :10.1029/94GL02969.

[87] Khrabrov, A. V., and B. U. O. Sonnerup (1998), DeHoffmann-Teller analysis, in Analysis Methods for Multi-Spacecraft Data, edited by G. Paschmann and P. W. Daly, chap. 9, pp. 221-248, Int. Space Sci.

[88] Klein, L. W., and L. F. Burlaga (1982), Interplanetary magnetic clouds at 1 AU, J. Geophys. Res., 87(A2), 613-624, doi :10.1029/JA087iA02p00613.

[89] Kilpua E. K. J., P. C. Liewer, C. Farrugia, J. G. Luhmann, C. Möstl, Y. Li, Y. Liu, B. J. Lynch, et al. (2009), Multispacecraft Observations of Magnetic Clouds and Their Solar Origins between 19 and 23 May 2007, Sol. Phys.

[90] Kilpua, E. K. J., L. K. Jian, Y. Li, J. G. Luhmann, and C. T. Russell (2011), Multipoint ICME encounters : Pre-STEREO and STEREO observations, Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics, 73, 1228-1241, doi :10.1016/j.jastp.2010.10.012.

[91] Kivelson M. G., Russel C. T., Introduction to space physics, Cambridge University Press, 1995

[92] Lavraud, B., and J. E. Borovsky (2008), Altered solar wind-magnetosphere interaction at low Mach numbers : Coronal mass ejections, J. Geophys. Res., 113, A00B08, doi :10.1029/2008JA013192.

[93] Lavraud, B., J. T. Gosling, A. P. Rouillard, A. Fedorov, A. Opitz, J.-A. Sauvaud, C. Foulllon, I. Dandouras, V. Génot, C. Jacquey, P. Louarn, C. Mazelle, E. Penou, T. D. Phan, D. Larson, J. G. Luhmann, P. Schroeder, R. M. Skoug, J. T. Steinberg and C. T. Russell (2009), Observation of a complex solar wind reconnection exhaust from spacecraft separated by over 1800 RE, Solar Phys., 256, No. 1-2, p. 379-392, doi :10.1007/s11207-009-9341-x.

[94] Lavraud, B., A. Opitz, J. T. Gosling, A. P. Rouillard, K. Meziane, J.-A. Sauvaud, A. Fedorov, I. Dandouras, V. Génot, C. Jacquey, P. Louarn, C. Mazelle, E. Penou, D. E. Larson, J. G. Luhmann, P. Schroeder, L. Jian, C. T. Russell, C. Foullon, R. M. Skoug, J. T. Steinberg, K. D. Simunac, and A. B. Galvin (2010), Statistics of counter-streaming solar wind suprathermal electrons at solar minimum : STEREO observations, Ann. Geophys., 28, 233-246.

[95] Lavraud, B., M. J. Owens, and A. P. Rouillard (2011), In situ signatures of interchange reconnection between magnetic clouds and open magnetic fields : A mechanism for the erosion of polar coronal holes ?, Solar Phys., 270(1), 285-296, doi :10.1007/s11207-011-9717-6.

[96] Lee L.C., Lin Y., Choe G.S. (1996), Generation of rotational discontinuities by magnetic reconnection associated with microflares, Solar Physics, 163 :335-359

[97] Lepping, R. P., J. A. Jones, L. F. Burlaga (1990), Magnetic Field Structure of Interplanetary Magnetic Clouds at 1 AU, J. Geophys. Res., 95(A8), 11,957-11,965, doi :10.1029/JA095iA08p11957.

[98] Lepping, R.P., et al. (1995), The wind magnetic field investigation, Space Sci. Rev,71, 207-229.

[99] Lepping, R. P., C.-C. Wu, and D. B. Berdichevsky (2005), Automated Identification of Magnetic Clouds and Cloud-like Regions at 1 AU : Occurrence Rate and Other Properties, Ann. Geophysicae, 23, 2687-2704.

[100] Lepping, R. P., D. B. Berdichevsky, C.-C. Wu, A. Szabo, T. Narock, F. Mariani, A. J. Lazarus, and A. J. Quivers (2006), A Summary of WIND Magnetic Clouds for the Years 1995 - 2003 : Model-Fitted Parameters, Associated Errors, and classifications, Annales Geophysicae, 24(no. 1), 215-245.

[101] Leitner, M., C. J. Farrugia, C. Möstl, K. W. Ogilvie, A. B. Galvin, R. Schwenn, and H. K. Biernat (2007), Consequences of the force-free model of magnetic clouds for their heliospheric evolution, J. Geophys. Res., 112, A06113, doi :10.1029/2006JA011940.

[102] Y. Liu, J. G. Luhmann, K. E. J. Huttunen, R. P. Lin, S. D. Bale, C. T. Russell, and A. B. Galvin (2008), Reconstruction of the 2007 May 22 Magnetic Cloud : How Much Can We Trust the Flux-Rope Geometry of CMEs ?, ApJL 677 L133–L136.

[103] Lopez, R. E., and J. W. Freeman (1986), Solar wind proton temperature velocity relationship, J. Geophys. Res., 91, 1701-1705.

[104] Lopez, R. E. (1987), Solar cycle invariance in solar wind proton temperature relationships, J. Geophys. Res., 92, 11.

[105] Luhmann, J. G. et al. (2008), STEREO IMPACT Investigation Goals, Measurements, and Data Products Overview, Space Science Reviews, 136(1-4), 117-184, doi :10.1007/s11214-007-9170-x.

[106] Lundquist, S. (1950), Magneto-hydrostatic fields. Arkiv Fysik, Bd 2, nr 35. Mariani, F., and F. M. Neubauer (1990), The interplanetary magnetic field, in Physics of the Inner Heliosphere, vol. I, edited by R. Schwenn and E. Marsch, p. 183, Springer, New York.

[107] Maksimovic, M., Zouganelis, I., Chaufray, J.-Y., Issautier, K., Scime, E.E., Littleton, J.E., Marsch, E., McComas, D.J., Salem, C., Lin, R.P., Elliott, H. (2005), Radial evolution of the electron distribution functions in the fast solar wind between 0.3 and 1.5 AU, J. Geophys. Res., 110.

[108] Marubashi, K. (1986), Structure of the interplanetary magnetic clouds and their solar origins, Adv. Space Res., 6, 335-338.

[109] Mandrini C.H., Pohjolainen S., Dasso, S., Green, L.M, Démoulin P., van Driel-Gesztelyi L., Copperwheat, C., Foley, C. (2005), Interplanetary flux rope ejected from an X-ray bright point. The smallest magnetic cloud source-region ever observed, A&A, 434, 725, doi : 10.1051/0004-6361 :20041079.

[110] McComas, D. J., J. T. Gosling, D. Winterhalter, and E. J. Smith (1988), Interplanetary magnetic field draping about fast coronal mass ejecta in the outer heliosphere, J. Geophys. Res., 93(A4), 2519-2526, doi :10.1029/JA093iA04p02519.

[111] McComas, D., S. Bame, P. Barker, W. Feldman, J. Phillips, P. Riley, and J. Griffee (1998), Solar Wind Electron Proton Alpha Monitor (SWEPAM) for the Advanced Composition Explorer, Space Science Reviews, 86(1), 563-612.

[112] McFadden, J. P., Carlson, C. W., Larson, D., Ludlam, M., Abiad, R., Elliott, B., Turin, P., et al. (2008), The THEMIS ESA Plasma Instrument and In-flight Calibration, Space Science Reviews, 141, 277-302, doi :10.1007/s11214-008-9440-2.

[113] Mittal N. and Narain U. (2010), Initiation of CMEs : A review, JASP, 643-652.

[114] M.B. Moldwin, J.L. Phillips, J.T. Gosling, E.E. Scime et al. (2005), ,J. Geophys. Res. 100(19), 903

[115] M.B. Moldwin, S. Ford, J. Slavin, R. Lepping, A. Szabo, Geophys. Res. Lett. 27, 57 (2000)

[116] Möstl, C., C. Miklenic, C. J. Farrugia, M. Temmer, A. Veronig, A. B. Galvin, H. K. Biernat, and H. Observatory (2008), Two-spacecraft reconstruction of a magnetic cloud and comparison to its solar source, Ann. Geophys., 26, 3139-3152.

[117] Möstl, C. J. Farrugia, H. K. Biernat, M. Leitner, E. K. J. Kilpua, A. B. Galvin, and J. G. Luhmann (2009), Optimized Grad-Shafranov Reconstruction of a Magnetic Cloud Using STEREO-Wind Observations, Sol. Phys, 256.

[118] Möstl, C., Modeling of magnetic clouds using multi-spacecraft observations, Doctoral Thesis, University of Graz, 2009.

[119] Möstl, C., M. Temmer, T. Rollett, C. J. Farrugia, Y. Liu, A. M. Veronig, M. Leitner, A. B. Galvin, and H. K. Biernat (2010), STEREO and Wind observations of a fast ICME flank triggering a prolonged geomagnetic storm on 5–7 April 2010, Geophys. Res. Lett., 37, L24103, doi :10.1029/2010GL045175.

[120] Mulligan, T., C. T. Russell, and J. G. Luhmann (1998), Solar cycle evolution of the structure of magnetic clouds in the inner heliosphere, Geophys. Res. Lett., 25(15), 2959–2962.

[121] Nakwacki, M., S. Dasso, C. Mandrini, and P. Démoulin (2008), Analysis of large scale MHD quantities in expanding magnetic clouds, Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics, 70(10), 1318-1326, doi :10.1016/j.jastp.2008.03.006.

[122] O'Brien, T. P., and R. L. McPherron (2000), An empirical phase space analysis of ring current dynamics : Solar wind control of injection and decay, J. Geophys. Res., 105(A4), 7707-7719.

[123] Osherovich, V. A., C. J. Farrugia, and L. F. Burlaga (1993), Dynamics of aging magnetic clouds, Adv. Space Res., 13(6), 57.

[124] Owens, M. J., andAstrophysical Journal, vol. 122, p.293 N. U. Crooker (2006), Coronal mass ejections and magnetic flux buildup in the heliosphere, J. Geophys. Res., 111, A10104, doi :10.1029/2006JA011641.

[125] Owens, M. J., Schwadron, N. A., Crooker, N. U., Hughes, W., and Spence, H. E (2007), Role of coronal mass ejections in the heliospheric Hale cycle, Geophys. Res. Lett., 34, L06104, doi :10.1029/2006GL028795.

[126] Owens, M. J., P. Démoulin, N. P. Savani, B. Lavraud, and A. Ruffenach (2012), Implications of non-cylindrical flux ropes for magnetic cloud reconstruction techniques and the interpretation of double flux-rope events, Solar Physics, doi : 10.1007/s11207-012-9939-2.

[127] Parker E. N. (1955), Hydromagnetic Dynamo Models, Astrophysical Journal, vol. 122, p.293

[128] Parker E. N. (1963), E. N., Interplanetary dynamical proces ses, New York, Wiley Inter-Science

[129] Paschmann, G., I. Papamastorakis, W. Baumjohann, N. Sckopke, C. W. Carlson, B. U. Ö. Sonnerup, and H. Lühr (1986), The Magnetopause for Large Magnetic Shear : AMPTE/IRM Observations, J. Geophys. Res., 91(A10), 11,099-11,115, doi :10.1029/JA091iA10p11099.

[130] Petschek, H. E., Magnetic field annihilation, in Physics of Solar Flares , edited by W. N. Ness, NASA SP-50, p. 425, 1964

[131] Phan, T. D., J. T. Gosling, M. S. Davis, R. M. Skoug, M. Øieroset, R. P. Lin, R. P. Lepping, et al. (2006), A magnetic reconnection X-line extending more than 390 Earth radii in the solar wind, Nature, 439(7073), 175-8, doi :10.1038/nature04393.

[132] Phan, T.-D., et al. (2010), The dependence of magnetic reconnection on plasma β and magnetic shear : Evidence from solar wind observations, Astrophys. J. Lett., 719, L199-L203, doi :10.1088/2041-8205/719/2/L199.

[133] Pilipp, W.G., Miggenrieder, H., Montgomery, M.D., Mühlhäuser, K.-H., Rosenbauer, H., Schwenn, R. (1987), Characteristics of electron velocity distribution functions in the solar wind derived from the HELIOS plasma experiment, J. Geophys. Res., 92, 1075-1092.

[134] Qiu, J., Q. Hu, T. A. Howard, and V. B. Yurchyshyn (2007), On the magnetic flux budget in low-corona magnetic reconnection and interplanetary coronal mass ejections, The Astrophysical Journal, 659, 758-772.

[135] Richardson, I., C. Farrugia, and H. Cane (1997), A statistical study of the behavior of the electron temperature in ejecta, Journal of geophysical research, 102, 4691-4699.

[136] Richardson, I. G., and H. V. Cane (1995), Regions of abnormally low proton temperature in the solar-wind (1965-1991) and the association with ejecta, J. Geophys. Res., 100, 23,397.

[137] Richardson, I. G., and H. V. Cane (2004), Identification of interplanetary coronal mass ejections at 1 AU using multiple solar wind plasma composition anomalies, J. Geophys. Res., 109, A09104, doi :10.1029/2004JA010598.

[138] Richardson, I. G., and H. V. Cane (2010), Near-Earth Interplanetary Coronal Mass Ejections During Solar Cycle 23 (1996-2009) : Catalog and Summary of Properties, Solar Physics, 264(1), 189-237, doi :10.1007/s11207-010-9568-6.

[139] Pete Riley, J.A. Linker, R. Lionello, Z. Mikić, D. Odstrcil, M.A. Hidalgo, C. Cid, Q. Hu, R.P. Lepping, B.J. Lynch, A. Rees (2004), Fitting flux ropes to a global MHD solution : a comparison of techniques, Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics, Volume 66, Issues 15–16, http ://dx.doi.org/10.1016/j.jastp.2004.03.019.

[140] Rouillard, A. P., B. Lavraud, N. R. Sheeley, J. a. Davies, L. F. Burlaga, N. P. Savani, C. Jacquey, and R. J. Forsyth (2010), White Light and in Situ Comparison of a Forming Merged Interaction Region, The Astrophysical Journal, 719(2), 1385-1392, doi :10.1088/0004-637X/719/2/1385.

[141] Ruffenach, A., et al. (2012), Multispacecraft observation of magnetic cloud erosion by magnetic reconnection during propagation, J. Geophys. Res., 117, A09101, doi :10.1029/2012JA017624.

[142] Sauvaud, J.-A, D. Larson, C. Aoustin, D. Curtis, J.-L. Médale, A. Fedorov, J. Rouzaud, et al. (2008), The IMPACT Solar Wind Electron Analyzer (SWEA), Space Science Reviews, 136, 227-239, doi :10.1007/s11214-007-9174-6.

[143] Schmidt, J. M., and P. J. Cargill (2003), Magnetic reconnection between a magnetic cloud and the solar wind magnetic field, J. Geophys. Res, 108(A1), 1-10, doi :10.1029/2002JA009325.

[144] Schwenn, R. (1990), Large-scale structure of the interplanetary medium, in Physics of the Inner Heliosphere, vol. I, edited by R. Schwenn and E. Marsch, p. 99, Springer, New York.

[145] Shiota, D., K. Kusano, T. Miyoshi, and K. Shibata (2010), Magnetohydrodynamic modeling for a formation process of coronal mass ejections : Interaction between an ejecting flux rope and an ambient field, Astrophys. J., 718, 1305-1314, doi :10.1088/0004-637X/718/2/1305.

[146] Shodhan, S., N. U. Crooker, S. W. Kahler, R. J. Fitzenreiter, D. E. Larson, R. P. Lepping, G. L. Siscoe, and J. T. Gosling (2000), Counterstreaming electrons in magnetic clouds, J. Geophys. Res., 105(A12), 27261, doi :10.1029/2000JA000060.

[147] Skoug, R. M., J. T. Gosling, D. J. McComas, C. W. Smith, and Q. Hu (2006), Suprathermal electron 90° pitch angle depletions at reverse shocks in the solar wind, J. Geophys. Res., 111, A01101, doi :10.1029/2005JA011316.

[148] Smith, C. W., J. L'Heureux, N. F. Ness, M. H. Acuña, L. F. Burlaga, and J. Scheifele (1998), The ACE magnetic fields experiment, Space Science Reviews, 86, 613-632.

[149] Sonnerup, B. U. Ö., L. J. Cahill (1967), Magnetopause Structure and Attitude from Explorer 12 Observations, J. Geophys. Res., 72(1), 171-183, doi :10.1029/JZ072i001p00171.

[150] Sonnerup, B. U. Ö, and M. Guo (1996), Magnetopause transects, Geophys. Res. Lett., 23, 3679-3682. Steinberg, J. T., J. T. Gosling, R. M. Skoug, and R. C. Wiens (2005), Suprathermal electrons in high-speed streams from coronal holes : Counterstreaming on open field lines at 1 AU, J. Geophys. Res., 110, A06103, doi :10.1029/2005JA011027.

[151] Stone, E., A. Frandsen, R. Mewaldt, E. Christian, D. Margolies, J. Ormes, and F. Snow (1998), The Advanced Composition Explorer, Space Science Reviews, 86, 1–22.

[152] Sugiura, M., and T. Kamei (1991), Equatorial Dst index 1957–1986, in IAGA Bulletin, vol. 40, edited by A. Berthelier and M. Menvielle, ISGI Publ. Off., Saint-Maur-Fosses, France

[153] Swisdak, M., et al. (2003), Diamagnetic suppression of component magnetic reconnection at the magnetopause, J. Geophys. Res., 108, 1218.

[154] Swisdak, M., et al. (2010), The vector direction of the interstellar magnetic field outside the heliosphere, APJ., 710, doi :10.1088/0004-637X/710/1769.

[155] Taubenschuss, U., N. V. Erkaev, H. K. Biernat, C. J. Farrugia, C. Möstl, and U. V. Amerstorfer (2010), The role of magnetic handedness in magnetic cloud propagation, Annales Geophysicae, 28(5), 1075-1100, doi :10.5194/angeo-28-1075-2010.

[156] Tousey, R. (1973), The Solar Corona, in Space Research XIII , Proceedings of open meetings of working groups on physical sciences of the 15th plenary meeting of COSPAR, Madrid, Spain, 10-24 May, 1972, (Eds.) Rycroft, M.J., Runcorn, S.K., pp. 713–730, Akademie-Verlag, Berlin.

[157] Vandas, M. ; Fischer, S. ; Pelant, P. ; Geranios, A. (1993), Evidence for a spheroidal structure of magnetic clouds, Journal of Geophysical Research, 98, 21,061-21,069, doi : 10.1029/93JA01749.

[158] Yermolaev Yu. I., M. Yu. Yermolaev (1985), G. N. Zastenker, L.M.Zelenyi, A.A. Petrukovich, J.-A. Sauvaud, Statistical studies of geomagnetic storm dependencies on solar and interplanetary events : a review, Planetary and Space Science, 53/1-3 pp. 189-196.

[159] Webb, D. F., E. W. Cliver, N. U. Crooker, O. C. St. Cyr, and B. J. Thompson (2000), Relationship of halo coronal mass ejections, magnetic clouds, and magnetic storms, J. Geophys. Res., 105, 7491.

[160] Wimmer-Schweingruber, R. F., N. U. Crooker, A. Balogh, V. Bothmer, R. J. Forsyth, P. Gazis, J. T. Gosling, et al. (2006), Understanding Interplanetary Coronal Mass Ejection Signatures, Space Science Reviews, 123, 177-216, doi :10.1007/s11214-006-9017-x.

[161] C.Wang, D. Du, and J. D. Richardson (2005), J. Geophys. Res. 110, A10107

[162] Wang, Y., F. Wei, X. Feng, S. Zhang, P. Zuo, and T. Sun (2010), Energetic Electrons Associated with Magnetic Reconnection in the Magnetic Cloud Boundary Layer, Physical Review Letters, 105(19), doi :10.1103/PhysRevLett.105.195.

[163] Zhang, G., and L.F. Burlaga (1988), Magnetic clouds, geomagnetic disturbances, and cosmic ray decreases, J. Geophys. Res., 93. Zurbuchen, T.H., Richardson, I.G. (2006), n-situ solar wind and magnetic field signatures of interplanetary coronal mass ejections, Space Sci. Rev. 123, 31.

[164] Zurbuchen T. H and Richardson I. G. (2006), In-Situ Solar Wind and Magnetic Field Signatures of Interplanetary Coronal Mass Ejections, Space Science Reviews 123 (1-3), 31-43

ANNEXE A

ANALYSE DE VARIANCE MINIMUM

La méthode MVA permet la détermination de la direction **n** dans laquelle la projection de N vecteurs a une déviation quadratique minimum, et par la même les directions des variances intermédiaires et maximum (cf. Sonnerup et Cahill [1967] ; Sonnerup et Scheible [1998] et Bothmer et Schwenn [1998] pour l'application au MC). Elle est très utile pour déterminer les orientations de structures qui présentent des variances de direction aisément identifiables, comme c'est le cas des nuages magnétiques.

Application au MC

La figure A1 représente un MC assimilé à un tube de flux magnétique à champ sans force (cf. Annexe B). Ce tube de flux se déplace dans une direction radiale dans le milieu interplanétaire, indiquée par la direction **x** et rencontre un satellite situé dans le plan écliptique avec un paramètre d'impact nul [1]. On se place dans le cas où ce dernier observe le champ magnétique dans les coordonnées GSE $(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \mathbf{z})$. Dans ce cas, la composante radiale observée est nulle, c'est la direction de variance minimum représentée par la composante B_z^*. Au centre du tube de flux, correspondant à l'axe du MC, le champ magnétique est dirigé suivant **y**, c'est aussi la direction de la variance intermédiaire du champ magnétique B_y^* (dont les valeurs sont nulles aux extrémités du tube). Enfin, la variation magnétique la plus importante avec changement de polarité Sud/Nord se situe dans la direction **x**, elle correspond à la direction de variance maximale, associée à la composante B_x^* (aussi appelée composante $B_{y,cloud}$). Bien entendu, dans la réalité, la direction de l'axe du nuage peut prendre n'importe quelle valeur.

Définition de MVA

Durant le passage d'un MC, le vecteur du champ magnétique **B** est mesuré à N temps successifs t. La valeur moyenne de **B** en coordonnées cartésiennes est :

$$< \mathbf{B} >= \frac{1}{N} \sum_{k=1}^{N} B^k \tag{A.1}$$

1. On rappelle que le paramètre d'impact est la distance entre la trajectoire du satellite à l'intérieur du nuage et son axe principal.

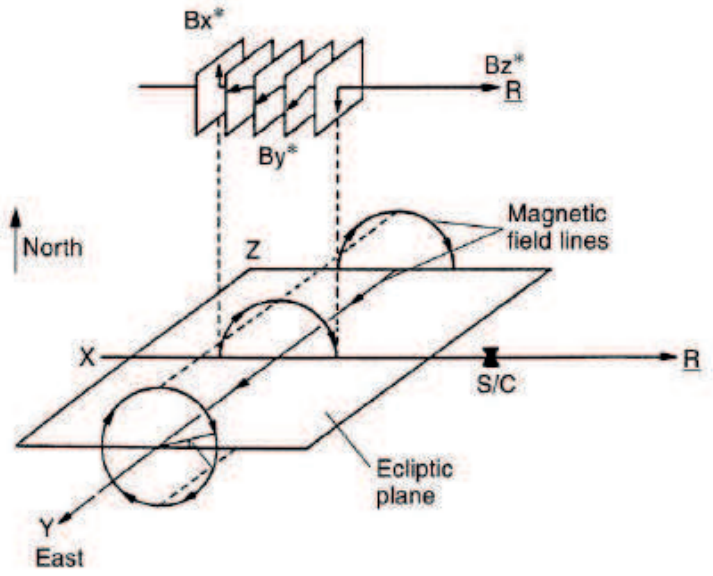


FIGURE A.1.: Illustration d'un nuage magnétique, dont la configuration idéale est un tube de flux, se déplaçant dans le milieu interplanétaire. Le repère obtenu par MVA y figure avec la représentation des composantes magnétiques correspondant aux vecteurs de variance maximun (B_x^*), intermédiaire (B_y^*), et minimun (B_z^*). Adaptée de Goldstein [1983].

avec : $B^k = (B_x^k, B_y^k, B_z^k), i = 1, \ldots..., N$

Un vecteur normal n de la direction de la variance minimum doit être déterminé. Pour cela, il est possible de calculer la valeur quadratique moyenne des produits individuels $B^k \cdot n$ de la valeur moyenne $< B^k > \cdot n$:

$$\sigma^2 = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^{N} (B^k \cdot n - < B^k > \cdot n)^2$$

La méthode d'analyse de variance minimum détermine la direction où σ^2 est minimum sous la contrainte $|n| = 1$. En utilisant un multiplicateur de Lagrange (λ) pour introduire cette contrainte, on obtient le système d'équation suivant :

$$\frac{\partial}{\partial n_i} \left\{ \sigma^2 - \lambda(|n|^2 - 1) \right\} - 0 \tag{A.2}$$

avec i=1,2,3 correspond aux trois composantes de **n**.

Le résultat du système d'équation précèdent peut être écrit sous la forme d'une matrice :

$$\sigma^2 n_j = \sum_{i=1}^{3} (M_{ij} n_i) = \lambda n_j \tag{A.3}$$

Cette relation est équivalente à trouver la plus petite valeur propre de la matrice de covariance $M_{\alpha\beta}$:

$$M_{i,j} =< B_i B_j > - < B_i >< B_j >$$

Avec $i, j \epsilon x, y, z$

Chaque valeur $B_{i,j}$ dans l'équation précédente correspond à une mesure individuelle d'une composante de **B**. Les trois vecteurs et valeurs propres, calculés de la matrice symétrique $M_{i,j}$, correspondent à la direction minimum, intermédiaire et maximum de la variance de **B**, c'est à dire aux directions d'un nouveau système d'axes principaux. La nomenclature que l'on retrouve habituellement dans la littérature pour les vecteurs propres e_i et les valeurs propres λ_i est :

- e_1, λ_1 : vecteur propre et valeur propre pour la direction de la variance maximum ;
- e_2, λ_2 : vecteur propre et valeur propre pour la direction de la variance intermédiaire ;
- e_3, λ_3 : vecteur propre et valeur propre pour la direction de la variance minimum.

Pour un MC, les directions de la variance sont bien déterminées si le critère d'erreur donné par Lepping et Bhannon [1980] et Siscoe et Suet [1972] est satisfait, c'est à dire, si :

$$\frac{\lambda_2}{\lambda_3} \geq 2$$

Finalement, les composantes mesurées de **B** dans le système MVA sont :

$$B_k^i* = e_k \cdot B^i$$

Avec : $e_k = (x_k, y_k, z_k)$; $k = 1, 2, 3$

-$B_1^* = B_x^*$: Composante de la variance maximum

-$B_2^* = B_y^*$: Composante de la variance intermédiaire

- $B_3^* = B_z^*$: Composante de la variance minimum

Méthode du bootstrap

Pour estimer les erreurs statistiques de MVA, il est possible d'utiliser la méthode du bootstrap [Kawano et Higuchi, 1995].

Le bootstrap est une méthode statistique permettant une estimation d'erreur, telle que la variance ou dispersion. Il ne nécessite pas plus d'informations que celles disponibles dans l'échantillon étudié. En général, il est basé sur de « nouveaux échantillons » obtenus par tirage avec remise à partir de l'échantillon initial (on parle de ré-échantillonnage).

Méthodologie

Les données étudiées correspondent au vecteur du champ magnétique observé par un satellite :

$B(k)$ pour $(k = 1, .., K)$, où $B(k) = \begin{bmatrix} B_x(k) \\ B_y(k) \\ B_z(k) \end{bmatrix}$

On place les données observées dans une matrice 3 x K, on nomme X^0 une ligne de la matrice précédente, c'est-à-dire un vecteur d'une des composantes du champ magnétique. La k-ième colonne de X^0 sera noté $B(k)$:

$$X^0 = [B(1), B(2), \ldots\ldots.., B(k)]$$

La méthode consiste à générer une nouvelle matrice de données, provenant du ré-échantillonnage des vecteur données.

On réalise donc N tirages aléatoires avec remise de chacune des postions du vecteur qui est notée $j_1, j_2, \ldots, k$; chacune ayant la probabilité 1/k d'être tirée. On aura donc un nouveau vecteur :

$$X^i = [B(j_1), B(j_2), \ldots\ldots.., B(j_k)] = [B^i(1), B^i(2), \ldots.., B^i(k)]$$

Remarque : la fréquence d'apparition d'un point peut être multiple dans le vecteur X^i.

On peut ensuite estimer l'erreur statistique, appelée Θ^i, d'un paramètre $\hat{\Theta}^i$ provenant de l'échantillon statistiqueX^i. Cela peut être, par exemple, la moyenne du vecteur magnétique :

$$\mu_i = \sum_{k=1}^{k} \frac{B^i(k)}{k}$$

Dans nos études, nous nous sommes intéressés à l'estimation du vecteur intermédaire $\hat{\Theta}^i$ provenant de MVA et appliqué aux vecteurs magnétiques observés, pour déterminer l'orientation de l'axe du nuage magnétique.

L'estimateur bootstrap Θ^ide l'écart type est donné par :

$$s = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{n}(\hat{\Theta}^i - \bar{\Theta})^2}{N-1}}$$

Où $\bar{\Theta} = \sum_{i=1}^{n} \frac{\hat{\Theta}^i}{N}$ moyenne, pour un échantillon bootstrap, du vecteur intermédiaire et N est le nombre de tirage.

ANNEXE B

MODÉLISATION DE NUAGES MAGNÉTIQUES

Les études présentées dans cette thèse nécessitent de déterminer certains paramètres, comme par exemple l'orientation de l'axe. A cette fin, on peut procéder à un ajustement des données avec un modèle de MC. Après une introduction sur la théorie du champ magnétique dit sans force, permettant de modéliser un MC, la méthodologie du fitting (FRF) employée est décrite.

Champ sans force et configuration magnétique du MC

Si n particules ave une charge électrique q se déplace avec une vitesse v dans un champ magnétique $\mathbf{B}$, ils subissent la force de Lorentz :

$$\mathbf{F} = \frac{q}{c} n(\mathbf{v} \times \mathbf{B})$$

Où q est la charge de la particule, c la vitesse de la lumière, n la densité des porteurs de charge.

Le courant associé à une charge électrique q mobile est défini par la relation :

$$\mathbf{j} = \frac{q}{c} n\mathbf{v}$$

La force de Lorentz en MHD s'écrit généralement sous la forme :

$$\mathbf{F} = \mathbf{j} \times \mathbf{B} \tag{B.1}$$

Une configuration d'un champ magnétique est appelée champ sans force (force-free) quand la force de Lorentz est nulle ; c'est à dire quand les vecteurs $\mathbf{j}$ et $\mathbf{B}$ sont parallèles.

Une hypothèse fondamentale en MHD est l'approximation non relativiste, c'est à dire que la vitesse du plasma v est beaucoup plus faible que la vitesse de la lumière. Cette approximation nous permet de négliger le terme $\frac{1}{c}\frac{\partial E}{\partial t}$ dans l'équation de Maxwell :

$$\nabla \times \mathbf{B} = \frac{1}{c}\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + 4\pi\mathbf{j}$$

Où $\frac{1}{c}\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \approx \frac{1}{c}\frac{\mathbf{E_0}}{t_0} \approx (\frac{v_0}{c})\frac{\mathbf{E_O}}{l_0} \ll \frac{\mathbf{B_O}}{l_0} \approx \nabla \times \mathbf{B}$

On attribue à la vitesse plasma $v_0 \approx l_0/t_0$ une longueur d'échelle l_0 et un temps d'échelle t_0 qui sont donnés par l'opérateur nabla ($\nabla = d/dt = 1/l_0$). On suppose que E_0 et B_0 sont du même ordre. On peut alors réécrire l'équation de Maxwell précédente et obtenir une nouvelle définition du courant dans l'approximation non relativiste :

$$j = \frac{1}{4\pi}(\nabla \times \mathbf{B})$$

En insérant cette relation dans l'équation B1 de la force de Lorentz sous la condition de champ sans force ($\mathbf{F} = \mathbf{0}$) :

$$(\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} = \mathbf{0} \tag{B.2}$$

C'est l'équation basique permettant de décrire les champs sans force. Cette équation est non linéaire puisqu'elle contient des termes d'ordre B^2. On peut néanmoins faciliter la résolution de cette équation en étudiant les champs sans force linéaires, solutions particulières de cette équation.

Les solutions linéaires satisfont à la condition :

$$\nabla \times \mathbf{B} = 4\pi \mathbf{j} = \alpha(\mathbf{r})\mathbf{B} \tag{B.3}$$

Où $\alpha(r)$ est la fonction scalaire (de position mais qui peut dépendre du temps).

Le choix de la fonction scalaire n'est pas arbitraire, il doit satisfaire à l'équation $\nabla \cdot \mathbf{B} = \mathbf{0}$ et au vecteur identité $\nabla \cdot (\nabla \times \mathbf{B}) = \mathbf{0}$. Ces deux conditions nous amènent à l'expression :

$$\nabla(\nabla \times \mathbf{B}) = \nabla(\alpha \mathbf{B}) = \alpha(\nabla \mathbf{B}) + \mathbf{B}\nabla\alpha = \mathbf{B}\nabla\alpha = \mathbf{0}$$

Cette condition est remplie si $\alpha(r)$ est constant. Cette fonction ne varie donc pas le long d'une ligne de champ magnétique : $\nabla\alpha = 0$. Elle peut être alors considérée comme une constante : α.

On peut alors obtenir la relation suivante (en utilisant l'équation B2) :

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{B}) = \nabla \times \alpha \mathbf{B} = \alpha(\nabla \times \mathbf{B}) = \alpha^2 \mathbf{B} \tag{B.4}$$

En combinant cette équation avec le vecteur identité,

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{B}) = \nabla(\nabla \mathbf{B}) - \nabla^2 \mathbf{B}$$

On obtient l'équation d'Helmholtz :

$$\nabla^{\mathbf{2}} \mathbf{B} + \alpha^2 \mathbf{B} = 0 \tag{B.5}$$

Le nuage magnétique est une structure caractérisée par un β faible (inférieur à 1). La pression magnétique domine donc la pression thermique exercée par les particules.

Dans des conditions stationnaires, le mouvement du plasma est gouverné par l'équation $\mathbf{j} \times \mathbf{B} = \nabla p$ lorsqu'aucune autre force n'agit sur le plasma (par exemple la gravité). En négligeant le gradient de pression (dû à la valeur de β faible), on retrouve une situation de champ sans force.

MC modélisé par une structure cylindrique à champ sans force

L'équation B5 peut se résoudre facilement dans un système de coordonnées cylindriques. Dans une géométrie à symétrie cylindrique, les composantes magnétiques dépendent seulement du rayon r.

Le vecteur $\mathbf{B}$ s'écrit sous le forme : $\mathbf{B} = [B_{r,}, B_\varphi, B_z] = [0, B_\varphi(r), B_z(r)]$

L'angle φ est l'angle azimutal.

En coordonées cylindriques, l'équation B5 se décompose selon les équations suivantes :

$$r^2 \frac{d^2 B\varphi}{dr^2} + r\frac{dB_\varphi}{dr} + \alpha^2 r^2 B_\varphi = 0$$
$$r^2 \frac{d^2 Bz}{dr^2} + r\frac{dB_z}{dr} + \alpha^2 r^2 B_z = 0$$

Ces deux équations sont de la forme d'équation de Bessel, dont les solutions sont déterminées par Lundquist [1950] :

$$B_z = B_0 J_0(\alpha r)$$

Pour la composante azimutale, sachant que $B_\varphi = -\frac{1}{\alpha}\frac{\partial B_z}{\partial r}$ (provenant de l'équation B3), on obtient :

$$B_\varphi = H B_0 J_1(\alpha r)$$

J_0 et J_1 sont les fonctions de Bessel à l'ordre 0 et 1, B_0 est l'intensité du champ magnétique au niveau de l'axe du nuage, H le signe de la chiralité (rotation du champ orientée positive si $H = 1$ ou négative si $H = -1$). La première racine de J_0 vaut $\alpha = 2,4048$. C'est pour cette valeur α que le champ magnétique est complétement azimutal (poloïdal) et détermine la frontière d'un tube de flux parfait. Burlaga et al. [1988] sont les premiers à avoir eu l'idée d'utiliser ces solutions pour modéliser les nuages magnétiques.

Flux Rope Fitting (FRF)

L'ajustement d'un modèle de MC sur les données du champ magnétique, mesurées par un satellite, nous permet d'estimer différents paramètres tels que l'orientation de l'axe du nuage MC, le paramètre d'impact, la magnitude B_0. Lepping et al. [1990] utilisent les solutions de Lundquist pour modéliser un MC et ajuster le profil du champ magnétique obtenu sur les données observées par un satellite. Comme mentionné dans le chapitre 1, la complexification des modèles s'est poursuivi depuis cette date. Cependant, ce modèle est toujours considéré comme fiable. Il est utilisé dans cette thèse et en particulier, dans l'étude présentée dans le chapitre 3. Nous avons aussi, pour l'étude statistique du chapitre 4, modifié ce modèle de base pour tenir compte de l'expansion radiale du MC [Farrugia et al, 1993].

Méthodologie :

L'ajustement des données s'effectuent en plusieurs étapes.

1. **Estimations des paramètres initiaux.** En utilisant MVA, on obtient une première approximation de l'orientation de l'axe du nuage (angles θ latitude et φ longitude, dans le repère orthogonal utilisé), le paramètre d'impact est obtenu en utilisant la relation $p \approx < Bx > / < B >$ [Gulisano et al., 2007], ainsi que la chiralité.
2. **Génération d'un MC synthétique.** En utilisant les solutions de Lundquist et les paramètres estimés avec MVA, on peut alors calculer les composantes cylindriques B_z et B_φ puis les transformer dans le système de coordonnées cartésiens du MC.
3. **Passage du repère du MC au repère GSE (ou RTN) et inversement.** Pour pouvoir ajuster les données magnétiques générées sur les données observées, il nous faut effectuer un changement de repère. On utilise pour cela différentes matrices de rotation (cf. [Gulisano et al., 2007]) :

$$\begin{pmatrix} X_{cloud} \\ Y_{cloud} \\ Z_{cloud} \end{pmatrix} = R_2 \cdot R_1 \cdot \begin{pmatrix} X_{GSE} \\ Y_{GSE} \\ Z_{GSE} \end{pmatrix}$$

où

$$R_1 = \begin{pmatrix} sin\theta cos\varphi & sin\theta sin\varphi & -cos\theta \\ -sin\varphi & cos\varphi & 0 \\ cos\theta cos\varphi & cos\theta sin\varphi & sin\theta \end{pmatrix}$$

et

$$R_2 = \begin{pmatrix} cos\delta & sin\delta & 0 \\ -sin\delta & cos\delta & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

où on choisit δ, qui est l'angle d'une rotation arbitraire dans le plan (X_{cloud}, Y_{cloud}) de telle manière que $X_{GSE} \cdot Y_{cloud} = 0$, ce qui donne :

$$tan\delta = \frac{-tan\psi}{sin\theta}$$

La figure B1 représente les deux repères ainsi que les angles θ et φ.

Minimisation par la méthode des moindres carrés. La dernière étape consiste à trouver les paramètres qui permettent de fitter, de manière optimale, les données magnétiques observées à l'intérieur du nuage magnétique à ce modèle de champ sans force. Elle consiste tout d'abord, à chaque itération, à calculer les résidus définis comme suit :

$$\Delta B_i = \sqrt{(\Delta B_{x,i})^2 + (\Delta B_{y,i})^2 + (\Delta B_{z,i})^2},\ i = 1, 2, .., n$$

où $\Delta B_{x,i} = B_{obs,x,i} - B_{,mod,,xi}$ (idem pour les composantes y et z) et n nombre de points. B_{obs} et B_{mod} font référence respectivement aux vecteurs magnétiques observés et modélisés. Il reste ensuite à trouver les paramètres pour lesquels $\chi^2 = \sum(\Delta B_i)^2$ est minimun. On peut procéder à des ajustements, en particuler dans la sélection des paramètres variables. Les parties 3.4.1.3 et 4.3.1 décrivent les procédures

employées.

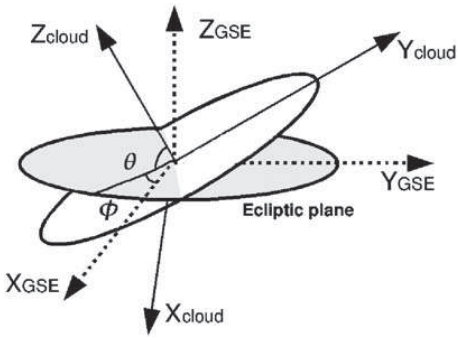


FIGURE B.1.: Orientation du nuage magnétique. Le système de coordonnées GSE ($X_{GSE}, Y_{GSE}, Z_{GSE}$) et celui propre au nuage magnétique ($X_{cloud}, Y_{cloud}, Z_{cloud}$) sont représentés, ainsi que le plan ecliptique. L'orientation de l'axe est definie avec les angles θ et φ. Tirée de Nackwacki et al. [2008].

La figure B2 présente un exemple d'ajustement de données effectué sur le MC, observé par WIND, le 19 Novembre 2007.

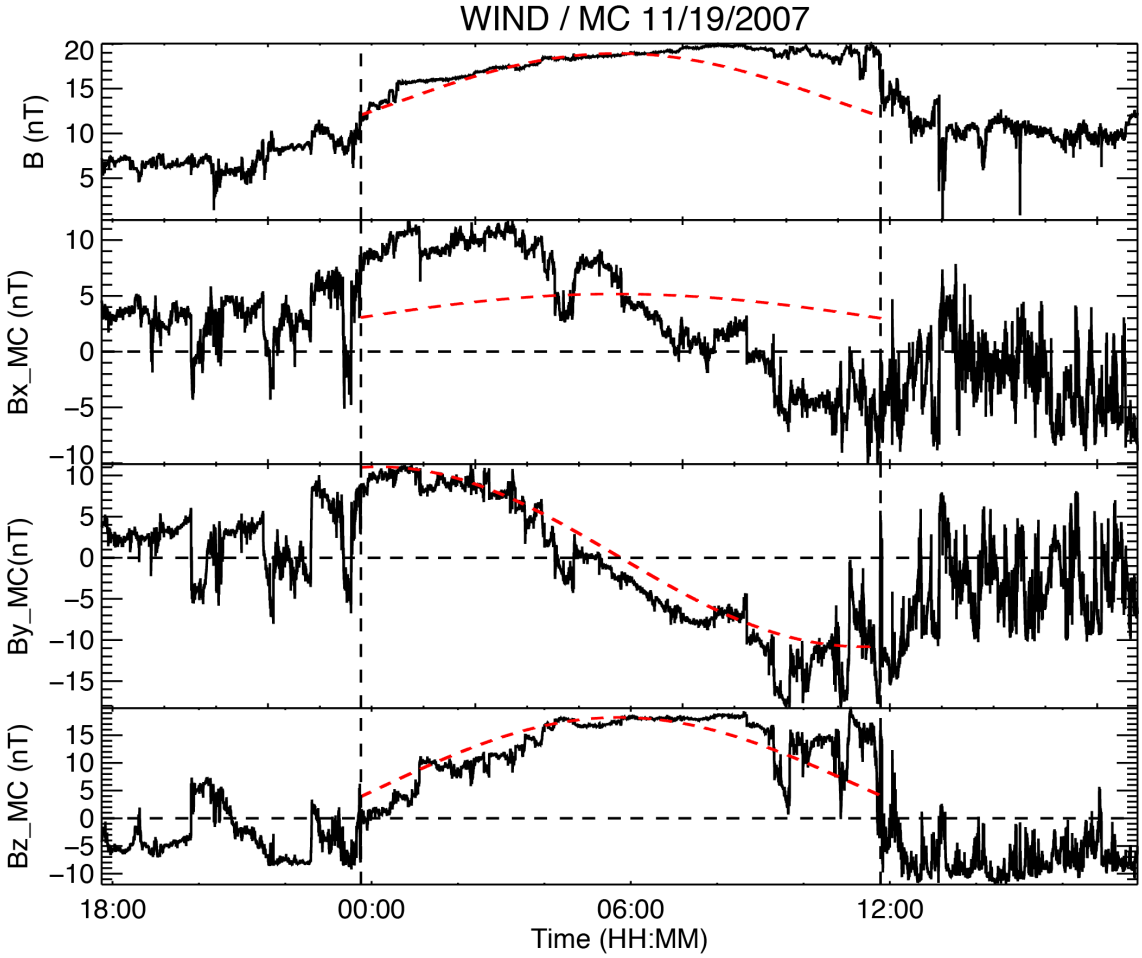


FIGURE B.2.: MC observé le 19-20 Novembre 2007 par le satellite WIND. Données champ magnétique dans le système de coordonnées du MC, observées par le satellite (en noir) et obtenues par un modèle de champ sans force (en rouge).

Dans l'étude présentée au chapitre 3, nous voulons tenir compte de l'évolution temporelle du MC. Les équations de Lundquist sont alors modifiées.

Avec $B_0^* = B_0/(1+t/T)^2$ et $\alpha^*(t) = \alpha/(1+t/T)$ où t est le vecteur temps du MC et T son taux d'expansion.

Il est donc nécessaire de detérminer ce taux d'expansion du MC. La procédure intermédiaire, que nous avons utilisée, est décrite par Nackwacki et al. [2008]. Elle consiste en un ajustement de données, sur les variations de la vitesse observée ($V_{x,cloud}(t)$), de la fonction :

$$V_{x,cloud(t)} =< V_{x,cloud(t)} > + < V_{x,cloud(t)} > \left[1 - \frac{(T+\delta)/(T+t)}{1+\delta/2T}\right]$$

Le taux d'expansion T est donc le paramètre à déterminer, t est le vecteur temps avec pour temps initial $t = 0$ et temps finial $t_f = \delta$.

ANNEXE C

DISCONTINUITÉS MHD ET TEST DE WALÉN

Une discontinuité idéale peut être définie comme une structure stationnaire et mono-dimensionnelle à travers laquelle le champ magnétique, la densité du plasma, la pression et la vitesse d'écoulement du plasma, présentent des valeurs asymptotiques de part et d'autre de celle-ci. Il existe 4 types de discontinuités dans le contexte MHD : de contact, tangentielles, rotationnelles, et liées aux chocs.

En particulier, une discontinuité tangentielle, illustrée dans la figure C1a, est une frontière où les composantes tangentielles du champ magnétique B_t et de la vitesse u_t sont différentes à l'extérieur de celle-ci. Les variations des composantes B_n et u_n sont nulles.

Tandis que pour une discontinuité rotationnelle, représentée dans la figure C1b, les composantes B_n et u_n sont non-nulles à travers la frontière. L'équation de conservation de l'impulsion implique la condition de saut suivante :

$$\Delta u_n = \pm \frac{\Delta B_n}{\sqrt{\mu_0 \rho}}$$

Le champ magnétique effectue une rotation à travers la discontinuité. Sa magnitude reste constante. Les composantes tangentielles du champ magnétique B_t et vitesse u_t évoluent au travers de la frontière :

$$\Delta u_t = \pm \frac{\Delta B_t}{\sqrt{\mu_0 \rho}}$$

Où Δu_t et ΔB_t correspond à la différence de ces quantités des deux côtés de la frontière. Dans le cas général anisotroptique, cette relation devient :

$$u_{t2} - u_{t1} = \pm (\frac{1-\alpha_1}{\mu_0 \rho_1})^{1/2} [B_{t2} (\frac{1-\alpha_2}{1-\alpha_1}) - B_{t1}]$$

Avec $\alpha = \frac{\mu_0 (p_\parallel - p_\perp)}{B^2}$, correspondant aux effets provenant de la pression anisotropique, où $p_\parallel$ et $p_\perp$ sont respectivement la pression parallèle et perpendiculaire ionique. Les indices 1 et 2 font référence aux quantités correspondantes de chaque côté de la discontinuité rotationnelle. Cette relation est aussi appelée la relation de Walén. En fait, cela traduit le fait que les composantes de la vitesse du plasma $\mathbf{v}$ changent en réponse à la force $j \times B_n$. Dans le repère du satellite, cela implique que $\Delta v = \pm \Delta v_A$ où Δv_A est la vitesse d'Alfvén [Hudson, 1970].

Toutes ces relations sont issues des lois de conservation, qui sont appelées équations de Rankine-Hugoniot [cf. Chen, 1984]. Ces conditions sont écrites dans le repère lié à la discontinuité, appelé repère de deHoffmann et Teller [1950]. Dans ce repère, le champ électrique de convection (lié au mouvement de la frontière) est nul.

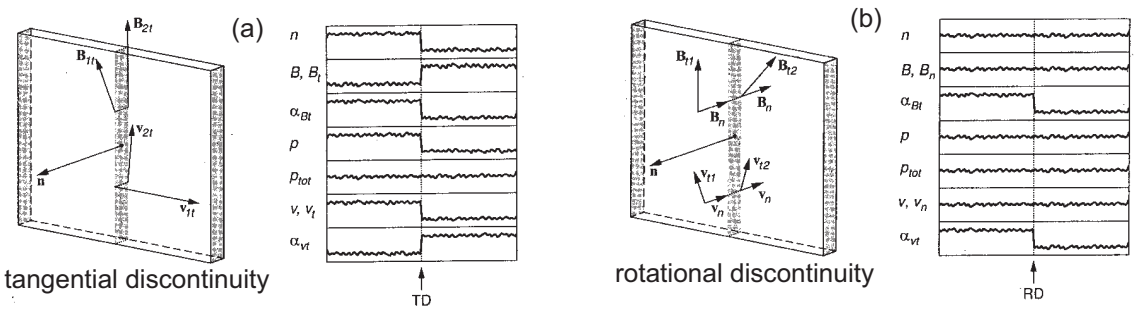


FIGURE C.1.: Illustration de deux discontinuités : (a) tangentielle et (b) rotationnelle. Tirée de [Baumjohann et Treumann, 1996]. Les valeurs prises par les différentes quantités sont indiquées par les indice 1 et 2.

Intérêt de la technique MVA

MVA (cf. Annexe A) peut aussi être appliquée aux bornes d'une discontinuité et permet de travailler dans le repère LMN [Sonnerup et Cahill, 1967 ; Phan et al., 2006]. Elle donne une première information sur la nature de la frontière. Par exemple, si la discontinuité est plus du type tangentielle que rotationnelle, la composante normale du champ est quasiment nulle et inversement.

De plus, pour une discontinuité rotationnelle (associée à une signature de reconnexion magnétique), le champ magnétique effectue une rotation dans la direction L (correspondant à la direction de variance maximun), tandis que la direction M est alignée avec ligne de reconnexion. La normale à la nappe de courant est donnée par la direction N (correspondant à la direction de variance minimun).

ANNEXE D

RECONSTRUCTION GRAD-SHAFRANOV

La technique de reconstruction Grad-Shafranov (GS) [Hau et Sonnerup, 1999 ; Hu et Sonnerup, 2002] est un outil permettant de reconstruire des structures magnétohydrostatiques, possédant une direction d'invariance. Cet outil est adapté dans la reconstruction de MCs pouvant être modélisés comme des structures toroïdales avec une invariance dans la direction axiale ($\partial/\partial z = 0$) et stationnaires dans le temps ($d/dt = 0$). Les données plasmas recueillies (composantes du champ magnétique, vitesse, température) par le satellite, lors de sa traversée à l'intérieur du MC, sont les valeurs initiales nécessaires à la résolution de l'équation GS. Contrairement à d'autres techniques de reconstruction (flux rope fitting), GS ne repose pas sur l'hypothèse d'une structure du MC définie au préalable : la géométrie de cette dernière n'est pas contrainte.

La procédure de reconstruction :

1. L'analyse est réalisée dans le repère de deHoffmann-Teller (HT) qui se déplace avec la structure à la vitesse constante V_{HT} [Khrabov et Sonnerup, 1998]. Dans le repère HT, les composantes du champ électrique s'annulent : $E' = (v - V_{HT}) \times B \approx 0$ et la loi de Faraday s'écrit $\nabla \times E' = -\frac{\partial B}{\partial t} = 0$. La structure dans ce repère est considérée comme stationnaire.
2. L'axe de la structure (z) est déterminée initialement. Il correpond, en première estimation, à la direction de la variance intermédaire donnée par MVA.
3. On détermine le repère de reconstruction GS (x, y, z). Dans le cas d'un MC, l'axe z est déterminé comme précédemment. L'axe suivant x est le long de la projection de la trajectoire du satellite sur le plan perpendiculaire à l'axe z et y complète le repère othonormal.
4. Les valeurs $A(x, 0)$ (potentiel vecteur suivant l'axe x) de l'équation $\mathbf{B} = \left[\frac{\partial A}{\partial y}, -\frac{\partial A}{\partial x}, Bz(A)\right]$ sont déterminées en intégrant les valeurs mesurées B_y le long de l'axe x ($y = 0$) :

$$A(x, 0) = \int_0^x \frac{\partial A}{\partial x'} dx' = \int_0^x -B_y(x', 0) dx'$$

L'incrément spatial est déterminé via la constante V_{HT} : $dx' = -V_{HT} \cdot x dt$.

5. On détermine ensuite la valeur de l'orientation du nuage magnétique. Cette recherche est basée sur l'hypothèse que la pression transverse et le potentiel vecteur sont constants sur chaque ligne de champ magnétique à l'intérieur du MC. Autrement dit, le satellite doit croiser des lignes de champ identiques dans la première partie de la traversée à l'intérieur du MC (en approchant de l'axe) et dans la seconde partie. La figure D1 présente une reconstruction du MC, observé par STEREO A le 19 Novembre 2007, où les lignes de champ magnétique sont représentées par les lignes noires. Ainsi, lorsque la direction d'invariance est optimale, la courbe $P_t(A)$ est constituée de deux branches coïncidentes. Ces deux branches représentent aussi la traversée du satellite au cours de son approche de l'axe et de son éloignement. Le graphique de droite de la figure D1 permet de visualiser la juxtaposition de ces valeurs. Elle nécessite de trouver la direction (donc le repère) dans laquelle la fonction $P_t(A)$, déterminée par ajustement des données, est liée au résidu minimal (Cf. Hu and Sonnerup, 2002). On procède par itération, en modifiant l'orientation de l'axe, à partir de l'étape 4. La fonction $P_t(A)$ est construite ensuite en utilisant une combinaison de polynômes et/ou d'exponentiels, qui s'ajusteront de manière optimale aux données $P_t(x,0) = [p(x,0) + B_z^2(x,0)/2\mu_0]$ et $A(x,0)$, générées à l'étape précédente. Durant cette étape, une carte des residus est construite. Elle permet de visualiser les résultats de cette recherche de l'orientation optimale.
6. L'équation GS :
$$\frac{\partial^2 A}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A}{\partial y^2} = -\mu_0 \frac{dP_t(A)}{dA} = -\mu_0 \frac{d(p + B_z^2/2\mu_0)}{dA}$$
est alors résolue numériquement. Une carte du champ magnétique transverse (autrement dit, le contour plot de $A(x,y)$ dans un domaine rectangulaire) est alors générée, de même que $B_z(A(x,y))$.

Démonstration de l'équation Grad-Shafranov

Tout d'abord, il nous faut décomposer les champs vectoriels en composantes poloïdales comprenant les composantes x, y et toroïdale correspondante à l'axe z. Le champ magnétique se décompose alors sous cette forme :

$$\mathbf{B} = \mathbf{B_p}(x,y) + \mathbf{B_t}(x,y)$$

où

$$\mathbf{B_p} = B_x \mathbf{e_x} + B_y \mathbf{e_y}$$

$$\mathbf{B_t} = B_y \mathbf{e_y}$$

Introduisons le vecteur potentiel $A(x,y)\mathbf{e_z}$ tel que $\mathbf{B}$ s'écrit maintenant :

$$\mathbf{B} = \nabla \mathbf{A} \wedge \mathbf{e_z} + B_z \mathbf{e_z} \tag{D.1}$$

$$\mathbf{B} = (\frac{\partial A}{\partial y}, -\frac{\partial A}{\partial x}, Bz) \tag{D.2}$$

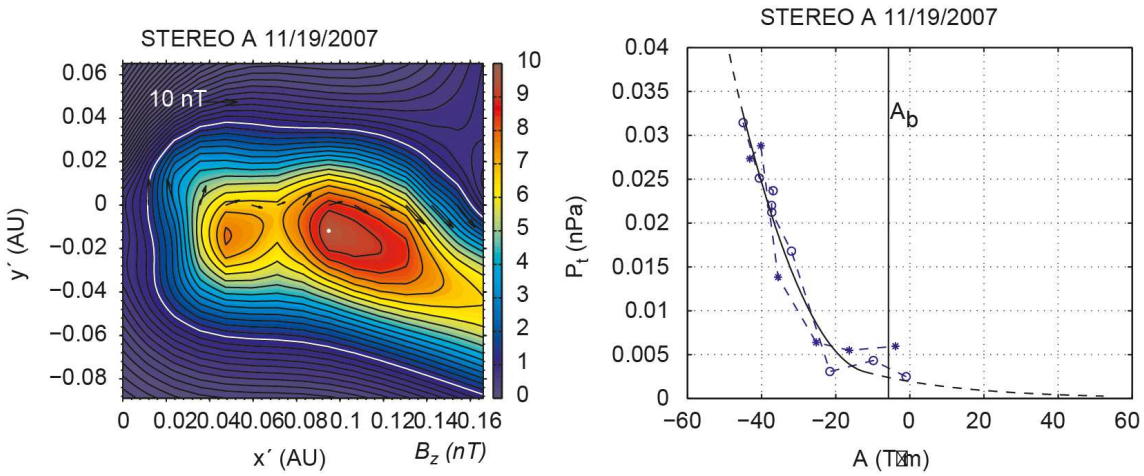


FIGURE D.1.: A gauche : Carte du champ magnétique provenant la reconstruction Grad-Shafranov, en utilisant les données du satellite STEREO A. Les contours noirs correspondent aux lignes de champ magnétique transverses, la composante B_z (dont l'intensité correspond à l'échelle de couleurs) est dirigée hors du plan. A droite : variation de la pression transversale en fonction du potentiel vecteur du champ magnétique provenant des observations. Un polynôme du second ordre permet d'ajuster les données, il est utilisé pour l'intégration de l'équation Grad-Shafranov. Les ronds (étoiles) font référence aux mesures relevées dans la première (seconde) partie de l'intervalle. La ligne verticale à $A = A_b$ est placée à l'endroit où les données divergent. Tirées de Farrugia et al. [2011].

Puisque $\mathbf{B}\nabla\mathbf{A} = \mathbf{B_p}\nabla\mathbf{A} = 0$, $\mathbf{A}$ est constant le long des lignes de champ $\mathbf{B}$ et $\mathbf{B_p}$.

Dans les conditions MHD, la densité de courant s'écrit $\nabla \wedge \mathbf{B} = \mu_0\mathbf{j}$.

De plus, une structure MHD est décrit par un équilibre de foce de pression magnétique :

$$\nabla\mathbf{p} = \mathbf{j} \times \mathbf{B}$$

$$\nabla\mathbf{p} - \mathbf{j} \times \mathbf{B} = 0$$

$$-\nabla\mathbf{p} + ((\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B}) = 0 \tag{D.3}$$

Développons cette équation composante par composante, sachant que la relation (D3) est équivalente à :

$$\frac{1}{\mu_0}\varepsilon_{ijk}(\nabla \times B)_j B_k - \nabla p_i = 0$$

Soit,

$$\frac{1}{\mu_0}\left[(\nabla \times B)_2 B_3 - (\nabla \times B)_3 B_2\right] - \frac{\partial p}{\partial x} = 0$$

$$\frac{1}{\mu_0}\left[(\nabla \times B_3 B_1 - (\nabla \times B)_1 B_3\right] - \frac{\partial p}{\partial y} = 0$$

$$\frac{1}{\mu_0}\left[(\nabla \times B)_3 B_1 - (\nabla \times B)_1 B_3\right] - \frac{\partial p}{\partial z} = 0$$

Développons cette dernière équation :

$$\frac{1}{\mu_0}\left[(\nabla \times B)_3 B_1 - (\nabla \times B)_1 B_3\right] = 0$$

$$\Leftrightarrow B_y(\frac{\partial}{\partial y}B_z - \frac{\partial}{\partial z}B_y) - B_x(\frac{\partial}{\partial z}B_x - \frac{\partial}{\partial x}B_z) = 0$$

Nous faisons l'hypothèse que les variations de champ selon l'axe z sont nulles ($\partial/\partial_z = 0$), on a donc :

$$B_y\frac{\partial B_z}{\partial y} + B_x\frac{\partial B_z}{\partial x} = 0$$

D'après (D2) :

$$-\frac{\partial A}{\partial x}\frac{\partial B_z}{\partial y} + \frac{\partial A}{\partial y}\frac{\partial B_z}{\partial x} = 0 \tag{D.4}$$

L'équation (D4) implique que les vecteurs $\nabla_\perp B_z$ and $\nabla_\perp A$ sont parallèles entre eux, où $\nabla_\perp$ correspond au gradient d'une quantité dans le plan (xy). Prouvons le :

$$\nabla_\perp B_z \parallel \nabla_\perp A$$

$$\Leftrightarrow (\nabla_\perp B_z) \times (\nabla_\perp A) = 0$$

$$\Leftrightarrow (\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y})B_z \times (\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y})A = 0$$

$$\Leftrightarrow (\frac{\partial Bz}{\partial x}, \frac{\partial Bz}{\partial y}) \times (\frac{\partial A}{\partial x}, \frac{\partial A}{\partial y}) = 0$$

$$\Leftrightarrow -\frac{\partial A}{\partial x}\frac{\partial B_z}{\partial y} + \frac{\partial A}{\partial y}\frac{\partial B_z}{\partial x} = 0$$

On retrouve bien l'équation (D4).

B_z peut alors s'exprimer comme une fonction de $\mathbf{A}$:

$$B_z(x, y) = G(A(x, y)) \tag{D.5}$$

D'après (4), nous pouvons écrire les relations : $\frac{\partial Bz}{\partial x} = \alpha\frac{\partial A}{\partial x}$ (a) et $\frac{\partial Bz}{\partial y} = \alpha\frac{\partial A}{\partial y}$ (b)

D'après la relation (a) : $B_z = \alpha A + f(y)$. Insérée dans la relation (b), on trouve que $f(y) = 0$. Soit $B_z = \alpha A$. B_z est bien fonction de $\mathbf{A}$.

Essayons d'intégrer la relation (D5) dans l'équation (D3) :

$$\frac{1}{\mu_0}\left[(\nabla \times B)_2 B_3 - (\nabla \times B)_3 B_2\right] - \frac{\partial p}{\partial x} = 0$$

$$\frac{1}{\mu_0}\left[(\nabla \times B)_2 B_3 - (\nabla \times B)_3 B_2\right] - \frac{\partial p}{\partial x} = 0$$

$$\frac{1}{\mu_0}\left[B_z(\frac{\partial}{\partial z}B_x - \frac{\partial}{\partial x}B_z) - B_y(\frac{\partial}{\partial x}B_y - \frac{\partial}{\partial y}B_x)\right] - \frac{\partial p}{\partial x} = 0 \tag{D.6}$$

Le terme $\frac{\partial}{\partial z}B_x$ s'annule (variations selon z considérées comme nulles).

D'après (D5) on peut écrire le premier terme de gauche de la relation précédente :

$$-\frac{\partial B_z}{\partial x}B_z = -GG'\frac{\partial A}{\partial x} \tag{D.7}$$

Concernant le second terme de gauche :

$$-B_y(\frac{\partial}{\partial x}B_y - \frac{\partial}{\partial y}B_x) = \frac{\partial A}{\partial x}(-\frac{\partial^2 A}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 A}{\partial y^2}) = -\frac{\partial A}{\partial x}\nabla_\perp^2 A$$

L'équation (D6) peut s'écrire sous cette forme :

$$\frac{1}{\mu_0}\left[GG'\frac{\partial A}{\partial x} + \frac{\partial A}{\partial x}\nabla_\perp^2 A\right] + \frac{\partial p}{\partial x} = 0 \tag{D.8}$$

De même pour la composante selon y, on trouve :

$$\frac{1}{\mu_0}\left[GG'\frac{\partial A}{\partial y} + \frac{\partial A}{\partial y}\nabla_\perp^2 A\right] + \frac{\partial p}{\partial y} = 0 \tag{D.9}$$

Prouvons que les vecteurs $\nabla_\perp p$ and $\nabla_\perp A$ sont parallèles entre eux :

$$\nabla_\perp p \parallel \nabla_\perp A$$

$$\Leftrightarrow (\nabla_\perp p) \times (\nabla_\perp A) = 0$$

$$\Leftrightarrow -\frac{\partial A}{\partial x}\frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\partial A}{\partial y}\frac{\partial p}{\partial x} = 0$$

Multiplions les équations (D8) et (D9) par, respectivement, $\frac{\partial A}{\partial y}$ et $-\frac{\partial A}{\partial x}$. La somme des termes de gauche des nouvelles équations obtenues est bien égale à 0. $\nabla_\perp p$ et $\nabla_\perp A$ sont bien parallèles entre eux.

La pression peut s'exprimer comme fonction de **A** (même démonstration que précedemment pour **B**) :

$$p(x, y) = P(A(x, y)) \tag{D.10}$$

Les deux équations (D8) et (D9) sont satisfaites si :

$$\frac{1}{\mu_0}GG' + \frac{1}{\mu_0}\nabla_\perp^2 A + P' = 0 \tag{D.11}$$

En effet, si on s'intéresse à l'équation (D8) (variation des quantités selon x) et on remplace le terme p par l'expression (D10) :

$$\frac{1}{\mu_0}\left[GG' + \nabla_\perp^2 A\right]\frac{\partial A}{\partial x} + \frac{\partial A}{\partial x}P' = 0 \tag{D.12}$$

On obtient de même selon la composante y.

Posons le terme de pression totale P_t :

$$P_t = \frac{1}{2\mu_0}B_z^2 + p \tag{D.13}$$

Réecrivons le terme de gauche de (D11) en insérant P_t :

$$\frac{1}{\mu_0}GG' + \frac{1}{\mu_0}\nabla_\perp^2 A + P' = \frac{1}{\mu_0}GG' + \frac{1}{\mu_0}\nabla_\perp^2 A + P_t' - \frac{1}{\mu_0}B_z' = \frac{1}{\mu_0}\nabla_\perp^2 A + P_t'$$

Finalement, nous retrouvons l'équation de Grad-Shafranov : $\frac{1}{\mu_0}\nabla_\perp^2 A + P_t' = 0$

ANNEXE E

TABLEAUX RÉCAPITULATIFS DE L'ÉTUDE STATISTIQUE

Tableau 1

Remarque : Un MC, appartenant au groupe A (/B), appartient nécessairement au groupe A* (/B*). L'unité de V est $km.s^{-1}$

Event N°	Start Time	End Time	Q	Group	$< V_{mc} >$	$V_{SWfront}$	V_{SWrear}	ΔV_{front}	ΔV_{rear}	V_{cme}	Source Lasco
1	1995-02-08T03 :23 :00	1995-02-08T20 :40 :00	1	A	425	390	418	35	0	-	-
2	1995-03-04T11 :42 :00	1995-03-04T21 :20 :00	2	B*	448	400	459	48	-8	-	-
3	1995-04-03T00 :56 :00	1995-04-04T14 :08 :00	1		314	400	353	-86	-30	-	-
4	1995-04-05T17 :52 :00	1995-04-06T20 :10 :00	2	A*-B*	340	260	341	80	11	-	-
5	1995-05-13T10 :25 :00	1995-05-14T05 :16 :00	1	A*-B	340	330	378	10	-38	-	-
6	1995-08-22T19 :29 :00	1995-08-23T18 :52 :00	1	A-B	374	340	357	34	5	-	-
7	1995-10-18T19 :01 :00	1995-10-20T01 :37 :00	1	A-B	421	330	487	91	-60	-	-
8	1995-12-16T04 :50 :00	1995-12-16T18 :57 :00	1		413	340	421	73	-4	-	-
9	1996-05-27T14 :43 :00	1996-05-29T02 :18 :00	1	A*-B	377	360	396	17	-42	-	-
10	1996-07-01T17 :27 :00	1996-07-02T14 :32 :00	2	A*	357	330	415	27	-65	-	-
11	1996-08-07T11 :03 :00	1996-08-08T10 :34 :00	3		352	350	364	2	-18	-	-
12	1996-12-24T02 :13 :00	1996-12-25T11 :31 :00	1	A-B	356	340	330	16	1	-	-
13	1997-01-10T04 :58 :00	1997-01-11T04 :57 :00	1	A-B	448	380	578	68	-156	136	01/06 1510 H
14	1997-02-10T02 :44 :00	1997-02-10T18 :42 :00	2		471	385	506	86	-74	490	02/07 0030 H
15	1997-04-11T05 :54 :00	1997-04-11T17 :52 :00	2		471	310	563	161	-86	878	04/07 1427 H
16	1997-04-21T12 :05 :00	1997-04-21T22 :45 :00	1	A	409	380	403	29	9	-	-
17	1997-04-22T00 :55 :00	1997-04-23T08 :39 :00	3		355	330	401	25	-57	-	-
18	1997-05-15T09 :51 :00	1997-05-15T23 :25 :00	1	A-B*	471	320	565	151	-88	464	05/12 0530 H
19	1997-05-16T06 :15 :00	1997-05-16T13 :22 :00	3		501	450	494	51	7	-	-
20	1997-06-09T08 :45 :00	1997-06-09T23 :08 :00	3		379	360	369	19	5	-	-
21	1997-06-19T05 :34 :00	1997-06-20T22 :13 :00	1	B*	342	350	305	-8	11	-	-

22	1997-07-15T09 :06 :00	1997-07-15T21 :28 :00	2	A*-B*	377	310	368	67	3	-	-
23	1997-08-03T13 :52 :00	1997-08-04T02 :03 :00	1	A*-B*	447	420	434	27	-7	104	07/30 0445 H
24	1997-09-18T03 :53 :00	1997-09-19T20 :51 :00	3		327	320	325	7	-36	-	-
25	1997-09-21T22 :05 :00	1997-09-22T17 :27 :00	1	B	434	340	404	94	9	377	09/17 2028 H
26	1997-10-01T17 :07 :00	1997-10-02T23 :49 :00	1		460	390	479	70	-40	359	09/28 0108 H
27	1997-10-10T21 :42 :00	1997-10-12T02 :30 :00	2	A*-B*	408	390	392	18	4	293	10/06 1528
28	1997-11-07T05 :28 :00	1997-11-07T14 :52 :00	3		462	360	459	102	1	785	11/04 0610 H
29	1997-11-07T15 :38 :00	1997-11-08T13 :47 :00	3		419	370	446	49	-45	-	-
30	1997-11-22T18 :51 :00	1997-11-23T12 :51 :00	1		522	360	498	162	12	150	11/19 1227
31	1998-01-07T02 :50 :00	1998-01-08T07 :28 :00	1	A-B	392	310	375	82	-10	438	01/02 2328 H
32	1998-01-08T15 :46 :00	1998-01-08T22 :18 :00	1		374	350	459	24	-100	-	-
33	1998-02-04T04 :39 :00	1998-02-05T22 :28 :00	2		329	310	321	19	-21	-	-
34	1998-03-04T14 :41 :00	1998-03-06T05 :39 :00	1	A-B	351	360	347	-9	-19	176	02/28 1248
35	1998-05-02T12 :08 :00	1998-05-03T17 :01 :00	3		528	420	493	108	-25	1374	04/29 1658 H
36	1998-06-02T10 :29 :00	1998-06-02T16 :31 :00	1	A	409	400	435	9	-19	-	-
37	1998-06-24T13 :30 :00	1998-06-25T23 :22 :00	1	B	477	390	488	87	-52	-	-
38	1998-08-20T07 :20 :00	1998-08-21T20 :22 :00	2	A*	324	300	302	24	-3	-	-
39	1998-09-25T02 :17 :00	1998-09-26T10 :01 :00	1	A-B	708	475	615	233	26	-	-
40	1998-10-19T04 :22 :00	1998-10-19T14 :49 :00	1		418	330	397	88	25	262	10/15 1004 H
41	1998-11-09T03 :44 :00	1998-11-10T02 :34 :00	1	A-B	458	490	480	-32	-60	-	-
42	1999-02-18T13 :19 :00	1999-02-19T09 :37 :00	3		632	390	586	242	32	-	-
43	1999-04-16T18 :45 :00	1999-04-17T20 :42 :00	1	A-B	426	400	400	26	0	291	04/13 0330 H
44	1999-08-09T10 :19 :00	1999-08-10T18 :38 :00	1	A	349	370	346	-21	-4	-	-
45	1999-09-21T20 :26 :00	1999-09-22T11 :33 :00	1	A*-B*	362	390	475	-28	-112	-	-
46	2000-02-12T17 :28 :00	2000-02-13T00 :29 :00	3		555	440	565	115	-1	944	02/10 0230 H
47	2000-02-21T14 :45 :00	2000-02-22T14 :44 :00	2	A*-B*	386	440	391	-54	-21	728	02/17 2006 H
48	2000-06-24T07 :49 :00	2000-06-25T18 :56 :00	3		518	450	461	68	15	-	-
49	2000-07-01T08 :38 :00	2000-07-02T03 :42 :00	1	A-B	424	380	406	44	34	-	-
50	2000-07-15T07 :05 :00	2000-07-15T14 :34 :00	3		57	530	74	-473	-17	820	07/12 2030
51	2000-07-15T19 :51 :00	2000-07-16T07 :58 :00	3		827	800	848	27	-5	1674	07/14 1054 H
52	2000-07-28T20 :03 :00	2000-07-29T10 :19 :00	2	A*-B*	474	370	502	104	-33	528	07/25 0330 H
53	2000-07-31T23 :20 :00	2000-08-01T17 :40 :00	1		471	380	515	91	-47	-	-
54	2000-08-12T06 :20 :00	2000-08-13T03 :01 :00	2	A*	593	420	621	176	-44	702	08/09 1630 H
55	2000-09-17T23 :24 :00	2000-09-18T15 :28 :00	1	B*	804	550	799	254	-6	1215	09/15/16
56	2000-10-03T17 :00 :00	2000-10-05T03 :28 :00	2	A*-B*	412	385	526	27	-124	-	-
57	2000-10-13T17 :38 :00	2000-10-14T19 :07 :00	1	B*	408	340	478	68	-77	527	10/09 2350 H
58	2000-10-28T22 :31 :00	2000-10-30T02 :30 :00	2		390	330	385	60	-11	770	10/25 0826 H
59	2000-11-06T22 :27 :00	2000-11-07T18 :08 :00	2	A*-B*	551	480	472	71	69	291	11/3 1826 H
60	2001-03-19T19 :01 :00	2001-03-22T00 :01 :00	1	A	384	320	319	55	-4	271	03/16 0350
61	2001-04-04T18 :05 :00	2001-04-05T08 :24 :00	1	A*-B*	736	500	706	236	-10	2505	04/02 2206

62	2001-04-11T22 :48 :00	2001-04-13T07 :13 :00	2		680	530	862	150	-181	2411	04/10 0530 H
63	2001-04-22T00 :12 :00	2001-04-23T02 :00 :00	1	A-B	367	360	349	7	0	-	-
64	2001-04-29T01 :45 :00	2001-04-29T15 :04 :00	3		645	460	594	185	50	1006	04/26 1230 H
65	2001-05-28T04 :46 :00	2001-05-29T10 :24 :00	1		487	460	440	27	5	-	-
66	2001-07-10T10 :30 :00	2001-07-12T02 :57 :00	2		365	430	369	-65	-23	-	-
67	2001-10-31T21 :58 :00	2001-11-01T17 :58 :00	1		360	330	324	30	21	-	-
68	2001-11-24T16 :55 :00	2001-11-25T21 :46 :00	1		714	460	698	255	-49	1437	11/22 2330 H
69	2002-03-19T21 :33 :00	2002-03-20T14 :46 :00	2	A*-B*	386	305	620	81	-257	957	03/15 2306
70	2002-03-24T15 :06 :00	2002-03-25T14 :45 :00	3		454	390	442	64	13	-	-
71	2002-04-18T00 :29 :00	2002-04-19T08 :24 :00	2	B*	492	340	715	152	-246	720	04/15 0350 H
72	2002-04-20T05 :17 :00	2002-04-21T15 :51 :00	3		527	490	474	37	-15	1240	04/17 0826 H
73	2002-05-19T03 :21 :00	2002-05-20T03 :35 :00	1		472	350	535	122	-84	-	-
74	2002-05-23T23 :00 :00	2002-05-25T17 :40 :00	3		578	425	532	153	-97	-	-
75	2002-08-01T11 :46 :00	2002-08-01T23 :09 :00	3		466	450	524	16	-54	-	-
76	2002-08-02T07 :09 :00	2002-08-02T21 :35 :00	2	B*	503	460	493	43	3	562	07/29 1207
77	2002-09-03T04 :00 :00	2002-09-03T18 :02 :00	3		358	345	395	13	-31	-	-
78	2002-09-30T21 :25 :00	2002-10-02T03 :08 :00	2	A*-B*	390	305	446	85	-62	-	-
79	2003-01-27T02 :01 :00	2003-01-27T16 :02 :00	1	A	533	700	500	-167	27	-	-
80	2003-03-20T12 :32 :00	2003-03-20T22 :51 :00	1	B*	682	640	777	42	-126	-	-
81	2003-06-17T19 :06 :00	2003-06-18T09 :00 :00	2	B*	495	470	574	25	-96	864	06/14 0154
82	2003-07-10T18 :41 :00	2003-07-11T15 :11 :00	1		359	355	489	4	-129	-	-
83	2003-08-18T01 :09 :00	2003-08-19T04 :30 :00	3		-	-	-	-	-	378	08/14 2006 H
84	2003-11-20T11 :39 :00	2003-11-21T01 :16 :00	1	A	612	450	587	162	20	1660	11/18 0850 H
85	2004-04-04T02 :25 :00	2004-04-05T19 :30 :00	1	A*-B	438	420	460	18	-59	-	-
86	2004-07-22T13 :02 :00	2004-07-23T07 :45 :00	1		619	370	624	249	53	710	07/20 1331 H
87	2004-07-24T11 :52 :00	2004-07-25T15 :08 :00	1	A-B	576	520	728	56	-110	700	07/22 0731
88	2004-07-27T01 :38 :00	2004-07-27T15 :25 :00	1	A	954	620	872	334	64	1333	07/25 1454 H
89	2004-08-29T18 :58 :00	2004-08-30T21 :55 :00	1	A-B	402	405	429	-3	-44	-	-
90	2004-11-07T22 :39 :00	2004-11-08T17 :03 :00	3		695	360	667	335	34	1055	11/04 2330
91	2004-11-09T20 :30 :00	2004-11-10T18 :49 :00	1	A*-B	742	620	681	83	2	1759	11/07 1654 H
92	2005-05-15T05 :32 :00	2005-05-16T04 :33 :00	2	A*-B*	865	440	713	425	66	1689	05/13 1712 H
93	2005-05-20T06 :58 :00	2005-05-21T07 :00 :00	3		466	460	430	6	11	448	05/16 1350
94	2005-06-12T14 :41 :00	2005-06-13T14 :07 :00	2		497	310	493	187	-8	377	06/09 1436
95	2005-06-15T05 :16 :00	2005-06-16T08 :33 :00	1	A	495	460	607	35	-162	-	-
96	2005-07-17T15 :17 :00	2005-07-18T02 :35 :00	2	A*-B*	438	440	445	-2	-3	-	-
97	2005-10-31T02 :03 :00	2005-10-31T18 :43 :00	2	A*	388	360	377	28	-3	-	-
98	2005-12-31T13 :49 :00	2006-01-01T13 :26 :00	2	A*-B*	484	580	541	-96	-67	-	-
99	2006-02-05T19 :02 :00	2006-02-06T10 :45 :00	2	A*	358	360	331	-2	26	-	-
100	2006-04-13T15 :25 :00	2006-04-14T10 :02 :00	2	A*-B*	535	390	566	145	-13	183	04/10 0606
101	2006-08-30T21 :01 :00	2006-08-31T15 :08 :00	3		424	510	407	-86	4	786	08/26 2057

102	2006-09-30T08 :51 :00	2006-09-30T19 :47 :00	1	A	406	300	437	106	-24	-	-
103	2006-12-14T22 :40 :00	2006-12-15T20 :40 :00	2		697	575	650	122	-20	1774	12/13 0254 H
104	2007-01-14T11 :50 :00	2007-01-15T07 :12 :00	3		364	350	540	14	-200	-	-
105	2007-03-24T02 :23 :00	2007-03-24T22 :53 :00	3		373	275	386	98	-24	-	-
106	2007-05-21T22 :23 :00	2007-05-22T13 :41 :00	1	B*	459	550	448	-91	11	-	-
107	2007-11-19T23 :45 :00	2007-11-20T11 :46 :00	1	A-B	475	380	502	95	-12	-	-
108	2007-12-25T15 :20 :00	2007-12-26T07 :42 :00	3		362	400	354	-38	9	-	-
109	2008-12-17T01 :58 :00	2008-12-17T17 :35 :00	1	A-B*	347	350	337	-3	6	-	-

Tableau 2 : Résultats issus de MVA

Event N°	θ(°)	φ(°)	Δ_θ (°)	Δ_φ (°)	$\frac{\lambda_2}{\lambda_1}$	$\frac{\lambda_3}{\lambda_2}$	Total Az. Flux $(\cdot 10^{21} Mx/UA)$	Eroded Az. flux $(\cdot 10^{21} Mx/UA)$	Amount Az. Eroded Flux
1	316	77	1,1	4,8	3,8	10,2	1,61	-0,78	-48%
2	354	71	20,0	138,3	1,2	31,3	-	-	-
3	32	248	7,0	1,7	4,0	3,5	-	-	-
4	38	96	0,9	0,9	13,5	1,9	1,43	0,65	45%
5	9	121	0,9	0,5	3,9	2,9	0,86	0,45	53%
6	325	277	3,4	3,5	2,7	8,0	1,06	0,46	43%
7	341	293	2,5	1,9	5,9	6,1	5,33	-1,28	-24%
8	310	358	4,4	9,7	1,8	8,8	-	-	-
9	325	90	7,7	10,3	1,9	10,8	3,50	-2,66	-76%
10	21	100	3,7	1,8	4,4	4,3	1,27	0,39	31%
11	298	280	0,3	1,9	5,0	8,5	1,20	-0,97	-81%
12	60	28	4,0	5,6	2,7	7,1	3,16	-2,70	-85%
13	354	253	1,2	0,3	6,0	2,9	2,89	-0,30	-10%
14	330	136	1,1	5,7	17,9	2,5	-	-	-
15	11	50	2,1	0,4	2,9	13,7	-	-	-
16	312	231	0,6	2,1	12,3	3,1	0,63	-0,25	-39%
17	333	16	2,8	11,0	2,1	2,6	1,25	0,93	75%
18	339	98	1,5	1,4	2,4	14,9	1,77	1,04	59%
19	4	327	7,6	12,1	6,6	3,1	0,35	0,27	78%
20	356	25	0,7	176,3	9,4	2,9	0,39	0,28	72%
21	305	211	7,9	11,0	3,1	10,6	3,29	-3,04	-92%
22	295	75	3,5	3,5	3,9	5,9	0,74	0,19	26%
23	357	31	0,9	2,2	32,1	6,0	0,55	0,03	5%
24	356	60	20,1	87,0	4,7	2,4	2,00	0,87	43%
25	60	126	6,8	20,1	1,7	19,6	1,82	0,83	46%
26	1	146	2,1	0,7	6,6	5,2	-	-	-

27	340	260	6,1	2,0	11,9	2,1	2,02	-0,03	-1%
28	37	310	5,1	3,7	19,5	3,8	-	-	-
29	49	270	3,4	11,6	2,2	8,4	2,12	-1,06	-50%
30	300	116	3,3	1,8	4,6	5,3	2,62	-1,31	-50%
31	44	47	2,3	2,1	6,9	7,1	2,53	-0,21	-8%
32	351	331	31,6	73,0	9,0	2,5	0,36	-0,35	-99%
33	312	59	10,7	1,2	63,1	4,0	-	-	-
34	351	105	6,6	4,9	4,8	14,1	2,80	-2,14	-77%
35	29	8	7,5	3,1	3,5	3,3	0,71	0,35	50%
36	30	51	2,7	11,1	5,0	10,1	0,37	0,27	73%
37	341	141	7,6	9,2	7,0	4,0	3,74	3,64	97%
38	354	311	4,5	3,2	14,9	7,2	1,97	0,12	6%
39	48	103	8,9	3,4	17,6	5,2	7,92	6,62	84%
40	8	355	1,3	0,2	7,7	13,1	-	-	-
41	308	275	2,3	0,6	17,1	3,8	4,08	3,16	77%
42	12	278	9,1	2,1	7,4	2,3	-	-	-
43	286	131	1,2	1,4	10,1	3,4	4,66	-2,71	-58%
44	61	80	4,3	4,8	4,8	4,5	2,01	-1,07	-53%
45	338	70	3,8	6,0	4,3	3,5	1,68	-1,38	82%
46	298	207	2,7	7,5	2,2	11,5	0,72	-0,56	-78%
47	62	344	2,5	3,6	3,7	6,1	2,46	-1,52	-62%
48	296	290	4,4	27,2	9,0	1,9	-	-	-
49	72	356	2,1	4,5	5,5	6,7	0,71	0,20	28%
50	301	135	14,3	22,1	7,1	4,7	0,08	0,08	99%
51	13	25	2,9	14,0	2,9	6,2	1,66	0,92	56%
52	13	289	3,4	4,4	7,2	4,9	1,72	-1,28	-74%
53	342	34	17,5	71,5	2,7	4,7	-	-	-
54	9	101	1,5	4,8	4,9	3,4	4,70	1,85	40%
55	64	316	6,8	161,7	5,4	2,0	6,25	-4,79	-77%
56	26	63	4,5	1,4	12,6	4,0	4,22	-2,09	-50%
57	344	169	1,1	1,4	1,5	7,1	0,61	0,27	44%
58	7	163	3,8	2,9	1,9	5,9	-	-	-
59	5	119	0,5	2,5	4,7	7,8	2,63	-0,40	-15%
60	320	204	2,2	3,8	6,1	6,7	6,01	-3,93	-65%
61	42	273	0,8	1,9	4,6	4,4	1,66	0,83	50%
62	31	307	5,7	148,2	2,9	6,2	3,71	2,20	59%
63	310	270	2,1	0,8	9,6	4,8	1,68	-0,24	-15%
64	1	302	22,3	125,4	1,4	10,9	1,00	-0,67	-67%
65	332	33	2,1	4,5	1,8	7,4	-	-	-
66	292	249	3,4	16,7	9,4	4,4	1,03	0,73	71%

67	340	150	0,3	1,2	4,2	10,6	0,81	0,54	66%
68	36	116	0,7	1,0	2,9	4,1	-	-	-
69	24	72	2,8	13,4	1,6	15,0	1,06	-0,48	-46%
70	34	218	1,2	16,3	2,7	18,1	1,11	0,81	73%
71	317	346	11,9	9,1	7,7	3,2	-	-	-
72	340	211	10,6	11,9	6,4	4,7	-	-	-
73	7	243	1,6	0,7	10,8	4,7	0,97	0,34	35%
74	51	241	12,4	7,1	14,7	7,3	-	-	-
75	354	271	4,7	0,5	8,5	3,7	1,19	-0,38	-32%
76	350	276	3,6	16,9	2,3	17,6	0,98	-0,22	-22%
77	349	184	3,0	1,4	1,6	8,9	-	-	-
78	33	97	5,1	2,6	3,2	3,4	6,50	-4,46	-69%
79	55	159	1,0	2,1	5,7	9,0	1,07	0,90	84%
80	279	105	2,2	17,7	7,5	3,9	1,01	0,46	46%
81	345	196	1,1	4,8	1,6	9,0	-	-	-
82	8	28	1,1	1,3	3,1	3,3	-	-	-
83	340	277	1,7	2,0	5,4	4,0	-	-	-
84	287	67	2,1	4,2	5,5	6,9	5,39	2,02	38%
85	32	30	2,2	7,3	4,1	13,8	4,82	-4,12	-86%
86	357	51	1,0	0,7	1,8	10,8	-	-	-
87	318	82	0,6	2,9	6,0	5,6	5,31	0,03	1%
88	340	105	6,5	1,1	7,2	3,0	3,36	0,21	6%
89	341	64	0,9	2,6	2,1	6,8	1,98	-0,74	-38%
90	339	90	0,4	1,1	3,8	4,2	9,50	7,59	80%
91	285	274	1,9	1,7	11,8	1,6	7,83	2,08	27%
92	75	210	0,9	2,8	12,1	2,9	11,38	5,87	52%
93	70	242	0,7	3,3	7,1	2,2	-	-	-
94	332	32	22,2	145,2	1,6	13,8	-	-	-
95	10	93	0,5	2,3	3,0	4,0	2,70	-1,42	-53%
96	325	108	0,4	2,9	3,2	13,9	1,18	0,60	51%
97	356	110	1,2	3,4	2,3	6,4	1,08	-0,16	-15%
98	32	266	0,7	3,1	6,6	5,1	1,53	0,60	40%
99	352	73	3,3	1,0	6,7	7,3	1,32	-0,89	-67%
100	30	304	1,9	1,3	10,3	3,4	3,17	-1,47	-47%
101	343	231	1,5	2,1	11,7	3,6	0,74	0,36	48%
102	19	296	1,9	3,8	21,2	5,8	0,81	0,09	12%
103	331	289	33,8	80,8	5,6	1,3	-	-	-
104	37	294	0,7	0,5	3,4	7,0	1,48	-1,06	-72%
105	5	253	0,3	0,4	4,4	6,1	1,44	-0,13	-9%
106	20	9	2,5	3,5	1,6	6,5	0,64	-0,13	-20%

107	356	277	1,6	1,2	10,0	7,4	1,61	-0,76	-47%
108	329	322	2,7	11,3	5,6	5,3	-	-	-
109	335	239	0,9	1,8	5,4	7,2	0,69	0,47	-67%

Tableau 3 : Résultats issus de FRF

Event N°	θ(°)	φ(°)	Impact Parameter	B_0(nT)	α	Convergence (Yes/No)	Total Az. Flux ($\cdot 10^{21} Mx/UA$)	Eroded Az. flux ($\cdot 10^{21} Mx/UA$)	Amount Az. Eroded Flux
1	330	81	0,00	15,6	2,405	N	1,15	0,13	12%
2	306	249	-0,62	14,1	1,621	Y	0,49	-0,04	-8%
3	12	108	0,57	13,1	2,405	Y	-	-	-
4	17	71	0,43	8,4	2,405	Y	1,18	0,41	35%
5	12	99	-0,50	6,1	2,405	Y	1,01	0,53	52%
6	333	219	-0,39	11,8	2,047	Y	0,71	0,16	22%
7	349	292	-0,08	24,2	2,405	Y	4,84	-0,28	-6%
8	0	0	-0,89	15,1	1,898	N	0,01	0,01	39%
9	356	103	-0,25	12,5	2,187	Y	1,70	-0,30	-18%
10	19	116	-0,01	11,8	2,256	Y	1,16	0,35	30%
11	319	235	-0,65	7,3	2,405	Y	0,79	-0,43	-54%
12	26	102	0,30	11,6	2,405	Y	1,43	0,20	14%
13	357	243	0,11	18,6	2,405	Y	2,60	-0,08	-3%
14	330	185	-1,00	14,3	2,405	N	-	-	-
15	1	0	0,92	32,5	2,405	Y	-	-	-
16	306	263	-0,01	10,1	1,789	Y	0,66	-0,23	-34%
17	0	360	0,48	13,4	2,201	N	0,05	-0,03	-54%
18	344	145	0,47	22,6	1,521	Y	0,79	0,23	30%
19	17	307	-0,41	8,1	2,405	Y	0,36	0,17	48%
20	2	240	-0,47	17,6	1,654	Y	0,56	0,20	37%
21	352	329	0,78	10,4	2,287	Y	0,42	0,03	7%
22	296	114	-0,19	13,7	2,117	Y	0,71	0,16	23%
23	354	47	-0,63	22,2	2,405	Y	0,80	-0,05	-7%
24	27	214	0,29	14,1	2,405	Y	2,44	1,46	60%
25	64	121	-0,29	21,9	1,947	Y	2,00	1,06	53%
26	11	177	0,79	16,2	2,405	Y	0,26	-0,02	-7%
27	356	238	0,33	11,7	2,405	Y	1,94	0,46	24%
28	353	350	0,99	7,3	2,405	Y	-	-	-
29	61	299	0,58	23,0	2,325	Y	1,60	0,34	21%
30	292	2	0,80	25,4	2,405	Y	-	-	-
31	48	30	0,03	21,6	2,405	Y	2,65	0,79	30%

32	2	352	0,92	14,7	1,973	Y	0,02	-0,01	-59%
33	3	25	0,59	16,8	2,405	Y	0,97	-0,35	-36%
34	20	131	0,19	15,3	2,405	Y	2,05	0,80	39%
35	4	1	0,62	16,3	2,09	Y	0,12	0,07	59%
36	22	81	-0,01	12,9	1,943	N	0,29	0,04	15%
37	36	149	0,10	16,9	2,405	Y	2,15	-0,26	-12%
38	4	277	0,00	15,5	2,405	N	3,14	1,09	35%
39	21	169	-0,04	16,0	2,405	Y	3,37	2,97	88%
40	10	1	-0,92	7,4	2,405	Y	0,14	0,04	32%
41	290	290	-0,16	18,5	2,405	Y	2,82	1,53	54%
42	304	230	1,00	10,1	2,405	N	-	-	-
43	317	136	-0,32	20,3	2,405	Y	2,97	-1,12	-38%
44	56	170	-0,01	12,7	2,405	Y	1,30	0,20	15%
45	7	62	-0,69	15,8	2,405	Y	0,79	-0,32	-41%
46	5	176	-0,08	10,9	1,346	Y	0,09	-0,06	-74%
47	69	43	0,51	13,8	2,405	Y	1,81	0,06	3%
48	22	256	-0,99	14,7	2,405	Y	0,38	0,16	42%
49	82	351	0,51	9,5	1,934	Y	0,73	0,19	26%
50	303	215	0,92	7,0	2,405	Y	0,03	0,01	43%
51	9	40	-0,20	51,7	2,331	Y	2,52	0,32	13%
52	355	260	0,67	18,9	2,405	Y	1,06	-0,53	-50%
53	360	180	-0,69	12,9	1,638	N	-	-	-
54	11	96	-0,01	32,8	2,405	Y	4,92	2,14	43%
55	31	235	0,79	39,4	2,405	Y	2,32	1,06	46%
56	349	79	-0,21	15,8	2,405	Y	2,85	0,15	5%
57	333	149	-0,32	13,3	1,857	Y	1,01	-0,08	-8%
58	346	31	-0,86	25,4	2,405	Y	-	-	-
59	8	121	0,27	23,7	2,321	Y	2,49	0,14	6%
60	304	118	0,00	21,6	2,405	N	5,61	1,47	26%
61	24	301	0,75	18,9	2,405	Y	1,43	0,69	48%
62	140	112	-0,01	13,7	1,28	N	4,98	3,73	75%
63	302	285	-0,13	16,5	2,405	Y	1,79	0,49	27%
64	19	146	-0,02	11,7	1,941	Y	0,66	0,25	38%
65	354	16	-0,91	15,9	2,405	Y	-	-	-
66	350	222	0,03	7,7	2,405	Y	-	-	-
67	332	151	0,81	20,2	2,405	Y	0,57	0,10	18%
68	46	192	0,92	29,0	2,405	Y	1,63	0,78	48%
69	15	39	0,46	15,9	1,42	Y	0,72	-0,26	-36%
70	0	360	-1,00	26,7	2,405	N	0,17	-0,17	-99%
71	350	326	0,70	19,2	2,405	Y	1,16	0,30	25%

72	360	180	0,73	8,4	2,405	N	-	-	-
73	5	237	0,89	20,7	2,361	Y	0,96	0,38	39%
74	17	93	-0,99	25,9	2,178	N	-	-	-
75	8	257	0,17	14,4	2,405	Y	0,94	0,15	16%
76	343	261	-0,43	15,4	1,762	Y	0,96	0,22	23%
77	46	203	-0,43	13,2	1,635	Y	0,66	-0,15	-23%
78	354	106	0,14	19,7	2,405	Y	3,43	-0,84	-24%
79	134	177	-0,01	5,2	1,142	N	0,50	0,18	36%
80	278	187	-0,69	15,6	2,226	Y	0,83	0,19	22%
81	334	251	0,40	14,7	1,44	Y	1,06	-0,44	-42%
82	330	32	0,80	15,7	2,153	Y	0,33	0,00	1%
83	299	327	1,00	4,6	1,827	N	-	-	-
84	282	144	0,00	51,8	2,405	N	6,26	3,55	57%
85	73	294	0,48	23,8	2,405	Y	3,46	-0,77	-22%
86	343	17	0,65	18,7	2,405	Y	1,06	-0,13	-12%
87	315	98	0,17	26,4	2,405	Y	5,52	0,61	11%
88	333	111	0,00	33,3	2,405	N	4,05	1,66	41%
89	337	62	-0,19	14,5	2,124	Y	1,72	-0,42	-24%
90	334	79	0,12	28,7	2,405	Y	-	-	-
91	255	335	-0,13	22,0	2,405	Y	2,81	-2,63	-94%
92	46	193	-0,53	58,9	2,405	Y	8,53	4,47	52%
93	59	270	0,17	12,6	2,405	Y	-	-	-
94	341	164	0,77	25,0	2,405	Y	0,76	0,37	48%
95	14	94	-0,01	6,1	1,394	N	2,58	-1,24	-48%
96	335	54	-0,08	15,0	2,039	Y	0,96	0,38	39%
97	359	173	-0,37	13,8	2,405	Y	0,15	-0,04	-25%
98	21	273	-0,26	10,5	2,364	Y	1,21	-0,06	-5%
99	336	92	0,00	9,9	2,405	N	0,91	-0,34	-37%
100	19	291	-0,11	20,5	2,405	Y	2,68	-0,31	-12%
101	350	242	0,32	8,7	2,341	Y	0,66	-0,03	-4%
102	26	265	-0,01	17,8	2,405	Y	0,94	-0,08	-8%
103	319	135	0,99	21,2	2,405	Y	0,78	0,45	58%
104	17	303	0,08	12,5	2,013	Y	0,85	-0,21	-25%
105	9	251	-0,12	9,6	2,405	Y	1,38	0,01	0%
106	30	22	0,14	15,0	2,405	Y	0,84	-0,02	-2%
107	352	266	0,27	19,9	2,047	Y	1,42	-0,48	-34%
108	5	299	-0,87	3,6	1,808	Y	0,13	-0,05	-35%
109	347	215	0,58	11,4	2,405	Y	0,39	0,16	42%

Tableau 4 : Signatures de reconnexion magnétique observées aux frontières du MC

Event N°	Reconnection signature at the front boundary	Reconnection signature at the rear boundary
1	-	-
2	-	-
3	-	-
4	4	-
5	4	1
6	2	-
7	2	-
8	4	2
9	3	-
10	-	-
11	-	-
12	-	-
13	1	-
14	-	-
15	1	-
16	4	-
17	-	-
18	4	-
19	-	-
20	-	-
21	-	-
22	-	-
23	-	1
24	-	-
25	2	-
26	-	-
27	-	-
28	3	-
29	-	-
30	2	1
31	4	3
32	-	-
33	-	-
34	-	-
35	-	-
36	-	-

37	-	1
38	-	-
39	-	-
40	-	1
41	-	-
42	-	-
43	-	-
44	-	2
45	4	-
46	-	-
47	-	-
48	-	-
49	-	-
50	-	-
51	-	-
52	-	-
53	-	-
54	2	-
55	4	2
56	2	-
57	-	1
58	2	-
59	-	-
60	-	-
61	-	-
62	-	-
63	-	-
64	-	-
65	-	-
66	2	-
67	1	1
68	-	-
69	-	-
70	-	-
71	-	-
72	2	-
73	-	-
74	-	-
75	-	-
76	-	-

77	-	-
78	-	-
79	-	2
80	-	2
81	-	-
82	-	-
83	-	-
84	-	-
85	-	1
86	-	-
87	-	-
88	-	-
89	-	-
90	-	-
91	-	-
92	2	-
93	-	-
94	-	-
95	-	2
96	-	-
97	4	-
98	-	-
99	-	-
100	2	-
101	-	-
102	-	-
103	-	-
104	-	-
105	-	-
106	-	-
107	1	1
108	-	-
109	-	-

ANNEXE F

PUBLICATIONS

Dans les journaux à comité de lecture

- B. Lavraud, **A. Ruffenach**, A. P. Rouillard, P. Kajdic, W. Manchester, N. Lugaz (2014), Geoeffectiveness and radial dependence of magnetic cloud erosion by magnetic reconnection, J. Geophys. Res., 119, doi : 10.1002/2013JA019154
- B. Lavraud, E. Larroque, E. Budnik, V. Génot, J. E. Borovsky, M. W. Dunlop, C. Foullon, H. Hasegawa, C. Jacquey, K. Nykyri, **A. Ruffenach**, M. G. G. T. Taylor, I. Dandouras, and H. Rème (2013), Asymmetry of magnetosheath flows and magnetopause shape during low Alfvén Mach number solar wind, J. Geophys. Res., Volume 118, Issue 3, pages 1089–1100 .
- **A. Ruffenach** , B. Lavraud, M. J. Owens, J.-A. Sauvaud, N. P. Savani, P. Rouillard, P. Démoulin, C. Foullon et al. (2012), Multi-spacecraft observation of magnetic cloud erosion by magnetic reconnection during propagation, J. Geophys. Res., doi :10.1029/2012JA017624
- M.J. Owens, P. Démoulin, N.P. Savani, B. Lavraud, **A. Ruffenach** (2012), Implications of non-cylindrical flux ropes for magnetic cloud reconstruction techniques and the interpretation of double flux-rope events, Solar Physics, Volume 278, Issue 2, pp 435-446

Communications

Présentations orales

- **A. Ruffenach** et B. Lavraud, Review of magnetic cloud erosion by magnetic reconnection, Invited Talk, IAGA, Mérida, Mexico, 2013
- **A. Ruffenach** , B. Lavraud, C. J. Farrugia, P. Démoulin, S. Dasso, J.-A. Sauvaud, A. P. Rouillard, A. Lynnyk, C. Foullon, M. J. Owens, N. P. Savani, and J. G. Luhmann, Statistical analysis of magnetic cloud erosion by magnetic reconnection, IAUS300 Symposium, Paris, France, 2013
- **A. Ruffenach** , B. Lavraud, M. J. Owens, J.-A. Sauvaud, N. Savani, A. P. Rouillard and SWEA STEREO Team, Observation of magnetic cloud erosion by magnetic reconnection, Heliospheric Processes Workshop, Toulouse, France, 2012

Posters

- **A. Ruffenach** , B. Lavraud, C. J. Farrugia, P. Démoulin, S. Dasso, J.-A. Sauvaud, A. P. Rouillard, A. Lynnyk, C. Foullon, M. J. Owens, N. P. Savani, and J. G. Luhmann, Statistical analysis of magnetic cloud erosion by magnetic reconnection, IAGA, Mexico, 2013
- **A. Ruffenach** , B. Lavraud, M. J. Owens, J.-A. Sauvaud, N. Savani, A. P. Rouillard and SWEA STEREO Team, Observation of magnetic cloud erosion by magnetic reconnection, American Geophysical Union, Fall Meeting 2011, San Francisco, USA
- **A. Ruffenach** , B. Lavraud, M. J. Owens, J.-A. Sauvaud, N. Savani, A. P. Rouillard, A.Opitz, J. G. Luhmann, C. T. Russell, and A.B. Galvin, Quantitative multi-spacecraft observation of magnetic cloud erosion by magnetic reconnection during propagation, EGU General Assembly 2011, Vienna, Austria

Multispacecraft observation of magnetic cloud erosion by magnetic reconnection during propagation

A. Ruffenach,[1,2] B. Lavraud,[1,2] M. J. Owens,[3] J.-A. Sauvaud,[1,2] N. P. Savani,[4,5] A. P. Rouillard,[1,2] P. Démoulin,[6] C. Foullon,[7] A. Opitz,[1,2] A. Fedorov,[1,2] C. J. Jacquey,[1,2] V. Génot,[1,2] P. Louarn,[1,2] J. G. Luhmann,[8] C. T. Russell,[9] C. J. Farrugia,[10] and A. B. Galvin[10]

Received 15 February 2012; revised 3 July 2012; accepted 22 July 2012; published 7 September 2012.

[1] During propagation, Magnetic Clouds (MC) interact with their environment and, in particular, may reconnect with the solar wind around it, eroding away part of its initial magnetic flux. Here we quantitatively analyze such an interaction using combined, multipoint observations of the same MC flux rope by STEREO A, B, ACE, WIND and THEMIS on November 19–20, 2007. Observation of azimuthal magnetic flux imbalance inside a MC flux rope has been argued to stem from erosion due to magnetic reconnection at its front boundary. The present study adds to such analysis a large set of signatures expected from this erosion process. (1) Comparison of azimuthal flux imbalance for the same MC at widely separated points precludes the crossing of the MC leg as a source of bias in flux imbalance estimates. (2) The use of different methods, associated errors and parametric analyses show that only an unexpectedly large error in MC axis orientation could explain the azimuthal flux imbalance. (3) Reconnection signatures are observed at the MC front at all spacecraft, consistent with an ongoing erosion process. (4) Signatures in suprathermal electrons suggest that the trailing part of the MC has a different large-scale magnetic topology, as expected. The azimuthal magnetic flux erosion estimated at ACE and STEREO A corresponds respectively to 44% and 49% of the inferred initial azimuthal magnetic flux before MC erosion upon propagation. The corresponding average reconnection rate during transit is estimated to be in the range 0.12–0.22 mV/m, suggesting most of the erosion occurs in the inner parts of the heliosphere. Future studies ought to quantify the influence of such an erosion process on geo-effectiveness.

Citation: Ruffenach, A., et al. (2012), Multispacecraft observation of magnetic cloud erosion by magnetic reconnection during propagation, *J. Geophys. Res.*, *117*, A09101, doi:10.1029/2012JA017624.

1. Introduction

[2] The interplanetary manifestations of solar coronal mass ejections, called interplanetary coronal mass ejections (ICMEs), are magnetized plasma structures that play a pivotal role in solar-terrestrial interaction [*Gosling*, 1993; *Wimmer-Schweingruber et al.*, 2006; *Borovsky and Denton*, 2006; *Foullon et al.*, 2007; *Gopalswamy et al.*, 2007; *Lavraud and Borovsky*, 2008; *Möstl et al.*, 2010; *Richardson and Cane*, 2010]. These structures may interact in various ways with the ambient solar wind during their propagation in the interplanetary medium [*Burlaga et al.*, 1987; *Farrugia et al.*, 1997]. Magnetic clouds, a subset of ICMEs, are primarily characterized by a large smooth rotation of enhanced magnetic field, low temperature and low plasma beta [*Burlaga et al.*, 1981; *Klein and Burlaga*, 1982]. The large-scale structure of a MC consists of a twisted magnetic flux rope [*Goldstein*, 1983; *Marubashi*, 1986; *Burlaga*, 1988; *Lepping et al.*, 1990]. Another signature commonly associated with ICMEs is the presence of counterstreaming suprathermal electrons [*Gosling et al.*, 1987; *Gosling*, 1990; *Farrugia et al.*, 1993] which indicates a large-scale

[1]Institut de Recherche en Astrophysique et Planétologie, Université de Toulouse, Toulouse, France.
[2]UMR 5277, Centre National de la Recherche Scientifique, Toulouse, France.
[3]Space Environment Physics Group, University of Reading, Reading, UK.
[4]University Corporation for Atmospheric Research, Boulder, Colorado, USA.
[5]NASA Goddard Space Flight Center, Greenbelt, Maryland, USA.
[6]Observatoire de Paris, LESIA, UMR 8109, CNRS, Meudon, France.
[7]Centre for Fusion Space and Astrophysics, University of Warwick, Warwick, UK.
[8]Space Sciences Laboratory, University of California, Berkeley, California, USA.
[9]IGPP, UCLA, Los Angeles, California, USA.
[10]Space Science Center, University of New Hampshire, Durham, New Hampshire, USA.

Corresponding author: A. Ruffenach, Institut de Recherche en Astrophysique et Planétologie, Université de Toulouse, 9 Avenue du Colonel Roche, BP 44346, FR-31028 Toulouse CEDEX 4, France. (alexis.ruffenach@irap.omp.eu)

©2012. American Geophysical Union. All Rights Reserved.
0148-0227/12/2012JA017624

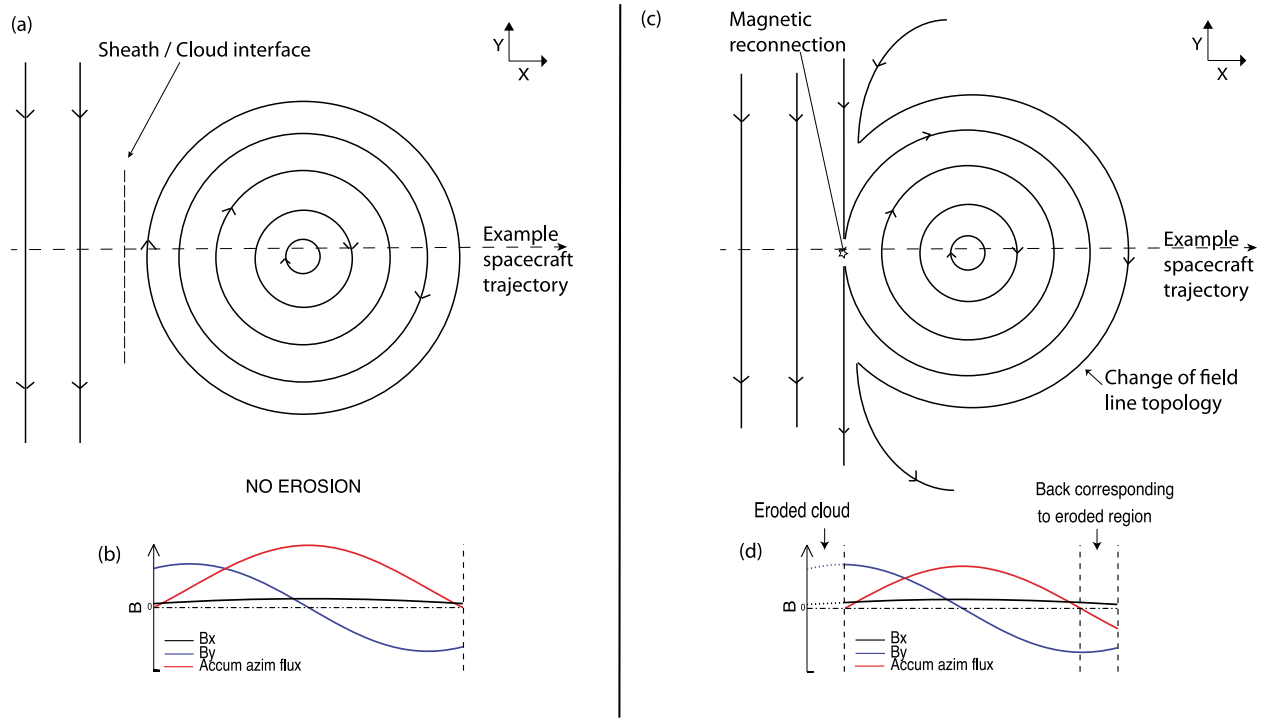


Figure 1. Schematic representing the magnetic structure of (a) non-eroded and (c) eroded MCs together with (b and d) the expected variations in the magnetic field components and accumulated azimuthal flux. The analysis needs to be made in the proper MC coordinate system as is implicit here.

"closed" magnetic topology, with magnetic field lines rooted on the Sun at both ends.

[3] Magnetic reconnection converts magnetic energy into thermal and kinetic energy. Although this process has been mainly studied in situ in Earth's magnetosphere, signatures of magnetic reconnection have previously been associated with magnetic clouds [*Farrugia et al.*, 2001] and confirmed recently as ubiquitous in the solar wind [*Gosling et al.*, 2005a, 2006a; *Davis et al.*, 2006; *Phan et al.*, 2006; *Huttunen et al.*, 2008; *Lavraud et al.*, 2009; *Eriksson et al.*, 2009]. *Gosling et al.* [2005a, 2006a] identified Petschek-like reconnection exhausts characterized by bifurcated current sheets. These current sheets form a pair of rotational discontinuities with correlated changes in the components of the magnetic field and flow velocity on one side and anti-correlated changes on the other. Magnetic reconnection implies a change in magnetic field topology. This can be diagnosed using suprathermal electron characteristics since they travel extremely fast along the magnetic field. Unidirectional electron beams of a few hundred eV (called the "strahl") are associated with regular solar wind, i.e., open field lines connected to the hot coronal source at one end. Counterstreaming suprathermal electrons, in addition to being observed inside ICMEs [e.g., *Shodhan et al.*, 2000], have been measured in narrow reconnection exhaust at the Heliospheric Current Sheet (HCS). This is also a result of the newly closed nature of the magnetic field lines in the specific configuration of the HCS [*Gosling et al.*, 2006b; *Lavraud et al.*, 2009] if the spacecraft is crossing the exhaust Sunward of the reconnection line along the magnetic field. By contrast, a spacecraft crossing the exhaust anti-Sunward of the reconnection line observes a lack of strahl electrons in both the parallel and anti-parallel directions [*Gosling et al.*, 2005b]. Note that other suprathermal electron signatures have been reported [e.g., *Gosling et al.*, 2002; *Steinberg et al.*, 2005; *Wimmer-Schweingruber et al.*, 2006; *Skoug et al.*, 2006; *Foullon et al.*, 2009; *Lavraud et al.*, 2010].

[4] During its propagation in the interplanetary medium, a MC may interact with the solar wind around it. Magnetic reconnection may in particular occur at the front of the MC, thereby leading to a global topological change as depicted in Figure 1. Figure 1 presents the expected magnetic structure as an observing spacecraft would cut through either a non-eroded (Figure 1a) or eroded MC (Figure 1c). *Dasso et al.* [2006] presented a new method to analyze the structure of a MC that consists in calculating the azimuthal magnetic flux accumulated along the spacecraft trajectory. An imbalance in accumulated azimuthal flux, with an excess flux at the back of the MC, is believed to be the signature of magnetic erosion at its front (cf. section 4 for further explanations). This possibility has further been studied using both observations [*Dasso et al.*, 2007; *Möstl et al.*, 2008] and global MHD simulations [*Schmidt and Cargill*, 2003; *Taubenschuss et al.*, 2010]. The simulation works showed in particular that the efficiency of the reconnection process increases with the relative velocity of the MC with respect to the ambient solar wind.

[5] ICMEs are major sources of strong southward interplanetary magnetic field and often increased solar wind flow speed impinging on the Earth's magnetosphere. The subsequent coupling and geomagnetic storms, mediated in its

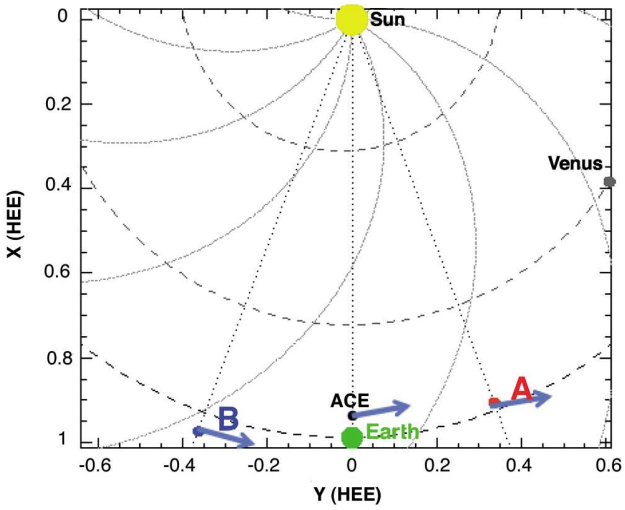


Figure 2. ACE, ST-A, ST-B, and Earth locations on November 19–20, 2007 in the ecliptic plane with the respective projection of MC axis orientations inferred from MVA analysis.

most part through magnetic reconnection at the dayside magnetopause [*Dungey*, 1961; *Akasofu*, 1981], are directly related to the intensity of the magnetic field in MCs and their sheath regions. Because the proposed erosion directly alters the amount and duration of the typically large magnetic flux contained within MCs impinging on Earth, this process may significantly impact the geo-effectiveness of MCs over the solar cycle. Evaluation of MC magnetic flux budget is also very relevant to the study of coronal processes during eruption [*Qiu et al.*, 2007]. For instance, MC flux estimations are important for comparison with the magnetic flux observed in the suspected solar source region, and which may be used to link MCs to their solar origin [e.g., *Mandrini et al.*, 2005; *Nakwacki et al.*, 2011]. It is thus important to take into account the presumed eroded flux when comparing in situ and solar observations of MCs.

[6] Finally, it should be noted that we use a twisted flux rope hypothesis for our MC in the present study [e.g., *Burlaga et al.*, 1981]. Although this hypothesis appears justified from the results of our multispacecraft analysis, MCs have also been described using writhed and sheared three-dimensional magnetic field or spheromak-shaped structures [e.g., *Al-Haddad et al.*, 2011; *Vandas et al.*, 1993].

[7] Here we study an event that occurred on November 19–21, 2007. The MC was observed by STEREO A (ST-A), STEREO B (ST-B), ACE, WIND and THEMIS in particular. Several authors have studied this event in other contexts [*Gosling and Szabo*, 2008; *Farrugia et al.*, 2011; *Kilpua et al.*, 2011; *Howard and Tappin*, 2009], as will be discussed in section 5. The purpose of the present study is to demonstrate the occurrence of magnetic flux erosion by magnetic reconnection at the front of this MC, owing to its interaction with the slow solar wind ahead of it, using a combination of different methods and signatures together with detailed error assessments. In section 3, we describe data observed by ST-A, ST-B, ACE, WIND and THEMIS. In section 4 we present the different methods used and associated results. We discuss these results in section 5.

2. Instrumentation

[8] The solar terrestrial relations observatory (STEREO) [*Kaiser et al.*, 2008] consists of two spacecraft that slowly drift ahead (referred to ST-A) and behind (referred to ST-B) the Earth on similar orbits around the Sun. The mission was designed to study the solar activity stereoscopically and the structure of the solar wind. We use data from the two Solar Wind Electron Analysers (SWEA) [*Sauvaud et al.*, 2008] and magnetometers (MAG) [*Acuña et al.*, 2008] from the In situ Measurement of Particles and CME Transient (IMPACT) instrument suite [*Luhmann et al.*, 2008]. Proton data from the PLASTIC instrument [*Galvin et al.*, 2008] are also utilized. These instruments are identical onboard each of the two STEREO spacecraft. The time resolutions are 3 s and 1 min for magnetic field and velocity, respectively.

[9] In addition, we make use of measurements from the Advanced Composition Explorer (ACE) spacecraft [*Stone et al.*, 1998], in particular data from the Solar Wind Electron, Proton, Alpha Monitor investigation (SWEPAM) [*McComas et al.*, 1998] and magnetic field (MAG, 3-s resolution) [*Smith et al.*, 1998]. Due to the low time resolution of ACE velocity moments (1-min resolution), we also use THEMIS-B magnetic field and plasma data (3-s resolution for both data sets) from the fluxgate magnetometers (FGM) [*Auster et al.*, 2008] and the electrostatic analyzers (ESA) [*McFadden et al.*, 2008].

[10] We work mainly in the RTN coordinate system. This system is centered on the spacecraft, **R** is the sun-to-spacecraft unit vector, **T** is perpendicular to it and points in the direction of planetary/spacecraft orbital motion, **N** completes the right-handed triad. In Figure 10, we use the Heliocentric Earth Ecliptic (HEE) coordinate system where **X** is the Sun-Earth line direction, **Z** is directed toward the North Pole relative to the ecliptic plane and **Y** closes a right-handed system. Electron pitch angle distributions (PADs) at 250 eV are used for ST-A and ST-B. ACE electron PADs are from the 272 eV channel.

3. Overview of the Event

[11] The MC under study was observed at 4 main locations: ST-A, ST-B, ACE (L1), and THEMIS (near-Earth environment) (Figure 2). At this time, ST-A and ST-B were separated by ~40° (respectively ~20° west and east from Earth).

[12] Figure 3 shows data from ST-B, ACE, and ST-A. The panels are the same for each spacecraft. Figure 3a shows the traditional suprathermal electron PAD spectrograms, while Figure 3b shows the same data but normalized (between 0 and 1) for each sample in time. This allows a better visualization of PAD characteristics when the dynamic range of fluxes is large. The following panels show ion and magnetic field data in the same format for each spacecraft. The magnetic cloud at ST-B is more complex, we thus first describe below the data from ACE and ST-A.

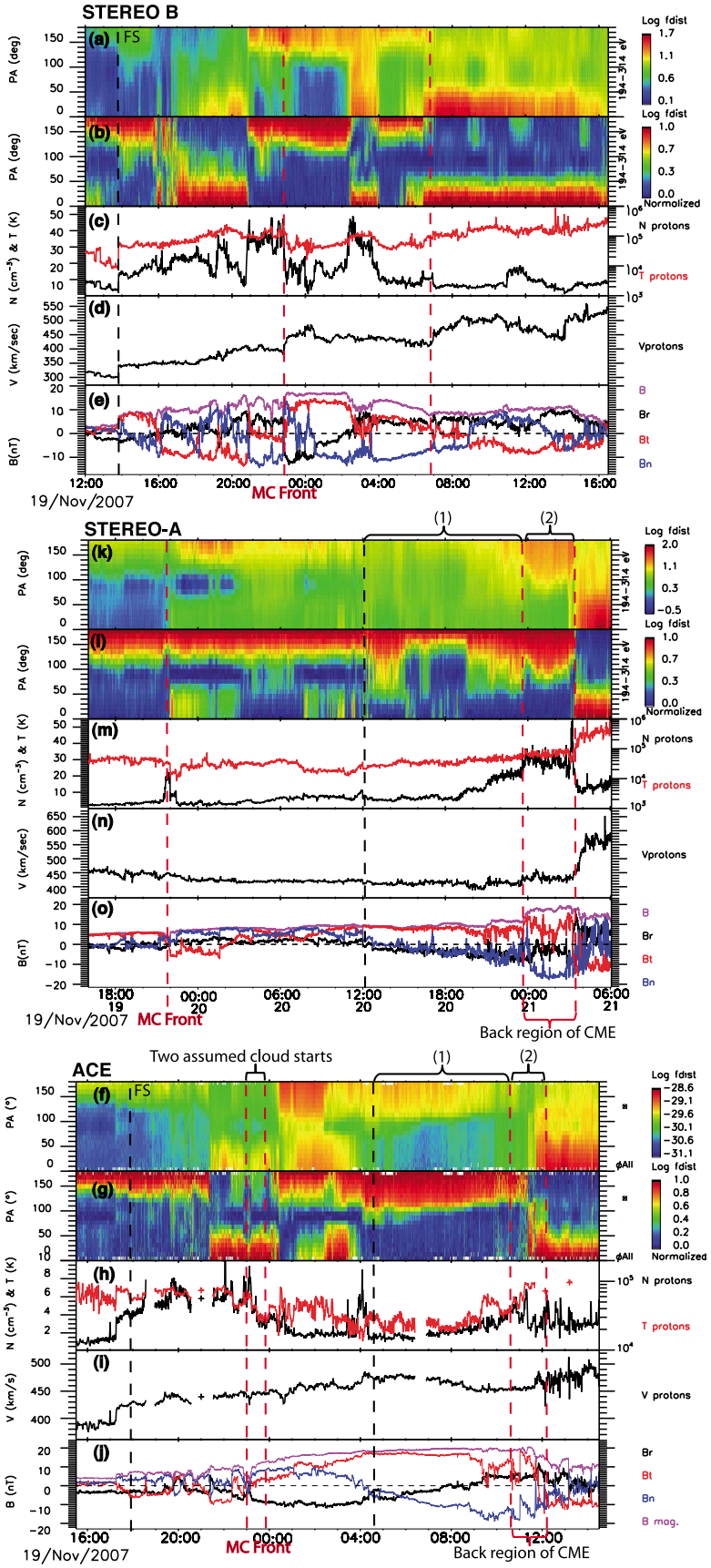

STEREO B
(a)
FS
PA (deg)
Log fdist
194–314 eV
(b)
Normalized
(c)
N (cm⁻³) & T (K)
N protons
T protons
(d)
V (km/sec)
Vprotons
(e)
B(nT)
B
Br
Bt
Bn
12:00
16:00
20:00
00:00
04:00
08:00
12:00
16:00
19/Nov/2007
MC Front
STEREO-A
(1)
(2)
(k)
(l)
(m)
(n)
(o)
18:00 19
00:00 20
06:00 20
12:00 20
18:00 20
00:00 21
06:00 21
Back region of CME
ACE
Two assumed cloud starts
(f)
(g)
(h)
(i)
(j)
V (km/s)
V protons
B mag.
16:00
20:00
00:00
04:00
08:00
12:00

Figure 3

[13] The magnetic cloud front and back boundaries at ACE are defined at 22:22 UT (Nov. 19) and 11:42 UT (Nov. 20). The magnetic field is high and shows a clear smooth rotation over a large angle inside the MC (Figure 3j). Based on magnetic field data alone, *Gosling and Szabo* [2008] marked the start of the MC at 23:32 UT (Nov. 19) at WIND (corresponding to 23:13 UT at ACE). Based on the magnetic field, plasma and electron PAD data, however, we believe the MC front is observed earlier, at 22:22 UT at ACE (cf. section 4.1.4). Both fronts are marked in Figure 3. Note, however, that this choice does not affect the results regarding azimuthal flux imbalance as discussed in the following sections (the amount of azimuthal flux between these two fronts is small compared to the flux rope magnetic flux, about 5%).

[14] Figure 3h shows the proton temperature and density for ACE. From 22:22 UT (19 Nov.) to 11:42 UT (20 Nov.), the proton temperature is lower than in the ambient solar wind, again as expected for a MC. The velocity (Figure 3i) is relativity constant, ~460 km/s, until 11:42 UT (20 Nov.), only about 70 km/s faster than the solar wind ahead of it. The solar wind velocity enhances significantly after the MC, highlighting the presence of a high speed stream just adjacent and following the MC.

[15] At ACE, before 21:21 UT on 19 November the electron PAD shows a 180° strahl (toward sector) (Figures 3f and 3g). Just after this time, the PAD becomes field-aligned (0°), indicative of the crossing of the HCS. Counterstreaming electrons appear at 22:22 UT on 19 November implying closed magnetic field lines at the beginning of the MC. From 4:05 UT to 11:42 UT on 20 November, the spectrogram shows unidirectional PADs again; this interval includes essentially the entire second-half (trailing) of the MC.

[16] The duration of the MC at ST-A is longer than at ACE. The MC is characterized by enhanced magnetic field and a clear large-scale rotation of that field between 22:00 UT (19 Nov.) to 3:20 UT (21 Nov.) (Figure 3o). ST-A observes bidirectional suprathermal electrons from 22:00 UT (19 Nov.) to 12:00 UT (20 Nov.) (Figures 3k and 3l). Unidirectional electrons are yet observed in the trailing part from 12:00 UT (20 Nov.) to the end of the MC at 3:20 UT (21 Nov.). Unlike at ACE, no HCS crossing is observed before the MC. The MC appears to have replaced the HCS at ST-A.

[17] At ST-B, the time period 22:47 UT (19 Nov.) - 7:00 UT (20 Nov.) shows a somewhat lower proton temperature with an enhanced and rotating magnetic field consistent with signatures of MCs (Figure 3c), apart from a relatively extended and complex region in its middle around 3:00 UT (20 Nov.). Suprathermal electron PADs are mostly unidirectional and in the same direction as at ACE and ST-A (Figures 3a and 3b), consistent with ST-B sampling the same MC. Based on various in situ properties, the event at ST-B has been identified as the same event as observed at ACE and ST-A [*Farrugia et al.*, 2011; *Kilpua et al.*, 2011].

4. Method and Erosion Signatures

[18] To determine whether magnetic erosion occurs through magnetic reconnection at the front of the MC, we here explore several methods and signatures.

4.1. Magnetic Flux Imbalance Estimation

4.1.1. The Direct Method of *Dasso et al.* [2006]

[19] We first employ the "direct method" developed by *Dasso et al.* [2006]. This method consists in calculating and analyzing the accumulated azimuthal magnetic flux along the spacecraft trajectory in the MC frame. The accumulative flux per unit length is defined as

$$\left(F_{y(x)}/L_{in}\right) = \int_{tin}^{t(x)} B_{y,cloud}(t')V_{x,cloud}(t')dt' \qquad (1)$$

Here t_{in} is the time of the MC front boundary. B_y and V_x are the respective components of the magnetic field and velocity from the observed time series in the MC frame. We use the frame as defined in *Dasso et al.* [2006]. In the RTN coordinate system, the latitude angle θ ([−90°, 90°]) is defined between the ecliptic plane and the cloud axis (called $\boldsymbol{z_{cloud}}$). The longitude angle φ ([−180°, 180°]) is defined as the angle between the projection of the axis in the ecliptic plane and the Sun-spacecraft direction. The direction **d** is defined by the rectilinear trajectory of the spacecraft ($-\boldsymbol{x_{rtn}}$), $\boldsymbol{y_{cloud}}$ is in the direction $\boldsymbol{z_{cloud}} \times \boldsymbol{d}$ and $\boldsymbol{x_{cloud}}$ completes the right-handed orthonormal base ($\boldsymbol{x_{cloud}}, \boldsymbol{y_{cloud}}, \boldsymbol{z_{cloud}}$). This frame is depicted in Figure 1.

[20] Figure 1 shows an idealized schematic of the expected magnetic configuration for both non-eroded (Figure 1a) and eroded (Figure 1c) MCs, together with the associated variation in each magnetic field component (Figures 1b and 1d). For non-eroded MCs (Figure 1a), the magnetic field azimuthal component *By* (blue curve) is symmetric about the MC center. Starting the integration of the *By* component at the leading MC boundary, the accumulated azimuthal magnetic flux (red curve) goes back to a null value exactly at the MC trailing boundary. If the MC is eroded (Figure 1c) the expected topological changes alter the variation of the azimuthal *By* component. The accumulated azimuthal magnetic flux is then unbalanced: it goes back to a null value before the end of the MC, revealing what *Dasso et al.* [2006] called a "back region." The back region thus corresponds to an excess of azimuthal

Figure 3. Plasma and magnetic field data from ST-B, ACE, and ST-A during the period 19–21 November 2007. The various MC boundaries used are marked with red dashed lines (see text for details). (a, f, k) The suprathermal electron pitch angle distributions, (b, g, l) the normalized (between 0 and 1 for each time sample) pitch angle distributions, (c, h, m) the proton temperature (red line) and proton density (black line), (d, i, n) the proton speed, and (e, j, o) the magnetic field components in RTN coordinates. Region (1) corresponds to the open MC region interpreted as resulting from interchange reconnection at the Sun. Region (2) is deemed to be the back region resulting from erosion. It also shows unidirectional electrons but with markedly different strahl properties (cf. Figure 9). Forward shocks (FS) are shown with a dashed line at ACE and ST-B.

Table 1. Summary of the Results Obtained for the Azimuthal Flux Balance-Related Analyses at Each Spacecraft

	ACE	ST-A	ST-B
MVA and cloud-fitting time interval	23:13 (19 Nov.)- 11:42 (20 Nov.)	22:00 (19 Nov.)-3:20 (21 Nov.)	22:52 (19 Nov.)-7:00 (20 Nov.)
Azimuthal flux integration start time	22:22 (19 Nov.)	22:00 (19 Nov.)	22:47 (19 Nov.)
MC axis orientation from the mean of all MVA results (with standard deviations)	$\theta = -3° \pm 1°$ $\varphi = 101.5° \pm 0.4°$	$\theta = 31° \pm 7°$ $\varphi = 84° \pm 6°$	$\theta = -39° \pm 4°$ $\varphi = 96° \pm 8°$
MC axis orientation from FRF	$\theta = -5°$ $\varphi = 99°$	$\theta = 17°$ $\varphi = 97°$	$\theta = -50°$ $\varphi = 92°$
MC axis orientation: mean of results from MVA and FRF methods	$\theta = -4°$ $\varphi = 100°$	$\theta = 24°$ $\varphi = 91°$	$\theta = -45°$ $\varphi = 94°$
Start of back region inferred from electron PAD	9:53 (20 Nov.)	23:40 (20 Nov.)	–
Time of flux balance (mean of results from MVA and FRF methods)	9:26 ± 13 min (20 Nov.)	22:59 ± 1:48 (20 Nov.)	7:58 ± 1:23 (20 Nov.)
Intermediate/minimum eigenvalue ratio (mean from all MVA analyses)	11.3	6.31	6.32
Impact parameter from FRF (positive means spacecraft crosses north of MC center axis)	0.18	0.03	−0.11
Alpha parameter from FRF	2.16	2.39	1.94

magnetic flux whose counterpart at the front of the MC has been eroded through magnetic reconnection.

4.1.2. Determination of the MC Orientation Using Minimum Variance Analysis

[21] Knowledge of the cloud axis orientation is the prime quantity needed to apply this method. To that end, we use two different methods: minimum variance analysis (MVA) [*Sonnerup and Cahill*, 1967] and force-free MC fitting [*Lepping et al.*, 1990]. With MVA, the cloud axis is determined by the intermediate eigenvector [*Bothmer and Schwenn*, 1998]. We apply MVA to normalized magnetic field vector time series in order to avoid the influence of fluctuations in magnetic field magnitude [*Gulisano et al.*, 2007].

[22] In order to assess potential errors on MC axis orientations from MVA, we apply a bootstrap method [*Kawano and Higuchi*, 1995] with 1000 random resamplings of the magnetic field data acquired inside the MC. This resampling is used to quantify the impact of the intrinsic variability of the data set on the results. We then repeat this for 7 different nested time intervals within the MC separated by 10 min: we begin each of the 7 time intervals 10 min after the previous and end it 10 min before. This enables us to estimate how errors related to the definition of the MC boundaries may affect the resulting axis orientation. Since such sub-intervals containing a properly defined MC should lead to the same axis determination through MVA, this approach allows us to assess errors from possible sub-structures in the MC (for example, compressions at the edges). Note that for the analysis at ACE, although we consider the leading boundary at 22:22 UT on 19 November for the accumulated azimuthal flux balance estimates, we only apply MVA after 23:13 UT owing to unusual fluctuations of the magnetic field during the interval 22:22–23:13 UT.

4.1.3. Determination of the MC Orientation Using Force-Free MC Fitting

[23] The second method to determine the MC axis orientation and other parameters is a flux rope fitting (FRF) based on a force-free model with least squares minimization. The force-free model satisfies the equation $\nabla \times \boldsymbol{B} = \alpha \boldsymbol{B}$ [*Goldstein*, 1983; *Marubashi*, 1986], with α = constant [*Burlaga*, 1988; *Lepping et al.*, 1990]. *Lundquist* [1950] gave the solution for a cylindrical geometry in an axially symmetric configuration:

$$\begin{aligned} (\text{radial})B_r &= 0 \\ (\text{azimuthal})B_\varphi &= B_0 J_1(\alpha r) \\ (\text{axial})B_z &= B_0 J_0(\alpha r) \end{aligned} \tag{2}$$

Here J_n is the Bessel function of the first kind of order n, B_0 is the strength of the magnetic field at the MC axis and r is the radial distance from the axis. The constant α determines the magnetic field twist of the flux tube. To apply this method, we estimate initial guesses of the following parameters in the MC frame determined by MVA: the helicity (right or left handed), the MC axis orientation (the latitude angle θ and longitude angle φ), and the impact parameter p (distance between the center of the flux tube and the spacecraft trajectory through the MC, which is approximated for initial guess as $\langle B_x \rangle / \langle B \rangle$ (where B_x is computed in the MC frame previously obtained from MVA [*Démoulin and Dasso*, 2009]). Then, we apply a least square fitting method and a first series of iteration to determine the angle θ and φ. When these are determined, we perform another series of iteration to determine the impact parameter p and α.

[24] It is worth mentioning that the MC is compressed at its rear edge by a high-speed solar wind. This restrains its expansion, as shown by a rather constant speed throughout the MC at all spacecraft. Hence we do not take the MC expansion into account for both MC fitting and analysis of magnetic flux imbalance (cf. next section). *Nakwacki et al.* [2008] have shown, anyway, that radial expansion does not strongly affect such calculation.

4.1.4. Results on Magnetic Flux Imbalance

[25] Table 1 summarizes the results obtained from the above analyses. The accumulative azimuthal magnetic flux per unit length F_y/L, which starts at the front MC boundary, is shown in Figure 4 for ST-B, ACE, and ST-A. The solid colored curves show the results obtained for each of the 7 nested time intervals to which MVA is applied (from the full interval, in purple, to the smallest interval in red), and the 1000 curves observed for each color correspond to the results from the bootstrap resamplings. These curves thus highlight the errors, or variability, of the azimuthal flux

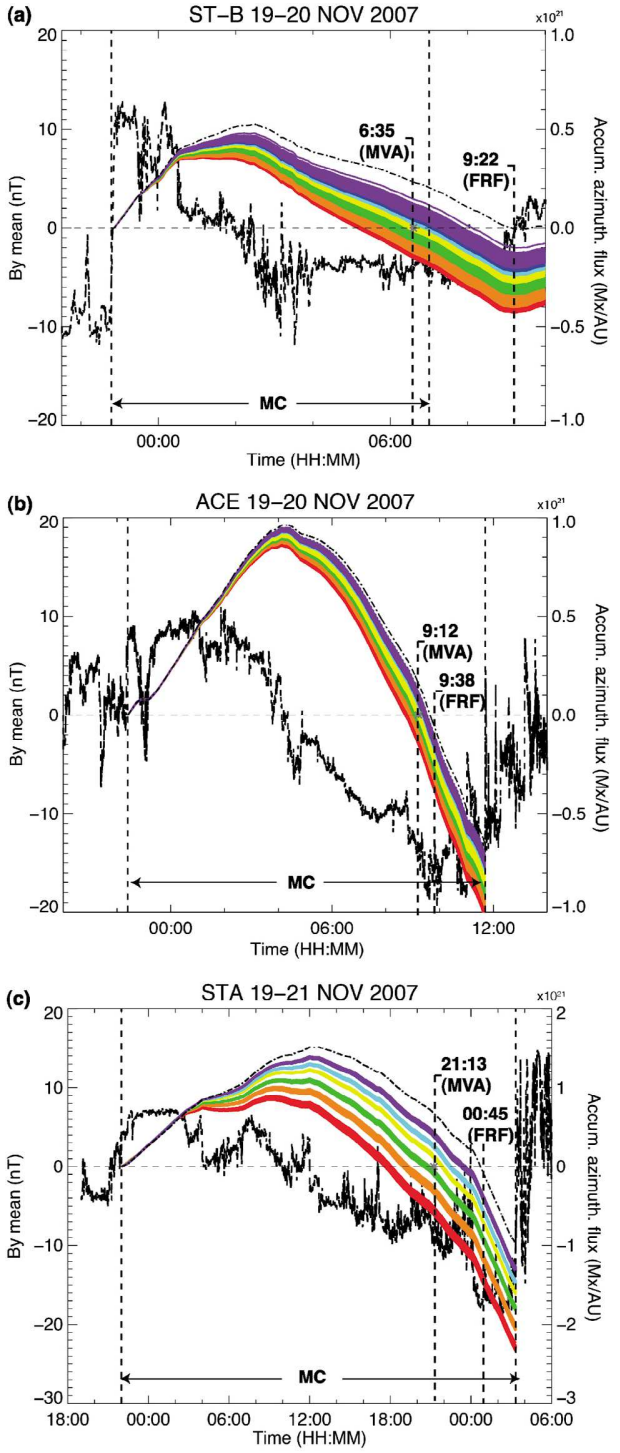


Figure 4. B_{ycloud} component and accumulated azimuthal magnetic flux per unit length for (a) ST-B, (b) ACE, and (c) ST-A. The colored curves show the results using orientations deduced from MVA with bootstrap method applied to different intervals (cf. section 4.1.2). The dash-dotted curves show the results using the orientation deduced from force-free MC fitting. Vertical lines indicate the boundaries of the MC and the time at which the azimuthal flux is balanced (cuts zero) for both the (mean of) MVA and FRF methods. Cf. also Table 1 for details.

accumulation results. The dashed lines show the result using the axis orientation given by the FRF method at each spacecraft. In Table 1, the time of flux balance is given for each spacecraft and for both methods used: FRF and MVA (for MVA analysis the time corresponds to the mean of the 7000 colored curves).

[26] Despite a large set of trials in error assessment and the use of different methods, there is a clear imbalance in flux in every case for both ST-A and ACE. The more complex case of ST-B does not show a clear signature of potential magnetic erosion (Figure 4). This stems from the unusual magnetic structure that is observed between 02:00 and 04:00 UT on 20 November. This structure impacts on the results of MC axis orientation from MVA and FRF, and thus the magnetic flux balance analysis is possibly biased.

[27] We now report some additional tests that are not shown. We performed a second series of analyses where we modified the time interval used (for both MVA and FRF) so as to exclude the back region from the analysis. Indeed, if the MC is asymmetric owing to erosion, the back region constitutes a region of additional flux with no counterpart on the front side of the MC. Although such asymmetry might influence the results from both MVA and FRF (and in turn the flux balance analysis), the use of a shortened MC interval at ACE without the back region yielded results compatible with erosion and with those obtained when the full MC is analyzed. The analysis at ST-A using a shortened MC interval without the back region also shows flux imbalance with similar results, but there is substantially less variability in the results when the back region is removed from analysis. Indeed, we note that our MVA analyses yield weak standard deviations in terms of axis orientation at ACE: lower than 2°. At ST-A, the standard deviation is ~6° if the full MC is analyzed (Figure 4) and ~2° (not shown) if the back region is removed from analysis. These results are consistent with the work carried out by *Gulisano et al.* [2007] who studied the bias of MVA in the determination of MC axis orientation. They concluded that the orientation is well determined for MC axes close to the ecliptic plane and with reasonably small impact parameters (i.e., spacecraft crossing close to the MC center) as in the present case.

[28] As mentioned in section 3, we defined the front MC boundary at 22:22 UT (19 November) at ACE, which is earlier than the corresponding start time given in *Gosling and Szabo* [2008] and *Farrugia et al.* [2011] for WIND. Although not shown, quite obviously if one starts the azimuthal flux accumulation in Figure 4 at the later time defined by these authors, then the estimated back region is even more extended (~5% change in total azimuthal flux).

[29] In conclusion, for both ACE and ST-A the combination of several methods and error analyses based on both bootstrap and changes in the MC boundary definitions all concur and are compatible with the existence of a significant excess magnetic flux in the trailing part of the MC, which we further substantiate and interpret in the next sections.

[30] In order to estimate the amount of azimuthal magnetic flux that was eroded from the front of the MC, we compute the total azimuthal flux before reconnection with the ambient solar wind magnetic field ($F_{t,azimuthal}$), which can be determined using solely the second half of the MC from the sum of Fy/L (in absolute value) between the peak in accumulated flux and the end of the MC (Figure 4) [*Dasso et al.*, 2006].

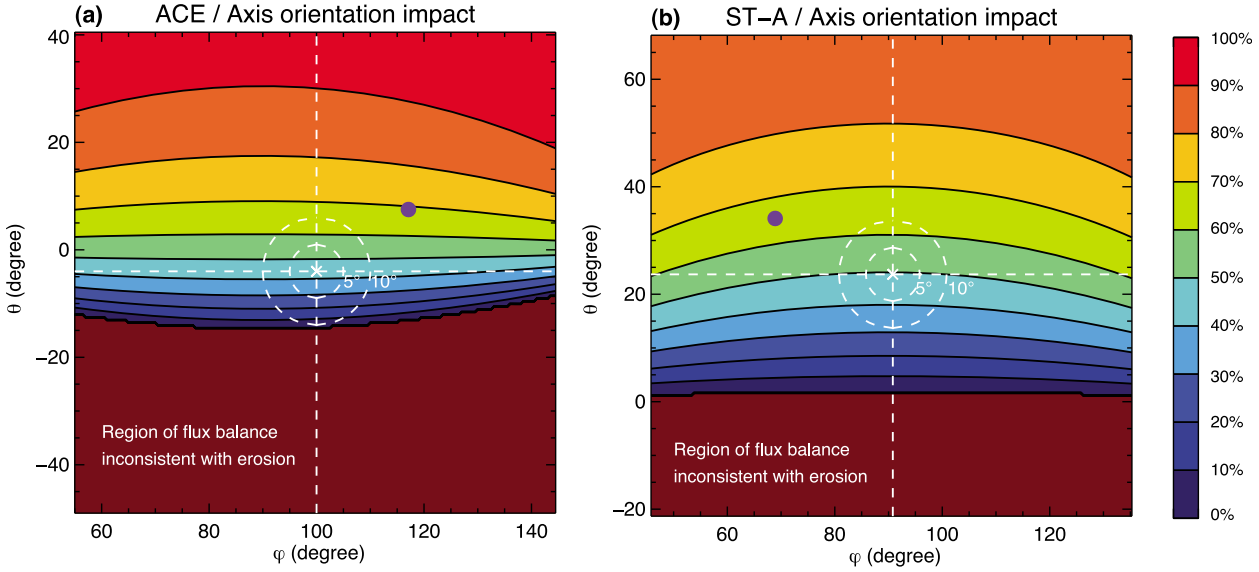


Figure 5. Parametric study of the impact of an arbitrary MC axis orientation on the amount of azimuthal magnetic flux eroded from the front of the MC at (a) ACE and (b) ST-A, as defined in section 4.1.4. The display is centered on the orientation given by the mean MC axis orientation from our analyses (cf. Table 1). The line separating the dark blue and the brown regions in the plots corresponds to axes orientations for which the azimuthal flux is exactly balanced (in the front and back parts of the MC). Regions with other colors (blue to red) are consistent with erosion of various degrees (cf. color scale for MC flux erosion percentage), while the entire brown part of the plot is inconsistent with erosion and the presence of a back region. The axis orientation obtained by *Farrugia et al.* [2011] using MVA (from WIND and ST-A) is given as a solid purple circle for context.

We assume a MC length of ≈2 AU in order to be consistent with previous works [e. g. *Nakwacki et al.*, 2011]. We obtain $F_{t,azimuthal} = 3.36 \times 10^{21}$ Mx for ACE and 5.42×10^{21} Mx for ST-A. The amount of eroded azimuthal flux $F_{e,azimuthal}$ (i.e., equal to the azimuthal flux contained in the inferred back region) is then given by the absolute value of Fy at the end of the MC, $F_{e,azimuthal} = 1.48 \times 10^{21}$ Mx at ACE and 2.68×10^{21} Mx at ST-A. The eroded azimuthal magnetic flux corresponds to 44% and 49% of the total, initial azimuthal magnetic flux, respectively at ACE and ST-A.

[31] With regards to the axial magnetic flux F_z, we may also calculate it from observations as performed in *Dasso et al.* [2006, 2007]. We assume a circular MC cross section, p = 0 and we compute $r = x(t) - x_{center}$ (x is the distance inside the MC in AU, x_{center} corresponds to the center of the MC as defined by the maximum in accumulated azimuthal B_y magnetic field). Note that we also neglect the axial flux in the core since it only corresponds to a correction of the order $(p/R)^2$ [*Dasso et al.*, 2006]. Following *Dasso et al.* [2006, 2007], the axial flux is calculated as

$$F_z = 2\pi \int_{t_{in}}^{t(x)} B_{z,cloud}(t')(x(t') - x_{center})V_{x,cloud}(t')dt'$$

From this calculation we obtain the total axial magnetic fluxes, which are $F_{t,axial} = 0.64 \times 10^{21}$ Mx at ACE and 0.69×10^{21} Mx at ST-A. We also find eroded axial magnetic fluxes of $F_{e,axial} = 0.48 \times 10^{21}$ Mx at ACE and 0.31×10^{21} Mx at ST-A. Hence, the amounts of eroded axial magnetic fluxes correspond to 75% and 45% of the total axial fluxes, respectively at ACE and ST-A.

4.2. Parametric Study of Axis Orientation Impact on Accumulated Azimuthal Flux

[32] Figure 5 shows a parametric study that highlights the amount of eroded azimuthal magnetic flux as a function of MC axis orientation. Each contour value quantifies the inferred erosion (as defined in Section 4.1.4) when alternative MC orientations are arbitrarily chosen in terms of latitude and longitude at ACE (a) and ST-A (b). The central value corresponds to the mean MC axis orientation from our analysis (cf. Table 1).

[33] Figure 5 demonstrates that only a large error in axis determination (more than 20° for ST-A and more than 10° for ACE), and specifically toward lower latitude only, could explain the imbalance in azimuthal flux. This simple parametric study further and strongly supports the fact that there is an actual azimuthal flux imbalance at both ACE and ST-A, and which we interpret as the signature of magnetic erosion.

4.3. Signatures of Magnetic Reconnection at the MC Front Boundary

[34] The erosion mechanism investigated here implies the occurrence of magnetic reconnection at the front of the MC during its propagation. Magnetic reconnection creates rotational discontinuities that are observed as bifurcated current sheets bounding an exhaust [*Farrugia et al.*, 2001; *Gosling et al.*, 2005a; *Gosling and Szabo*, 2008]. During an exhaust crossing, a spacecraft should observe correlated changes in **V** and **B** components at one edge (or current sheet) of the exhaust and anti-correlated changes at the other edge.

[35] Figure 6 shows selected plasma and magnetic field data at different spacecraft when these cross the front boundary of the MC on 19 November. Vertical dashed green lines identify the transition from the solar wind ahead of the MC (to the left) to the MC itself (to the right). As shown by these lines, there are fairly clear bifurcated current sheet signatures (two well separated gradients mainly in either/or the B_t and B_n components) at the three spacecraft shown: ST-B, THEMIS-B, and ST-A. Note that we use THEMIS-B data here because this data set has a higher time resolution (3 s) than ACE (1-min for velocity moments) and because WIND has a data gap at this time. THEMIS B is in the pristine solar wind (as confirmed from visual inspection of the particle energy-time spectrograms) close to Earth at this time (GSE coordinates [−9, −29, −9.5] R_E). To confirm that these bifurcated current sheet signatures are bounding reconnection exhausts, i.e., with Alfvénic changes in the velocity components, we perform the Walén test [*Hudson*, 1970; *Paschmann et al.*, 1986]:

$$V_{pre} = V_{ref} \pm \rho_{ref}^{1/2}\left(\mathrm{B}/\rho - \mathrm{B}_{ref}/\rho_{ref}\right)/\mu_0^{1/2} \qquad (3)$$

Here, V, B, ρ, represent the velocity, magnetic field and density (the pressure anisotropy factor is not accounted here owing to the lack of such data). The subscript "ref" denotes the reference time at the leading or trailing edge of the exhaust in the upstream region, and subscript "pre" denotes the velocity predicted across the region for an exhaust bounded by rotational discontinuities. The positive (negative) sign is chosen for the trailing (leading) edge of the exhaust. The velocities predicted inside the exhausts are shown as colored dashed lines in Figure 6 for ST-A and THEMIS-B. (For context, Figure 7 shows data only around the exhaust seen at ACE and THEMIS-B, confirming it is indeed the same exhaust observed by THEMIS-B at 23:18 UT (Nov. 19). Moreover, we note that despite the low resolution of the proton velocity data at ACE, the expected velocity change (marked "jet" in Figure 7) is also seen at this spacecraft. Based on the velocity at the MC front (~440 km/sec) and the distance between ACE and THEMIS (~224 Re) the expected delay is ~54 min, compatible with observations.

[36] In Figure 6 the Walén tests are performed inward from the vertical black dashed lines, which correspond to the reference times used in the application of equation (1). As can be seen, the test is basically successful for both THEMIS-B and ST-A. From Figure 6, we note the exhausts at THEMIS-B and ST-A have very different durations. The spatial width of the exhaust is estimated to be 9450 km at THEMIS-B, whereas at ST-A it is 6.1 × 10^5 km. This suggests that ST-A is at a significant distance from the reconnection line while THEMIS-B (and ACE) is much closer. For

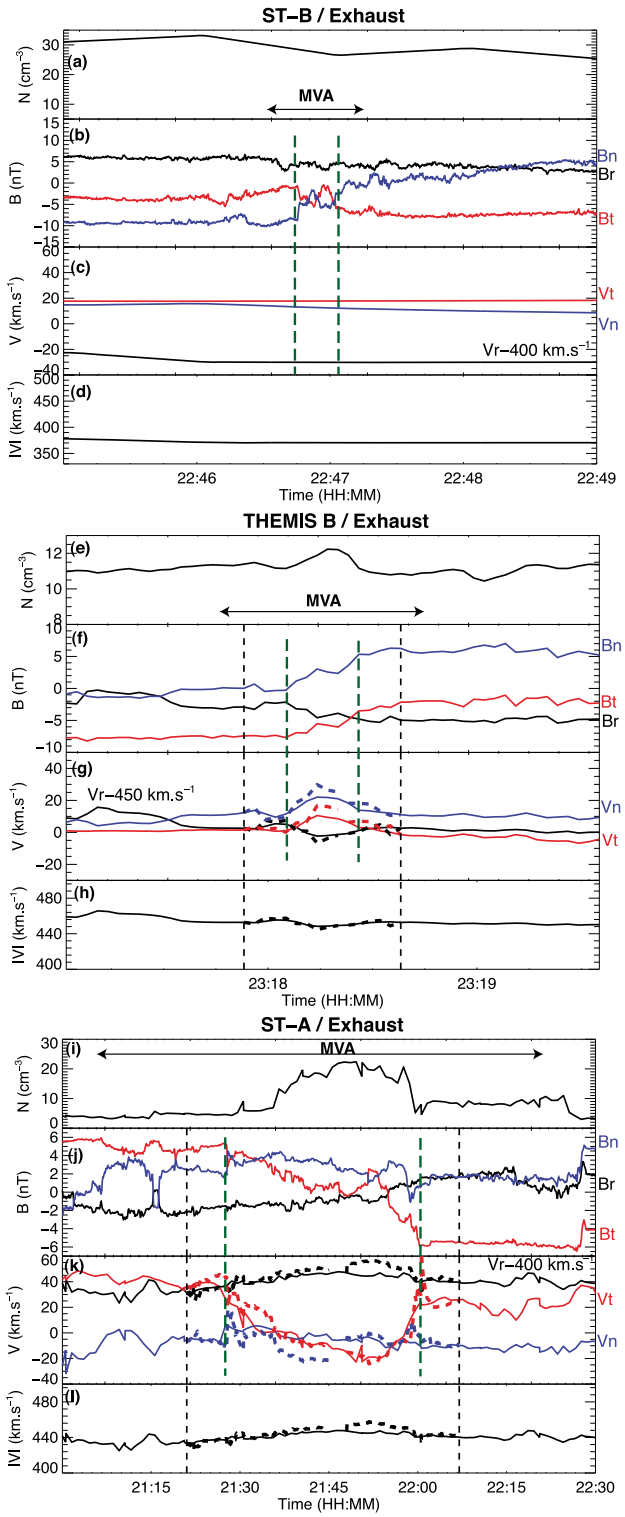


Figure 6. Data for the exhausts seen at ST-B, THEMIS-B and ST-A at the front of the MC together with Walén test results when the time resolution is sufficient (THEMIS-B and ST-A). For each spacecraft the panels show (a, e, i) proton density, (b, f, j) magnetic field components, (c, g, k) proton velocity components observed and predicted (dashed lines), and (d, h, j) proton velocity magnitude observed and predicted (dashed lines). The two black vertical lines denote the reference times for the Walén test (which is performed "inward"). The green vertical lines denote the edges of the exhaust, i.e., the bifurcated current sheets. The time interval used to determine the orientation of the reconnection line through MVA is also indicated with an arrow (cf. Table 2).

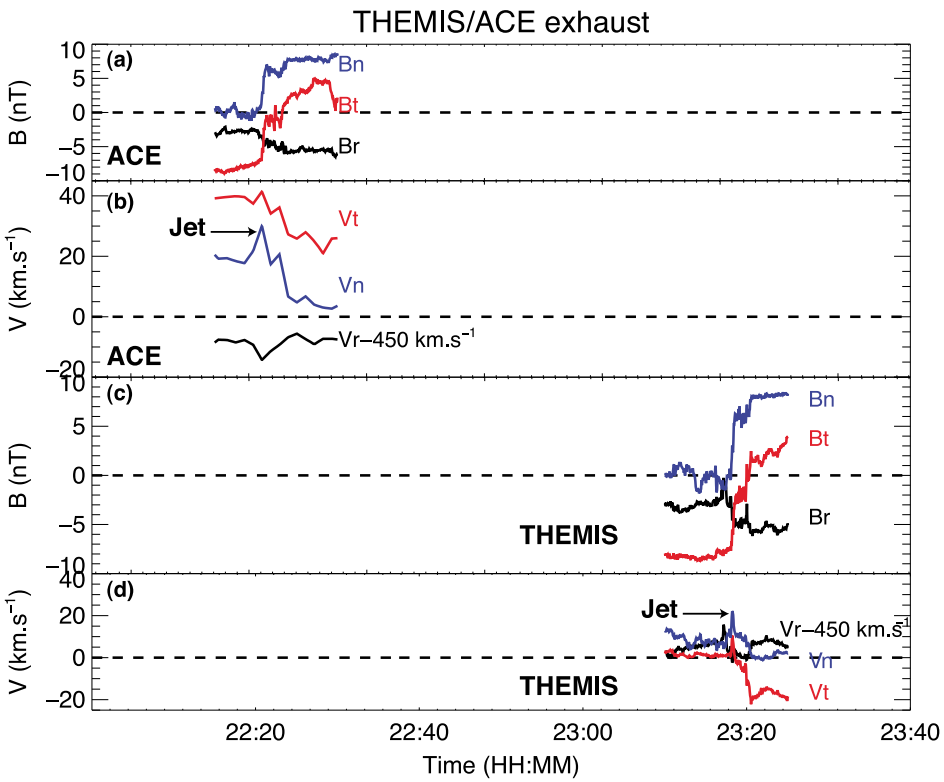


Figure 7. Data for the exhaust seen at ACE and THEMIS-B at the MC front boundary on 19 November: the magnetic field components for (a) ACE and (b) THEMIS and (b and d) the associated velocity components. Despite a resolution too low to allow a proper Walén test, a proton jet is clearly also observed at ACE at the front boundary of the MC.

ST-B, a bifurcated current sheet structure akin to that observed at ACE and THEMIS-B is observed at ~22:46 UT (November 19). However, the time resolution of the proton data is insufficient to perform the Walén test at this spacecraft because the exhaust is much thinner at ST-B than at ST-A.

[37] Because the magnetic field component normal to a reconnecting current sheet should be constant for an ideal magnetic reconnection exhaust with a constant guide field, the MVA minimum eigenvector provides the direction normal to the current sheet while putative reconnection line orientations are given by the intermediate eigenvector direction [see, e.g., *Phan et al.*, 2006; *Gosling et al.*, 2007]. Table 2 summarizes the results for the reconnection line orientations obtained at each spacecraft, together with the local magnetic shear and Walén tests results for the exhausts. Figure 8 shows the orientation of the reconnection lines at the three spacecraft. The main feature is that the reconnection lines at all spacecraft have a significant tilt both away from the equator and away from the radial direction to Sun.

4.4. Signature of Large-Scale Topological Changes in Suprathermal Electrons

[38] Finally, we examine the large-scale topological changes that may be expected from the process of magnetic erosion envisaged here (Figure 1). For this purpose we may use suprathermal electrons as tracers (cf. introduction).

[39] The suprathermal electron PADs displayed in Figure 3 show that this MC is characterized by both closed and open field lines, as indicated by the presence of both bi- and unidirectional suprathermal electrons. The unidirectional beams are observed anti-parallel to the magnetic field at all spacecraft, consistent with the spacecraft observing the same MC. The open field lines with unidirectional electrons observed in the core of the MC, before the back region inferred previously, can be associated with the occurrence of interchange reconnection at the Sun as has often been reported [e.g., *Crooker*, 2004; *Owens and Crooker*, 2006; *Lavraud et al.*, 2011]. Note, however, that such interchange reconnection cannot affect the magnetic structure of the

Table 2. Properties of the Exhausts Observed at the MC Front Boundaries at Each Spacecraft

	ACE	THEMIS	ST-A	ST-B
Time interval of exhaust location	22:20:30–22:21:30	23:18:05–23:18:26	21:28–22:01	22:46:45–22:47:03
Time interval of MVA	22:19:30–22:22:30	23:17:44–23:18:47	21:13–22:16	22:46:36–22:47:12
Reconnection line orientation (GSE)	[−0.01, −0.68, −0.73]	[−0.49, −0.74, −0.45]	[−0.03, −0.35, −0.94]	[0.54, −0.67, −0.51]
Walén test	Insufficient resolution	ok	ok	Insufficient resolution
Magnetic shear angle	72.5°	73.0°	142.8°	62°

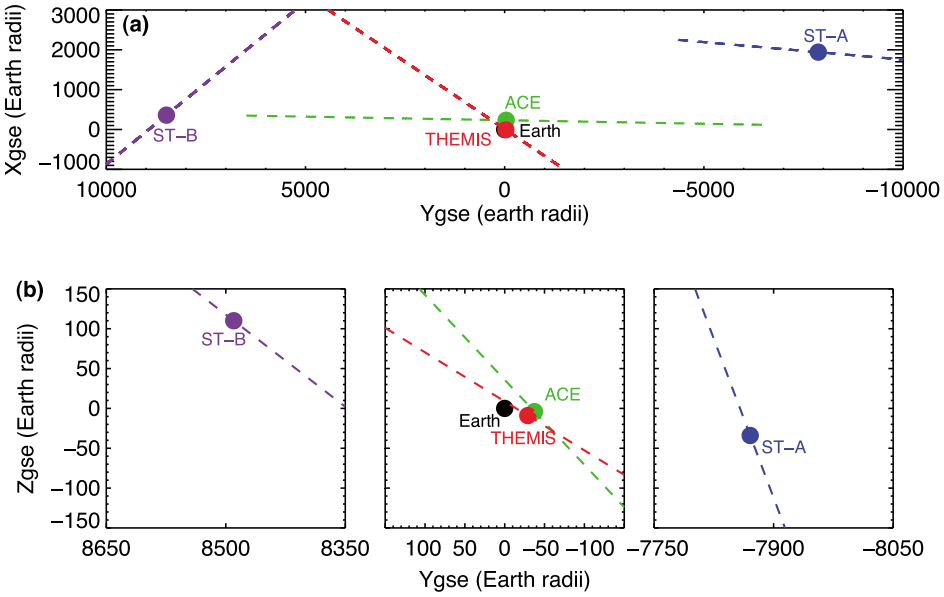


Figure 8. Projections of the reconnection line orientations at each spacecraft in GSE coordinates at 22:00 UT on 19 November 2007 in the X-Y_{GSE} (a) and Z-Y_{GSE} (b) planes.

MC observed at 1 AU because information (traveling at the Alfvén speed) does not have enough time to be transmitted to 1 AU.

[40] The back regions of the MC were estimated to span from 9:53 to 11:43 UT (on 20 November) at ACE and from 23:40 to 03:20 UT (on 20–21 Nov.) at ST-A (vertical red lines in Figure 3). Figure 9 shows 5-min averages of the suprathermal electron pitch angle distributions (PADs) at times just before and just after this expected transition between the core of the MC and the back region for each spacecraft. The time intervals are respectively 9:00–9:05 UT and 10:30–10:35 on 20 Nov. (23:00–23:05 on 20 Nov. and 00:00–00:05 on 21 Nov.) for ACE (ST-A). Clear changes in both phase space density (PSD) values (parallel and anti-parallel) and distribution angular widths are observed upon entry into the back region for both ACE and ST-A. These are suggestive of a different strahl source for the back region of the MC, as discussed next in section 5.4. Changes are also observed near the end of the MC at ST-B, but these are not analyzed, nor interpreted, since the azimuthal flux balance analysis is deemed to be biased at this spacecraft, as discussed in section 5.4.

5. Discussion

[41] We here discuss how this combined set of signatures provides significant, additional evidence for the occurrence

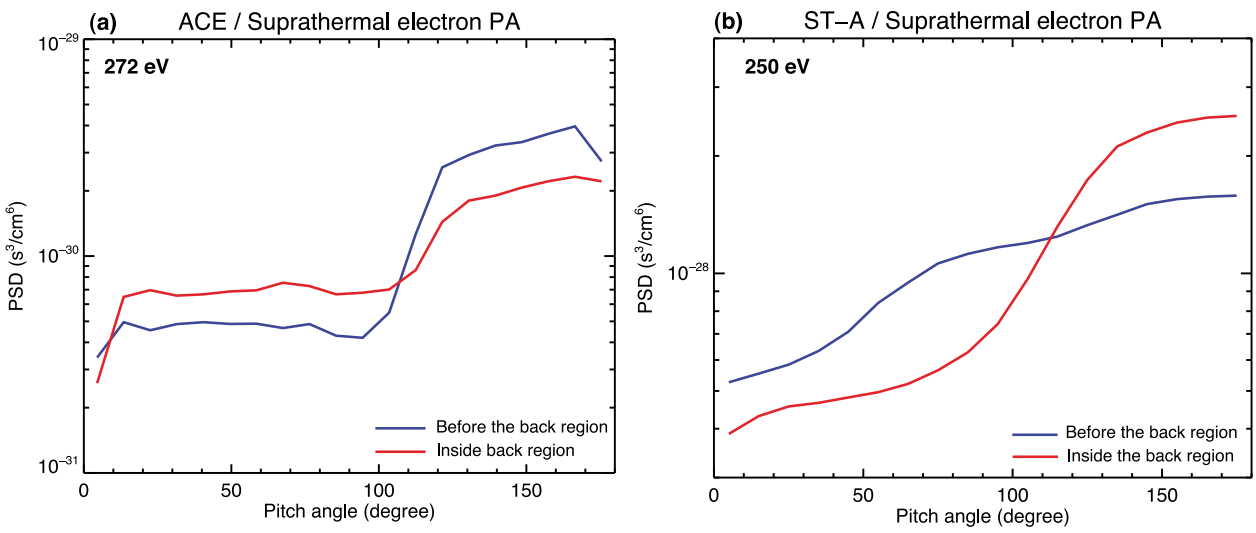


Figure 9. (a) ACE and (b) ST-A suprathermal electron pitch angle distributions obtained in the MC back region (red curve) and the MC core (blue curve), at times close to the boundary separating those two regions (see section 4.4 for details). Each is an average of consecutive PAD samples over 5 min.

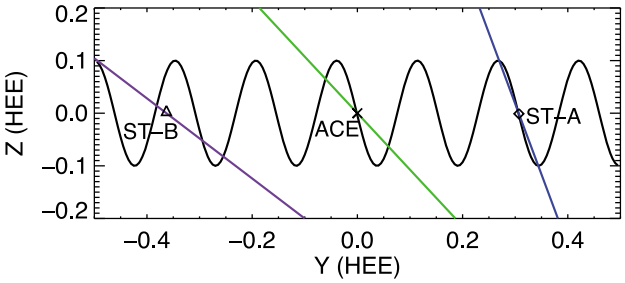


Figure 10. Illustration of the projected helical MC field (black curve), with estimated reconnection line orientations (color curves), for the exhausts observed at the MC front boundaries at the three spacecraft in the ZY planes (HEE coordinates). This suggests that it may not be the same reconnection line observed at all spacecraft.

of magnetic erosion during the propagation of the MC observed on November 19–21, 2007.

5.1. Evidence From Multipoint Magnetic Flux Imbalance Analyses

[42] The accumulated azimuthal magnetic flux analysis reveals the presence of an excess magnetic flux in the trailing part of the MC at both ACE and ST-A. *Dasso et al.* [2006] devised and used this method with single satellite observations, and without detailed error assessment. In the present study, the MC is observed at 3 different and widely separated spacecraft. This puts constraints on the spatial configuration of the MC. For instance, as shown in *Owens et al.* [2012], passage through the leg of a MC significantly alters the observed magnetic field signatures (e. g. 'double flux rope' signature). Such large alterations of the magnetic field are not seen at ST-A. ST-A is therefore not sampling the leg of the MC. The longer duration of the MC at ST-A may rather reflect a larger expansion of the MC. This is compatible with the observed lower magnetic field strength, the smaller difference between the MC velocity and solar wind ahead of it, and the absence of a shock at ST-A.

[43] The two MC axes obtained for ACE and ST-A are somewhat different (Figure 5), with the latitude of the axis being larger at ST-A. Focusing on the parametric study for ACE in Figure 5, it is very unlikely that the axis orientation at this spacecraft could be wrong by more than 10°, and specifically toward lower latitude, since this would increase the difference with the orientation found at ST-A and since errors on axis orientation are particularly low at this spacecraft. All these results give strong confidence in the finding that the azimuthal magnetic flux is strongly imbalanced at least at ACE, but also at ST-A. The azimuthal magnetic flux contained in the back region is equivalent to the magnetic flux that has been eroded at the front of the MC. According to our calculations, the amount of azimuthal magnetic flux that was eroded from the front of the MC at ACE corresponds to 44% of the total, initial azimuthal magnetic flux measured, i.e., before erosion. This calculation yields 49% at ST-A. Note that *Dasso et al.* [2006, 2007] estimated the amount of eroded azimuthal magnetic flux with the same method for two MCs on 18–20 November 1995 and 9–11 November 2004: the values were respectively 57% and 17%.

[44] We also noted that the trailing edge of the MC is compressed by a high-speed solar wind. This compression is significant, as observed in the magnetic field (Figure 3), and as shown by *Rouillard et al.* [2010] and *Farrugia et al.* [2011] for this MC. Although such MC distortion may impact the MVA and FRF analyses, as mentioned in section 4 the results are similar when the compressed back region is left out of the analyses at both ACE and ST-A. This effect is also not expected to influence the accumulated flux calculation since magnetic flux is conserved through mere adiabatic compression. Future studies ought, nevertheless, to study uncompressed MCs.

5.2. Evidence From the Estimated MC Twist After Erosion

[45] The force-free fitting method allows us to estimate the MC α parameter. In the force free model, $\alpha = 2.41$ corresponds to a completely poloidal field at the outer MC boundaries ($r = 1$). We obtain for ACE a value of 2.16 when analyzing the full MC interval (Table 1). We obtain a value of 1.92 when the back region is left out of the analysis, i.e., when analyzing the symmetric part of the MC only. We may claim that this is consistent with an eroded MC in the force-free model assumption. However, because we have no knowledge of the initial configuration (in terms of α parameter) of the MC at the time of its initiation at the Sun, this result only provides an additional element but may not be viewed as a strong argument.

5.3. Evidence From the Observation of Reconnection at the MC Front Boundary

[46] MC erosion during propagation in the interplanetary medium implies the occurrence of magnetic reconnection at its front boundary, as depicted in Figure 1. As was demonstrated in section 4.3, signatures of reconnection exhausts at the front boundary of the MC were observed at all spacecraft (though with variable uncertainties owing to different time resolutions and exhaust widths). This demonstrates that the expected magnetic reconnection did occur, at least at the position and time of observation, for this particular MC. We note, however, that although magnetic reconnection at the front boundary of the MC is a prerequisite to the erosion mechanism invoked here, it needs not be observed specifically at the spacecraft at the time of observation as long as it did occur at earlier times during propagation. Interestingly, the erosion is observed here for a rather slow MC (~450 km/s). Erosion is, however, expected to be stronger for faster MCs owing to increased compression at the forward shock, with associated increased reconnection rates.

[47] Figure 10 shows the reconnection lines orientations at the MC fronts, deduced from MVA analysis, in the Y-Z_{HEE} plane. The reconnection lines have somewhat different tilt angles at each spacecraft, which is not unexpected owing to the large inter-spacecraft distances and the 3D geometry of a MC that interacts with its environment. Although it is not the purpose of the present study, we note that the reconnection line tilts in the Y-Z plane are large. This brings up the question of whether there is a single or several patchy reconnection lines present along the front of the MC. This is in analogy to the issue of extended versus patchy reconnection at Earth's dayside magnetopause as a function of IMF conditions, and which also depends on complex 3-dimensional geometrical

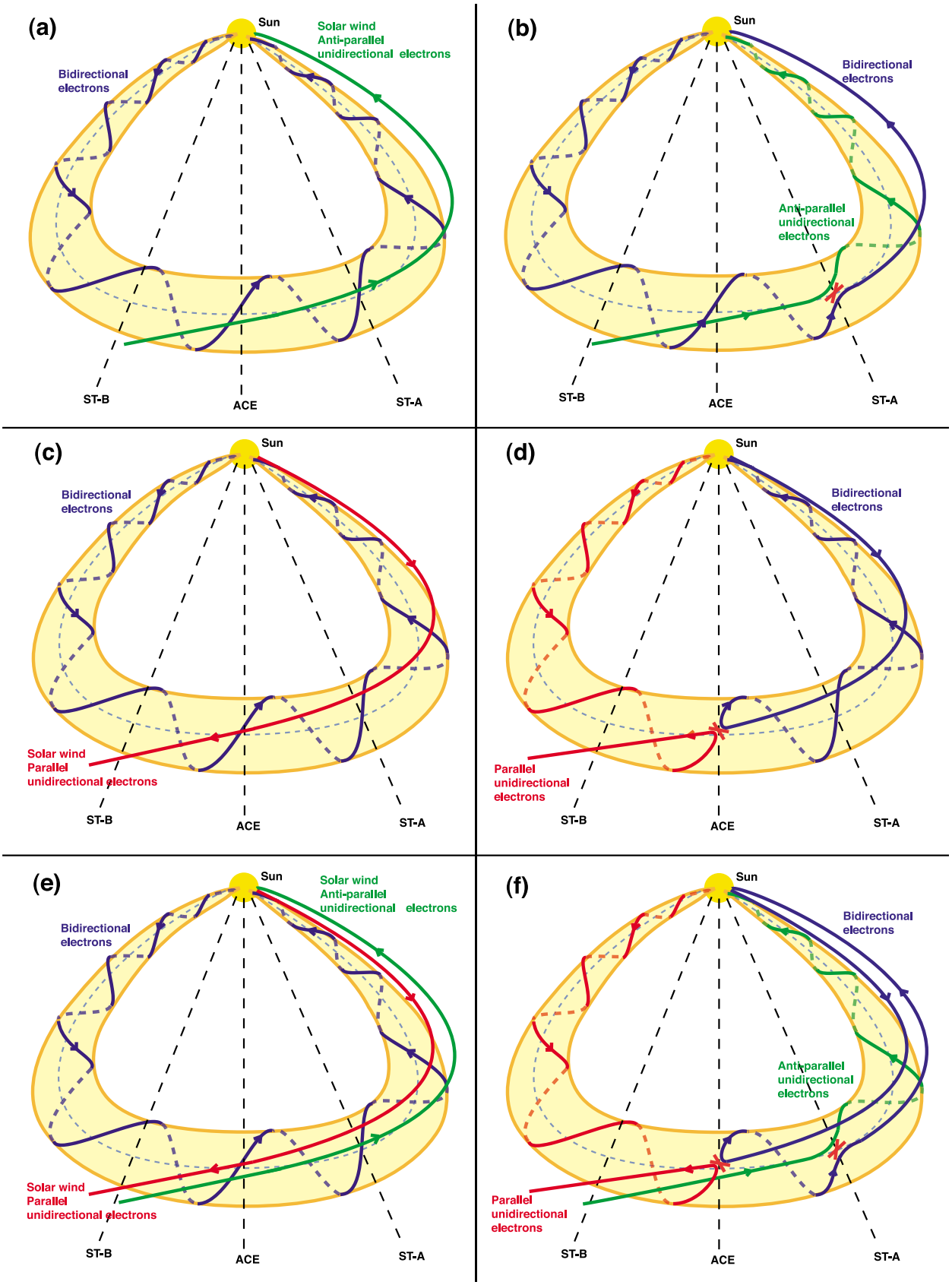

(a)
Sun
Solar wind
Anti-parallel
unidirectional electrons
Bidirectional
electrons
ST-B
ACE
ST-A
(b)
Sun
Bidirectional
electrons
Anti-parallel
unidirectional
electrons
ST-B
ACE
ST-A
(c)
Sun
Bidirectional
electrons
Solar wind
Parallel
unidirectional electrons
ST-B
ACE
ST-A
(d)
Sun
Bidirectional
electrons
Parallel
unidirectional
electrons
ST-B
ACE
ST-A
(e)
Sun
Solar wind
Anti-parallel
unidirectional electrons
Bidirectional
electrons
Solar wind
Parallel
unidirectional electrons
ST-B
ACE
ST-A
(f)
Sun
Bidirectional
electrons
Anti-parallel
unidirectional
electrons
Parallel
unidirectional
electrons
ST-B
ACE
ST-A

Figure 11

considerations (as further discussed in section 5.5) and on the influence of various processes occurring at the shock and in the sheath.

5.4. Evidence for a Different Suprathermal Electron Strahl Source

[48] The suprathermal electrons PADs in the MC back regions show clear changes at ACE and ST-A as compared to the core of the MC. Because the erosion process implies large-scale topological changes (Figure 1), we do expect the source of the strahl in the back region to be different from that in the MC core. This is what is observed for both ACE and ST-A at the expected times (within ± 1 h). An unexpected signature would be to observe no changes at all in the PADs as the spacecraft enter the inferred back regions.

[49] The observed enhanced magnetic field in the back region and the presence of a trailing high-speed stream (cf. Figure 3) suggest adiabatic compression is occurring. From Liouville's theorem, such an adiabatic compression would result in a larger PAD width of the strahl, but without any increase in absolute phase space density values around 180°. This is opposite to what is observed at the transition between the core of the MC and the inferred back regions, where the phase space density at 180° significantly increases (decreases) at ST-A (ACE) while the PAD width does not change or even decreases at both spacecraft. The strahl source is thus different in the back regions at both ACE and ST-A.

5.5. Reconnection Scenarios and Complexity of the 3D Global Topology

[50] These signatures in the suprathermal electron PADs are thus consistent with a topological change at the front of the MC and subsequent erosion. However, because of the complex topology of the MC and of the possibly patchy reconnection lines, we have no obvious way of knowing where the eroded magnetic field may now connect to in the heliosphere, and whether or not they should be singly or doubly connected to the Sun. Figure 11 illustrates this fact. Figures 11a–11b and Figures 11c–11d respectively show configurations where reconnection lines with the rough local properties observed at ST-A and ACE are used. Because the magnetic field and suprathermal electron properties at the MC front boundaries are different at ACE and ST-A, as well as in the slow solar wind ahead of it with different sectors being observed at ACE and ST-A (i.e., the strahl is measured at 0° at 22UT on 19 Nov. at ACE and at 180° at 19UT on 19 Nov. at ST-A), the obtained new connectivity inside the MC may have either closed or open magnetic topologies at other locations along the magnetic fields of the MC.

[51] These configurations, however, are over-simplified. Placing both reconnection scenarios into the same picture significantly alters these simple geometries and makes the global 3D topology more complex. This is illustrated in Figures 11e and 11f where all cases of parallel, anti-parallel or bidirectional suprathermal electrons may be found at various places in the MC depending on where reconnection occurs. Figures 11e and 11f may not be viewed as realistic either. This is because even more complex configurations can be envisaged if reconnection varies spatially and temporally, and if reconnection occurs along extended lines rather than points as depicted in the figures for sake of simplicity. Adding to this complexity is the fact that part of the MC is likely disconnected from the Sun at one end (left-hand side of MC in all figures) through interchange reconnection in the corona.

[52] In conclusion, we may not attempt to fully explain the characteristics of suprathermal electrons in the MC but simply note that suprathermal electron PADs must change in the back region. We may not know what strahl and PAD properties are to be expected with the new connectivity because we do not know the global 3D topology that follows from such reconnections. This is also why the relative changes in PAD profiles, as observed in Figure 9 (red and blue curves), do not have to be the same at all spacecraft (again, owing to a complex 3D geometry). PAD properties (e.g., at ST-B) may thus not be used alone to study erosion. Future studies ought to investigate this further, for instance through the use of global modeling.

5.6. Inferences for the Preferential Location and Rate of Magnetic Reconnection During Propagation

[53] We note that *Gosling and Szabo* [2008] found a reconnection exhaust at the trailing boundary of the MC (11:46 UT at WIND/11:42 UT at ACE on 20 November). This likely stems from the compression that occurs as the trailing high-speed stream overtakes the MC. Because this compression is expected to build-up gradually as it propagates in the heliosphere, it is probable that the reconnection process at the trailing boundary has not been much efficient in the inner heliosphere. By contrast, since the Alfvén speed in the solar wind increases as one approaches the Sun [*Fujimoto et al.*, 2007; *Lavraud and Borovsky*, 2008], and magnetic reconnection rate scales with the Alfvén speed, we may expect that a significant portion of the magnetic erosion investigated here has in fact occurred in the inner parts of the heliosphere.

[54] From the observed azimuthal magnetic flux erosion and knowledge of the transit time from the Sun, we can estimate the average reconnection rate which prevailed at the front MC boundary during propagation. *Howard and Tappin* [2009] observed this CME from different viewpoints on 15 November at 18:10 UT (by COR2-B), 18:40 UT (by COR2-A) and 18:50 UT (by LASCO2). We choose the mean

Figure 11. Illustration of different reconnection scenarios at the front of the MC and resulting global three-dimensional topologies. (a, c, e) The topology of the MC and solar wind magnetic field lines before magnetic reconnection occurs. The global magnetic field topology that may be inferred in the case when magnetic reconnection occurs at (b) ST-A, (d) ACE and (f) at both spacecraft. Reconnection is assumed with solar wind from a toward sector at ST-A and an away sector at ACE, as observed. Blue lines correspond to closed magnetic field lines where counterstreaming suprathermal electron beams may be expected. Green and red lines respectively correspond to open field lines with anti-parallel and parallel unidirectional suprathermal electrons. Arrows show the orientation of the magnetic field. These topologies, and inferred electron properties, must be viewed as highly idealized and thus not realistic. Much more complex, and thus unpredictable, configurations may be expected as a function of the type and spatiotemporal variability of reconnection lines at the MC front boundary.

value of 18:30 UT. The transit time to ACE (ST-A) is then in the range 99 h 54 min to 113 h 12 min (99 h 30 min to 128 h 50 min) using the front and rear boundaries of the MC. We use both times to estimate uncertainties on the average reconnection rate because erosion is likely ongoing during the spacecraft sampling of the MC. This simple calculation yields average reconnection rates of 0.12–0.14 mV/m at ACE and 0.19–0.22 mV/m at ST-A. Using the results of Dasso *et al.* [2006,2007], the average reconnection rates for the 18–20 October 1995 and 9–11 November 2004 MC events are estimated to be 0.51 and 0.45 mV/m; these are of the same order of magnitude, though somewhat higher. On average, these estimations are larger than those given in case studies of reconnection exhausts at L1 by *Davis et al.* [2006], *Phan et al.* [2006], and *Wang et al.* [2010] (0.02, 0.03 and 0.05–0.08 mV/m respectively), but as explained above this may be expected since reconnection rates ought to be larger closer to the Sun.

6. Conclusion

[55] The present work provided a significant advancement in confirming the occurrence of MC erosion during their propagation from the Sun to the Earth, thanks to a detailed analysis of several key signatures expected to result from this process. The opportunity to observe this phenomenon from several distant vantage points with STEREO and L1 data constituted a significant asset to infer the global geometry of the MC, which was shown to be compatible with a unique large-scale flux-rope at three distant spacecraft in the heliosphere. The inferred erosion mechanism has significant potential implications for space weather since it may lead to the removal of part of the southward oriented magnetic field that impinges on Earth for some MCs. Future works also ought to quantify this possibility for all MCs of solar cycle 23.

[56] **Acknowledgments.** The authors are grateful to J. Gosling, T. Phan, C. Möstl, N. Lugaz, and K. Marubashi for useful discussions. We acknowledge the use of the CDPP AMDA web-based tool, which was used for selection of the event and visualization. We are also grateful to V. Angelopoulos for the use of data from the THEMIS mission and DLR support at TU-BS for use of FGM data.

[57] Philippa Browning thanks Christian Möstl and Sergio Dasso for their assistance in evaluating this paper.

References

Acuña, M. H., D. Curtis, J. L. Scheifele, C. T. Russell, P. Schroeder, A. Szabo, and J. G. Luhmann (2008), The STEREO/IMPACT Magnetic Field Experiment, *Space Sci. Rev.*, *136*, 203–226, doi:10.1007/s11214-007-9259-2.

Akasofu, S.-I. (1981), Energy coupling between the solar wind and the magnetosphere, *Space Sci. Rev.*, *28*, 121–190, doi:10.1007/BF00218810.

Al-Haddad, N., et al. (2011), On the internal structure of the magnetic field in magnetic clouds and interplanetary coronal mass ejections: Writhe versus twist, *Astrophys. J.*, *18*, 2–7, doi:10.1088/2041-8205/738/2/L18.

Auster, H. U., et al. (2008), The THEMIS fluxgate magnetometer, *Space Sci. Rev.*, *141*, 235–264, doi:10.1007/s11214-008-9365-9.

Borovsky, J. E., and M. H. Denton (2006), Differences between CME-driven storms and CIR-driven storms, *J. Geophys. Res.*, *111*, A07S08, doi:10.1029/2005JA011447.

Bothmer, V., and R. Schwenn (1998), The structure and origin of magnetic clouds in the solar wind, *Ann. Geophys.*, *16*(1), 1–24, doi:10.1007/s00585-997-0001-x.

Burlaga, L. F. (1988), Magnetic clouds and force-free fields with constant alpha, *J. Geophys. Res.*, *93*(A7), 7217–7224, doi:10.1029/JA093iA07p07217.

Burlaga, L. F., E. Sittler, F. Mariani, and R. Schwenn (1981), Magnetic loop behind an interplanetary shock: Voyager, Helios, and IMP 8 observations, *J. Geophys. Res.*, *86*(A8), 6673–6684, doi:10.1029/JA086iA08p06673.

Burlaga, L. F., K. W. Behannon, and L. Klein (1987), Compound streams, magnetic clouds and major geomagnetic storms, *J. Geophys. Res.*, *92*(A6), 5725–5734, doi:10.1029/JA092iA06p05725.

Crooker, N. U. (2004), Heliospheric plasma sheets, *J. Geophys. Res.*, *109*, A03107, doi:10.1029/2003JA010170.

Dasso, S., C. H. Mandrini, P. Démoulin, and M. L. Luoni (2006), A new model-independent method to compute magnetic helicity in magnetic clouds, *Astron. Astrophys.*, *455*, 349–359, doi:10.1051/0004-6361:20064806.

Dasso, S., M. S. Nakwacki, P. Demoulin, and C. H. Mandrini (2007), Progressive transformation of a flux rope to an ICME, *Sol. Phys.*, *244*(1–2), 115–137, doi:10.1007/s11207-007-9034-2.

Davis, M. S., T. D. Phan, J. T. Gosling, and R. M. Skoug (2006), Detection of oppositely directed reconnection jets in a solar wind current sheet, *Geophys. Res. Lett.*, *33*, L19102, doi:10.1029/2006GL026735.

Démoulin, P., and S. Dasso (2009), Magnetic cloud models with bent and oblate cross-section boundaries, *Astron. Astrophys.*, *507*(2), 969–980, doi:10.1051/0004-6361/200912645.

Dungey, J. W. (1961), Interplanetary magnetic field and the auroral zones, *Phys. Rev. Lett.*, *6*, 47–48, doi:10.1103/PhysRevLett.6.47.

Eriksson, S., et al. (2009), Asymmetric shear flow effects on magnetic field configuration within oppositely directed solar wind reconnection exhausts, *J. Geophys. Res.*, *114*, A07103, doi:10.1029/2008JA013990.

Farrugia, C., I. Richardson, L. Burlaga, R. Lepping, and V. Osherovich (1993), Simultaneous observations of solar MeV particles in a magnetic cloud and in the Earth's northern tail lobe: Implications for the global field line topology of magnetic clouds and for the entry of solar particles into the magnetosphere during cloud passage, *J. Geophys. Res.*, *98*(A9), 15,497–15,507, doi:10.1029/93JA01462.

Farrugia, C. J., L. F. Burlaga, and R. P. Lepping (1997), Magnetic clouds and the quiet-storm effect at Earth, in *Magnetic Storms*, *Geophys. Monogr. Ser.*, vol. 98, edited by B. T. Tsurutani et al., pp. 91–106, AGU, Washington, D. C., doi:10.1029/GM098p0091.

Farrugia, C., et al. (2001), A reconnection layer associated with a magnetic cloud, *Adv. Space Res.*, *28*(5), 759–764, doi:10.1016/S0273-1177(01)00529-4.

Farrugia, C. J., et al. (2011), Multiple, distant (40°) in situ observations of a magnetic cloud and a corotating interaction region complex, *J. Atmos. Sol. Terr. Phys.*, *73*, 1254–1269, doi:10.1016/j.jastp.2010.09.011.

Foullon, C., C. J. Owen, S. Dasso, L. M. Green, I. Dandouras, H. A. Elliott, N. Fazakerley, Y. V. Bogdanova, and N. U. Crooker (2007), Multi-spacecraft study of the 21 January 2005 ICME, *Sol. Phys.*, *244*(1–2), 139–165, doi:10.1007/s11207-007-0355-y.

Foullon, C., et al. (2009), The apparent layered structure of the heliospheric current sheet: Multi-spacecraft observations, *Sol. Phys.*, *259*(1–2), 389–416, doi:10.1007/s11207-009-9452-4.

Fujimoto, M., W. Baumjohann, K. Kabin, R. Nakamura, J. A. Slavin, N. Terada, and L. Zelenyi (2007), Hermean magnetosphere-solar wind interaction, *Space Sci. Rev.*, *132*(2–4), 529–550, doi:10.1007/s11214-007-9245-8.

Galvin, A. B., et al. (2008), The Plasma and Suprathermal Ion Composition (PLASTIC) investigation on the STEREO observatories, *Space Sci. Rev.*, *136*(1–4), 437–486, doi:10.1007/s11214-007-9296-x.

Goldstein, H. (1983), On the field configuration in magnetic clouds, in *Solar Wind Five*, edited by M. Neugebauer, *NASA Conf. Publ.*, *CP-2280*, 731–733.

Gopalswamy, N., S. Yashiro, and S. Akiyama (2007), Geoeffectiveness of halo coronal mass ejections, *J. Geophys. Res.*, *112*, A06112, doi:10.1029/2006JA012149.

Gosling, J. T. (1990), Coronal mass ejections and magnetic flux ropes in interplanetary space, in *Physics of Magnetic Flux Ropes*, *Geophys. Monogr. Ser.*, vol. 58, edited by C. T. Russell, E. R. Priest, and L. C. Lee, pp. 343–364, AGU, Washington, D. C., doi:10.1029/GM058p0343.

Gosling, J. T. (1993), The solar flare myth, *J. Geophys. Res.*, *98*(A11), 18,937–18,949, doi:10.1029/93JA01896.

Gosling, J. T., and A. Szabo (2008), Bifurcated current sheets produced by magnetic reconnection in the solar wind, *J. Geophys. Res.*, *113*, A10103, doi:10.1029/2008JA013473.

Gosling, J. T., D. Baker, S. Bame, W. Feldman, R. Zwickl, and E. Smith (1987), Bidirectional solar wind electron heat flux events, *J. Geophys. Res.*, *92*(A8), 8519–8535, doi:10.1029/JA092iA08p08519.

Gosling, J. T., R. Skoug, W. Feldman, and D. McComas (2002), Symmetric suprathermal electron depletions on closed field lines in the solar wind, *Geophys. Res. Lett.*, *29*(12), 1573, doi:10.1029/2001GL013949.

Gosling, J. T., R. M. Skoug, D. J. McComas, and C. W. Smith (2005a), Direct evidence for magnetic reconnection in the solar wind near 1 AU, *J. Geophys. Res.*, *110*, A01107, doi:10.1029/2004JA010809.

Gosling, J. T., R. M. Skoug, D. J. McComas, and C. W. Smith (2005b), Magnetic disconnection from the Sun: Observations of a reconnection

exhaust in the solar wind at the heliospheric current sheet, *Geophys. Res. Lett.*, *32*, L05105, doi:10.1029/2005GL022406.

Gosling, J. T., S. Eriksson, and R. Schwenn (2006a), Petschek-type magnetic reconnection exhausts in the solar wind well inside 1 AU: Helios, *J. Geophys. Res.*, *111*, A10102, doi:10.1029/2006JA011863.

Gosling, J. T., D. J. McComas, R. M. Skoug, and C. W. Smith (2006b), Magnetic reconnection at the heliospheric current sheet and the formation of closed magnetic field lines in the solar wind, *Geophys. Res. Lett.*, *33*, L17102, doi:10.1029/2006GL027188.

Gosling, J. T., S. Eriksson, L. M. Blush, T. D. Phan, J. G. Luhmann, D. J. McComas, R. M. Skoug, M. H. Acuna, C. T. Russell, and K. D. Simunac (2007), Five spacecraft observations of oppositely directed exhaust jets from a magnetic reconnection X-line extending $>4.26 \times 10^6$ km in the solar wind at 1 AU, *Geophys. Res. Lett.*, *34*, L20108, doi:10.1029/2007GL031492.

Gulisano, A., S. Dasso, C. Mandrini, and P. Démoulin (2007), Estimation of the bias of the minimum variance technique in the determination of magnetic clouds global quantities and orientation, *Adv. Space Res.*, *40*, 1881–1890, doi:10.1016/j.asr.2007.09.001.

Howard, T. A., and S. J. Tappin (2009), Interplanetary coronal mass ejections observed in the heliosphere: 3. Physical implications, *Space Sci. Rev.*, *147*(1–2), 89–110, doi:10.1007/s11214-009-9577-7.

Hudson, P. D. (1970), Discontinuities in an anisotropic plasma and their identification in the solar wind, *Planet. Space Sci.*, *19*, 1611–1622.

Huttunen, K. E. J., S. D. Bale, and C. Salem (2008), Wind observations of low energy particles within a solar wind reconnection region, *Ann. Geophys.*, *26*, 2701–2710, doi:10.5194/angeo-26-2701-2008.

Kaiser, M. L., T. A. Kucera, J. M. Davila, O. C. St. Cyr, M. Guhathakurta, and E. Christian (2008), The STEREO mission: An introduction, *Space Sci. Rev.*, *136*(1–4), 5–16, doi:10.1007/s11214-007-9277-0.

Kawano, H., and T. Higuchi (1995), The bootstrap method in space physics: Error estimation for the minimum variance analysis, *Geophys. Res. Lett.*, *22*(3), 307–310, doi:10.1029/94GL02969.

Kilpua, E. K. J., L. K. Jian, Y. Li, J. G. Luhmann, and C. T. Russell (2011), Multipoint ICME encounters: Pre-STEREO and STEREO observations, *J. Atmos. Sol. Terr. Phys.*, *73*, 1228–1241, doi:10.1016/j.jastp.2010.10.012.

Klein, L. W., and L. F. Burlaga (1982), Interplanetary magnetic clouds at 1 AU, *J. Geophys. Res.*, *87*(A2), 613–624, doi:10.1029/JA087iA02p00613.

Lavraud, B., and J. E. Borovsky (2008), Altered solar wind-magnetosphere interaction at low Mach numbers: Coronal mass ejections, *J. Geophys. Res.*, *113*, A00B08, doi:10.1029/2008JA013192.

Lavraud, B., et al. (2009), Observation of a complex solar wind reconnection exhaust from spacecraft separated by over 1800 RE, *Sol. Phys.*, *256*(1–2), 379–392, doi:10.1007/s11207-009-9341-x.

Lavraud, B., et al. (2010), Statistics of counter-streaming solar wind suprathermal electrons at solar minimum: STEREO observations, *Ann. Geophys.*, *28*, 233–246, doi:10.5194/angeo-28-233-2010.

Lavraud, B., M. J. Owens, and A. P. Rouillard (2011), In situ signatures of interchange reconnection between magnetic clouds and open magnetic fields: A mechanism for the erosion of polar coronal holes?, *Sol. Phys.*, *270*(1), 285–296, doi:10.1007/s11207-011-9717-6.

Lepping, R. P., J. A. Jones, and L. F. Burlaga (1990), Magnetic field structure of interplanetary magnetic clouds at 1 AU, *J. Geophys. Res.*, *95*(A8), 11,957–11,965, doi:10.1029/JA095iA08p11957.

Luhmann, J. G., et al. (2008), STEREO IMPACT investigation goals, measurements, and data products overview, *Space Sci. Rev.*, *136*(1–4), 117–184, doi:10.1007/s11214-007-9170-x.

Lundquist, S. (1950), Magneto-hydrostatic fields, *Ark. Fys.*, *2*(35), 361–365.

Mandrini, C. H., S. Pohjolainen, S. Dasso, L. M. Green, P. Démoulin, L. van Driel-Gesztelyi, C. Copperwheat, and C. Foley (2005), Interplanetary flux rope ejected from an X-ray bright point, *Astron. Astrophys.*, *434*, 725–740, doi:10.1051/0004-6361:20041079.

Marubashi, K. (1986), Structure of the interplanetary magnetic clouds and their solar origins, *Adv. Space Res.*, *6*, 335–338, doi:10.1016/0273-1177(86)90172-9.

McComas, D., S. Bame, P. Barker, W. Feldman, J. Phillips, P. Riley, and J. Griffee (1998), Solar Wind Electron Proton Alpha Monitor (SWEPAM) for the Advanced Composition Explorer, *Space Sci. Rev.*, *86*(1/4), 563–612, doi:10.1023/A:1005040232597.

McFadden, J. P., et al. (2008), The THEMIS ESA plasma instrument and in-flight calibration, *Space Sci. Rev.*, *141*, 277–302, doi:10.1007/s11214-008-9440-2.

Möstl, C., C. Miklenic, C. J. Farrugia, M. Temmer, A. Veronig, A. B. Galvin, and H. K. Biernat (2008), Two-spacecraft reconstruction of a magnetic cloud and comparison to its solar source, *Ann. Geophys.*, *26*, 3139–3152, doi:10.5194/angeo-26-3139-2008.

Möstl, C., M. Temmer, T. Rollett, C. J. Farrugia, Y. Liu, A. M. Veronig, M. Leitner, A. B. Galvin, and H. K. Biernat (2010), STEREO and Wind observations of a fast ICME flank triggering a prolonged geomagnetic storm on 5–7 April 2010, *Geophys. Res. Lett.*, *37*, L24103, doi:10.1029/2010GL045175.

Nakwacki, M., S. Dasso, C. Mandrini, and P. Démoulin (2008), Analysis of large scale MHD quantities in expanding magnetic clouds, *J. Atmos. Sol. Terr. Phys.*, *70*(10), 1318–1326, doi:10.1016/j.jastp.2008.03.006.

Nakwacki, M. S., S. Dasso, P. Démoulin, C. H. Mandrini, and A. M. Gulisano (2011), Dynamical evolution of a magnetic cloud from the Sun to 5.4 AU, *Astron. Astrophys.*, *535*, A52, doi:10.1051/0004-6361/201015853.

Owens, M. J., and N. U. Crooker (2006), Coronal mass ejections and magnetic flux buildup in the heliosphere, *J. Geophys. Res.*, *111*, A10104, doi:10.1029/2006JA011641.

Owens, M. J., P. Démoulin, N. P. Savani, B. Lavraud, and A. Ruffenach (2012), Implications of non-cylindrical flux ropes for magnetic cloud reconstruction techniques and the interpretation of double flux-rope events, *Sol. Phys.*, *278*(2), 435–446, doi:10.1007/s11207-012-9939-2.

Paschmann, G., I. Papamastorakis, W. Baumjohann, N. Sckopke, C. W. Carlson, B. U. Ö. Sonnerup, and H. Lühr (1986), The magnetopause for large magnetic shear: AMPTE/IRM observations, *J. Geophys. Res.*, *91*(A10), 11,099–11,115, doi:10.1029/JA091iA10p11099.

Phan, T. D., et al. (2006), A magnetic reconnection X-line extending more than 390 Earth radii in the solar wind, *Nature*, *439*(7073), 175–178, doi:10.1038/nature04393.

Qiu, J., Q. Hu, T. A. Howard, and V. B. Yurchyshyn (2007), On the magnetic flux budget in low-corona magnetic reconnection and interplanetary coronal mass ejections, *Astrophys. J.*, *659*, 758–772, doi:10.1086/512060.

Richardson, I. G., and H. V. Cane (2010), Near-Earth interplanetary coronal mass ejections during Solar Cycle 23 (1996–2009), catalog and summary of properties, *Sol. Phys.*, *264*(1), 189–237, doi:10.1007/s11207-010-9568-6.

Rouillard, P., B. Lavraud, N. R. Sheeley, J. A. Davies, L. F. Burlaga, N. P. Savani, C. Jacquey, and R. J. Forsyth (2010), White light and in situ comparison of a forming merged interaction region, *Astrophys. J.*, *719*(2), 1385–1392, doi:10.1088/0004-637X/719/2/1385.

Sauvaud, J.-A., et al. (2008), The IMPACT Solar Wind Electron Analyzer (SWEA), *Space Sci. Rev.*, *136*, 227–239, doi:10.1007/s11214-007-9174-6.

Schmidt, J. M., and P. J. Cargill (2003), Magnetic reconnection between a magnetic cloud and the solar wind magnetic field, *J. Geophys. Res.*, *108*(A1), 1023, doi:10.1029/2002JA009325.

Shodhan, S., N. U. Crooker, S. W. Kahler, R. J. Fitzenreiter, D. E. Larson, R. P. Lepping, G. L. Siscoe, and J. T. Gosling (2000), Counterstreaming electrons in magnetic clouds, *J. Geophys. Res.*, *105*(A12), 27,261–27,268, doi:10.1029/2000JA000060.

Skoug, R. M., J. T. Gosling, D. J. McComas, C. W. Smith, and Q. Hu (2006), Suprathermal electron 90° pitch angle depletions at reverse shocks in the solar wind, *J. Geophys. Res.*, *111*, A01101, doi:10.1029/2005JA011316.

Smith, C. W., J. L'Heureux, N. F. Ness, M. H. Acuña, L. F. Burlaga, and J. Scheifele (1998), The ACE magnetic fields experiment, *Space Sci. Rev.*, *86*, 613–632, doi:10.1023/A:1005092216668.

Sonnerup, B. U. Ö., and L. J. Cahill (1967), Magnetopause structure and attitude from Explorer 12 observations, *J. Geophys. Res.*, *72*(1), 171–183, doi:10.1029/JZ072i001p00171.

Steinberg, J. T., J. T. Gosling, R. M. Skoug, and R. C. Wiens (2005), Suprathermal electrons in high-speed streams from coronal holes: Counterstreaming on open field lines at 1 AU, *J. Geophys. Res.*, *110*, A06103, doi:10.1029/2005JA011027.

Stone, E., A. Frandsen, R. Mewaldt, E. Christian, D. Margolies, J. Ormes, and F. Snow (1998), The Advanced Composition Explorer, *Space Sci. Rev.*, *86*, 1–22, doi:10.1023/A:1005082526237.

Taubenschuss, U., N. V. Erkaev, H. K. Biernat, C. J. Farrugia, C. Möstl, and U. V. Amerstorfer (2010), The role of magnetic handedness in magnetic cloud propagation, *Ann. Geophys.*, *28*(5), 1075–1100, doi:10.5194/angeo-28-1075-2010.

Vandas, M., S. Fischer, P. Pelant, and A. Geranios (1993), Evidence for a spheroidal structure of magnetic clouds, *J. Geophys. Res.*, *98*, 21,061–21,069, doi:10.1029/93JA01749.

Wang, Y., F. Wei, X. Feng, S. Zhang, P. Zuo, and T. Sun (2010), Energetic electrons associated with magnetic reconnection in the magnetic cloud boundary layer, *Phys. Rev. Lett.*, *105*, 195007, doi:10.1103/PhysRevLett.105.195007.

Wimmer-Schweingruber, R. F., et al. (2006), Understanding interplanetary coronal mass ejection signatures, *Space Sci. Rev.*, *123*, 177–216, doi:10.1007/s11214-006-9017-x.