



**HAL**  
open science

# Interaction des nuages magnétiques éjectés par le Soleil avec l'environnement terrestre

Lucile Turc

► **To cite this version:**

Lucile Turc. Interaction des nuages magnétiques éjectés par le Soleil avec l'environnement terrestre. Planète et Univers [physics]. Ecole Polytechnique, 2014. Français. NNT : . tel-01112997

**HAL Id: tel-01112997**

**<https://theses.hal.science/tel-01112997>**

Submitted on 4 Feb 2015

**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 de Doctorat

Spécialité : Physique des Plasmas — Plasmas Spatiaux

présentée par

**Lucile Turc**

pour obtenir le grade de docteur de l'Ecole Polytechnique

---

## Interaction des nuages magnétiques éjectés par le Soleil avec l'environnement terrestre

---

Soutenue le 30 septembre 2014, devant le jury composé de :

Frédéric DAIGNE	Président du jury	Professeur UPMC, IAP, Paris
Philippe ESCOUBET	Examineur	Project Scientist, ESTEC, Noordwijk
Benoît LAVRAUD	Rapporteur	Chargé de Recherche, IRAP, Toulouse
Milan MAKSIMOVIC	Rapporteur	Directeur de Recherche, LESIA, Meudon
Christian MAZELLE	Examineur	Directeur de Recherche, IRAP, Toulouse
Nicole VILMER	Examinatrice	Directrice de Recherche, LESIA, Meudon
Dominique FONTAINE	Directrice de thèse	Directrice de Recherche, LPP, Palaiseau
Philippe SAVOINI	Co-directeur de thèse	Professeur UPMC, LPP, Palaiseau



---

*There is nothing like looking, if you want to find something.  
You certainly usually find something, if you look,  
but it is not always quite the something you were after.*

J.R.R. Tolkien - *The Hobbit*



# Résumé

Les nuages magnétiques sont des structures émises par le Soleil lors d'éruptions violentes et qui se propagent ensuite dans le système solaire à des vitesses supersoniques. Ils se démarquent du vent solaire ambiant par un renforcement de l'intensité du champ magnétique et une rotation lente de sa direction. Ils sont à l'origine de fortes perturbations dans l'environnement magnétique terrestre qui peuvent avoir des conséquences importantes sur les activités humaines spatiales (satellites, liaisons GPS,...) voire au sol (réseaux électriques,...).

Lorsque les nuages magnétiques arrivent au voisinage de la Terre, ils rencontrent tout d'abord le choc d'étrave. Dans ce travail de thèse, nous nous sommes intéressés à l'altération de la structure magnétique des nuages magnétiques à la traversée de l'onde de choc terrestre et lors de leur propagation en aval de celui-ci. En effet, toute modification significative aurait alors d'importantes implications pour la prédiction des perturbations induites dans l'environnement terrestre.

Ce problème a été abordé sous trois angles différents et complémentaires : l'analyse comparative de données de satellites en orbite autour de la Terre, notamment à partir des observations de la mission Cluster de l'ESA, le développement d'un modèle décrivant de façon globale la traversée du choc et la propagation du nuage en aval de celui-ci, et enfin l'utilisation de simulations numériques qui reproduisent de façon plus réaliste certains éléments de la physique de cette interaction.

Les résultats obtenus à l'aide de ces trois approches s'accordent pour montrer que la variation de la structure magnétique des nuages magnétiques au passage de l'onde de choc est étroitement liée à la configuration magnétique du nuage par rapport au choc ; on peut la quantifier par la valeur de  $\Theta_{Bn}$ , angle entre la normale au choc et le champ magnétique du nuage en amont de l'onde de choc. Nous montrons qu'une configuration quasi-perpendiculaire ( $\Theta_{Bn} \sim 90^\circ$ ) au niveau du choc modifie peu la structure magnétique du nuage. Lorsque la configuration devient oblique, une rotation de la structure du nuage se produit dans la région située en aval du choc. La structure du nuage est complètement perturbée quand la configuration devient quasi-parallèle. Dans ce dernier cas, on peut observer une inversion du champ magnétique du nuage et le développement de turbulence en aval de l'onde de choc. La modélisation de la région aval permet de localiser des régions favorables à la reconnexion magnétique et donc au développement d'activité magnétique dans l'environnement terrestre. Les simulations numériques permettent en particulier de caractériser les régions turbulentes en aval et aussi en amont de l'onde de choc. Au final, du fait de l'altération de leur structure au passage du choc, certains nuages magnétiques peuvent avoir un impact sur l'environnement terrestre très différent de celui attendu à partir de leurs caractéristiques observées dans le vent solaire, en amont du choc.



# Abstract

Magnetic clouds are huge structures released from the Sun through violent eruptions, which then propagate into the solar system at supersonic speeds. They are characterised in the solar wind by an enhanced and smoothly-rotating magnetic field. They cause large disturbances in the Earth's environment which sometimes have an impact on human activity in space (telecommunications, GPS, ...) and on the ground (electrical networks,...).

When magnetic clouds arrive in the vicinity of Earth, they first encounter the bow shock. In this thesis, we focus on the alteration of the magnetic structure of the clouds at the bow shock's crossing and during their propagation in the downstream region. Any significant modification would indeed have important implications on the prediction of geomagnetic disturbances.

Three different approaches complementing one another are employed to address this issue: we first analyse data from different spacecraft orbiting Earth, in particular from ESA's Cluster mission, then we develop a model describing as a whole the bow shock's crossing and the propagation of the magnetic cloud in the downstream region, and finally we use numerical simulations to study in more detail some aspects of the physics of this interaction.

The results obtained with these three methods consistently show that the variation of the cloud's structure across the bow shock is strongly related to the magnetic configuration of the magnetic cloud relative to the shock. This can be quantified by the value of  $\Theta_{\text{Bn}}$ , the angle between the normal to the shock's surface and the magnetic cloud's magnetic field in the solar wind. We show that a quasi-perpendicular configuration ( $\Theta_{\text{Bn}} \sim 90^\circ$ ) keeps the cloud's magnetic structure roughly unchanged. When the configuration becomes more oblique, a rotation of the magnetic cloud's structure is observed in some parts of the downstream region. In a quasi-parallel geometry, the magnetic cloud's structure is strongly altered. Its magnetic field direction can then reverse and a high level of turbulence is observed downstream of the shock. Using the model we developed, we estimate the location of the regions favourable to reconnection processes, which give rise to disturbances in the Earth's environment. The numerical simulations allow us to investigate the turbulent regions downstream and also upstream of the bow shock. Finally, we find that, owing to the modification of their magnetic structure across the bow shock, the impact of certain magnetic clouds on the Earth's environment can differ from that estimated from their characteristics in the solar wind.





# Remerciements

Trois années, cela semble tellement long au moment où l'on s'embarque dans cette grande expédition qu'est la thèse, et pourtant le temps s'est écoulé en un éclair. J'ai l'impression qu'hier encore j'étais étudiante en master à l'Observatoire de Paris, et me voici maintenant en post-doc aux Pays-Bas à chercher à mettre un point final à mon manuscrit de thèse (et ces remerciements sont loin d'être la partie la plus facile à écrire!).

La navigation dans les vents solaires aurait pu s'avérer hasardeuse, et si le navire a évité les écueils qui se cachent en ces eaux, c'est à son capitaine que je le dois. Pour cela, toute ma gratitude va à Dominique Fontaine, qui a été ma directrice de thèse au cours de ces trois dernières années. Travailler avec Dominique a été un véritable plaisir. Malgré ses nombreuses autres responsabilités, elle est parvenue à être toujours disponible et à l'écoute, tout en me laissant l'autonomie dont j'avais besoin. Son enthousiasme vis-à-vis des résultats que nous obtenions et la confiance qu'elle a placée en mes capacités (confiance que j'étais loin d'avoir moi-même...) ont été un soutien considérable, notamment lorsqu'il a fallu affronter mes premières présentations orales. Je lui suis aussi extrêmement reconnaissante pour toutes les opportunités qu'elle m'a offertes de m'ouvrir à d'autres horizons. Me rendre à de nombreuses conférences, rencontrer des gens venus des quatre coins du monde, et surtout les quelques mois que j'ai pu passer en Finlande, ont été autant d'expériences d'une richesse inestimable qui m'ont permis de prendre du recul sur ma thèse. Je voudrais enfin la remercier pour sa patience, surtout lorsqu'il s'agissait de me faire modifier mon manuscrit... Bref, en un mot comme en cent : merci pour tout !

Je voudrais aussi remercier Philippe Savoini, mon co-directeur de thèse, dont l'aide a été bienvenue pour évoluer dans les méandres de l'UPMC au début de mon monitorat, et pour les simulations numériques qui sont son domaine de prédilection.

Je tiens à remercier Frédéric Daigne qui a bien voulu présider mon jury de thèse. Un immense merci à Milan Maksimovic et Benoît Lavraud qui ont eu l'amabilité de bien vouloir encombrer leurs valises avec mon manuscrit de thèse pendant leurs vacances d'été (pardon pour la longueur de la bestiole!). Leurs relectures attentives ont permis d'en améliorer certains points et de traquer les fautes d'orthographe qui avaient, à mon grand dam, réussi à s'y glisser. Merci enfin à Nicole Vilmer, Christian Mazelle et Philippe Escoubet d'avoir fait partie de mon jury en tant qu'examineurs.

Au cours de ma thèse, j'ai eu la chance de pouvoir me rendre à plusieurs reprises à l'Université d'Helsinki, avec en particulier deux séjours de plus d'un mois. Cette expérience a été extrêmement enrichissante autant du point de vue professionnel que du point de vue humain, et m'a permis de découvrir ce merveilleux pays qu'est la Finlande. Je voudrais pour cela remercier tout particulièrement Emilia Kilpua pour les discussions passionnantes que nous avons eues, pour son aide lors de ma première installation à Helsinki et pour son soutien tout au long de ma thèse. Merci aussi à Heli Hietala et Katerina Andreeva pour leurs conseils et pour les dîners et soirées auxquels elles m'ont conviée pendant mes séjours. Merci enfin à Hannu Koskinen pour son accueil au sein du Département de Physique, et à tous les gens que j'ai eu l'occasion de rencontrer au Finnish Meteorological Institute et à l'Université d'Helsinki. Kiitos paljon!

---

J'ai aussi beaucoup apprécié de travailler en collaboration avec Ronan Modolo, François Leblanc et Ludivine Leclercq au LATMOS. Cela aura mis du temps, mais les résultats du modèle d'exosphère de Ganymède sont enfin publiés ! Merci aussi à Ronan pour l'aide précieuse qu'il m'a apportée lors de mes premiers pas avec le code hybride.

Je voudrais encore remercier tous les gens que j'ai pu rencontrer ou retrouver en conférence et avec qui les conversations se sont parfois prolongées jusque tard dans la soirée, Laurence, Sandrine, Aurélie, Gaël, Baptiste, Arnaud, Lise, Sonny, Sophie...

Une petite pensée pour les membres du comité d'organisation de l'édition 2012 de la conférence Elbereth, ça aura été une belle aventure !

Pendant ces trois années de thèse, le Laboratoire de Physique des Plasmas est devenu une seconde maison pour moi. Je garde d'excellents souvenirs des longues heures de discussion, scientifiques et moins scientifiques, en général autour d'un café, avec les membres de l'équipe spatiale. Merci en particulier à Gérard B. pour sa grande expérience de la préparation du breuvage susnommé, à Patrick R. pour ses récits hauts en couleur, à Malik pour ses exposés véhéments sur les Qatari ou les Corses, à Nicolas D. pour son goût immodéré pour les causes perdues, à Fouad pour son malin plaisir à pousser Nicolas à se contredire, à Rodrigue pour avoir toléré notre compagnie bruyante dans son bureau, à Katya pour la rhubarbe et les tomates et pour m'avoir fait découvrir le yoga, à Nicole, Patrick C., Gérard C., Roch, Thomas, Olivier L... Il m'arrivait aussi régulièrement de sortir du cocon de mon équipe et d'aller déjeuner avec les plus matinaux : merci à Ane, Pascal, Cathy, Olivier G. de m'avoir acceptée dans leurs rangs. Merci aussi à Mickaël, Jonathan et Alexis pour des discussions animées (le futur sera open-source !). Merci encore à Colette et Marilyne qui m'ont aidée à me dépatouiller avec les demandes de missions, et Nicolas M., Bruno et Stéphane que je suis allée embêter régulièrement pour des problèmes informatiques. Je remercie également l'équipe de direction, Laurence, Pascal, et Antoine au début de ma thèse, pour m'avoir donné l'opportunité de faire ma thèse au LPP.

Merci à tous les doctorants et post-docs que j'ai eu l'occasion de côtoyer au LPP, pour l'ambiance chaleureuse et animée qui a largement contribué à rendre ces années de thèse si agréables à vivre : Vincent, Trevor, Zixian, Lara, Pascaline, Emilie, Marguerite, Alexandros, Sumire, Chihiro, Nicolas, Ilya, Daniil, Dima, Loïc, Jérémy, Andrei, Claudia, Sergey St., Sergey Sh., Katy... Merci en particulier à Jérôme pour avoir initié avec Lara et Christelle les soirées films et pour sa bonne humeur permanente, Alexandre pour avoir lancé les cafés des doctorants qui nous ont réunis régulièrement, et Lina qui semble bien partie pour prendre la relève dans l'organisation de ces activités. Merci à Khurom, notre humble pirate, pour ses mails pleins d'humour *so british*. Merci à Yue pour son expertise dans la fabrication d'œufs de dragon. Mention spéciale à Christelle qui n'était pas en reste pour rendre le labo vivant et avec qui j'ai eu le plaisir de partager un bureau pendant la majeure partie de ma thèse. Depuis, j'ai appris à me méfier des pamplemousses ! Enfin, merci aux membres de la DPSS pour ces longues soirées passées à tuer des monstres à coups de dés.

Pour finir, je voudrais remercier mes proches, famille et amis, en particulier Maïca et Kévin, pour nos échanges sur nos expériences communes de thésards, Elise qui vient compléter le trio des nageuses et Cédric pour toutes ces heures de musique avec Antarès. Un petit clin d'œil à Amandine, sur le point de commencer sa thèse. Merci infiniment à mes parents qui m'ont toujours encouragée et soutenue, dans mes études et dans ma vie. Enfin et surtout, merci à Lucas, qui a eu la patience de lire ce manuscrit jusqu'au bout, pour sa présence calme et posée à mes côtés et pour son soutien inconditionnel.

# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>15</b>
<b>1 Etat des lieux des connaissances actuelles</b>	<b>21</b>
1.1 Les nuages magnétiques . . . . .	21
1.1.1 Du Soleil à la Terre . . . . .	25
1.1.2 Conséquences sur l'environnement terrestre . . . . .	27
1.2 L'onde de choc terrestre . . . . .	29
1.2.1 Les paramètres clés de l'onde de choc . . . . .	31
1.2.2 Description MHD : les équations de saut de Rankine-Hugoniot . . .	33
1.2.3 Structure de l'onde de choc terrestre . . . . .	34
1.3 La magnétogaine . . . . .	36
1.3.1 Caractéristiques de la magnétogaine . . . . .	36
1.3.2 Corrélation entre les paramètres de la magnétogaine et du vent solaire	39
1.3.3 Impact des nuages magnétiques sur la magnétogaine . . . . .	40
<b>2 Etude multi-satellite de la structure des nuages magnétiques en amont et en aval du choc</b>	<b>43</b>
2.1 Données utilisées . . . . .	43
2.1.1 Observations dans la magnétogaine . . . . .	43
2.1.2 Observations dans le vent solaire . . . . .	45
2.1.3 Identification des évènements . . . . .	46
2.2 Exemples typiques de nuages magnétiques observés dans la magnétogaine .	47
2.2.1 Cas 1 : conservation de la rotation lente . . . . .	47
2.2.2 Cas 2 : variation temporelle de la structure du nuage magnétique .	51
2.2.3 Cas 3 : variation spatiale de la structure du nuage magnétique . . .	54
2.2.4 Cas 4 : disparition de la rotation lente . . . . .	56
2.3 Conditions rencontrées au choc . . . . .	58
<b>3 Etude comparative de modèles de choc</b>	<b>63</b>
3.1 De la nécessité de l'utilisation d'un modèle de choc . . . . .	63
3.2 Les modèles de choc . . . . .	64
3.2.1 Généralités . . . . .	64
3.2.2 Un bref historique . . . . .	66
3.2.3 Etude comparative de Měrka et al. . . . .	67
3.2.4 Modèles de choc à faible nombre de Mach . . . . .	68
3.3 Comparaison des prédictions des modèles aux observations au cours de nuages magnétiques . . . . .	74

3.3.1	Effets des conditions liées aux nuages magnétiques . . . . .	74
3.3.2	Observations de Cluster . . . . .	76
3.3.3	Position du choc . . . . .	77
3.3.4	Normale au choc et $\Theta_{Bn}$ . . . . .	80
3.4	Un cas particulier : le nuage magnétique du 15 Mai 2005 . . . . .	85
3.4.1	Position du choc . . . . .	85
3.4.2	Angle $\Theta_{Bn}$ . . . . .	87
3.5	Conclusion de cette étude . . . . .	87
<b>4</b>	<b>Développement d'un modèle de magnétogaine</b>	<b>89</b>
4.1	Description du modèle . . . . .	90
4.1.1	Frontières . . . . .	91
4.1.2	Ecoulement dans la magnétogaine . . . . .	91
4.1.3	Calcul du champ magnétique . . . . .	94
4.1.4	Paramètres d'entrée . . . . .	95
4.2	Validation du modèle . . . . .	96
4.2.1	Vitesse dans la magnétogaine . . . . .	96
4.2.2	Champ magnétique dans la magnétogaine . . . . .	98
4.3	Résultats sur les nuages magnétiques . . . . .	103
4.3.1	Nuages magnétiques de référence . . . . .	105
4.3.2	Autres configurations de nuages magnétiques . . . . .	109
4.4	Impact sur la magnétosphère . . . . .	117
4.4.1	Nuage magnétique plein sud . . . . .	119
4.4.2	Nuage magnétique plein nord . . . . .	120
4.4.3	Nuage magnétique nord-sud . . . . .	121
4.4.4	Nuage magnétique plein sud rencontré loin de son axe . . . . .	121
4.4.5	Nuage magnétique plein nord rencontré loin de son axe . . . . .	122
<b>5</b>	<b>Application du modèle aux observations</b>	<b>127</b>
5.1	Exemple d'application du modèle à un cas observé par Cluster . . . . .	128
5.2	Résultats . . . . .	131
5.2.1	Cas 1 : nuage magnétique du 20 Mai 2005 . . . . .	131
5.2.2	Cas 2 : nuage magnétique du 15 Mai 2005 . . . . .	133
5.2.3	Cas 3 : nuage magnétique du 22 Avril 2001 . . . . .	134
5.2.4	Cas 4 : nuage magnétique du 22 Janvier 2004 . . . . .	135
<b>6</b>	<b>Simulations hybrides de l'interaction d'un nuage magnétique avec une onde de choc</b>	<b>141</b>
6.1	Introduction . . . . .	141
6.1.1	Types de codes . . . . .	141
6.1.2	Modélisations antérieures . . . . .	142
6.2	Description du code utilisé . . . . .	143
6.3	Adaptation du code à notre étude des nuages magnétiques . . . . .	146
6.3.1	Implémentation de paramètres d'entrée variables . . . . .	147
6.3.2	Création d'un nouvel environnement planétaire . . . . .	149
6.4	Interaction d'un nuage magnétique avec un choc en configuration quasi-perpendiculaire . . . . .	152

6.4.1	Impact du choc sur le nuage magnétique . . . . .	153
6.4.2	Impact du nuage magnétique sur l'environnement planétaire . . . . .	158
6.5	Interaction d'un nuage magnétique avec un choc en configuration quasi- parallèle . . . . .	166
6.5.1	Impact du choc sur le nuage magnétique . . . . .	167
6.5.2	Impact du nuage magnétique sur le choc . . . . .	172
6.5.3	Impact du nuage magnétique sur la magnétogaine . . . . .	177
<b>7</b>	<b>Conclusions et perspectives</b>	<b>181</b>
7.1	Résultats obtenus . . . . .	181
7.1.1	Analyse des observations de satellites . . . . .	182
7.1.2	Modélisation . . . . .	183
7.1.3	Simulations numériques . . . . .	185
7.2	Perspectives . . . . .	187
7.2.1	Etude statistique . . . . .	187
7.2.2	Couplage vent solaire/magnétosphère et géoeffectivité . . . . .	188
7.2.3	Simulations numériques . . . . .	189
7.2.4	Perspectives en planétologie . . . . .	189
<b>A</b>	<b>Acronymes et abréviations</b>	<b>207</b>
<b>B</b>	<b>A comparison of bow shock models with Cluster observations during low Alfvén Mach number magnetic clouds</b>	<b>209</b>
<b>C</b>	<b>A model of the magnetosheath magnetic field during magnetic clouds</b>	<b>221</b>
<b>D</b>	<b>Magnetic clouds' structure in the magnetosheath as observed by Cluster and Geotail: four case studies</b>	<b>241</b>



# Introduction

Il semble difficile de dater avec précision quand l'humanité a commencé à s'intéresser au Soleil. Celui-ci a vraisemblablement été au cœur de l'existence humaine depuis l'aube des temps, rythmant la vie sur Terre par l'alternance des jours et des nuits, des saisons et des années. Très tôt, la variation de la position des levers et couchers de Soleil au cours du temps est étudiée, et les solstices et les équinoxes marquent les tournants de l'année, comme semble par exemple en témoigner l'agencement du site de Stonehenge, construit près de 3000 ans avant notre ère. Astre du jour apportant lumière et chaleur, le Soleil est une divinité majeure dans de nombreuses mythologies. Pour les anciens égyptiens, il est Râ voguant dans sa barque solaire ; en Grèce antique, Helios traverse le ciel sur un char de feu. On le rencontre aussi sous les traits d'une déesse, telle Amaterasu chez les shintoïstes, ou encore Sól dans la mythologie nordique. Sa présence systématique dans les croyances humaines est le reflet d'une réalité scientifique : par l'intermédiaire de son rayonnement, le Soleil joue un rôle prépondérant sur Terre. Cependant, notre étoile influe également sur l'environnement terrestre par d'autres biais que par les photons qu'elle émet, mais il faudra attendre 1859 et le fameux évènement de Carrington pour que le lien entre activité solaire et perturbations géomagnétiques soit pour la première fois établi.

Pourtant, certaines signatures de ces tempêtes magnétiques sont connues depuis très longtemps. Les aurores polaires (voir Figure 1), observées en général aux hautes latitudes, aussi bien dans l'hémisphère nord que dans l'hémisphère sud, sont ainsi restées mystérieuses pendant des siècles, laissant une fois de plus libre cours aux mythes pour donner un sens à ces draperies dansantes illuminant le ciel nocturne. Les récits scandinaves les attribuent parfois à des reflets sur les armures des Valkyries, tandis que les finnois les appellent "revontulet", littéralement "les feux du renard", car leurs légendes racontent qu'elles sont dues à l'éclat de la neige projetée par la queue d'un renard arctique dans sa course. Autre phénomène inexplicable, et a priori sans rapport, des marins naviguant à la boussole remarquent dès le Moyen-Âge que l'aiguille de celle-ci dévie parfois du pôle Nord magnétique.

Le 1<sup>er</sup> septembre 1859, en observant le Soleil, Richard Carrington et Richard Hodgson remarquent de façon indépendante une intensification brève de sa lumière, pendant moins de dix minutes. Ils constatent que ce phénomène est localisé sur le disque au niveau d'un groupe de taches solaires particulièrement étendu. Il s'agit de la première observation d'une éruption solaire, et qui plus est celle à l'origine de la tempête magnétique la plus violente étudiée à ce jour. 17 heures plus tard, les effets de ce qui était de toute évidence une éjection de masse coronale se font sentir sur Terre : les aurores ainsi engendrées sont visibles jusqu'à des latitudes aussi basses que les Caraïbes. En Europe et en Amérique du Nord, les communications télégraphiques sont interrompues pendant plusieurs heures.





FIGURE 1 – Aurore polaire en Norvège en juin 2012 (Source : National Geographic).

Dès lors, on commence à s'intéresser à ce qu'on appellera les relations Soleil-Terre. L'existence d'un écoulement permanent de particules solaires est suggérée dans les années 1910 par Arthur Eddington, puis par Kristian Birkeland qui avance que celui-ci est composé de corpuscules chargés positivement et négativement. L'observation de l'orientation de la queue de comètes par Ludwig Biermann dans les années 1950 confirme la présence de cet écoulement continu d'ions et d'électrons, indépendamment des éruptions solaires qui sont des phénomènes transitoires. En 1958, Eugene Parker propose le premier modèle de ce qu'il nomme le vent solaire. Peu après, les premières mesures *in situ* de ce plasma sont effectuées par le satellite russe Luna-1.

Dans les années 1930, Sidney Chapman et Vincenzo Ferraro émettent l'hypothèse que le champ magnétique terrestre crée une cavité dans laquelle le plasma du vent solaire ne peut pas pénétrer. Le terme de magnétosphère pour désigner cette région dominée par le champ magnétique terrestre est proposé par Thomas Gold en 1959. La frontière entre magnétosphère et vent solaire, appelée magnétopause, est mise en évidence par les données de la mission Explorer 12 qui la traverse en 1961 (*Cahill et Amazeen, 1963*).

L'idée que les éruptions solaires libèrent des nuages de plasma qui se propagent ensuite dans le milieu interplanétaire est proposée par Sidney Chapman en 1929. Les observations effectuées au début des années 1970 par le coronographe du satellite OSO 7 (Orbiting Solar Observatory) confirment cette hypothèse (*Tousey, 1973*). Ces structures sont appelées des éjections de masse coronales et il est démontré que ce sont elles, et non les éruptions solaires en elles-mêmes, qui causent d'importantes perturbations dans l'environnement magnétique terrestre. Les nuages magnétiques sont des cas particuliers de ces éjections de masse coronales, caractérisés par une structure magnétique bien définie. Au niveau de la Terre, environ un tiers des éjections de masse coronales observées sont des nuages magnétiques (*Richardson et Cane, 2010*), et des études statistiques montrent qu'ils sont à l'origine des tempêtes géomagnétiques les plus intenses.

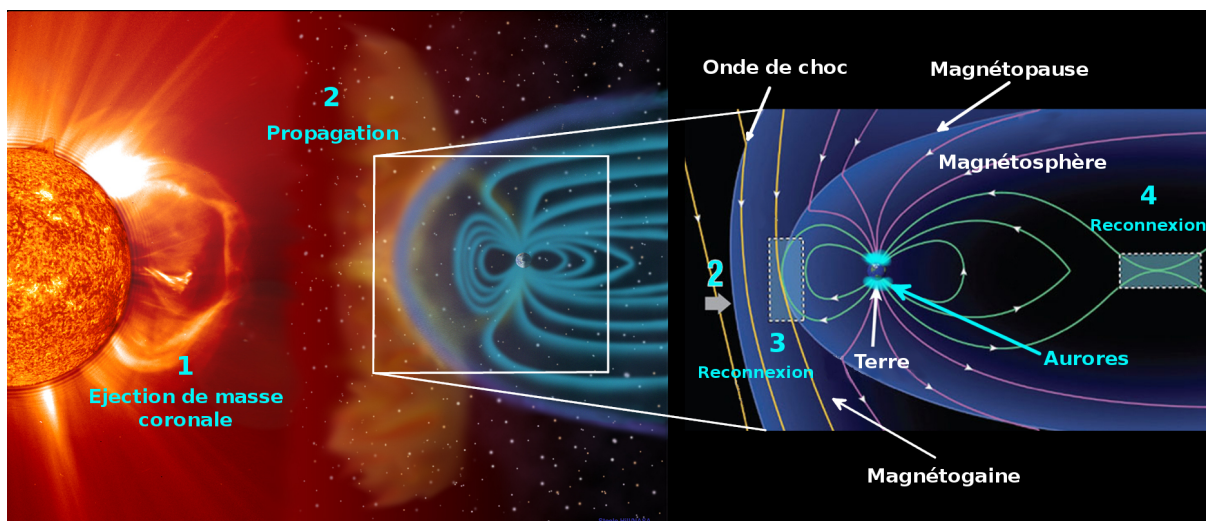


FIGURE 2 – Les relations Soleil-Terre par l'intermédiaire des éjections de masse coronales (images adaptées de la NASA).

Depuis les années 1990, l'étude des relations Soleil-Terre s'est largement orientée vers ce qu'on appelle la météorologie de l'espace, c'est-à-dire la prédiction des conséquences de l'activité solaire dans l'environnement terrestre. En effet, les perturbations géomagnétiques peuvent avoir un impact important sur les activités humaines. Elles peuvent provoquer des coupures des communications radio et des systèmes de géolocalisation par satellite. Les particules énergétiques qui circulent alors dans la magnétosphère peuvent endommager les satellites en orbite autour de la Terre, mais aussi être dangereuses pour les astronautes de la station spatiale internationale et pour les passagers des vols transpolaires. Dans les pays situés aux hautes latitudes, une surcharge du réseau électrique peut survenir en raison de la présence de forts courants induits au sol. On se rappellera notamment le "black-out" de Québec le 12 mars 1989, où l'impact d'une éjection de masse coronale, émise trois jours plus tôt au niveau du Soleil, a occasionné une coupure d'électricité de 9 heures.

A l'heure actuelle, le schéma global des relations Soleil-Terre semble être bien établi. La succession de phénomènes menant au déclenchement d'une tempête géomagnétique est représentée dans les grandes lignes sur la Figure 2. Une éjection de masse coronale est émise au Soleil lors d'une éruption (étape 1). Elle se propage dans le milieu interplanétaire et atteint l'environnement terrestre (étape 2). Si l'orientation de son champ magnétique y est favorable, il y a reconnexion à l'avant de la magnétosphère (étape 3), c'est-à-dire que les lignes de champ magnétique du vent solaire se raccordent à celles du champ magnétique terrestre. Ceci permet l'entrée de particules du vent solaire dans la magnétosphère et engendre des aurores polaires du côté jour. Les aurores polaires du côté nuit, qui sont les plus intenses, sont quant à elles dues à la reconnexion qui se produit dans la queue magnétique (étape 4). Ce mécanisme accélère des particules qui reviennent le long des lignes de champ vers les zones aurorales, et donc dans le voisinage immédiat de la Terre.

Comprendre comment les éjections de masse coronales, et en particulier les nuages magnétiques, interagissent avec l'environnement terrestre, s'avère indispensable pour pouvoir prédire de façon fiable leurs effets dans la magnétosphère. De nombreuses études statistiques se sont intéressées aux corrélations possibles entre les différents paramètres caracté-

térisant ces structures dans le vent solaire, avant qu'elles n'atteignent l'orbite de la Terre, et le niveau d'activité magnétique mesuré au niveau du sol (voir par exemple *Zhang et al.*, 2004 ; *Gopalswamy et al.*, 2008 ; *Kilpua et al.*, 2012). De ces travaux, il ressort que la géoeffectivité des nuages magnétiques, c'est-à-dire leur capacité à causer efficacement des orages magnétiques, est étroitement liée à deux paramètres : leur pression dynamique, produit de leur densité par leur vitesse au carré  $D_p = \rho V^2$ , et la composante Nord-Sud ( $B_z$ ) de leur champ magnétique. Une structure atteignant la Terre avec une grande pression dynamique aura pour effet de comprimer fortement la magnétosphère, et donc plus ce paramètre sera important et plus le nuage magnétique sera géoeffectif. Dans certains cas, la magnétopause est repoussée en deçà de l'orbite géostationnaire, faisant ainsi passer dans le vent solaire des satellites se trouvant dans la magnétosphère. La composante  $B_z$  du champ magnétique interplanétaire joue elle un rôle important dans les processus de reconnexion ayant lieu au niveau de la magnétopause. Le champ magnétique terrestre étant principalement orienté vers le nord dans le plan équatorial, une composante  $B_z$  sud dans le champ magnétique interplanétaire est particulièrement favorable à la reconnexion dans cette région, et donc à l'échange de matière et d'énergie entre le vent solaire et la magnétosphère.

Cependant, ces études mettent aussi en évidence la complexité des mécanismes entrant en jeu, car la fiabilité des prédictions de l'activité géomagnétique reste encore limitée (*Chen et al.*, 2012) et l'on est encore très loin d'aboutir à une correspondance à 100% entre les paramètres du vent solaire, ou une combinaison de ces paramètres, et le niveau de perturbations dans la magnétosphère. Par exemple, des statistiques montrent qu'entre 18% (*Zhang et al.*, 2004) et 28% (*Huttunen et al.*, 2005 ; *Gopalswamy et al.*, 2008) des nuages magnétiques comprenant un  $B_z$  sud ne déclenchent pas de tempêtes magnétiques, bien que l'orientation de leur champ magnétique soit favorable à la reconnexion. Afin de pouvoir expliquer l'absence de perturbations dans de tels cas, ou à l'inverse leur présence au cours d'autres événements solaires, et ainsi affiner les modèles de météorologie de l'espace, il faut de toute évidence s'intéresser à l'interaction de ces nuages magnétiques avec l'environnement terrestre dans le détail.

Dans cette thèse, nous allons nous concentrer sur les premières étapes de cette interaction, à savoir la traversée du choc d'étrave et la propagation des nuages magnétiques en aval de celui-ci, jusqu'à la magnétopause. En effet, avant d'atteindre la magnétosphère, le vent solaire supersonique est décéléré par une onde de choc qui modifie ses propriétés. Ce vent solaire ralenti et modifié se propage ensuite dans la région appelée magnétogaine, qui s'étend entre le choc et la magnétopause, pour finalement interagir avec la magnétosphère. Des études récentes soulignent en effet le rôle important joué par l'onde de choc et la magnétogaine dans le couplage entre vent solaire et magnétosphère (voir par exemple *Lavraud et Borovsky*, 2008 ; *Borovsky*, 2008).

Puisque le choc altère les paramètres macroscopiques du vent solaire, on peut raisonnablement s'attendre à ce qu'il en soit de même pour les nuages magnétiques qui le franchissent. Ce seront ensuite ces nuages magnétiques modifiés qui atteindront la magnétosphère, et causeront au final des perturbations dans l'environnement terrestre. Les travaux que j'ai effectués au cours de ma thèse visent à répondre aux questions suivantes :

- La structure magnétique des nuages magnétiques est-elle altérée au passage du choc ?
- Comment cette structure modifiée se propage-t-elle dans la magnétogaine ? D'autres processus susceptibles de la modifier sont-ils alors à l'œuvre ?
- La structure magnétique arrivant à la magnétopause peut-elle différer notablement

de celle observée dans le vent solaire ? Dans quelles conditions est-ce le cas ? Ce problème a été abordé sous trois angles complémentaires : l'analyse de données de satellites en orbite autour de la Terre, un travail de modélisation et l'utilisation de simulations numériques effectuées avec un code hybride.

Le premier chapitre de ce mémoire donne un aperçu des connaissances actuelles concernant les nuages magnétiques, le choc et la magnétogaine, qui sont tous trois au cœur de ces travaux de recherche. Le deuxième chapitre présente l'analyse détaillée de quatre cas de nuages magnétiques observés simultanément dans la magnétogaine et dans le vent solaire par différents satellites. Ces exemples choisis illustrent la variété des modifications possibles de la structure des nuages magnétiques en aval de l'onde de choc. Dans le troisième chapitre, une étude comparative de modèles de choc est effectuée afin de sélectionner un modèle adapté aux conditions particulières rencontrées pendant les nuages magnétiques, sur lequel nous nous appuyerons dans les chapitres suivants. Le modèle de magnétogaine qui a été développé au cours de cette thèse est décrit dans le chapitre 4. Il permet de calculer le champ magnétique dans cette région à partir des paramètres de vent solaire en amont du choc, nous offrant ainsi une vision plus globale de l'interaction d'un nuage magnétique avec le choc. Nous validons ses résultats en les confrontant à ceux de modélisations antérieures. Ensuite, des nuages magnétiques synthétiques sont utilisés comme paramètres d'entrée du modèle, et les résultats obtenus dans la magnétogaine et au niveau de la magnétopause sont exposés et discutés. Ce modèle est ensuite appliqué aux cas de nuages magnétiques du chapitre 2 afin d'approfondir l'interprétation des données, ce qui fait l'objet du chapitre 5. Enfin, les résultats de simulations hybrides de l'interaction d'un nuage magnétique avec une onde de choc sont présentés au chapitre 6. Ces simulations nous offrent la possibilité de décrire de façon auto-cohérente l'altération du nuage magnétique au passage du choc, mais aussi d'examiner les modifications engendrées par l'arrivée de cette structure sur le choc et la magnétogaine.



# Chapitre 1

## Les nuages magnétiques, l'onde de choc terrestre et la magnétogaine : état des lieux des connaissances actuelles

### 1.1 Les nuages magnétiques

Le terme de nuage magnétique est apparu dans les années 1950 pour désigner des éjections de plasma depuis les régions actives du Soleil (*Morrison et al.*, 1954). Ces éjections de matière s'accompagnent nécessairement d'éjections de champ magnétique, puisque les lignes de champ sont gelées dans le plasma. Différents modèles pour décrire la structure de ces éjecta voient bientôt le jour, dont les plus représentatifs sont illustrés sur la Figure 1.1. Parmi ceux-ci, mentionnons par exemple les travaux de *Cocconi et al.* (1958) et de *Gold* (1959) et *Gold* (1962) où les lignes de champ magnétique qui composent ces nuages sont modélisées par des boucles qui s'étendent dans l'héliosphère, tout en restant enracinées au Soleil à leurs extrémités. Ce concept est repris par *Piddington* (1958) qui envisage de plus la possibilité que les lignes de champ se désolidarisent du Soleil en se reconnectant. Un tel nuage magnétique aurait alors l'allure d'une « bulle de plasma » aux lignes de champ fermées, qui se propagerait dans le milieu interplanétaire. *Gold* (1959) suggère de plus qu'une onde de choc peut dans certains cas se former à l'avant de ces structures.

Avec l'avènement de l'ère spatiale dans les années 1960–1970, la présence de boucles magnétiques dans le vent solaire, parfois précédées par des chocs interplanétaires, est confirmée par les données des satellites, de façon indirecte, à partir des propriétés du plasma (voir par exemple, *Gosling et al.*, 1973; *Montgomery et al.*, 1974), ou de façon directe grâce aux mesures de champ magnétique (*Schatten et al.*, 1968; *Bobrov*, 1979). La première analyse détaillée d'un nuage magnétique observé par cinq satellites différents a été réalisée par *Burlaga et al.* (1981) et a posé les bases de l'étude de ces structures. Leurs caractéristiques, qui sont aujourd'hui encore utilisées pour les identifier, sont les suivantes :

- une intensité du champ magnétique plus forte que dans le vent solaire environnant ;
- une rotation lente de la direction du champ magnétique, sur une longue période ;

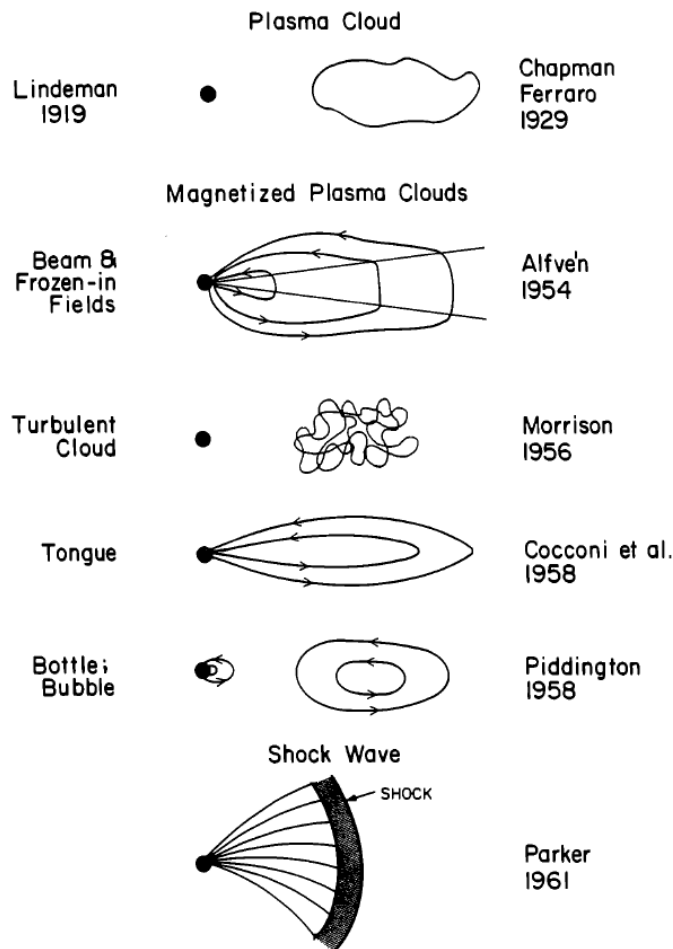


FIGURE 1.1 – Les premiers modèles de la structure des nuages magnétiques, tirée de *Burlaga* (1991).

– une température plus faible que dans le vent solaire ambiant.

Ils ont aussi la particularité d’avoir une densité généralement inférieure à celle du vent solaire environnant, et une composition ionique différente. Cependant, ces dernières signatures ne permettent pas de distinguer les nuages magnétiques des éjections de masse coronales interplanétaires, mais uniquement de les différencier d’un vent solaire standard (voir par exemple *Zurbuchen et Richardson, 2006*, pour une liste des signatures des éjections de masse coronales).

Les nuages magnétiques se propagent en général à une vitesse plus grande que celle du vent solaire les précédant, ce qui peut conduire à la formation d’un choc interplanétaire si leur vitesse est suffisamment importante par rapport à celle du milieu ambiant. La présence de ce choc interplanétaire à l’avant d’un nuage magnétique donne naissance à une région turbulente appelée la *gaine* (*Burlaga et al., 1981*). Le champ magnétique y est renforcé et très variable, et le plasma est plus chaud et plus dense que dans le vent solaire le précédant ou que dans le nuage magnétique. Ces propriétés, qui sont très différentes de celles du nuage magnétique, sont caractéristiques d’un milieu comprimé, ce qui est cohérent avec la présence d’un choc en amont.

Les nuages magnétiques présentent aussi souvent, mais pas systématiquement, un pro-

fil de vitesse spécifique : celle-ci est maximum à l'avant du nuage magnétique, puis décroît progressivement au cours de son passage (*Burlaga et al.*, 1981 ; *Osherovich et al.*, 1993 ; *Lepping et al.*, 2001). Ceci, combiné à une pression totale plus élevée que dans le vent solaire environnant, à cause du renforcement de l'amplitude du champ magnétique, laisse penser que le nuage magnétique s'étend au fur et à mesure de sa propagation dans l'héliosphère. Une étude récente menée sur 67 nuages magnétiques a permis de montrer que 85% d'entre eux présentaient des signatures témoignant de leur expansion (*Lynnyk et Vandas*, 2009). *Burlaga et al.* (1981) suggèrent que cette expansion pourrait en partie expliquer la faible température qui est mesurée dans les nuages magnétiques, ainsi que la présence d'un plasma souvent plus ténu. Cependant, les travaux de *Démoulin* (2009) mettent en évidence que le profil de température dans les nuages magnétiques n'est pas directement corrélé au profil de vitesse car l'expansion des nuages magnétiques est principalement contrôlée par les forces magnétiques entrant en jeu dans ces structures.

La première étude statistique concernant les nuages magnétiques est menée par *Klein et Burlaga* (1982) et couvre 45 évènements identifiés dans les données des satellites IMP entre 1967 et 1978. Ces nombreux exemples remplissant les critères listés ci-dessus démontrent que la structure observée par *Burlaga et al.* (1981) n'est pas un cas isolé, mais bien un phénomène récurrent dans le vent solaire. Sur la période allant de 1995 à 2003, *Wu et al.* (2006) trouvent qu'en moyenne 9,5 nuages magnétiques sont observés chaque année au voisinage de la Terre, soit un peu moins d'un évènement par mois. Cette fréquence dépend fortement du cycle solaire. En période de minimum solaire, très peu de nuages magnétiques sont émis, tandis qu'ils sont bien plus nombreux autour du maximum d'activité solaire.

Au niveau de l'orbite terrestre, la dimension radiale moyenne des nuages magnétiques est de l'ordre de 0,25 Unités Astronomiques (UA, définie comme la distance moyenne séparant la Terre du Soleil, soit environ 150 millions de km), donc environ un quart de la distance Terre-Soleil (voir par exemple *Klein et Burlaga*, 1982 ; *Lepping et al.*, 2006). Plus loin dans l'héliosphère, leur étendue moyenne augmente, ce qui confirme l'hypothèse de l'expansion des nuages magnétiques. A l'aide des données de Voyager 1 et 2 alors que ceux-ci se trouvent entre 2 et 4 UA, *Burlaga et Behannon* (1982) montrent que la dimension radiale moyenne des nuages magnétiques observés à ces distances vaut 0,47 UA, soit environ deux fois celle mesurée près de la Terre. Quant à leur étendue longitudinale, elle est plus difficile à déterminer car il faut que le même évènement soit observé par plusieurs satellites, et l'on a alors en général uniquement accès à une limite inférieure. A 1 UA, elle est de l'ordre de plusieurs dizaines de degrés (voir par exemple *Zurbuchen et Richardson*, 2006 ; *Kilpua et al.*, 2011), mais varie fortement d'un cas à un autre. Du fait de leur grande étendue, la durée moyenne de passage de ces structures au niveau de la Terre, considérée comme immobile par rapport au nuage magnétique en mouvement, est d'environ un jour (*Lepping et al.*, 2006 ; *Kilpua et al.*, 2013). Les dimensions des nuages magnétiques sont donc considérables par rapport à l'environnement terrestre.

Une représentation schématique de la structure à grande échelle d'un nuage magnétique, tirée de l'article de *Zurbuchen et Richardson* (2006), est présentée sur la Figure 1.2. Le nuage magnétique est précédé par un choc (ligne noire épaisse), derrière lequel se trouve la gaine turbulente, puis le nuage magnétique lui-même (en jaune). Les lignes rouges et roses retracent les lignes de champ magnétique, qui s'enroulent autour d'un axe central dans le nuage magnétique (en rose). Comme l'illustre ce schéma, il est généralement admis que les lignes de champ du nuage magnétique restent connectées au



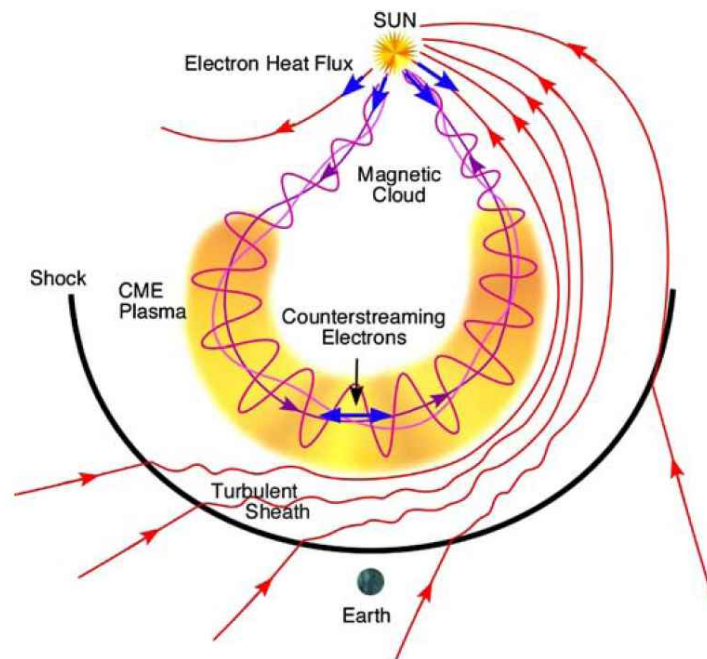


FIGURE 1.2 – Représentation schématique d'un nuage magnétique dans le plan de l'écliptique, tirée de *Zurbuchen et Richardson (2006)*.

Soleil au cours de sa propagation. Cette hypothèse repose sur la présence de faisceaux d'électrons suprathermiques bidirectionnels à l'intérieur du nuage magnétique, indiquant la présence de points miroirs où les particules sont réfléchies à une extrémité et à l'autre de la structure. Dans certains cas, cependant, les observations semblent indiquer que l'une ou l'autre de ses extrémités se détache du Soleil, par des processus de reconnexion (*Gosling et al., 1995*). Ce concept de nuage magnétique repose notamment sur des observations multi-satellites analysées par *Burlaga et al. (1990)*.

Ainsi que nous l'avons souligné, les nuages magnétiques s'étendent sur des distances considérables. Par conséquent, les satellites qui nous fournissent des mesures *in situ* du plasma qui les compose ne sondent en réalité qu'une partie infime de ces structures. Afin de décrire la structure à grande échelle des nuages magnétiques, tout en cherchant à se rapprocher au mieux des données des satellites, les efforts se sont donc portés sur la modélisation.

L'un des premiers modèles, qui est encore aujourd'hui largement utilisé pour reproduire la rotation lente du champ magnétique dans les nuages magnétiques, est le modèle de corde de flux proposé par *Goldstein (1983)* et approfondi par *Burlaga (1988)*. Les nuages magnétiques y sont assimilés à des tubes de flux dont les extrémités sont enracinées dans le Soleil et où les lignes de champ magnétique sont enroulées autour d'un axe central (voir Figure 1.2). Ce modèle se base sur l'hypothèse que la configuration du champ magnétique est "sans force", c'est-à-dire que la densité de courant y est parallèle au champ magnétique, que la pression du plasma est négligeable devant la pression magnétique et que cette dernière est contrebalancée par la tension des lignes de champ magnétique (*Goldstein, 1983*). Le champ magnétique y vérifie la relation  $\vec{\nabla} \times \vec{B} = \alpha \vec{B}$ , dont on peut considérer les solutions linéaires, avec  $\alpha$  constant (*Burlaga, 1988; Lepping et al., 1990; Lepping et al., 1997*), ou non-linéaires (*Hu et Sonnerup, 2001*).

D'autres descriptions reposant aussi sur cette hypothèse de champ "sans force" ont été élaborées et proposent d'autres configurations de champ magnétique, par exemple une corde de flux déformée (*Vandas et Romashets*, 2002), ou bien une configuration toroïdale (*Ivanov et al.*, 1989) ou en "sphéromak" (*Vandas et al.*, 1993b; *Vandas et al.*, 1993a; *Farrugia et al.*, 1995), c'est-à-dire où la structure magnétique du nuage est confinée à l'intérieur d'une sphère ou d'un ellipsoïde. Dans ces deux derniers cas, cependant, les lignes de champ magnétique ne sont plus rattachées au Soleil. Enfin, d'autres modèles encore cherchent à s'affranchir de l'hypothèse de l'absence de force de Lorentz, comme c'est le cas dans la description proposée dans *Hidalgo et al.* (2000) et *Hidalgo et al.* (2002). La description du nuage magnétique comme une corde de flux incurvée et ancrée dans le Soleil étant la plus communément admise, nous emploierons parfois les termes de "nuage magnétique" et de "corde de flux" de manière interchangeable dans la suite de ce mémoire.

### 1.1.1 Du Soleil à la Terre

Au début des années 1970, des études de la couronne solaire par coronographe ont révélé l'existence d'éjections de plasma depuis le Soleil vers le milieu interplanétaire. Ces observations montrent aussi la présence de filaments dans la couronne solaire, des structures en forme d'arches ou de boucles constituées de plasma plus froid, qui se développent puis disparaissent. Le lien possible entre les éjections de masse coronales au niveau du Soleil et les nuages magnétiques traversant les satellites au voisinage de la Terre a été suggéré par *Burlaga et al.* (1981) et *Klein et Burlaga* (1982). Toutefois, aucune observation ne permet alors de valider cette hypothèse, car les éjections de masse coronales détectées par coronographe sont essentiellement celles qui se produisent au limbe du Soleil. Les structures ainsi observées ne se dirigent pas vers la Terre, et ne peuvent donc pas être identifiées dans les données *in situ* des satellites.

En 1982, le satellite Helios 1, qui se trouve à environ  $90^\circ$  de l'axe Terre-Soleil, rencontre une structure présentant les caractéristiques d'un nuage magnétique. Conjointement, une éjection de masse coronale se dirigeant vers le satellite est observée au coronographe depuis la Terre, ce qui permet d'établir l'origine solaire des nuages magnétiques (*Burlaga et al.*, 1982).

Ceci suscite alors l'interrogation suivante : toutes les éjections de masse coronales engendrent-elles des nuages magnétiques, ou bien seule une partie d'entre elles possède-t-elle cette structure magnétique bien définie ? En effet, on rencontre dans le vent solaire des phénomènes transitoires aux caractéristiques similaires à celles des nuages magnétiques, mais sans que le champ magnétique ne présente de rotation lente. Ces structures sont appelées éjections de masse coronales interplanétaires, pour les différencier de leurs pendants au niveau du Soleil. Les nuages magnétiques sont généralement considérés comme une sous-catégorie de ces éjections de masse coronales interplanétaires, dans lesquels le champ magnétique est structuré autour d'un axe central. Au niveau de l'orbite terrestre, environ un tiers des éjections de masse coronales interplanétaires sont identifiées comme étant des nuages magnétiques (*Richardson et Cane*, 2010).

La présence systématique ou non d'une telle structure au sein de chaque éjection de masse coronale interplanétaire est toujours sujette à discussion. La rotation lente du champ magnétique pourrait être altérée au cours de la propagation du nuage magnétique dans le milieu interplanétaire au point de ne plus pouvoir être identifiée par un satellite

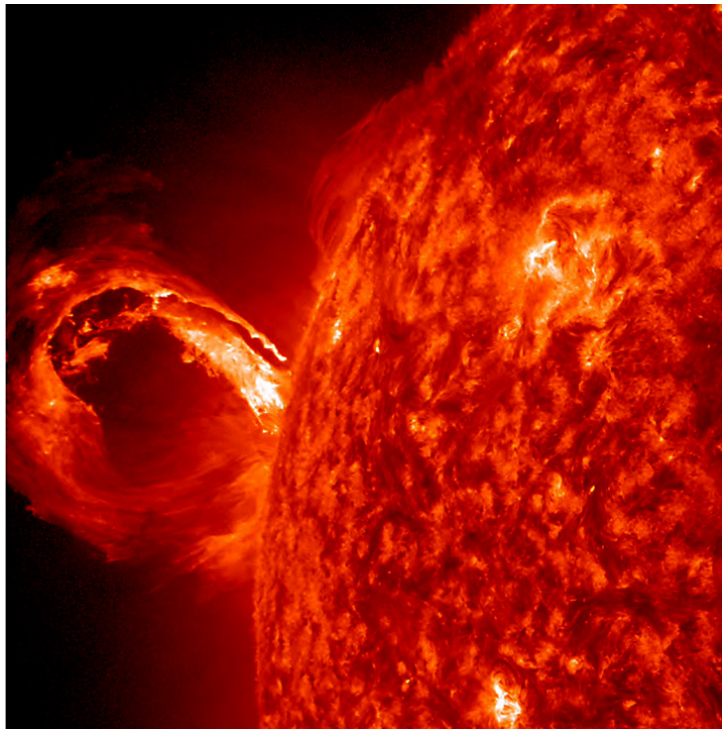


FIGURE 1.3 – Ejection de masse coronale observée par le satellite SDO, en extrême ultraviolet (Source : SDO - NASA).

situé au niveau de l'orbite terrestre (*Burlaga et al., 2002*). Par ailleurs, il a été montré que plus un nuage magnétique est rencontré loin de sa partie centrale et moins la signature de son champ magnétique est claire (*Cane et al., 1997*; *Jian et al., 2006*; *Kilpua et al., 2011*); sa non-détection serait alors due à un effet purement géométrique. Dans ces deux cas, il ne serait donc pas possible d'identifier le nuage magnétique comme tel, bien qu'au niveau du Soleil ou ailleurs dans l'espace son champ magnétique en présente toutes les caractéristiques. A l'heure actuelle, il semblerait que l'hypothèse privilégiée soit celle du biais géométrique, comme le montrent par exemple les travaux publiés à ce sujet dans un numéro spécial de *Solar Physics* de 2013 consacré à cette question (*Vourlidas et al., 2013*; *Zhang et al., 2013*). Nuages magnétiques et éjections de masse coronales interplanétaires seraient alors à des manifestations d'un seul type de structures, rencontrées à des distances différentes de leur partie centrale.

Dans le milieu interplanétaire, le vent solaire environnant et les autres structures transitoires qui s'y propagent peuvent influencer sur les propriétés des nuages magnétiques. Il se produit parfois plusieurs éjections de masse coronales successives au niveau du Soleil, qui pourront interagir les unes avec les autres et ainsi altérer leurs caractéristiques respectives. En particulier, si une éjection de masse coronale est émise à un temps ultérieur mais à une vitesse plus grande que la précédente, elle pourra la rattraper et leur deux structures seront largement perturbées, avec notamment une fusion de leurs deux chocs et une modification de l'intensité du champ magnétique (*Wang et al., 2002*; *Lugaz et al., 2005*). On parle alors d'éjecta complexes, comprenant parfois plusieurs structures en corde de flux successives, vestiges des deux nuages magnétiques initiaux (*Burlaga et al., 2002*). Il a aussi été mis en évidence que le champ magnétique du nuage magnétique a tendance à se reconnecter avec celui de sa gaine ou du vent solaire le précédant si l'orientation de ce dernier y est favorable, ce qui provoque une érosion du nuage magnétique (*Dasso et al., 2007*;

*Ruffenach et al.*, 2012; *Lavraud et al.*, 2014; *Manchester et al.*, 2014). La région du nuage magnétique présentant une rotation lente bien définie se réduira alors au fur et à mesure de la propagation dans l'héliosphère. Entre son émission au niveau du Soleil et son arrivée au voisinage de l'environnement terrestre, la structure d'un nuage magnétique peut donc largement évoluer.

### 1.1.2 Conséquences sur l'environnement terrestre

D'après les observations effectuées au voisinage de notre planète, il apparaît que, lors de leur interaction avec l'environnement terrestre, environ 80% des nuages magnétiques donnent lieu à des tempêtes géomagnétiques (*Zhang et al.*, 2004; *Echer et al.*, 2005). De plus, ils sont à l'origine de la majeure partie des orages magnétiques les plus intenses (*Echer et al.*, 2008a; *Echer et al.*, 2008b). Les nuages magnétiques sont considérés comme les structures les plus géoeffectives rencontrées dans le vent solaire (*Yermolaev et al.*, 2012), c'est-à-dire qu'ils sont les plus efficaces pour générer des perturbations à l'intérieur de la magnétosphère terrestre, d'où l'intérêt tout particulier de leur étude dans le cadre de la météorologie de l'espace.

#### Indices géomagnétiques

L'impact des nuages magnétiques sur la magnétosphère terrestre est généralement quantifié à l'aide d'indices magnétiques mesurés au niveau du sol. Ces indices magnétiques sont nombreux, chacun retranscrivant un aspect différent des perturbations subies par le champ magnétique terrestre. Parmi ceux qui sont le plus fréquemment usités, mentionnons par exemple le Dst (pour *Disturbance Storm-Time*) qui traduit la modification du courant annulaire dans la magnétosphère interne, mesurée aux basses latitudes, les indices AE qui témoignent de l'activité aurorale, aux hautes latitudes, ou encore l'indice Kp qui quantifie la perturbation du champ magnétique terrestre à l'échelle planétaire aux moyennes latitudes (voir par exemple *Mayaud*, 1980). Le choix de l'utilisation de tel indice magnétique plutôt que de tel autre est particulièrement important car il n'y a souvent pas de correspondance directe entre les différents niveaux d'activité qu'ils indiquent (*Koskinen et Huttunen*, 2006). *Huttunen et Koskinen* (2004) montrent d'ailleurs que l'indice Kp est particulièrement sensible aux irrégularités des paramètres de la gaine du nuage magnétique, tandis que la rotation lente du champ magnétique dans le nuage magnétique lui-même aura tendance à renforcer la convection magnétosphérique à grande échelle et donc le courant annulaire, influant ainsi sur le Dst. Le nuage magnétique et sa gaine influent donc de manière très différente sur l'environnement terrestre.

La plupart des études statistiques qui s'intéressent à la géoeffectivité des nuages magnétiques s'appuient sur l'indice Dst, à partir duquel on définit différents degrés de tempêtes géomagnétiques : on parle de tempête intense pour un  $Dst_{\min} \leq -100$  nT et de tempête modérée si  $-100 \text{ nT} \leq Dst_{\min} \leq -50$  nT (*Gonzalez et al.*, 1994).

En fonction de l'instant où la valeur minimum du Dst est atteinte, les perturbations de la magnétosphère sont attribuées soit à la gaine du nuage magnétique, soit à sa partie avant, soit à sa partie arrière, ou parfois encore à son champ magnétique axial, ou enfin à une combinaison de plusieurs de ces facteurs (*Wu et Lepping*, 2002; *Zhang et al.*, 2004; *Huttunen et al.*, 2005; *Echer et al.*, 2008a; *Echer et al.*, 2008b). Ces travaux donnent des résultats assez disparates quant aux sources les plus probables des tempêtes

géomagnétiques. Selon *Wu et Lepping* (2002), la partie avant du nuage magnétique est considérablement plus susceptible de les déclencher (44%), tandis que *Zhang et al.* (2004) obtiennent une probabilité équivalente pour la partie avant et les effets combinés du nuage magnétique et de sa gaine (29%).

### Corrélations entre indices géomagnétiques et paramètres caractéristiques des nuages magnétiques

Afin de pouvoir prédire les perturbations attendues dans la magnétosphère en fonction des paramètres des nuages magnétiques dans le vent solaire, de nombreuses études examinent les corrélations possibles entre ceux-ci et la valeur minimum de Dst. Nombre des analyses effectuées cherchent à relier ce dernier à l'orientation du champ magnétique dans le nuage magnétique, et notamment au signe de sa composante  $B_z$  (*Zhang et al.*, 2004; *Echer et al.*, 2005; *Huttunen et al.*, 2005; *Gopalswamy et al.*, 2008; *Kilpua et al.*, 2012). *Gonzalez et Tsurutani* (1987) proposent des seuils empiriques de déclenchement pour chacune des catégories de tempêtes géomagnétiques. Par exemple, si la composante  $B_z$  du champ magnétique interplanétaire est inférieure à  $-10$  nT pendant au moins trois heures, on peut s'attendre au déclenchement d'une tempête intense ( $Dst \leq -100$  nT), tandis qu'un  $B_z$  inférieur à  $-5$  nT pendant au moins deux heures donne lieu à une tempête modérée.

La classification proposée par *Mulligan et al.* (1998) séparant les cas de nuages magnétiques unipolaires, où le signe de  $B_z$  est constant, des cas bipolaires, où le signe de  $B_z$  s'inverse, est souvent utilisée pour répertorier les événements. Si la géoeffectivité des nuages magnétiques où  $B_z$  est constamment orienté vers le nord est considérablement plus faible que celle des autres configurations qui comportent toute une période de champ magnétique vers le sud, et est généralement imputée à leur gaine (*Huttunen et al.*, 2005; *Gopalswamy et al.*, 2008), les différences entre les autres catégories de cordes de flux sont moins tranchées. Les cas unipolaires avec un  $B_z$  sud semblent conduire majoritairement à des tempêtes intenses (*Zhang et al.*, 2004; *Echer et al.*, 2005; *Huttunen et al.*, 2005; *Gopalswamy et al.*, 2008), mais il arrive aussi que certains d'entre eux ne déclenchent aucune activité géomagnétique (*Echer et al.*, 2005). Les mêmes tendances sont observées pour les nuages magnétiques bipolaires, bien que la fraction d'évènements non géoeffectifs y soit plus importante que pour les unipolaires sud, jusqu'à plus d'un tiers d'entre eux (*Huttunen et al.*, 2005).

D'autres études montrent des corrélations entre le minimum de Dst et des produits de paramètres du vent solaire, du type  $VB_z$  (*Wu et Lepping*, 2002; *Gopalswamy et al.*, 2008) ou  $VB$  (*Hidalgo et al.*, 2011), où  $V$  est la vitesse du vent solaire, qui sont l'expression du champ électrique interplanétaire. Les coefficients de corrélation sont compris entre 0,8 et 0,9, ce qui en fait des corrélations assez robustes, même si le minimum de Dst n'est pas correctement prédit dans 10 à 20 % des cas avec les relations ainsi établies (*Wu et Lepping*, 2002; *Gopalswamy et al.*, 2008; *Hidalgo et al.*, 2011).

Des fonctions de couplage caractérisant l'énergie transférée du vent solaire à la magnétosphère ont été élaborées empiriquement. La plus largement utilisée de ces fonctions de couplage est probablement le paramètre  $\epsilon$  défini par *Akasofu* (1981), qui exprime la puissance  $\epsilon$  transmise à la magnétosphère en fonction de la vitesse  $V$  du vent solaire et de son champ magnétique  $B$  :  $\epsilon = L^2/\mu_0 V B^2 \sin^4(\theta/2)$ , où  $L = 7R_E$  est une constante déterminée empiriquement et  $\theta$  est l'angle polaire de la projection du champ magnétique

interplanétaire dans le plan perpendiculaire à l'axe Terre-Soleil. Plus récemment, *Lopez et al. (2004)* montrent que dans les conditions particulières associées aux nuages magnétiques, la densité du plasma joue aussi un rôle important dans ce transfert d'énergie, en plus de la vitesse et de la composante  $B_z$  du champ magnétique mises en avant par *Akasofu (1981)*. Elle est prise en compte dans certaines fonctions de couplage, comme par exemple celles proposées par *Newell et al. (2007)* *Borovsky et al. (2008)*.

A l'aide de ce type de corrélations et d'autres formules empiriques reliant différents paramètres des nuages magnétiques entre eux, *Gonzalez et al. (2004)* proposent une relation entre la vitesse d'expansion des éjections de masse coronales, observées au coronographe, et la valeur de Dst minimale attendue au niveau de la Terre. Cette expression est cependant limitée aux cas de nuages magnétiques bipolaires. Elle repose sur de nombreuses hypothèses et est basée sur des corrélations établies à partir de jeux de données limités, ce qui cause des incertitudes considérables (*Kane, 2005*).

### Complexité de l'interaction des nuages magnétiques avec l'environnement terrestre

Ce que toutes ces études statistiques mettent en avant, c'est l'absence d'une relation simple entre ce qui est observé dans le vent solaire en amont de la Terre et les perturbations mesurées au niveau du sol. Le signe de la composante  $B_z$  du champ magnétique d'un nuage magnétique est très utilisé et reste le plus fiable pour estimer la géoeffectivité de la structure, par comparaison aux autres paramètres, mais n'est pas un critère infaillible pour déterminer s'il aura ou non des conséquences dans la magnétosphère. Certains cas avec un champ orienté vers le sud ne causent pas d'activité géomagnétique notable, et vice versa. En réalité, l'environnement magnétique terrestre apparaît comme étant un système extrêmement complexe, avec des phénomènes hautement non linéaires, des rétroactions entre ses différentes régions et des mécanismes divers qui ne peuvent vraisemblablement pas se réduire à un jeu d'équations simples. Pour améliorer notre compréhension de la chaîne complexe de processus menant au déclenchement d'une tempête géomagnétique, il est donc nécessaire de s'intéresser dans le détail à l'interaction du vent solaire, ou en l'occurrence des nuages magnétiques, avec la magnétosphère.

Des études de cas très complètes, qui suivent des événements solaires depuis l'émission des éjections de masses coronales jusqu'aux effets observés au niveau du sol, ont été effectuées par exemple par *Hanuise et al. (2006)* et *Bisi et al. (2010)*. Il n'est toutefois pas toujours aisé d'avoir des observations disponibles pour chaque phase de tels événements.

Dans le cadre de cette thèse, nous avons choisi de nous concentrer sur les premières étapes de l'interaction des nuages magnétiques avec l'environnement terrestre, étapes qui ont jusqu'à présent été peu étudiées, à savoir la traversée de l'onde de choc et la propagation en aval de celui-ci, dans la magnétogaine. Le fait de nous focaliser sur un aspect précis de cette interaction nous permettra d'apporter une contribution précise à cette chaîne de processus allant du Soleil à la Terre.

## 1.2 L'onde de choc terrestre

C'est au tout début des années soixante qu'émerge pour la première fois l'idée que l'interaction du vent solaire avec la magnétosphère de la Terre puisse générer une onde

de choc en amont de l'environnement terrestre. Cette hypothèse est confirmée peu après avec les premières observations *in situ* de cette onde de choc par les sondes Mariner 2 et IMP 1 (Sonett et al., 1964; Ness et al., 1964). Dans les décennies suivantes, des ondes de choc sont détectées en amont de chacune des planètes de notre système solaire mais le choc d'étrave de la Terre reste le plus étudié et le mieux connu, du fait de sa proximité.

Pour comprendre l'existence de cette onde de choc, il faut tout d'abord expliciter le concept de vitesse caractéristique de propagation de l'information dans un milieu. Cette vitesse est celle des ondes générées par une perturbation, comme la présence d'un obstacle, qui annoncent en quelque sorte aux particules de ce fluide son approche, leur permettant ainsi de se réorganiser en fonction de cette perturbation, par exemple pour contourner le dit obstacle. Dans le cas d'un fluide neutre, cette vitesse caractéristique est celle du son,  $c_s = \sqrt{\gamma k_B T / m}$ , où  $\gamma$  est l'indice polytropique du milieu,  $k_B$  la constante de Boltzmann,  $T$  la température et  $m$  la masse moyenne des particules. Dans un plasma, donc un milieu ionisé, d'autres ondes peuvent se propager en plus des ondes sonores : ce sont les modes magnétohydrodynamiques (MHD). Ainsi, à partir de la description MHD du plasma, on peut définir, outre la vitesse du son, trois autres vitesses caractéristiques :

- la vitesse d'Alfvén  $V_A = B / \sqrt{\mu_0 \rho}$ , où  $B$  est l'amplitude du champ magnétique,  $\mu_0$  la perméabilité du vide et  $\rho$  la masse volumique du plasma ;
- et les vitesses magnéto-sonores rapide ( $V_r$ ) et lente ( $V_l$ ),  $V_{\pm} = \frac{1}{2} (c_s^2 + V_A^2) \pm \frac{1}{2} \sqrt{(c_s^2 + V_A^2)^2 - 4c_s^2 V_A^2 \cos^2 \theta_{kB}}$ , où le signe + correspond au mode rapide ( $V_r$ ) et le signe - au mode lent ( $V_l$ ).  $\theta_{kB}$  est l'angle entre le champ magnétique et la direction de propagation des ondes. Dans cette thèse, nous ne nous intéresserons qu'à la vitesse magnéto-sonore rapide, dans le cas où  $\theta_{kB} = 90^\circ$ . Elle s'écrit alors  $V_{ms} = \sqrt{V_A^2 + c_s^2}$  et, par abus de langage, nous l'appellerons "vitesse magnéto-sonore" dans la suite de ce mémoire.

Une onde de choc résulte de l'interaction d'un fluide s'écoulant à une vitesse supérieure à l'une des vitesses caractéristiques du milieu avec un obstacle immobile. Si l'on change de référentiel, on peut considérer que le corps se déplace dans un fluide au repos à une vitesse supérieure à l'une des vitesses caractéristiques du milieu. C'est par exemple ce qu'il se produit lorsqu'un avion franchit le mur du son, c'est-à-dire que sa vitesse atteint, puis dépasse, celle du son dans l'air, et le bruit d'explosion qui retentit alors est dû à la formation de l'onde de choc. Le vent solaire, quant à lui, s'écoule à une vitesse supérieure aux trois vitesses caractéristiques mentionnées ci-dessus. La Terre et toutes les autres planètes du système solaire baignant dans cet écoulement supersonique, super-alfvénique et super-magnéto-sonore, il se forme en amont de chacune d'elles un choc d'étrave.

Celui-ci est une région de forts gradients, où les propriétés du milieu sont modifiées brutalement afin que la vitesse du vent solaire en aval devienne inférieure à la vitesse magnéto-sonore rapide locale, qui est la plus grande des trois vitesses caractéristiques dans le plasma. Ainsi, en aval du choc, l'écoulement peut contourner l'obstacle formé par l'environnement planétaire car l'information de sa présence a le temps de se propager. Au passage du choc, il y a donc diminution de la vitesse, tandis que dans le même temps la densité, la température et l'intensité du champ magnétique augmentent. Cette transition s'effectue de façon irréversible, car il y a alors transformation d'énergie cinétique, dirigée, en d'autres formes d'énergie, dont l'énergie thermique, désordonnée, et donc augmentation de l'entropie.

### 1.2.1 Les paramètres clés de l'onde de choc

L'un des paramètres clés d'une onde de choc est son nombre de Mach, dont le nom a été donné en hommage à Ernst Mach, l'un des premiers scientifiques à s'être intéressés à la physique des ondes de choc. Le nombre de Mach est défini comme le rapport entre la vitesse  $V$  de l'écoulement dans le référentiel de l'obstacle et une des vitesses caractéristiques du milieu. Dans un plasma, il existe donc trois nombres de Mach différents : le nombre de Mach sonique  $M_s = V/c_s$ , le nombre de Mach alfvénique  $M_A = V/V_A$  et le nombre de Mach magnéto-sonore  $M_{ms} = V/V_{ms}$ .

Ce nombre de Mach nous renseigne sur la "force" du choc : plus il est élevé et plus l'écoulement incident est rapide, et donc plus grande est l'énergie qui doit être dissipée au niveau du choc. Dans des conditions de vent solaire standards, les trois nombres de Mach, sonique, alfvénique et magnéto-sonore, sont du même ordre de grandeur, autour de 8 ou 10, pour l'onde de choc terrestre. Dans le cas d'évènements solaires transitoires, comme les éjections de masse coronales, ils peuvent varier dans une gamme allant de 1 à 30. En-dehors de notre système solaire, des valeurs bien plus extrêmes peuvent être rencontrées, par exemple lors de l'explosion de supernovae, où l'on estime que le nombre de Mach peut être supérieur à 1000.

Plus le nombre de Mach est grand et plus la quantité d'énergie cinétique à extraire de l'écoulement incident est importante. Sans entrer dans le détail des processus ayant lieu au niveau du choc, nous mentionnerons juste que cette énergie peut être dissipée d'une part par des effets résistifs et d'autre part par des effets visqueux. On peut montrer qu'il existe un nombre de Mach critique en-dessous duquel la dissipation résistive permet à elle seule d'extraire suffisamment d'énergie pour avoir un écoulement sub-magnéto-sonore en aval du choc. Il n'y a alors pas d'ions réfléchis à la surface du choc. En ce cas, on dit que le choc est en régime *sous-critique*. Au contraire, si le nombre de Mach excède cette valeur critique, la dissipation résistive ne suffit plus pour ralentir l'écoulement. Un autre mécanisme de dissipation vient par conséquent s'y ajouter : la viscosité anormale. Les ions incidents les moins énergétiques sont alors réfléchis par le choc, ce qui modifie la fonction de distribution dans l'espace des vitesses des ions et entraîne un chauffage du plasma. Dans ce cas, on parle de régime *supercritique*. La valeur de ce nombre de Mach critique est généralement comprise entre 2 et 3, mais peut varier plus largement. Dans des conditions de vent solaire classiques, le choc d'étrave de la Terre est supercritique. Néanmoins, il a déjà été observé qu'un régime sous-critique puisse être atteint lorsque le vent solaire est particulièrement lent, froid et dense (*Formisano et al., 1971*).

L'onde de choc terrestre est ce qu'on appelle un choc *magnétisé*, c'est-à-dire qu'elle se développe dans un plasma où le champ magnétique est assez fort pour altérer les trajectoires des particules, qui s'enroulent autour des lignes de champ. Dans ce cas, un autre paramètre s'ajoute au nombre de Mach pour déterminer les caractéristiques du choc. Il s'agit de l'angle  $\Theta_{Bn}$ , qui est défini comme l'angle entre la normale à la surface du choc et le vecteur champ magnétique en amont de la discontinuité. A partir des valeurs de cet angle, on distingue deux régimes de choc :

- le *choc quasi-perpendiculaire* ( $90^\circ > \Theta_{Bn} > 45^\circ$ ), où la transition entre amont et aval de la discontinuité se caractérise par un saut bien net du champ magnétique et de la densité ;
- et le *choc quasi-parallèle* ( $45^\circ > \Theta_{Bn} > 0^\circ$ ), où la transition entre amont et aval est



beaucoup moins abrupte. On observe des fluctuations importantes des paramètres du plasma (champ magnétique, densité, etc...) sur une grande distance et la position du choc ne peut pas être déterminée avec précision lorsque  $\Theta_{Bn}$  devient suffisamment petit. Cette région se caractérise par un niveau de turbulence élevé.

La différence entre les domaines quasi-perpendiculaire et quasi-parallèle vient du fait que les ions se propagent le long des lignes de champ magnétique. Ainsi, les ions réfléchis par le choc dans la région quasi-perpendiculaire vont rester à proximité de celui-ci et passeront rapidement en aval (voir Figure 1.4, à gauche). Au contraire, dans la région quasi-parallèle, ils pourront remonter loin en amont du choc le long des lignes de champ magnétique, et donc interagir avec l'écoulement incident (voir Figure 1.4, à droite). C'est cette interaction qui est à l'origine des fluctuations observées dans le domaine quasi-parallèle.

On parle parfois de géométrie *oblique*, correspondant aux valeurs de  $\Theta_{Bn}$  autour de  $45^\circ$ , mais ce régime n'est pas défini par une physique particulière, contrairement aux cas quasi-perpendiculaire et quasi-parallèle. Il s'agit plutôt d'un domaine intermédiaire, où se mêlent les propriétés de ces deux configurations.

En plus des deux paramètres principaux que nous venons de voir, le nombre de Mach et l'angle  $\Theta_{Bn}$ , d'autres grandeurs sont parfois utilisées pour caractériser une onde de choc. Il y a notamment le rapport de compression, c'est-à-dire la densité en aval du choc divisée par la densité en amont, qui, à l'instar du nombre de Mach, traduit en quelque sorte la force du choc. Plus ce rapport est élevé et plus le choc est fort. Le rapport de compression peut s'exprimer en fonction du nombre de Mach amont  $M_1$  par l'équation suivante, formulée par *Landau et Lifshitz* (1959) :

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{(\gamma + 1)M_1^2}{(\gamma - 1)M_1^2 + 2} \quad (1.1)$$

où  $\rho_1$  et  $\rho_2$  sont la masse volumique du fluide en amont et en aval du choc, respectivement. On notera toutefois que cette formule a été établie dans le cas d'un fluide neutre. *Farris et Russell* (1994) ont suggéré que cette expression pouvait être généralisée au cas d'un choc dans un plasma en remplaçant le nombre de Mach sonique par le nombre de Mach

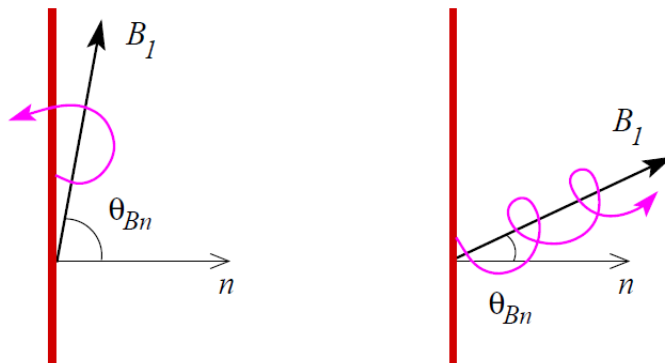


FIGURE 1.4 – Trajectoire des particules après réflexion sur le choc. A gauche : cas quasi-perpendiculaire. A droite : cas quasi-parallèle. Figure extraite de la thèse de H. Hietala (*Hietala, 2012*).

magnétosonore. Si l'on suppose que  $\gamma = 5/3$ , qui est l'hypothèse la plus communément faite dans le vent solaire au voisinage de la Terre, on trouve que dans la limite des grands nombres de Mach ( $M_1 \rightarrow \infty$ ), le rapport de compression tend vers 4.

Mentionnons également deux autres ratios jouant un rôle important dans la physique du choc : le  $\beta$  du plasma, rapport entre la pression cinétique et la pression magnétique ( $\beta = \frac{nk_B T}{\frac{B^2}{2\mu_0}}$ ), et le rapport de la température électronique sur la température ionique (*Schwartz*, 1998). Le premier traduit l'importance du champ magnétique dans le plasma : plus  $\beta$  va être petit devant 1 et plus le champ magnétique jouera un rôle déterminant dans le milieu considéré. Le second contrôle le développement de micro-instabilités dans le plasma.

### 1.2.2 Description MHD : les équations de saut de Rankine-Hugoniot

Les processus physiques intervenant au niveau du choc, où la dissipation d'énergie s'effectue, impliquent des interactions entre les particules du plasma et les champs électromagnétiques. L'étude de cette région de transition nécessite donc une description particulaire du plasma. Cependant, l'approximation fluide de la MHD idéale est suffisante pour établir les équations de saut, qui relient les valeurs des paramètres macroscopiques du plasma en amont et en aval du choc. On suppose que l'on se place à suffisamment grande échelle pour que les mécanismes de dissipation soient confinés au niveau du choc, qui est considéré alors comme étant une discontinuité plane et d'épaisseur infinitésimale. On fait de plus l'hypothèse que l'on est dans un état stationnaire, et que les variations spatiales ont uniquement lieu le long de la direction normale à la surface du choc. On se ramène alors à un problème unidimensionnel.

En intégrant les équations de conservation de la MHD idéale, avec les hypothèses que nous venons d'énumérer, on aboutit aux équations suivantes, appelées équations de Rankine-Hugoniot :

$$[\rho V_n] = 0 \quad (1.2)$$

$$[B_n] = 0 \quad (1.3)$$

$$\left[ \rho V_n^2 + P + \frac{B_t^2}{2\mu_0} \right] = 0 \quad (1.4)$$

$$\left[ \rho V_n \vec{V}_t - \frac{B_n \vec{B}_t}{\mu_0} \right] = 0 \quad (1.5)$$

$$\left[ \frac{1}{2} \rho V_n V^2 + \frac{\gamma P}{\gamma - 1} V_n + \frac{B_t^2}{\mu_0} V_n - \frac{\vec{V}_t \cdot \vec{B}_t}{\mu_0} B_n \right] = 0 \quad (1.6)$$

$$[B_n \vec{V}_t - V_n \vec{B}_t] = 0 \quad (1.7)$$

où l'indice n correspond à la composante le long de la normale au choc et l'indice t aux composantes tangentielles.  $B$  est le champ magnétique,  $V$  la vitesse,  $P$  la pression thermique,  $\rho$  la masse volumique et  $\mu_0$  la perméabilité du vide. Les crochets signifient que l'on calcule la différence entre les valeurs en amont et en aval de la discontinuité. Ces expressions découlent respectivement de la conservation du flux de masse (1.2), du flux

magnétique (1.3), de l'impulsion (1.4 et 1.5) et de l'énergie (1.6), et de la loi d'Ohm idéale (1.7).

Ces équations relient les valeurs asymptotiques des paramètres thermodynamiques du plasma de part et d'autre du choc. De ce fait, si l'état du plasma en amont du choc est connu, il sera possible de déterminer ses paramètres macroscopiques en aval. En particulier, soulignons dès à présent que la composante du champ magnétique normale au choc n'est pas modifiée au passage de la discontinuité (Eq. 1.3). Par ailleurs, on peut en général faire l'hypothèse que  $V_{t_2} \simeq V_{t_1}$  (voir par exemple l'article de *Génot et al.*, 2011, pour une discussion à ce sujet). Il en découle que l'équation 1.7 se simplifie en :

$$[V_n \vec{B}_t] = 0 \quad (1.8)$$

En utilisant l'équation 1.2, il vient :

$$\frac{B_{t_2}}{B_{t_1}} = \frac{\rho_2}{\rho_1} \quad (1.9)$$

où les indices 1 et 2 désignent respectivement la région en amont et en aval de la discontinuité. La composante tangentielle du champ magnétique augmente donc du rapport de compression  $\rho_2/\rho_1$  à la traversée du choc.

### 1.2.3 Structure de l'onde de choc terrestre

Le choc d'étrave terrestre s'étend sur des distances considérables, englobant la magnétosphère sur des centaines de millions de kilomètres carrés. L'épaisseur de cette frontière, au niveau de laquelle les propriétés du vent solaire sont modifiées, est en revanche de l'ordre de quelques centaines de kilomètres seulement, soit quelques rayons de giration des ions. De nombreuses études de l'onde de choc examinent cette zone de transition et les processus de dissipation qui y ont lieu, et se placent donc aux échelles ioniques ou électroniques pour comprendre ces phénomènes. D'autres travaux se concentrent au contraire sur la structure à grande échelle du choc, sa position, sa forme, leur dépendance aux paramètres du vent solaire, etc. Au cours de ce travail de thèse, nous nous intéressons à l'onde de choc à grande échelle, c'est pourquoi nous ne détaillerons pas ici sa structure fine.

Les mesures satellites montrent que le choc terrestre se situe généralement à une distance géocentrique allant de 12 à 14  $R_E$  au point subsolaire, mais que sa position peut varier fortement, en fonction des paramètres du vent solaire (*Cairns et al.*, 1995; *Fairfield et al.*, 2001). Des études statistiques ont permis de mettre en évidence que sa position dépend principalement du nombre de Mach, magnétosonore et alfvénique, et de la pression dynamique du vent solaire (*Formisano*, 1979; *Měrka et al.*, 2005b). La forme globale de l'onde de choc dépend elle aussi des conditions de vent solaire.

Comme mentionné au paragraphe 1.2.1, les observations révèlent de plus que l'on a affaire en général à un choc supercritique et magnétisé, ce qui implique d'une part qu'une partie des ions incidents est réfléchi à la surface du choc, et d'autre part que les propriétés du choc sont fortement contraintes par l'angle  $\Theta_{Bn}$ . Le choc terrestre est aussi un choc dit fort, et le rapport de compression qui lui est associé est généralement proche de 4.

L'onde de choc terrestre, à l'instar des autres ondes de choc planétaires, présente une certaine courbure, qui est due au fait que l'obstacle autour duquel elle se forme est de

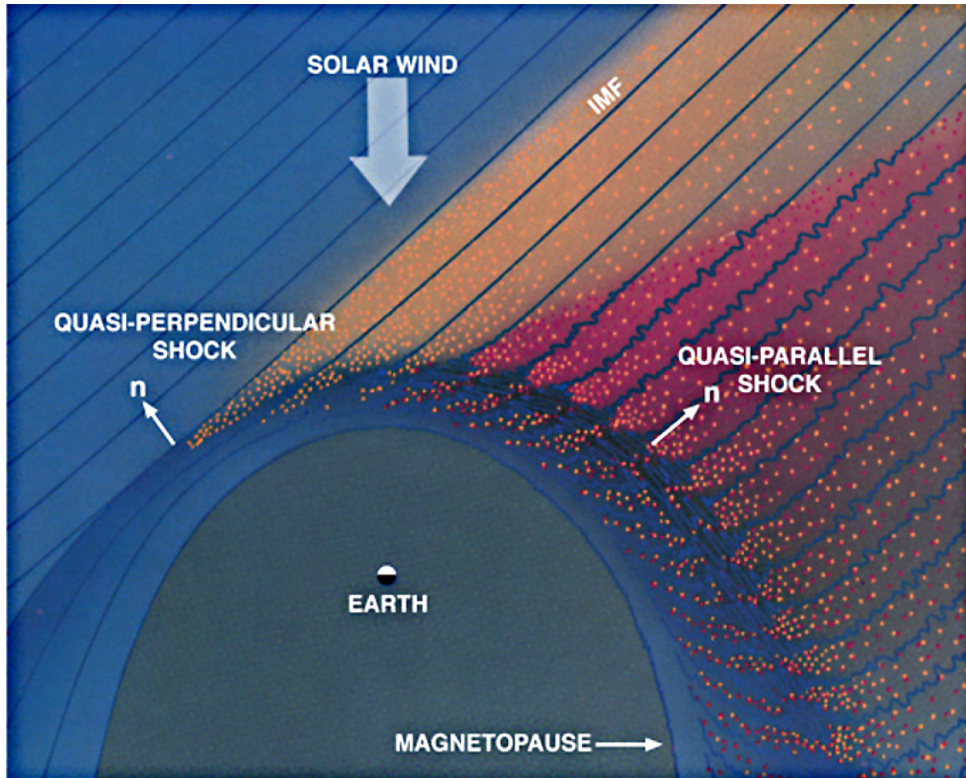


FIGURE 1.5 – Représentation schématique de l'onde de choc terrestre et des régions quasi-perpendiculaire et quasi-parallèle du choc pour une orientation du champ magnétique interplanétaire de type "spirale de Parker", c'est à dire dont les lignes de champ (lignes bleu foncé) font un angle de  $45^\circ$  avec l'axe Terre-Soleil. Les points rouges indiquent l'étendue du pré-choc ionique, tandis que les points orange représentent le pré-choc électronique. Figure de *Stone et Tsurutani (1985)*, adaptée par *Treumann et Jaroschek (2008)*.

taille finie. Par conséquent, la valeur de l'angle  $\Theta_{Bn}$ , dépend de l'endroit où l'on se trouve, puisque la direction normale à la surface du choc varie en fonction de la position. Ainsi, on pourra avoir simultanément une partie de l'onde de choc en régime quasi-perpendiculaire et une autre en configuration quasi-parallèle, et on rencontrera graduellement toutes les valeurs intermédiaires de  $\Theta_{Bn}$  en passant d'une région à l'autre. La position de ces différentes régions dépendra directement de l'orientation du champ magnétique interplanétaire. Si l'on suppose qu'il a une orientation de type "spirale de Parker", c'est-à-dire qu'il est incliné de  $45^\circ$  par rapport à l'axe Terre-Soleil et contenu dans le plan de l'écliptique, on rencontrera les configurations quasi-parallèle et quasi-perpendiculaire de part et d'autre de l'axe Terre-Soleil.

L'environnement terrestre est représenté schématiquement sur la Figure 1.5 pour cette orientation du champ magnétique interplanétaire, avec le vent solaire qui arrive par le haut du dessin. Les lignes de champ magnétique sont tracées en bleu sombre. La normale au choc est indiquée en deux points par des flèches blanches. A gauche de la Figure, elle est perpendiculaire aux lignes de champ, donc  $\Theta_{Bn} = 90^\circ$  et le choc est en configuration quasi-perpendiculaire. A droite, la normale est alignée avec les lignes de champ magnétique. On a alors  $\Theta_{Bn} = 0^\circ$  et le choc est en régime quasi-parallèle.

La distinction entre les régions quasi-parallèle et quasi-perpendiculaire du choc ter-

restre a été mise en évidence dès la fin des années 70 par les satellites ISEE 1 et ISEE 2 (*Stone et Tsurutani, 1985; Tsurutani et Stone, 1985*). Leurs observations ont révélé que la structure du choc diffère complètement d'une configuration à l'autre. Les données collectées par ces deux missions ont de plus permis de confirmer la présence de particules réfléchies par le choc supercritique, validant ainsi les prédictions théoriques.

Dans la région quasi-perpendiculaire, le choc se présente comme une transition bien nette entre deux régions de propriétés différentes, l'amont super-magnéto-sonore et l'aval sub-magnéto-sonore. La plupart des paramètres du plasma, notamment la vitesse, la densité ou l'amplitude du champ magnétique, présente un fort gradient sur une très courte distance, de l'ordre de 100 km. Cette zone étroite où les propriétés du vent solaire changent brusquement est appelée la rampe du choc.

Contrairement au choc quasi-perpendiculaire, le choc quasi-parallèle ne présente pas de transition bien nette entre milieux amont et aval. Dans cette configuration, les particules réfléchies sur le choc supercritique ne sont pas confinées au voisinage de celui-ci par leur mouvement de giration, mais peuvent au contraire remonter "à contre-courant" dans le vent solaire incident le long des lignes de champ magnétique. Ces particules forment une composante plus chaude et plus énergétique, du fait de leur réflexion sur le choc, qui interagit avec le plasma incident bien avant que celui-ci n'atteigne le choc à proprement parler (voir par exemple *Greenstadt, 1976*). Cette interaction génère des instabilités et donne naissance à une région turbulente située en amont du choc quasi-parallèle et magnétiquement connectée à ce dernier. On appelle cette région le pré-choc (régions orange et rouge sur la Figure 1.5).

## 1.3 La magnétogaine

### 1.3.1 Caractéristiques de la magnétogaine

Une fois l'onde de choc traversée, le vent solaire modifié se propage en aval de celle-ci, dans la région délimitée par le choc et la magnétopause que l'on nomme la magnétogaine. Comme mentionné plus tôt, les propriétés du plasma changent brutalement à la traversée du choc d'étrave.

En guise d'exemple, des observations du satellite Cluster-1, alors que celui-ci se trouve dans le vent solaire, puis passe dans la magnétogaine, sont présentées sur la Figure 1.6. Les composantes de la vitesse (graphiques 1.6d à f) sont données dans le repère GSE (Geocentric Solar Ecliptic) centré sur la Terre et dont l'axe  $x$  pointe vers le Soleil.  $z$  est perpendiculaire au plan de l'écliptique et  $y$  complète le trièdre direct.

Le choc est identifié par un saut net de tous les paramètres du plasma présentés ici, qui a lieu vers 19:10. A l'entrée dans la magnétogaine, on observe une hausse brusque de l'intensité du champ magnétique (graphique 1.6a) et de la densité (graphique 1.6b), tandis que la vitesse totale décroît (graphique 1.6c). Plus précisément, sa composante  $V_x$  diminue en valeur absolue (graphique 1.6d), mais ses composantes  $V_y$  et  $V_z$  (graphiques 1.6e et f) augmentent car l'écoulement, en plus d'être ralenti, est dévié pour contourner la magnétopause. Enfin, la température est plus élevée en aval du choc, du fait de la dissipation d'énergie qui a lieu au niveau de cette frontière. Cela se traduit sur le spectre en énergie des ions par un élargissement de leur distribution (bande rouge sur le graphique 1.6g). On remarquera que vers 18:45 Cluster fait une première courte incursion dans la

magnétogaine, comme le montre la variation rapide des paramètres du plasma, avant de revenir dans le vent solaire quelques minutes plus tard. Ceci illustre que l'onde de choc n'est pas une frontière statique, mais que sa position change au cours du temps, en réponse aux variations des paramètres du vent solaire en amont.

Les valeurs typiques des principaux paramètres du plasma dans le vent solaire et la magnétogaine sont listées dans le Tableau 1.1.  $\beta$  est le rapport entre la pression thermique et la pression magnétique,  $V_A = B/\sqrt{\mu_0\rho}$  la vitesse d'Alfvén.  $\omega_{ci} = \sqrt{eB/m_i}$  est la pulsa-

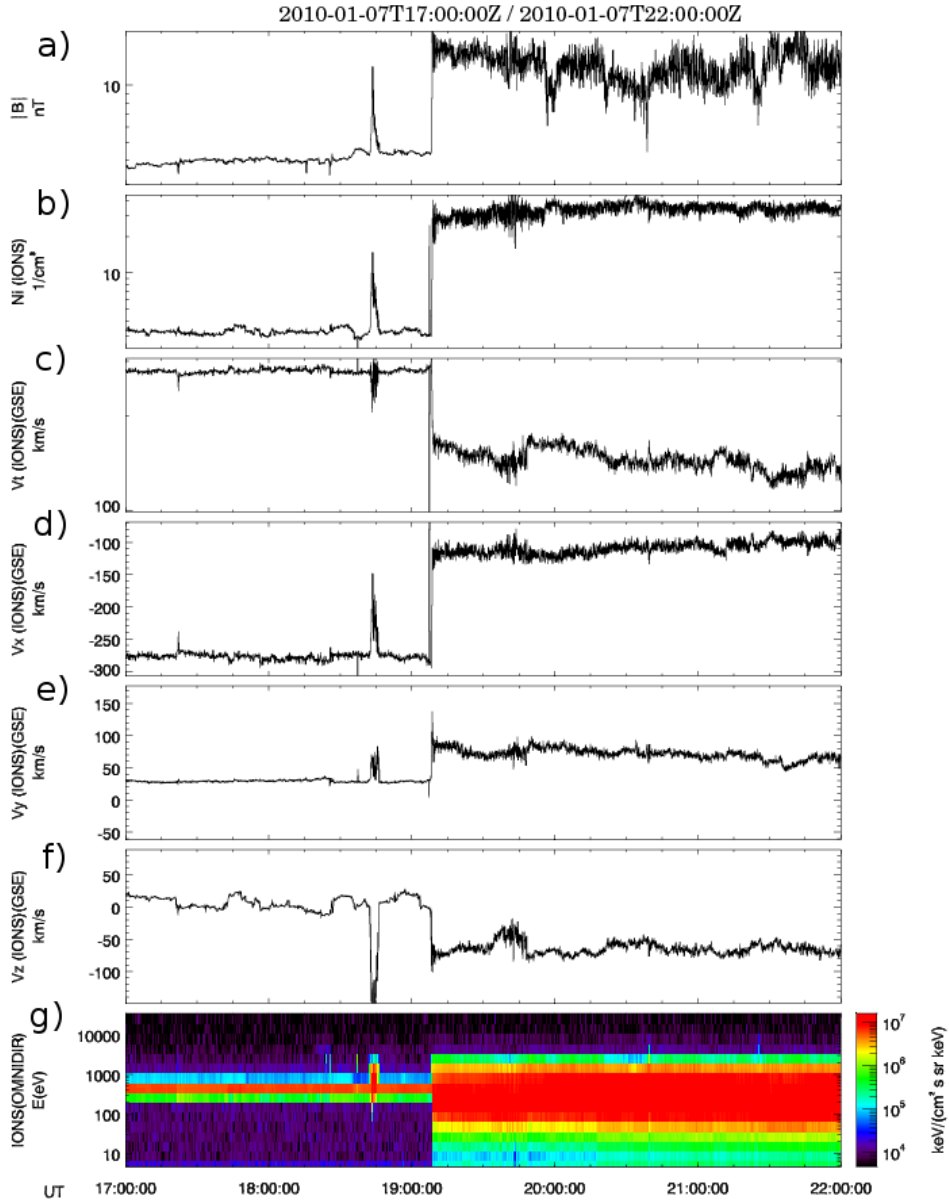


FIGURE 1.6 – Observations de Cluster 1 dans le vent solaire, puis dans la magnétogaine, le 7 Janvier 2010 de 17:00 à 22:00. De haut en bas : (a)  $B$ , (b)  $n$ , (c)  $V$ , (d)  $V_x$ , (e)  $V_y$ , (f)  $V_z$ , (g) spectre en énergie des ions. Les composantes de la vitesse sont données en coordonnées GSE.

tion cyclotronique ionique et  $\omega_{pi} = \sqrt{n_i e^2 / m_i \epsilon_0}$  la pulsation plasma ionique. Les valeurs données pour le vent solaire correspondent aux conditions standards rencontrées au niveau de l'orbite terrestre, pour un vent solaire calme. Dans la magnétogaine, en revanche, il est beaucoup plus difficile de déterminer des valeurs moyennes de ces paramètres, car ils dépendent fortement de la position dans cette région. Les valeurs indiquées ici n'ont vocation qu'à donner une idée approximative des caractéristiques de la magnétogaine, et surtout comment ces paramètres varient au passage de l'onde de choc.

La magnétogaine se caractérise par un profil d'écoulement différent de celui du vent solaire, qui se propage essentiellement suivant une seule direction, du Soleil vers la Terre. En aval du choc, en revanche, l'écoulement n'est plus uni-directionnel, car il est défléchi autour de la magnétopause, ce qui fait que sa direction de propagation varie d'une partie de la magnétogaine à une autre (voir Figure 1.7). Cela est aussi vrai pour l'amplitude de la vitesse du plasma : elle est minimum dans la région subsolaire, où elle décroît du choc à la magnétopause, car l'écoulement du vent solaire est très fortement ralenti à l'avant de la magnétosphère. Ensuite, sa vitesse réaugmente peu à peu sur les flancs de la magnétopause, au fur et à mesure que l'on s'éloigne vers l'aval, jusqu'à redevenir similaire à celle du vent solaire (*Spreiter et al., 1966*).

A la traversée de l'onde de choc, l'intensité et l'orientation du champ magnétique sont modifiées suivant les équations de saut de Rankine-Hugoniot, détaillées au paragraphe 1.2.2. A l'intérieur de la magnétogaine, les lignes de champ magnétique ont de plus tendance à s'accumuler dans la région subsolaire, où la vitesse de l'écoulement est minimum. Dans le cas d'un champ magnétique orienté vers le sud, cet empilement est limité par la reconnexion avec le champ magnétique terrestre. En revanche, pour un champ magnétique nord, l'accumulation des lignes de force entraîne une augmentation importante de l'intensité du champ magnétique dans cette zone, appelée la "*plasma depletion layer*", où la densité du plasma chute brutalement (*Paschmann et al., 1978; Crooker et al., 1979*). De plus, comme ces lignes de champ sont ralenties dans la région subsolaire, mais que leurs extrémités sont entraînées de part et d'autre par l'écoulement du vent solaire, elles se déforment et s'enroulent autour de la magnétopause, comme illustré sur la Figure 1.7. On parle alors de drapé des lignes de champ magnétique. Ce phénomène a été mis en évidence dans les années 1960 par les observations des satellites IMP 1 et IMP 2 (*Fairfield, 1967*). Il en découle que l'orientation du champ magnétique varie d'une partie de la magnétogaine à une autre. Les effets du drapé sont d'autant plus importants que l'on se rapproche de la magnétopause, car les lignes de force voisines de cette frontière sont tangentes à celle-ci. Une étude statistique récente, menée par *Petrinec (2013)* sur les données du satellite Geotail, confirme que le comportement à grande échelle du champ magnétique dans la magnétogaine est en bon accord avec les équations de saut de Rankine-Hugoniot et avec le drapé des lignes de champ autour de la magnétosphère.

En plus de ces deux aspects qui retranscrivent déjà la complexité de cette région, il a aussi été montré que les propriétés du plasma sont fortement inhomogènes dans la magnétogaine. Les données de satellites tels que Cluster, Themis ou encore Interball mettent notamment en évidence des disparités importantes sur les flancs côté soir et côté matin (voir par exemple l'article de synthèse de *Walsh et al., 2014*). La densité (*Paularena et al., 2001; Longmore et al., 2005; Walsh et al., 2012*), la vitesse (*Longmore et al., 2005; Walsh et al., 2012; Dimmock et Nykyri, 2013; Lavraud et al., 2014*) et la température (*Walsh et al., 2012*) du plasma, ainsi que l'amplitude du champ magnétique

TABLE 1.1 – Principaux paramètres du plasma du vent solaire et de la magnétogaine

Paramètre	Valeur moyenne dans le vent solaire	Valeur moyenne dans la magnétogaine
$B$	5 nT	20 nT
$n$	$6 \text{ cm}^{-3}$	$25 \text{ cm}^{-3}$
$V$	$400 \text{ km.s}^{-1}$	$150 - 200 \text{ km.s}^{-1}$
$ V_x $	$400 \text{ km.s}^{-1}$	$100 \text{ km.s}^{-1}$
$ V_y $	0	$50 - 100 \text{ km.s}^{-1}$
$ V_z $	0	$50 - 100 \text{ km.s}^{-1}$
$T$	$10^5 \text{ K}$	$10^6 \text{ K}$
$\beta$	$\sim 1$	$\sim 2$
$V_A$	$50 \text{ km.s}^{-1}$	$100 \text{ km.s}^{-1}$
$\omega_{ci}$	$0,7 \text{ rad.s}^{-1}$	$1,4 \text{ rad.s}^{-1}$
$\omega_{pi}$	$3 \cdot 10^3 \text{ rad.s}^{-1}$	$7 \cdot 10^3 \text{ rad.s}^{-1}$

(Němeček et al., 2003; Walsh et al., 2012; Dimmock et Nykyri, 2013), présentent en effet des distributions asymétriques de part et d'autre de l'axe Terre-Soleil. Les résultats obtenus par Walsh et al. (2012) avec des simulations MHD pour une orientation du champ magnétique interplanétaire de type spirale de Parker reproduisent bien les asymétries observées, qui seraient donc dues aux configurations de choc différentes sur les flancs matin et soir de la magnétogaine.

La magnétogaine est aussi le siège d'une multitude de processus locaux. Dès les observations de cette région effectuées par Pioneer-5 en 1960, elle est identifiée comme un milieu très turbulent (Coleman, 1964). Nous n'entrerons pas dans le détail des phénomènes microphysiques présents dans la magnétogaine, qui vont au-delà du cadre de cette thèse. Mentionnons seulement que les fluctuations qui y sont observées sont souvent associées à la région quasi-parallèle du choc (Luhmann et al., 1986; Shevyrev et al., 2007)

### 1.3.2 Corrélation entre les paramètres de la magnétogaine et du vent solaire

Des études récentes cherchent à comparer l'orientation du champ magnétique dans la magnétogaine à celle observée dans le vent solaire. Bien qu'elles ne portent pas spécifiquement sur les nuages magnétiques, les conclusions qui en sont tirées ont en quelque sorte motivé les travaux que nous présentons dans cette thèse.

En confrontant les données des satellites Geotail et Interball-Tail en aval du choc aux mesures de Wind dans le vent solaire, Coleman (2005) montre que la direction du champ magnétique dans le plan perpendiculaire à l'axe Terre-Soleil n'est conservée, à  $10^\circ$  près, que 30% du temps. La variation de cet angle reste en général inférieure à  $30^\circ$ , mais elle peut être bien plus importante, et ce dans un tiers des cas considérés. L'hypothèse du "drapé parfait", c'est-à-dire que les lignes de champ s'enroulent autour de la magnétopause sans que leur direction dans le plan perpendiculaire à l'axe Terre-Soleil soit modifiée, est donc peu fiable. Longmore et al. (2006) suggèrent que ces déviations puissent être dues au couplage entre le champ magnétique et l'écoulement du plasma, par l'intermédiaire des



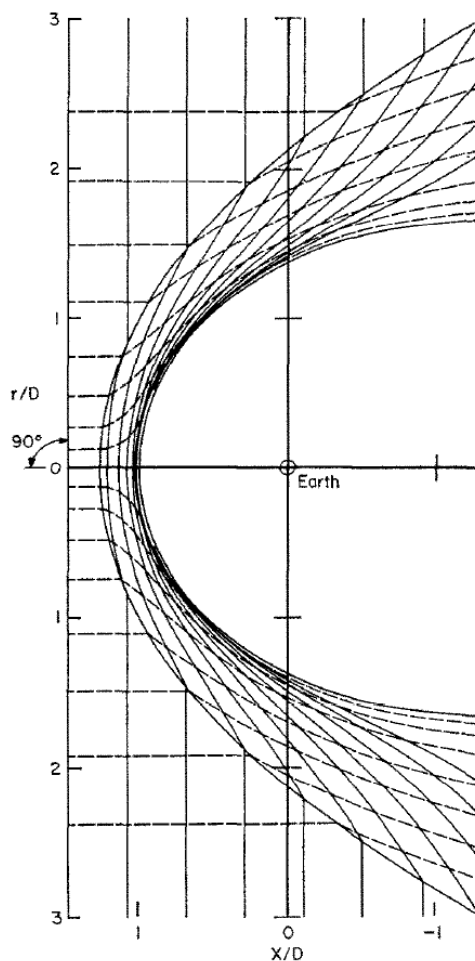


FIGURE 1.7 – Lignes d’écoulement du plasma dans le vent solaire et la magnétogaine (tirets) et lignes de champ magnétique (traits pleins), calculées par le modèle de *Spreiter* et al. (1966) pour un champ magnétique perpendiculaire à la direction de l’écoulement (figure tirée de *Spreiter* et al. (1966)).

forces magnétiques qui tendent à faire varier l’inclinaison des lignes de champ.

*Šafránková* et al. (2009) ont examiné le signe de la composante  $B_z$  du champ magnétique en amont et en aval de l’onde de choc, en comparant les observations de satellites dans la magnétogaine et dans le vent solaire. Les résultats montrent que si  $|B_z|$  est faible ( $|B_z| \lesssim 1$  nT), la probabilité de retrouver le même signe de  $B_z$  de part et d’autre du choc est de l’ordre de 0,5, ce qui revient à une coïncidence fortuite. Cette probabilité augmente toutefois avec  $|B_z|$  et est autour 0,95 pour  $|B_z| \simeq 10$  nT, mais de telles valeurs de  $|B_z|$  ne sont rencontrées que 5% du temps. Au total, le signe de  $B_z$  dans le vent solaire n’est retrouvé dans la magnétogaine avec 95% de chances que dans 12% des cas. La majeure partie du temps, il est donc difficile de prédire le signe de  $B_z$  dans la magnétogaine.

### 1.3.3 Impact des nuages magnétiques sur la magnétogaine

En ce qui concerne les nuages magnétiques, si leur traversée de l’onde de choc n’a pas été examinée en détail, il existe en revanche des études s’intéressant à l’impact de

leur passage sur les propriétés de la magnétogaine. L'une des spécificités des nuages magnétiques, sur laquelle nous reviendrons à plusieurs reprises dans ce mémoire, est que le nombre de Mach d'Alfvén qui leur est associé est en général particulièrement faible, par rapport à sa valeur usuelle dans le vent solaire. Cela est dû aux effets combinés de leur fort champ magnétique et de leur densité faible. Cette diminution du nombre de Mach d'Alfvén a pour première conséquence de modifier la position de l'onde de choc, qui s'éloigne de la magnétosphère (*Farrugia et al.*, 1995; *Lepping et al.*, 1996; *Tsubouchi et al.*, 1997; *Fairfield et al.*, 2001; *El-Alaoui et al.*, 2004). Il est parfois rencontré à plus de  $50R_E$  de la Terre (*El-Alaoui et al.*, 2004), soit très loin de sa position nominale, ce qui entraîne un élargissement conséquent de la magnétogaine (*Farrugia et al.*, 1995; *Farrugia et al.*, 2013).

L'intensité renforcée du champ magnétique et la faible densité dans les nuages magnétiques impliquent aussi une diminution du  $\beta$ . Par conséquent, les forces magnétiques deviennent dominantes dans la magnétogaine pendant le passage des nuages magnétiques et influencent l'écoulement du plasma. On observe alors des accélérations localisées dans le plan perpendiculaire aux lignes de champ magnétique, où la vitesse peut même excéder celle du vent solaire. Ce phénomène a été mis en évidence par les observations de différents satellites, AMPTE (*Phan et al.*, 1994), ISEE 1 et 2 et IMP 8 (*Chen et al.*, 1993), Cluster (*Lavraud et al.*, 2007; *Lavraud et al.*, 2013), Geotail (*Rosenqvist et al.*, 2007) ou encore Themis (*Harris et al.*, 2013), et interprété à l'aide de simulations MHD (*Chen et al.*, 1993; *Farrugia et al.*, 1995; *Lavraud et al.*, 2007; *Lavraud et Borovsky*, 2008; *Lavraud et al.*, 2013). Ces dernières suggèrent que ces accélérations sont dues aux forces exercées par le champ magnétique sur le plasma. *Lavraud et al.* (2013) montrent de plus que les régions où elles sont situées tournent avec la direction du champ magnétique en amont du choc, ce qui est cohérent avec la conclusion tirée des simulations, à savoir que ces accélérations sont liées aux forces magnétiques.

Enfin, les propriétés de la magnétogaine sont étroitement liées à celles de l'onde de choc. Lorsque le nombre de Mach d'Alfvén diminue, le rapport de compression décroît lui aussi, et est d'autant plus sensible à de petites fluctuations de ce nombre de Mach que celui-ci est petit. Comme l'amplitude du champ magnétique change peu au cours du passage d'un nuage magnétique, ce sont les variations de la densité qui vont contrôler l'évolution du nombre de Mach, et donc celle du rapport de compression (*Kataoka et al.*, 2005). L'intensité du champ magnétique dans la magnétogaine pourra donc être très variable, indépendamment des variations de ce paramètre en amont de l'onde de choc.

## Résumé

Les nuages magnétiques sont des événements solaires fortement géoeffectifs, c'est-à-dire qu'ils occasionnent d'importantes perturbations dans l'environnement terrestre. Leur impact sur la magnétosphère est souvent défini de manière globale par des variations d'indices géomagnétiques que l'on relie au signe de la composante  $B_z$  du champ magnétique interplanétaire. Cependant, leur interaction avec l'environnement terrestre est complexe. En particulier, les nuages magnétiques interagissent tout d'abord avec le choc d'étrave qui ralentit le vent solaire et le dévie autour de la magnétopause.

De toute évidence, les propriétés du plasma de la magnétogaine diffèrent notablement de celles rencontrées en amont du choc. Pourtant, elles ne sont que rarement prises en

considération lors de l'étude de la géoeffectivité de structures du vent solaire, alors que c'est le plasma de la magnétogaine qui interagit avec la magnétosphère, et non directement le vent solaire. Il y a plusieurs raisons à l'omission de cette région dans nombre de ces travaux. Elle s'explique d'une part par l'impossibilité d'avoir en permanence des observations dans la magnétogaine, car les satellites ne font que la traverser, tandis que des mesures du vent solaire en amont de l'onde de choc sont disponibles en continu ou presque, notamment au premier point de Lagrange. D'autre part, comme nous l'avons vu, la magnétogaine est une région extrêmement complexe, dont les caractéristiques varient d'un endroit à l'autre et en fonction des paramètres du vent solaire, mais aussi des processus ayant lieu à la magnétopause et dans la magnétosphère. Pourtant, si nous voulons affiner notre compréhension des relations Soleil-Terre, il s'avère indispensable de nous pencher sur le rôle joué par cette région de transition entre le vent solaire et la magnétosphère. Notre objectif dans cette thèse est de mettre en lumière l'impact de la traversée du choc et de la propagation dans la magnétogaine sur la structure magnétique des nuages magnétiques.

# Chapitre 2

## Etude multi-satellite de la structure des nuages magnétiques en amont et en aval du choc

L'objectif de ce chapitre est de donner un premier aperçu des modifications induites par l'onde de choc sur la structure magnétique des nuages magnétiques, à l'aide de données expérimentales.

### 2.1 Données utilisées

#### 2.1.1 Observations dans la magnétogaine

L'environnement magnétique terrestre est un laboratoire d'étude des plasmas spatiaux extrêmement riche qui a l'avantage de permettre des mesures *in situ* du fait de sa proximité. Ainsi que nous l'avons vu précédemment, il est composé de différentes régions aux caractéristiques bien distinctes, allant du choc d'étrave qui ralentit et dévie l'écoulement du vent solaire en amont de la magnétosphère, jusqu'à la queue magnétique qui s'étend loin en aval de la Terre. Ces différentes régions sont autant d'objectifs scientifiques pour les satellites placés en orbite autour de la Terre. De ce fait, chacune de ces missions se distingue par sa trajectoire spécifique et par l'instrumentation à son bord, qui sont dictées par son domaine d'étude. La Figure 2.1, sans être exhaustive, donne une bonne idée du nombre de satellites scientifiques actuellement en opération dans l'environnement terrestre, dont les noms sont indiqués en bleu ou vert <sup>1</sup>, ou à l'étude, indiqués en orange ou jaune. Dans ce chapitre, nous allons nous intéresser à quelques-uns de ces satellites dont les observations seront utiles pour étudier l'interaction des nuages magnétiques avec le choc terrestre.

Pour cela, nous avons besoin de données *in situ* en aval du choc d'étrave, dans la magnétogaine. Le problème qui survient alors est qu'aucun satellite ne se trouve en permanence dans cette région, puisqu'ils doivent nécessairement être en orbite autour de la Terre. Cependant, la trajectoire de certains d'entre eux, tels Cluster, Geotail, Themis, ou

---

1. On notera toutefois que Voyager est actuellement aux confins de l'héliosphère, et non pas au voisinage de la Terre.

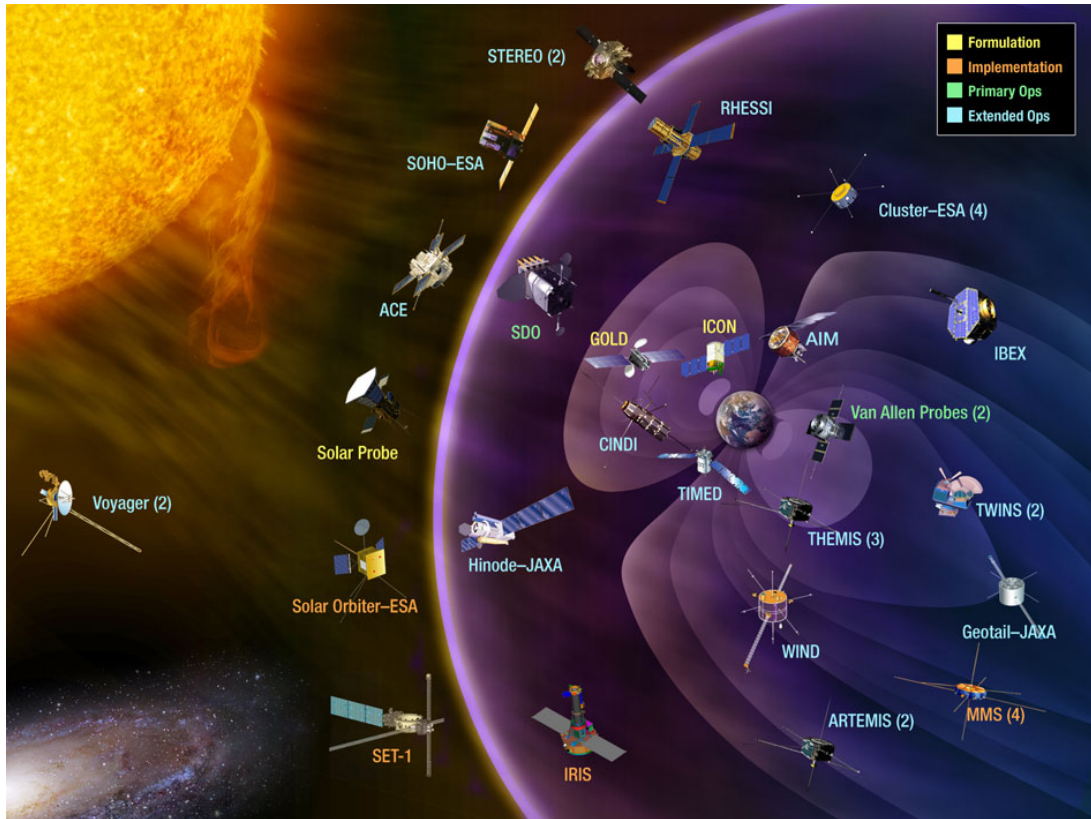


FIGURE 2.1 – Missions spatiales, actuelles et futures, dédiées à l'étude des relations Soleil-Terre (Source : NASA)

bien MMS qui devrait être lancé prochainement, traverse parfois la magnétogaine. Nous nous concentrerons donc sur les intervalles utiles à notre étude dans les données de ces satellites.

Cluster (*Escoubet et al., 1997*) est une flotte de quatre satellites identiques en formation tétraédrique, lancée par l'Agence Spatiale Européenne en l'an 2000 et dédiée à l'étude de la magnétosphère terrestre. Ces satellites sont placés sur des orbites quasi-polaires dont le plan tourne au cours de l'année et dont l'apogée se situe autour de  $19 R_T$ . De ce fait, Cluster passe systématiquement dans la magnétogaine au cours des mois où son apogée est côté jour, c'est-à-dire de décembre à juin, d'où son intérêt pour notre étude. La mission Cluster a de plus l'avantage de nous fournir des données sur une longue période, puisqu'elle est toujours en opération en 2014 et le restera encore jusqu'en 2016.

La charge utile des satellites Cluster est composée de onze instruments permettant l'étude des propriétés du plasma, des ondes et des champs électro-magnétiques. Parmi ceux-ci, citons par exemple l'expérience STAFF (Spatio-Temporal Analysis of Field Fluctuation experiment) qui mesure les fluctuations des champs magnétique et électrique, et dont les fluxmètres ont été développés et fabriqués au Laboratoire de Physique des Plasmas (*Cornilleau-Wehrin et al., 1997*). Dans notre étude des nuages magnétiques, nous nous intéresserons à la composante continue du champ magnétique. Nous utiliserons donc les données du magnétomètre de type flux-gate (FGM — FluxGate Magnetometer) (*Balogh et al., 1997*). Par ailleurs, les propriétés des électrons et des ions nous seront utiles pour identifier la région — vent solaire, magnétogaine ou magnétosphère — dans laquelle

Cluster se trouve. Elles nous sont fournies par les détecteurs PEACE (Plasma Electron and Current Experiment) (*Johnstone et al., 1997*) et CIS (Cluster Ion Spectrometry) (*Reme et al., 1997*).

Dans cette étude, nous nous appuyerons sur les données d'un seul des quatre satellites de la mission Cluster, car quel que soit le satellite utilisé, nous aboutissons à des conclusions identiques. En effet, la distance séparant ces satellites les uns des autres est négligeable comparée aux dimensions des structures qui nous intéressent, et par conséquent, aux échelles étudiées ici, leurs observations sont à peu de choses près identiques. Bien que le nom de Cluster désigne l'ensemble des quatre satellites, nous utiliserons par abus de langage cette dénomination pour désigner le satellite dont nous présenterons les mesures, en l'occurrence Cluster-1.

Une autre sonde qui traverse périodiquement la magnétogaine est Geotail (GEOmagnetic Tail Lab) (*Nishida, 1994*), dont le lancement remonte à 1992. Cette mission, issue d'une collaboration entre l'agence spatiale japonaise (JAXA) et la NASA, a pour but d'étudier l'interaction du vent solaire avec la magnétosphère, et en particulier son impact sur la queue magnétique. L'orbite de Geotail est peu inclinée et s'étend à grande distance du côté nuit de la magnétosphère. De même que Cluster, Geotail est toujours opérationnel en 2014. Nous exploiterons en particulier les données de l'instrument de mesure du champ magnétique MGF (MaGnetic Field measurement) (*Kokubun et al., 1994*).

### 2.1.2 Observations dans le vent solaire

Notre étude requiert aussi des observations *in situ* du vent solaire avant qu'il ne soit affecté par son interaction avec l'environnement terrestre, qui nous servira de référence pour la structure des nuages magnétiques avant leur passage dans la magnétogaine. Ces mesures nous seront fournies par le satellite ACE (Advanced Composition Explorer) (*Stone et al., 1998*). ACE a été lancé par la NASA en 1997 pour étudier les particules énergétiques du vent solaire et des rayons cosmiques. Ce satellite est en orbite au voisinage du premier point de Lagrange ( $L_1$ ) du système Terre-Soleil, soit à environ 1,5 million de km en amont de la Terre. Les points de Lagrange d'un système gravitationnel à deux corps sont les points où les forces exercées par chacun des deux corps s'équilibrent.

Outre ses détecteurs de particules énergétiques, ACE a aussi à son bord un magnétomètre (MAG) (*Smith et al., 1998*) et un analyseur de particules — protons, électrons et particules  $\alpha$  — du vent solaire (SWEPAM — Solar Wind Electron, Proton and Alpha Monitor) (*McComas et al., 1998*). Par la suite, nous nous servirons des données de ces deux instruments, MAG et SWEPAM, comme paramètres de référence du plasma et du champ magnétique dans le vent solaire.

ACE observe le vent solaire environ 45 minutes avant son arrivée au niveau de la Terre. Pour pouvoir comparer ses mesures à celles faites dans la magnétogaine par Cluster et Geotail, il faudra tenir compte du temps de propagation de  $L_1$  à la Terre. On prendra comme référence le temps à Cluster. Le retard à appliquer aux données de ACE est déterminé en divisant la distance séparant ce satellite de Cluster par la vitesse moyenne du vent solaire. A partir des vitesses maximale et minimale, nous estimons que l'emploi d'un décalage en temps constant pour les événements étudiés donne lieu à des erreurs de  $\pm 5$  minutes sur le temps de propagation.

Cette méthode suppose de plus que les caractéristiques du vent solaire évoluent peu entre  $L_1$  et l'onde de choc terrestre. Cela est généralement vrai pour les variations à

grande échelle du vent solaire ou pour des modifications brusques et de grande ampleur de ses paramètres, comme le passage d'un choc interplanétaire dont les propriétés restent pratiquement inchangées de  $L_1$  à la Terre. En ce qui concerne les fluctuations à l'échelle de la minute ou inférieure, la correspondance est souvent plus délicate à établir. Notre étude s'intéressant à la rotation lente du champ magnétique dans les nuages magnétiques, qui s'étend sur plusieurs heures, on peut considérer que les mesures effectuées en  $L_1$  sont bien représentatives de ce qui atteint le choc terrestre.

Il existe d'autres satellites qui se trouvent dans le vent solaire à proximité de la Terre, comme par exemple Wind (*Acuña et al., 1995*) qui est actuellement près de  $L_1$  ou certains des satellites Themis. Cependant, ces derniers n'ont été lancés qu'assez récemment, et Wind a suivi jusqu'en 2006 une orbite complexe le menant parfois loin en aval de la Terre. Par ailleurs, les données OMNI fournies par la NASA sont des mesures du vent solaire en amont de l'environnement terrestre, provenant de divers satellites, qui ont été propagées jusqu'à l'onde de choc. Ces données présentent l'avantage de ne pas nécessiter de décalage en temps pour les comparer aux observations dans la magnétogaine, puisque cela a déjà été effectué, mais ont aussi l'inconvénient de venir de sources diverses. Nous avons donc vérifié que pour de grandes structures tels que les nuages magnétiques notre méthode de propagation simple menait à des résultats comparables à ceux d'OMNI. Cependant, comme les données OMNI présentent des lacunes sur certains des intervalles analysés ici, notamment en ce qui concerne les paramètres du plasma, nous avons choisi de nous appuyer sur les observations d'ACE car ce satellite est systématiquement localisé en  $L_1$  au cours des événements que nous avons étudiés.

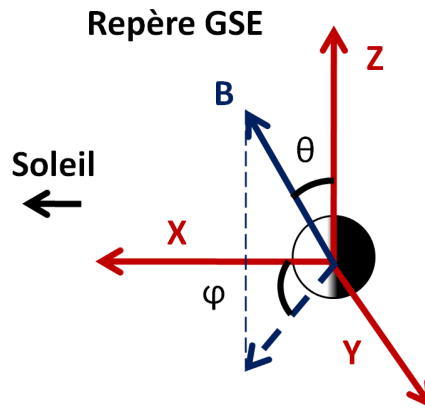


FIGURE 2.2 – Repère GSE (voir dans le texte pour les définitions des axes) et coordonnées sphériques associées, où  $\theta$  est la colatitude et  $\varphi$  la longitude.

### 2.1.3 Identification des événements

Les nuages magnétiques que nous avons examinés ont été tout d'abord identifiés sur les données de ACE à l'aide de l'outil AMDA (Automated Multi Dataset Analysis) développé par le Centre de Données de Physique des Plasmas (CDPP). A partir de critères sur l'amplitude du champ magnétique ( $B > 10\text{nT}$ ) et sur la vitesse du vent solaire ( $V > 450\text{km.s}^{-1}$ ), nous avons repéré des intervalles susceptibles de correspondre à

des nuages magnétiques. Cette première liste d'évènements inclut néanmoins beaucoup d'autres évènements, et les nuages magnétiques effectifs sont ensuite sélectionnés par inspection visuelle. Reste alors à déterminer la position des satellites au voisinage de la Terre lors de chacun de ces cas. A nouveau, nous repérons la région — magnétosphère, magnétogaine ou vent solaire — où ils sont situés en examinant les données de champ magnétique et de plasma.

Ainsi, sur la période allant de 2001 à 2010, nous avons pu identifier une dizaine de nuages magnétiques où des observations sont disponibles simultanément dans le vent solaire et la magnétogaine. Les nuages magnétiques sont des phénomènes transitoires, il peut donc s'écouler de longues périodes sans qu'aucun n'atteigne le voisinage de la Terre, notamment en période de minimum solaire. Par conséquent, les cas où un satellite se trouve dans la magnétogaine lors du passage d'un nuage magnétique sont relativement rares, ce qui explique le nombre restreint d'évènements auquel nous aboutissons. Dans ce chapitre, nous présentons les cas les plus représentatifs de ces nuages magnétiques observés dans la magnétogaine, qui comprennent en particulier des traversées de l'onde de choc.

Toutes les données seront présentées dans le référentiel GSE (Geocentric Solar Ecliptic), centré sur la Terre. Son axe  $x$  correspond à la direction Terre-Soleil et pointe en direction du Soleil, tandis que son axe  $z$  est perpendiculaire au plan de l'écliptique et orienté vers le nord, et  $y$  complète le trièdre direct  $(x,y,z)$ . Ce repère est schématisé sur la Figure 2.2.

## 2.2 Exemples typiques de nuages magnétiques observés dans la magnétogaine

### 2.2.1 Cas 1 : conservation de la rotation lente

Le premier cas auquel nous allons nous intéresser dans ce chapitre est celui d'un nuage magnétique dont l'arrivée au voisinage de la Terre a été observée par le satellite ACE le 20 Mai 2005. La Figure 2.3 présente le champ magnétique, la densité, la vitesse et le nombre de Mach d'Alfvén mesurés en  $L_1$  au cours du passage de ce nuage magnétique. L'arrivée de la gaine du nuage magnétique est identifiée par le saut en vitesse peu après 03:00 (graphique 2.3d) et est indiquée par la ligne verticale en pointillés. Bien que faible en amplitude, ce saut est net et s'accompagne d'une augmentation du champ magnétique et de la densité du plasma. On observe de plus des fluctuations de ces paramètres, surtout visibles sur la densité (voir graphique 2.3c) et qui sont caractéristiques de la gaine. Le nuage magnétique lui-même commence vers 06:20 et s'étend jusqu'à 06:00 le 21 Mai 2005. Il est délimité par les tirets verticaux et se caractérise par un champ magnétique fort (graphique 2.3a), une rotation lente de ses composantes sur plus de 24h (graphique 2.3b) et une diminution de la densité et du nombre de Mach d'Alfvén (graphiques 2.3c et 2.3e) par rapport à sa gaine. On a donc bien une structure typique d'un nuage magnétique dans le vent solaire, avant son interaction avec l'environnement terrestre.

Au cours de ce même nuage magnétique, Cluster se trouve en-dehors de la magnétosphère terrestre, du côté matin (voir Figure 2.4). Sur les graphiques a à f de la Figure 2.5, les données de Cluster, en bleu, sont superposées aux données de ACE, en noir, du 20 Mai 2005 à minuit jusqu'au 21 Mai à 08:00. Les observations de ACE ont été décalées de 55 minutes pour tenir compte du temps de propagation de  $L_1$  jusqu'à la Terre. De ce



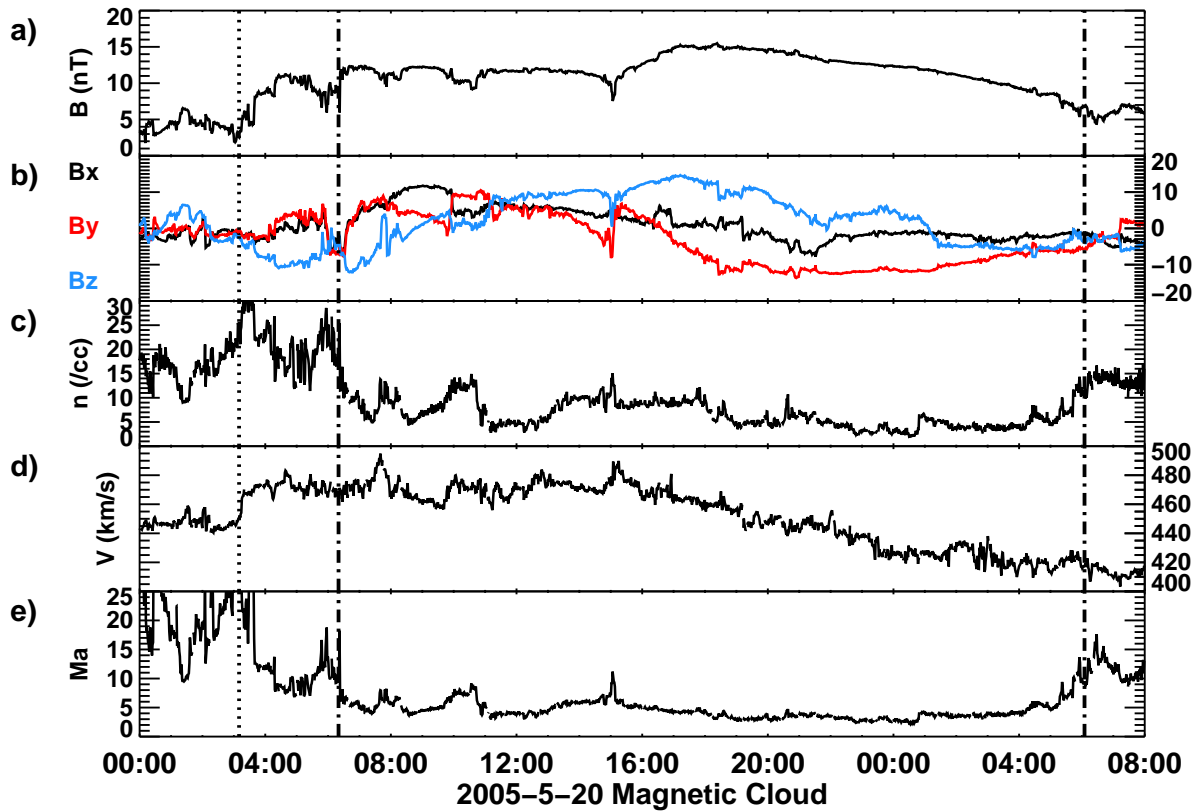


FIGURE 2.3 – Observations de ACE dans le vent solaire au cours du nuage magnétique du 20 Mai 2005. De haut en bas : (a)  $B$ , (b)  $B_x$  (en noir),  $B_y$  (en rouge) et  $B_z$  (en bleu), (c) densité des protons, (d) vitesse du vent solaire, (e) nombre de Mach d’Alfvén.

fait, les lignes en pointillés et en tirets qui délimitent la gaine et le nuage magnétique sont placées 55 minutes plus tard que sur la Figure 2.3.

Jusque peu avant 08:00, à l’exception d’un pic aux alentours de 02:00, on constate que les mesures de champ magnétique de Cluster sont identiques à celles de ACE, indiquant qu’il se trouve lui aussi dans le vent solaire, en amont du choc. Après l’arrivée du nuage magnétique, le champ magnétique observé par Cluster présente des variations brutales, passant subitement d’une dizaine de nanoteslas à plus de 30 nT (voir graphique 2.5a). Cette brusque augmentation du champ magnétique est due à la traversée de l’onde de choc qui a pour effet, entre autres, de comprimer le champ magnétique. Par conséquent, tous les intervalles où Cluster observe un champ magnétique bien plus fort que ACE correspondent à des incursions dans la magnétogaine. Après 17:00, Cluster reste dans cette région, jusqu’à ce qu’il franchisse la magnétopause vers 04:00 le 21 Mai. Les traversées de frontières sont aussi bien visibles sur les données plasmas, dont les propriétés diffèrent d’une région à l’autre. Les spectres en énergie des électrons (graphique 2.5h), et des ions dans deux modes différents (graphique 2.5i et 2.5j), le second étant plus adapté au vent solaire, sont mesurés respectivement par les instruments PEACE et CIS de Cluster. Dans le vent solaire, Cluster observe un plasma composé d’électrons de basse énergie, en dessous de 30 eV, et d’ions autour de 1 keV. Lorsque le satellite passe en aval de l’onde de choc, dans la magnétogaine, on détecte des électrons à plus haute énergie, autour de 100 eV,

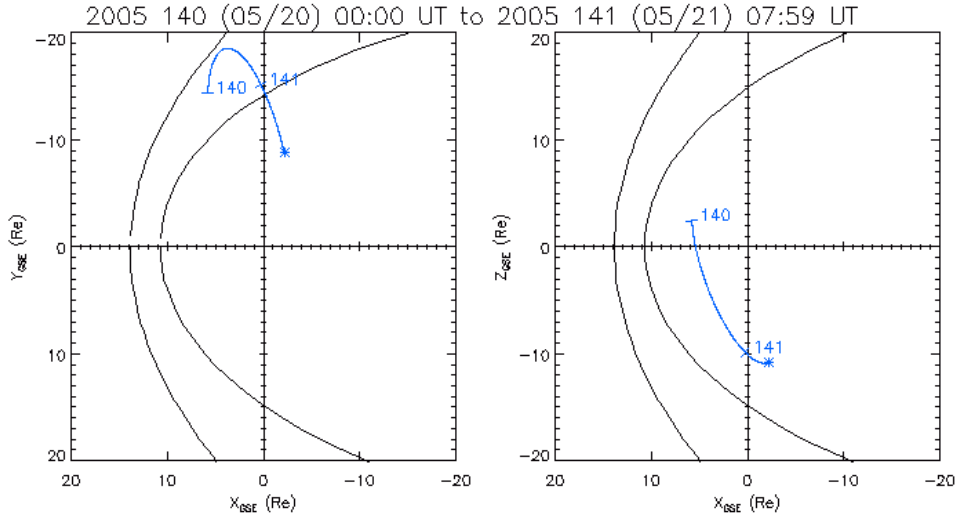


FIGURE 2.4 – Trajectoire de Cluster au cours du nuage magnétique du 20 Mai 2005, dans les plans XY (à gauche) et XZ (à droite) en coordonnées GSE, et positions indicatives de la magnétopause et du choc pour des paramètres de vent solaire standards.

et la température des ions et des électrons augmente, comme le montre l'étalement de la distribution en énergie beaucoup plus important qu'en amont du choc. De même que sur l'amplitude du champ magnétique, on identifie bien les traversées de choc. Aux environs de 04:00 le 21 Mai, les propriétés du plasma se modifient à nouveau : l'énergie des particules diminue et le plasma devient plus ténu, indiquant que l'on passe dans la magnétosphère. Toutefois, contrairement au choc, la traversée de la magnétopause n'est pas nette et il est difficile d'identifier précisément à quel moment le satellite la franchit.

A l'instar de l'amplitude du champ magnétique, ses trois composantes, présentées sur les graphiques 2.5b, c et d, mettent elles aussi en évidence la compression causée par le choc à chaque fois que le satellite passe dans la magnétogaine. On définit ensuite deux angles,  $\theta$  et  $\varphi$ , tels que  $\cos \theta = B_z/B$  et  $\cos \varphi = B_x/\sqrt{B_x^2 + B_y^2}$ , qui repèrent la direction du champ magnétique dans un référentiel de coordonnées sphériques associées au repère GSE (voir Figure 2.2). Ces deux angles sont tracés sur les graphiques 2.5e et f. Quand on compare les courbes noires et bleues, il apparaît alors que, contrairement à l'amplitude du champ magnétique qui est altérée au passage du choc, sa direction reste elle pratiquement inchangée dans la magnétogaine.

Le graphique g de la Figure 2.5 nous permet de visualiser aisément la variation de la direction du champ magnétique du vent solaire à la magnétogaine. En effet, l'angle  $\psi$  qui y est représenté est défini comme l'angle entre le vecteur champ magnétique mesuré par Cluster et celui mesuré par ACE. Cet angle est calculé sur des données moyennées sur 5 minutes car il dépend directement du décalage en temps appliqué aux données ACE, et que la précision de celui-ci est évaluée à  $\pm 5$  minutes, d'après la variation de la vitesse du vent solaire au cours du nuage magnétique. Le pic observé à 16:00 sur  $\psi$  est dû à une variation brusque du champ magnétique au sein de la rotation lente du nuage magnétique. Cette variation, visible sur les données ACE, provoque notamment un déplacement du choc d'étrave, car l'amplitude du champ magnétique varie, faisant passer soudainement Cluster d'un côté à l'autre de l'onde de choc.

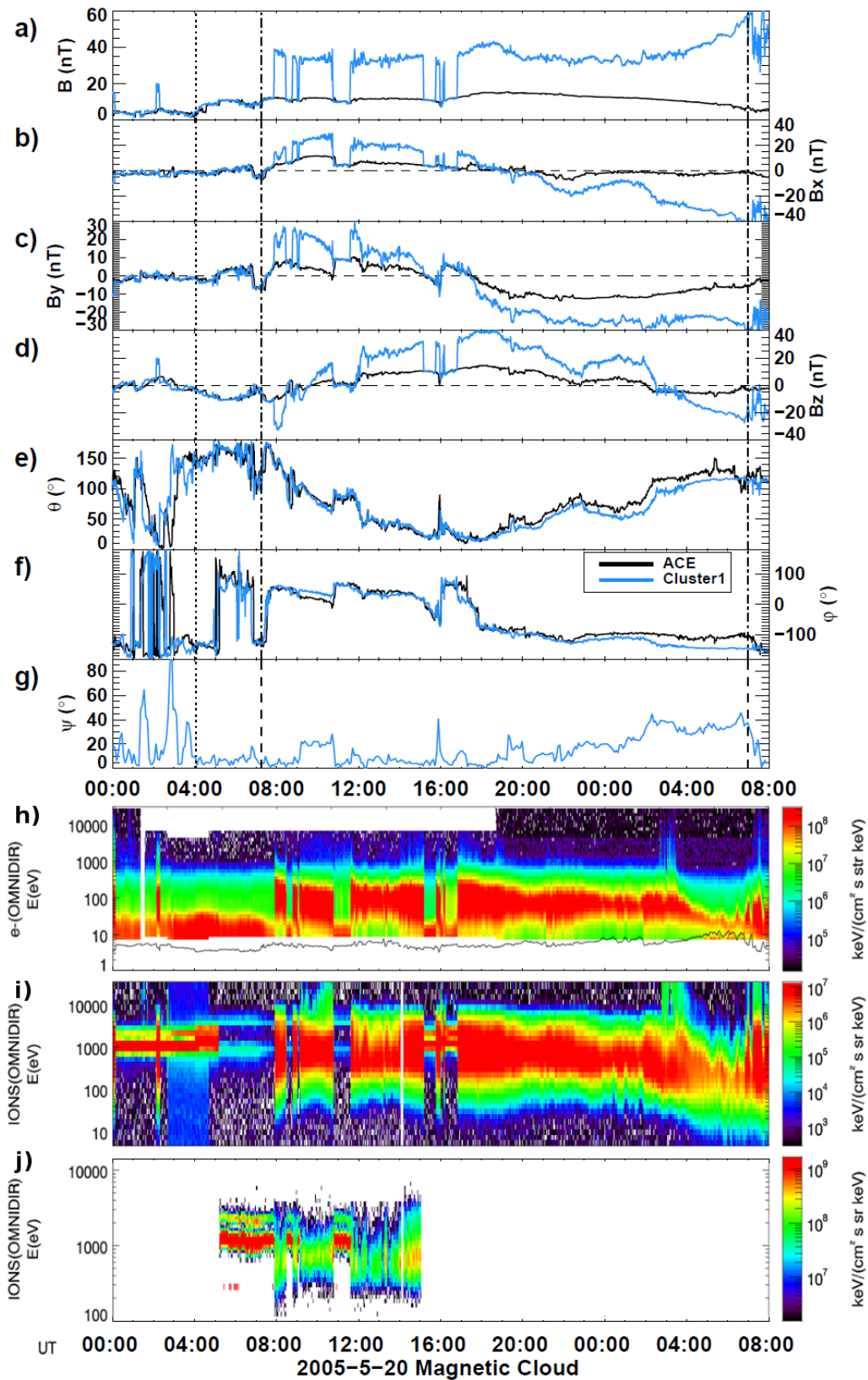


FIGURE 2.5 – Graphiques a à g : Observations de ACE (noir) en  $L_1$  et de Cluster (bleu) au voisinage de l'onde de choc au cours du nuage magnétique du 20 Mai 2005. De haut en bas : (a)  $B$ , (b)  $B_x$ , (c)  $B_y$ , (d)  $B_z$ , (e)  $\theta$ , (f)  $\varphi$ , (g)  $\psi$ , (h) spectre en énergie des électrons, (i) spectre en énergie des ions en haute résolution et (j) en basse résolution.

Si l'on s'intéresse maintenant à la tendance globale de  $\psi$ , on constate que les valeurs de cet angle restent inférieures à  $20^\circ$  pendant la majeure partie du nuage magnétique, montrant que la variation de la direction du champ magnétique au passage du choc est faible. On notera néanmoins que  $\psi$  augmente de façon progressive à partir de 22:00. L'accentuation de l'écart entre la rotation lente en amont et celle en aval du choc au fur et à mesure que Cluster s'enfonce dans la magnétogaine est probablement due au drapé des lignes de champ autour de la magnétosphère, dont les effets sont d'autant plus importants que l'on se rapproche de la magnétopause. Cependant, pour la majeure part des observations de Cluster côté magnétogaine, il apparaît qu'au cours de cet événement, la direction du champ magnétique, et donc la rotation lente caractéristique du nuage magnétique, est quasiment inchangée à la traversée du choc.

### 2.2.2 Cas 2 : variation temporelle de la structure du nuage magnétique

Le deuxième cas sur lequel nous allons nous pencher a été observé cinq jours plus tôt que l'exemple ci-dessus, soit le 15 Mai 2005. Ce nuage magnétique a la particularité d'être un des événements les plus violents du cycle solaire 23, qui a causé de fortes perturbations dans la magnétosphère terrestre. Les mesures de champ magnétique de ACE en  $L_1$  sont tracées en noir sur les graphiques a à c de la Figure 2.7. A nouveau, l'arrivée de la gaine du nuage magnétique vers 02:45 le 15 Mai 2005 est indiquée par la ligne verticale en pointillés. Les tirets à 06:00 marquent quant à eux le début du nuage magnétique, lorsque la rotation lente de la direction du champ magnétique commence (voir graphiques 2.7b et 2.7c). Dans les premières heures du nuage magnétique, l'amplitude du champ magnétique dépasse les 50 nT, soit une valeur dix fois supérieure à celle rencontrée dans un vent solaire calme (graphique 2.7a). On notera que le champ magnétique ne redescend à des valeurs proches de la normale que le 17 Mai, et qu'une rotation lente de sa direction peut être identifiée au-delà de la période tracée sur la Figure 2.7, mais nous ne présentons ici que

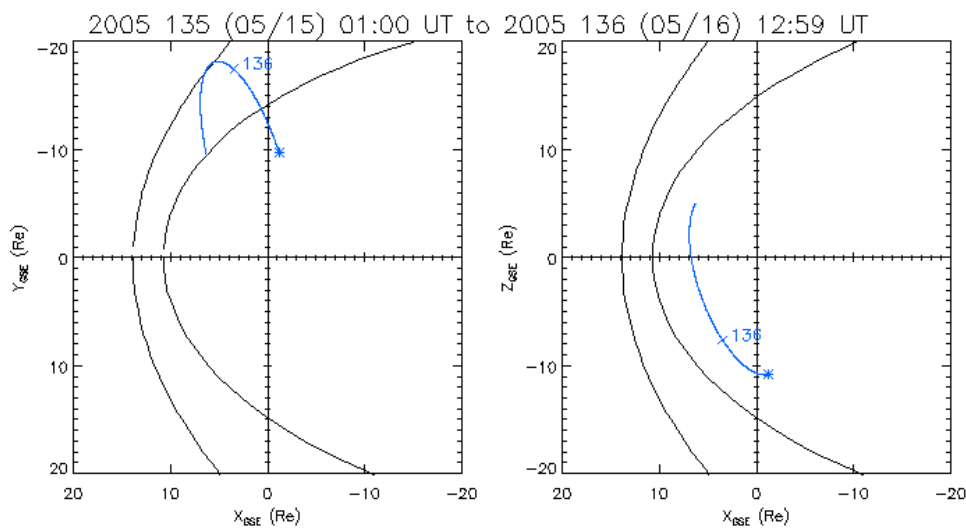


FIGURE 2.6 – Trajectoire de Cluster au cours du nuage magnétique du 15 Mai 2005, dans les plans XY (à gauche) et XZ (à droite) en coordonnées GSE, et positions indicatives de la magnétopause et du choc pour des paramètres de vent solaire standards.

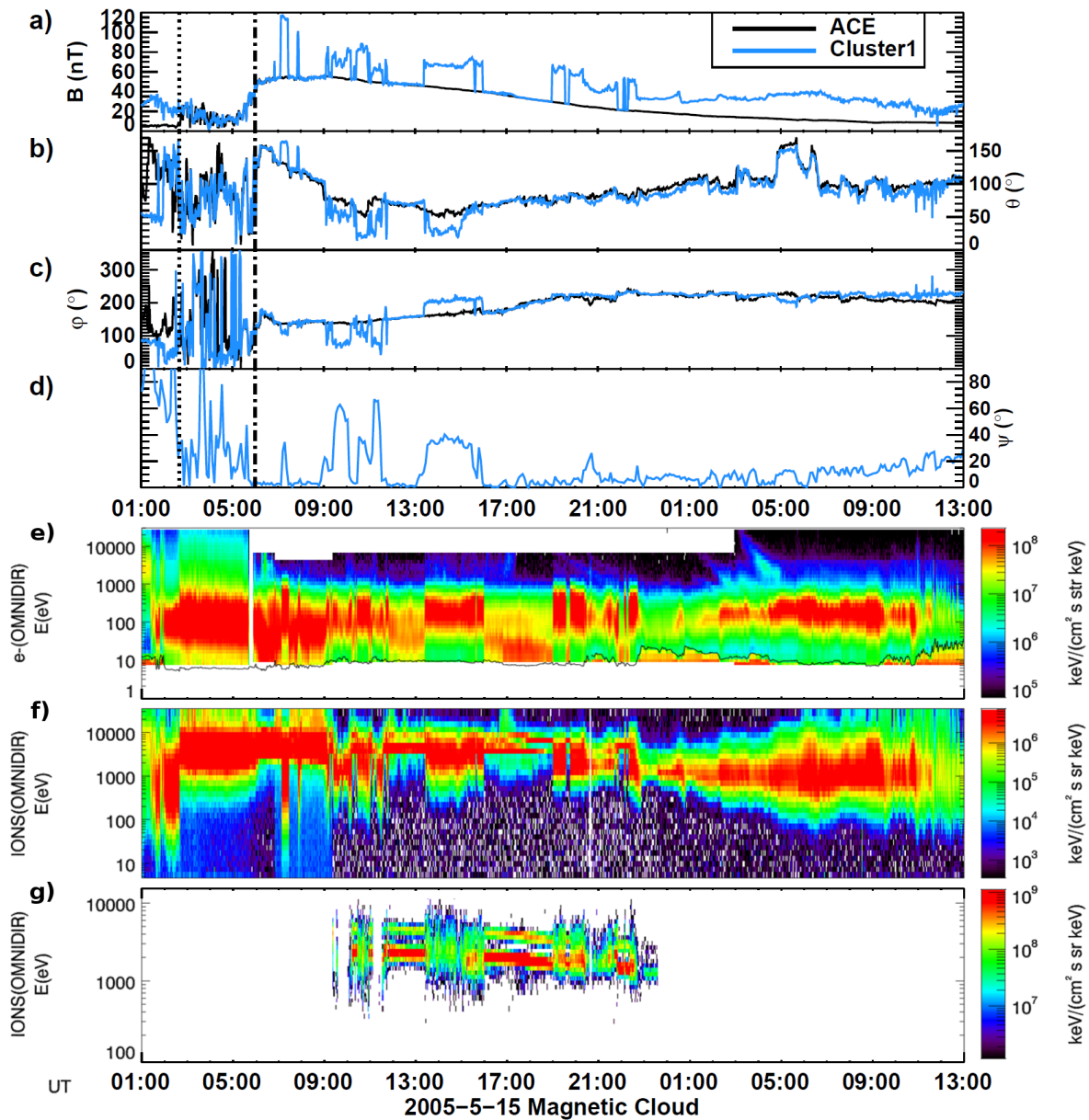


FIGURE 2.7 – Observations de ACE (noir) en  $L_1$  et de Cluster (bleu) au voisinage de l’onde de choc au cours du nuage magnétique du 15 Mai 2005. De haut en bas : (a)  $B$ , (b)  $\theta$ , (c)  $\varphi$ , (d)  $\psi$ , (e) spectre en énergie des électrons, (f) spectre en énergie des ions en haute résolution et (g) en basse résolution.

la première partie de cet évènement, quand Cluster se trouve dans le vent solaire ou la magnétogaine.

Comme dans l’exemple précédent, Cluster se trouve dans le voisinage de l’onde de choc terrestre, du côté matin. Son orbite, tracée sur la Figure 2.6, est très similaire à celle du cas 1 car seulement quelques jours séparent ces deux évènements. Comme précédemment, les observations de champ magnétique de Cluster ont été superposées à celles de ACE (Figure 2.7). L’amplitude du champ magnétique (graphique 2.7a) nous renseigne une fois de plus sur la localisation de Cluster : dans la magnétogaine avant l’arrivée du nuage ma-

gnétique, le satellite se retrouve dans le vent solaire lorsque le choc terrestre est fortement comprimé par l'arrivée de la gaine du nuage. Cluster traverse ensuite à maintes reprises le choc et passe alternativement du vent solaire à la magnétogaine au cours des seize premières heures du nuage magnétique. Par la suite, il demeure dans la magnétogaine pour finalement franchir la magnétopause autour de 11:00 le 16 Mai.

De même, les spectres en énergie des électrons et des ions (graphiques 2.7e, f et g) permettent de repérer les différentes régions ainsi que les traversées de frontières. On a globalement un plasma plus chaud et plus énergétique dans la magnétogaine que dans le vent solaire. On remarque cependant que la distribution en énergie des ions est centrée autour de 5 keV et que celle des électrons monte jusqu'à 80 eV. Le plasma est donc bien plus énergétique que dans le cas 1, où ces distributions étaient plutôt centrées autour de 1 keV pour les ions et en-deçà de 50 eV pour les électrons. Au fur et à mesure du passage du nuage magnétique, toutefois, l'énergie du plasma diminue et on retrouve des valeurs similaires à celles du cas 1 aux alentours de 19:00. La présence de plasma plus énergétique au début de cet événement est vraisemblablement liée au choc qui précède ce nuage magnétique, qui comprime le plasma et le chauffe, et donc lui transmet de l'énergie. Tout à la fin des spectres tracés sur la Figure 2.7, à partir de 11:30 le 16 Mai 2005, on observe une diminution de la densité d'ions et d'électrons, due au passage de Cluster dans la magnétosphère où le plasma est bien plus ténu.

Si l'on s'intéresse maintenant à la direction du champ magnétique pendant les intervalles où Cluster se trouve dans la magnétogaine (graphiques 2.7b et 2.7c), on constate que ce nuage magnétique peut être divisé en deux parties bien distinctes. Au cours de la première, de 06:00 à 17:00, la direction du champ magnétique observé par Cluster diffère sensiblement de celle mesurée par ACE ; on peut d'ailleurs identifier clairement les intervalles où Cluster est en aval du choc sur les angles  $\theta$  et  $\varphi$ , ce qui n'était pas possible sur le cas 1. On observe de plus des fluctuations assez importantes du champ magnétique dans la magnétogaine, que ce soit sur son amplitude ou sur sa direction, notamment entre 09:00 et 12:00. Ces variations rapides et de grande ampleur ne semblent pas présentes dans le vent solaire, où le champ magnétique varie lentement. Par exemple, sur l'intensité du champ magnétique mesurée par ACE, les fluctuations superposées à la variation lente de ce paramètre sont d'amplitude inférieure à 1nT, tandis qu'elles atteignent une dizaine de nT sur les données de Cluster dans la magnétogaine.

Après 17:00, toutefois, on n'observe plus de variation de  $\theta$  et  $\varphi$  du vent solaire à la magnétogaine. On revient alors à une situation similaire à celle rencontrée dans le paragraphe 2.2.1 : la direction du champ magnétique reste inchangée à la traversée du choc. Ce contraste entre les deux parties du nuage magnétique est aussi mis en évidence par l'angle  $\psi$  (graphique 2.7d), qui indique que la direction du champ magnétique varie de 40 à 60° à chaque incursion dans la magnétogaine avant 17:00. Ultérieurement, les valeurs de  $\psi$  restent en dessous de 20° jusqu'à ce que Cluster atteigne la magnétosphère.

On a donc, au cours d'un même nuage magnétique, des observations montrant dans un premier temps que sa rotation lente est modifiée par rapport à celle rencontrée dans le vent solaire, et dans un second temps qu'elle est conservée en aval du choc. L'altération de la structure magnétique d'un nuage magnétique du vent solaire à la magnétogaine peut donc varier au cours du temps. On pourrait supposer que les différences entre les deux parties de cet événement puissent être reliées à la position relative du satellite entre le choc et la magnétopause, puisque dans la deuxième partie du nuage magnétique on traverse la magnétogaine de part en part, jusqu'à passer dans la magnétosphère. Toutefois, les

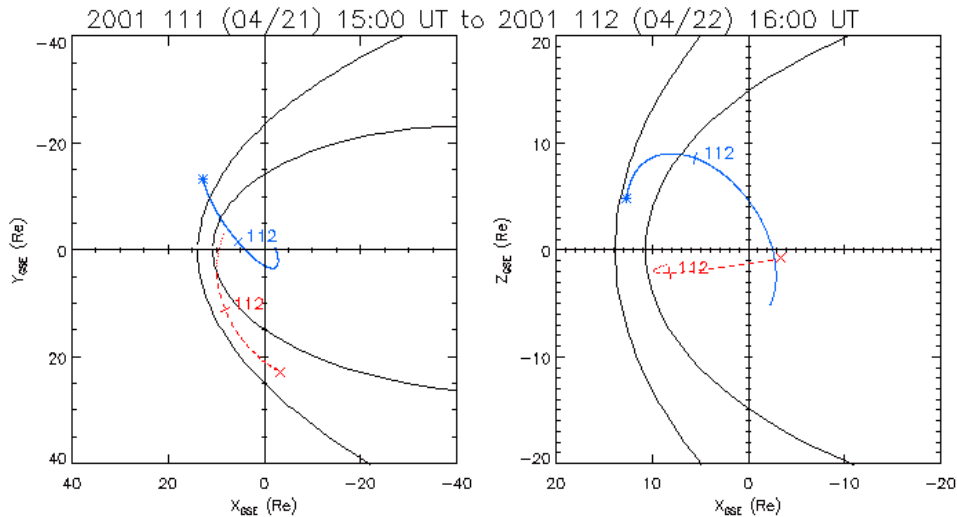


FIGURE 2.8 – Trajectoires de Cluster (bleu) et de Geotail (rouge) au cours du nuage magnétique du 22 Avril 2001, dans les plans XY (à gauche) et XZ (à droite) en coordonnées GSE, et positions indicatives de la magnétopause et du choc pour des paramètres de vent solaire standards.

traversées de choc entre 19:00 et 22:00 indiquent que l'on se trouve toujours à proximité de celui-ci, comme dans la première partie du nuage magnétique, alors qu'on n'observe déjà plus de variation de l'orientation du champ magnétique. Ceci invalide donc l'hypothèse de l'influence de la distance au choc, laissant donc comme seule possibilité la variation temporelle de l'évolution de la structure du nuage magnétique à la traversée de l'onde de choc et dans la magnétogaine.

### 2.2.3 Cas 3 : variation spatiale de la structure du nuage magnétique

Cas relativement peu fréquent, le troisième nuage magnétique auquel nous allons nous intéresser a été simultanément observé dans la magnétogaine par deux missions différentes. Geotail et Cluster se trouvent en effet tous deux en aval de l'onde de choc lors de l'arrivée du nuage magnétique du 22 Avril 2001. Comme le montrent leurs orbites, représentées sur la Figure 2.8, les satellites observent la magnétogaine de part et d'autre de l'axe Terre-Soleil, le premier étant du côté soir de la magnétosphère, près du plan de l'écliptique, et le second côté matin à plus haute latitude.

Les mesures de champ magnétique effectuées par ces deux satellites, accompagnées des données de ACE dans le vent solaire, sont présentées sur la Figure 2.9. L'amplitude du champ magnétique (graphique 2.9a) montre que Geotail (courbe verte) franchit le choc à l'arrivée du nuage magnétique, indiquée par les tirets verticaux peu avant 01:00 le 22 Avril 2001. Ce satellite reste ensuite dans la magnétogaine jusqu'à la fin du tracé à 16:00. Quant à Cluster (courbe bleue), il se trouve dans la magnétogaine à l'arrivée du nuage magnétique, et la quitte peu après 06:30 pour passer dans le vent solaire, comme le montrent l'amplitude du champ magnétique (courbe bleue du graphique 2.9a) et les spectres en énergie des électrons et des ions (graphiques 2.9e à g). On distingue bien les électrons et les ions de la magnétogaine, plus chauds, de ceux du vent solaire, dont la

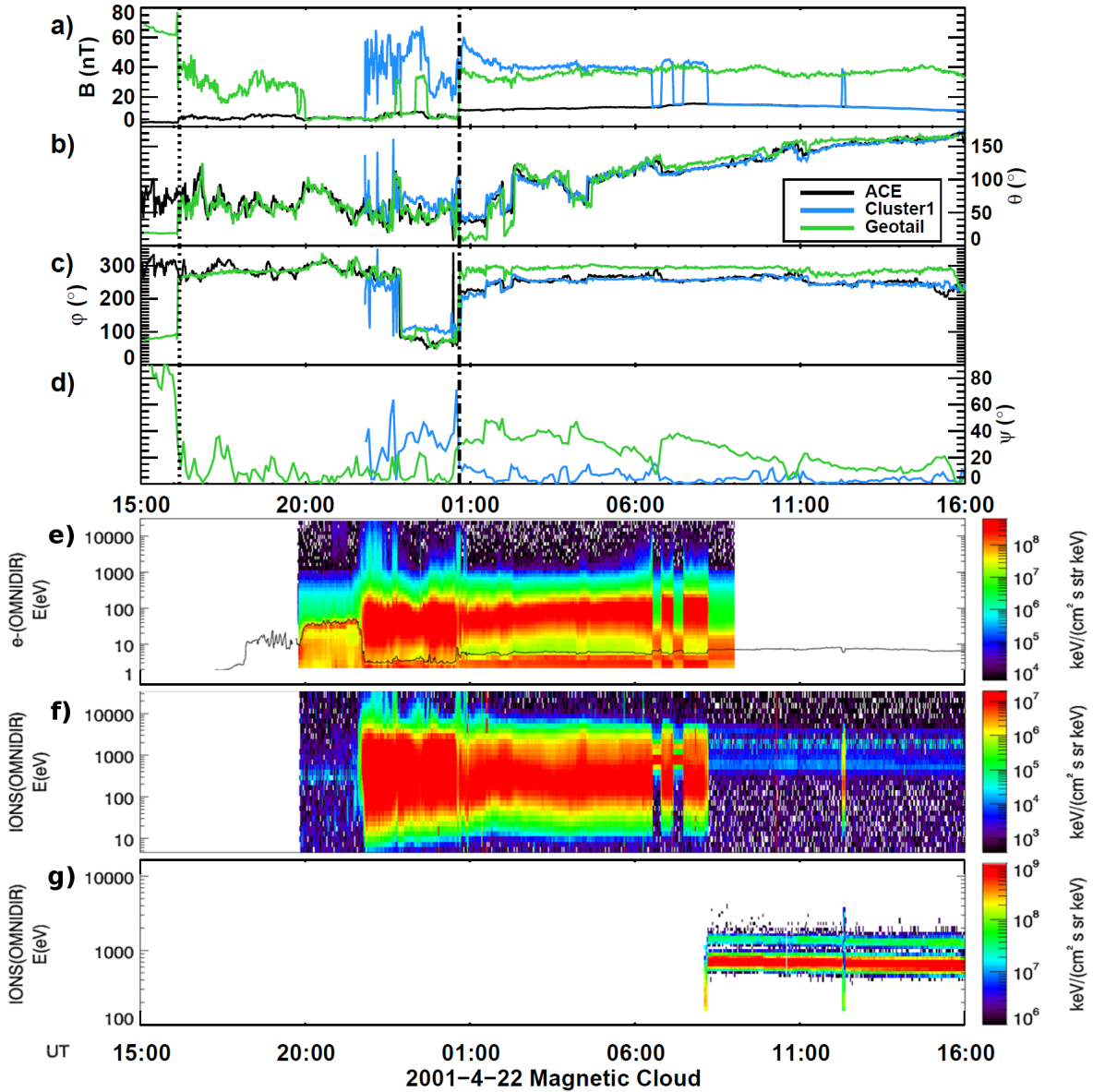


FIGURE 2.9 – Observations de ACE (noir) en  $L_1$ , de Cluster (bleu) au voisinage de l’onde de choc et de Geotail (vert) dans la magnétogaine au cours du nuage magnétique du 22 Avril 2001. Même format que la Figure 2.7. Les spectres en énergie des électrons et des ions (graphiques e à g) sont ceux de Cluster.

distribution est plus étroite, et qui sont par conséquent plus froids. On a donc entre 00:30 et 06:30 environ 6 heures d’observations simultanées du nuage magnétique en deux points différents dans la magnétogaine.

En ce qui concerne Cluster, ses observations en aval du choc de 01:00 à 06:30 sont très similaires à celles du cas 1 et de la deuxième partie du cas 2 : la direction du champ magnétique est quasiment identique à celle rencontrée dans le vent solaire, comme le montre notamment l’angle  $\psi$  qui reste inférieur à  $20^\circ$ . Au contraire, le champ magnétique mesuré par Geotail diffère nettement de celui mesuré par les deux autres satellites. On notera en particulier la variation lente de l’angle  $\varphi$  (courbe verte sur le graphique 2.9c), décalée d’une trentaine de degrés par rapport à celle observée par Cluster et ACE. Les



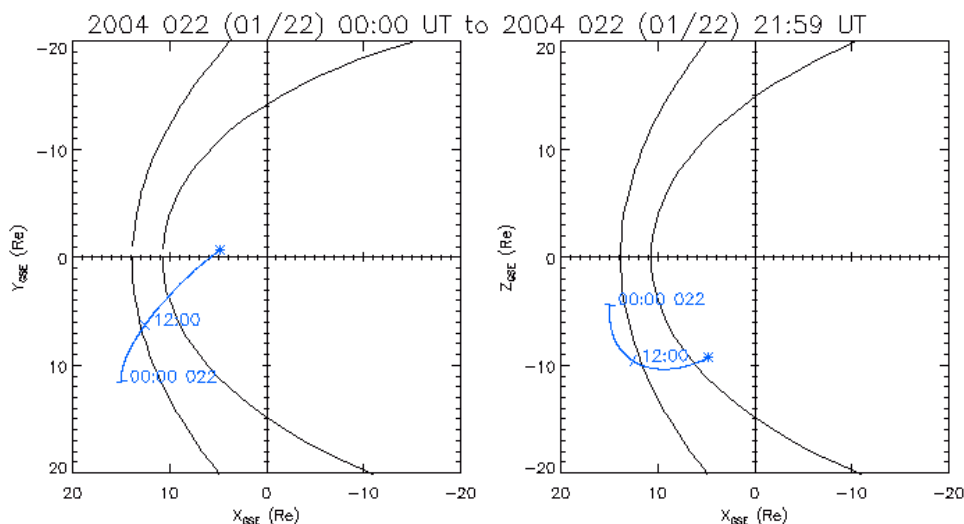


FIGURE 2.10 – Trajectoires de Cluster au cours du nuage magnétique du 22 Janvier 2004, dans les plans XY (à gauche) et XZ (à droite) en coordonnées GSE, et positions indicatives de la magnétopause et du choc pour des paramètres de vent solaire standards.

valeurs de l'angle  $\psi$  montrent une variation de la direction du champ magnétique allant jusqu'à  $50^\circ$  entre ACE et Geotail.

Ces observations simultanées dans deux régions de la magnétogaine permettent de mettre en évidence une variation spatiale de la structure magnétique du nuage magnétique. En effet, un satellite observe une rotation lente identique à celle en amont du choc, tandis qu'un autre observe une rotation modifiée. Ainsi, la structure du nuage magnétique peut être quasiment inchangée dans une partie de la magnétogaine et être modifiée dans une autre.

#### 2.2.4 Cas 4 : disparition de la rotation lente

Le dernier exemple de nuage magnétique que nous détaillerons dans ce chapitre a été observé par ACE et Cluster les 22 et 23 Janvier 2004. La trajectoire de Cluster au cours de cet événement est tracée sur la Figure 2.10. Si l'on se penche dans un premier temps sur les données dans le vent solaire, en noir sur la Figure 2.11, on retrouve une fois de plus les signatures classiques d'un nuage magnétique. Sa gaine atteint l'environnement terrestre vers 01:40 le 22 Janvier 2004, marquée par un fort saut de champ magnétique (ligne pointillée). La rotation lente caractéristique du nuage magnétique débute vers 10:40 sur les données ACE (tirets verticaux). A nouveau, on s'est limité ici à la portion de l'évènement où Cluster est en dehors de la magnétosphère, d'où la fin du tracé à 22:00 sur la Figure 2.11 alors que le nuage magnétique se poursuit jusqu'à 07:00 le lendemain.

Si l'on se base sur l'amplitude du champ magnétique observé par Cluster (graphique 2.11a), on voit que le satellite se trouve dans le vent solaire à l'arrivée de la gaine du nuage et pendant tout le passage de celle-ci. Lorsque la rotation lente du nuage magnétique commence, Cluster est toujours en amont de l'onde de choc. Au vu des cas étudiés dans les paragraphes précédents, on s'attendrait donc à ce que ses observations soient très

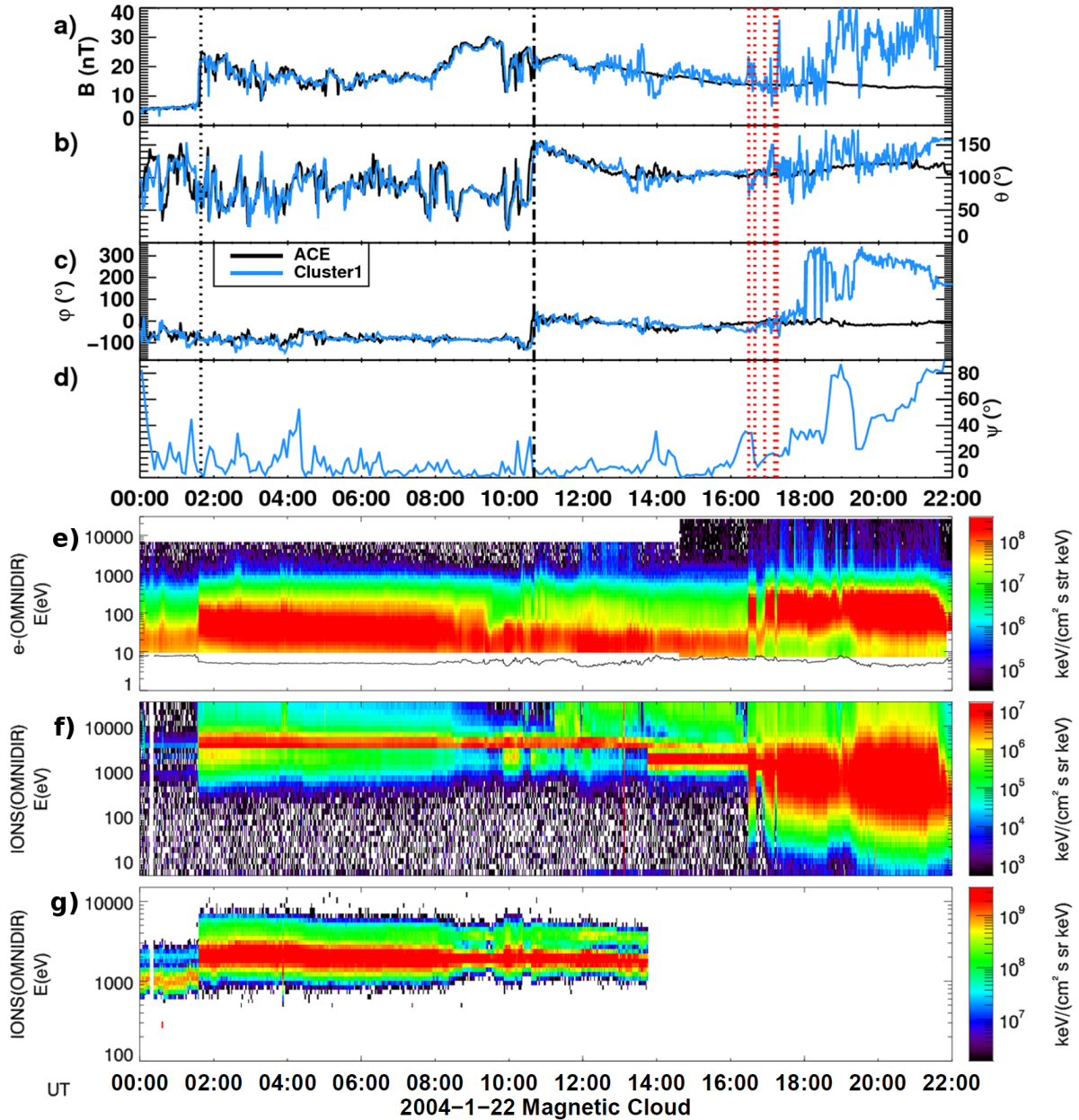


FIGURE 2.11 – Graphiques a à d : observations de ACE (noir) en  $L_1$  et de Cluster (bleu) au voisinage de l’onde de choc au cours du nuage magnétique du 22 Janvier 2004. Même format que la Figure 2.7.

similaires à celles d’ACE tant qu’ils sont tous deux dans le vent solaire. Cependant, à partir de 12:30, le champ magnétique mesuré par Cluster se met à fluctuer, ainsi que le montrent son amplitude (graphique 2.11a) et sa direction (graphique 2.11b et c), alors que rien de particulier n’apparaît sur les données ACE. Ceci laisse à penser que le satellite se trouve alors dans le pré-choc. Au-delà de 18:30, l’augmentation de l’intensité du champ magnétique suggère que Cluster se trouve dans la magnétogaine, mais du fait des grandes fluctuations, la traversée du choc ne peut pas être déterminée avec précision.

Afin d'identifier dans quelle région Cluster est localisé, il nous faut donc nous pencher sur les données plasma mesurées par Cluster. Le spectre en énergie des électrons au cours de ce nuage magnétique est présenté sur le graphique 2.11e. Avant l'arrivée du nuage magnétique, on observe les électrons du vent solaire dont l'énergie est inférieure à quelques dizaines d'eV. La gaine du nuage magnétique, à partir de 01:40, se démarque par un plasma plus dense et plus énergétique, allant jusqu'à une centaine d'eV, puis on revient à une gamme d'énergie plus basse dans le nuage magnétique lui-même, en dessous de 50 eV. Autour de 16:30, le plasma devient plus dense et chaud, indiquant que le satellite se trouve dans la magnétogaine. Les mesures du détecteur PEACE montrent donc que Cluster franchit le choc à plusieurs reprises entre 16:30 et 17:15, avant de rester dans la magnétogaine jusqu'à 22:00 où il passe dans la magnétosphère.

Le spectre en énergie des ions (graphiques 2.11f et g) nous conduit aux mêmes conclusions : la distribution en énergie des ions, très piquée autour de quelques keV dans le vent solaire, s'élargit lors du passage dans la magnétogaine du fait du chauffage du plasma au choc. On retrouve bien que Cluster passe alternativement du vent solaire à la magnétogaine entre 16:30 et 17:15, puis reste dans cette dernière. Par ailleurs, la présence d'ions à une énergie supérieure à 10 keV entre 11:00 et 17:00 (graphique 2.11f) confirme que le satellite se trouve bien dans le pré-choc sur cet intervalle.

Les traversées de choc ainsi identifiées sont repérées par les lignes verticales rouges sur les graphiques a à d de la Figure 2.11, entre 16:30 et 17:15. Cluster se trouve ensuite dans la magnétogaine, alors que l'amplitude du champ magnétique qu'il mesure reste très proche de celle du vent solaire jusqu'à 18:30 (graphique 2.11a), soit autour de 15 nT. Quant à la direction du champ magnétique (graphiques 2.11b et c), elle présente d'une part de grandes fluctuations, mais elle semble aussi beaucoup varier entre le vent solaire et la magnétogaine. L'angle  $\psi$  nous permet de nous affranchir de la plupart des fluctuations, car il est calculé à partir de données moyennées sur 5 minutes. Il illustre donc la variation de la direction moyenne du champ magnétique de ACE à Cluster. Les valeurs de  $\psi$  quand Cluster se trouve en aval du choc sont particulièrement élevées au cours de ce nuage magnétique :  $\psi$  oscille tout d'abord entre 30 et 40°, puis présente un pic avoisinant les 80° vers 19:00. Enfin,  $\psi$  augmente progressivement de 20° à 80° tandis que Cluster s'enfonce de plus en plus profondément dans la magnétogaine, jusqu'à traverser la magnétopause vers 22:00.

Au cours de ce nuage magnétique, on n'observe pas de compression du champ magnétique dans une partie de la magnétogaine et la direction moyenne du champ magnétique y est très fortement modifiée par rapport au vent solaire, comme l'illustre l'angle  $\psi$ . De plus, les angles  $\theta$  et  $\varphi$  (graphiques 2.11b et c) présentent des fluctuations de grande amplitude, que ce soit dans la magnétogaine ou dans le vent solaire en amont du choc après 12:00. La rotation lente du champ magnétique du nuage apparaît comme bruitée par ces fluctuations et disparaît en quelque sorte lors de l'interaction du nuage magnétique avec le choc.

## 2.3 Conditions rencontrées au choc

Si l'on excepte le cas 4, les observations de ACE et de Cluster, lorsque ce dernier est dans le vent solaire en amont du choc, sont globalement très similaires. Les nuages magnétiques sont donc très peu modifiés au cours de leur propagation de  $L_1$  jusqu'au choc.

Par ailleurs, dans les cas où l'orientation du champ magnétique varie du vent solaire à la magnétogaine, on observe cette variation dès la traversée du choc d'étrave. L'onde de choc elle-même joue donc, selon toute vraisemblance, un rôle prépondérant dans la modification ou l'absence de modification du champ magnétique lors son entrée dans la magnétogaine. Par conséquent, il est indispensable d'examiner plus en détail les caractéristiques du choc afin de comprendre son influence et d'aller plus loin dans l'interprétation des observations dans la magnétogaine.

Dans l'introduction concernant les ondes de choc, nous avons vu que celles-ci étaient principalement régies par trois paramètres : leur nombre de Mach, le  $\beta$  du plasma, rapport entre pression cinétique et pression magnétique, et l'angle  $\Theta_{Bn}$  entre la normale au choc et le champ magnétique dans le vent solaire. Le  $\beta$  et le nombre de Mach sont des paramètres globaux du choc, c'est-à-dire qu'ils sont les mêmes partout sur le choc. Puisque la modification de la structure du nuage magnétique au passage du choc peut varier d'une région à l'autre de la magnétogaine, ces paramètres globaux ne semblent pas être les plus à même d'expliquer à eux seuls ces différences. Au contraire, les valeurs de  $\Theta_{Bn}$  sont définies localement. Nous allons donc nous intéresser à ce paramètre pour les nuages magnétiques présentés au début de ce chapitre.

Lorsqu'un satellite traverse l'onde de choc, nous pouvons estimer à partir de ses observations la valeur de l'angle  $\Theta_{Bn}$ . Afin de ne pas rompre la dynamique du présent chapitre, consacré aux données satellites, les différentes méthodes de détermination de la normale au choc seront détaillées au chapitre suivant. Dans les cas étudiés ici, seul Cluster franchit cette frontière pendant le passage des nuages magnétiques ; pendant le cas 3, les traversées de Geotail ont lieu avant l'arrivée du nuage magnétique. Par ailleurs, le cas 4 n'a pas pu être traité car la transition du choc doit être clairement identifiée sur les mesures de champ magnétique pour que  $\Theta_{Bn}$  puisse être calculé. Les résultats obtenus avec les données de Cluster pour les cas 1 à 3 sont rassemblés dans le Tableau 2.1.

Les valeurs de  $\Theta_{Bn}$  au niveau des traversées de choc de Cluster pendant le cas 1 sont comprises entre  $56^\circ$  et  $84^\circ$ . Le satellite a donc rencontré un choc en configuration quasi-perpendiculaire tout au long de la journée du 20 Mai 2005. Par extrapolation de ces estimations ponctuelles de  $\Theta_{Bn}$ , en faisant l'hypothèse que  $\Theta_{Bn}$  varie peu entre deux traversées consécutives, il en découle que Cluster se trouve en aval d'un choc quasi-perpendiculaire pendant tout le passage de ce nuage magnétique. On peut en effet raisonnablement supposer que  $\Theta_{Bn}$  ne présente pas de grandes variations car, d'une part, le champ magnétique varie lentement au sein du nuage magnétique, et, d'autre part, Cluster reste à peu de choses près dans le même secteur du choc, dont la normale change vraisemblablement peu car les paramètres de vent solaire restent relativement stables pendant le passage du nuage magnétique.

On retrouve aussi un choc en configuration quasi-perpendiculaire lors des traversées de choc de Cluster au cours du nuage magnétique du 22 Avril 2001 (cas 3), où  $\Theta_{Bn} \in [86^\circ; 89^\circ]$ , et pendant la deuxième partie de celui du 15 Mai 2005 (cas 2), après 18:00 ( $\Theta_{Bn} \in [64^\circ; 90^\circ]$ ). Dans chacun de ces cas, nous avons noté que l'orientation du champ magnétique était pratiquement inchangée du vent solaire à la magnétogaine. Au contraire, pendant la première partie du 15 Mai 2005 (cas 2), de 07:00 à 16:00, les valeurs de  $\Theta_{Bn}$  sont beaucoup plus faibles, entre  $15^\circ$  et  $44^\circ$ . On franchit alors un choc en régime quasi-parallèle, auquel est associée une grande variation de la direction du champ magnétique entre ACE et Cluster.

## Conclusion de cette étude de cas

Ces quatre exemples typiques de nuages magnétiques observés dans la magnétogaine nous ont permis de mettre en évidence les conséquences que peut avoir le passage du choc terrestre sur leur structure magnétique. Tout d'abord, on retrouve comme attendu une compression du champ magnétique, qui est un phénomène général dû à l'onde de choc et indépendant des cas de nuages magnétiques. L'intensité de leur champ magnétique est donc plus importante dans la magnétogaine que dans le vent solaire.

En ce qui concerne l'orientation du champ magnétique, l'impact de la traversée du choc d'étrave diffère d'un cas à l'autre. Ses effets possibles sur la structure magnétique du nuage magnétique sont les suivants :

- la rotation lente du champ magnétique est quasiment identique dans la magnétogaine (cas 1, deuxième partie du cas 2 et observations de Cluster du cas 3);
- la rotation lente du champ magnétique dans la magnétogaine suit celle dans le vent solaire, mais à un angle différent (observations de Geotail du cas 3);
- la rotation lente du champ magnétique est fortement altérée en aval du choc (première partie du cas 2), voire est masquée par les fluctuations du champ magnétique dans la magnétogaine (cas 4).

Dans ce dernier cas, il n'y a pas, ou très peu, de compression du champ magnétique : son intensité reste comparable à celle dans le vent solaire.

D'après les conditions rencontrées au choc, déterminées dans le paragraphe 2.3, la première catégorie d'observations correspond à la traversée d'un choc quasi-perpendiculaire, et la dernière à un choc quasi-parallèle. Pour la seconde catégorie, où Geotail observe une rotation lente modifiée, nous ne disposons pas de mesures directes des paramètres du choc et ne pouvons donc pas conclure.

Par ailleurs, nous trouvons que deux satellites localisés dans deux régions différentes de la magnétogaine peuvent observer des rotations du champ magnétique distinctes (cas 3). Un même satellite peut aussi rencontrer une rotation lente tantôt comparable à celle du vent solaire amont, et tantôt très différente, au cours d'un même nuage magnétique (cas 2). Dans ce dernier cas, cela est relié à la variation de la configuration du choc en amont du satellite au cours du passage du nuage magnétique. Dans le premier cas, nous n'avons pas d'information sur le régime de choc en amont de Geotail, donc nous ne pouvons pas conclure sur la différence entre les observations de Cluster et Geotail.

En résumé, cette étude de cas suggère que la configuration, quasi-parallèle ou quasi-perpendiculaire, rencontrée au niveau du choc d'étrave joue un rôle important sur la structure magnétique des nuages dans la magnétogaine.

TABLE 2.1 –  $\Theta_{\text{Bn}}$  à la traversée du choc, estimé à partir d’une analyse de minimum variance sur le champ magnétique.

Date	Heure de la traversée	$\Theta_{\text{Bn}}$ (°)
20 Mai 2005	07:52:41	84
20 Mai 2005	08:26:55	81
20 Mai 2005	09:00:40	64
20 Mai 2005	09:05:55	56
20 Mai 2005	11:35:24	71
20 Mai 2005	15:45:41	78
20 Mai 2005	16:07:00	73
20 Mai 2005	16:10:55	62
20 Mai 2005	16:48:46	61
15 Mai 2005	07:06:35	32
15 Mai 2005	07:26:12	30
15 Mai 2005	07:50:40	23
15 Mai 2005	07:53:55	20
15 Mai 2005	09:06:00	30
15 Mai 2005	09:12:25	40
15 Mai 2005	09:21:10	24
15 Mai 2005	10:25:23	19
15 Mai 2005	11:00:40	19
15 Mai 2005	11:04:35	44
15 Mai 2005	11:41:20	15
15 Mai 2005	11:46:40	23
15 Mai 2005	13:22:57	30
15 Mai 2005	15:57:20	26
15 Mai 2005	18:59:20	64
15 Mai 2005	19:33:47	66
15 Mai 2005	19:44:30	67
15 Mai 2005	21:51:34	81
15 Mai 2005	22:06:57	84
15 Mai 2005	22:11:43	90
22 Avr 2001	06:30:18	89
22 Avr 2001	06:47:40	86
22 Avr 2001	07:27:24	86
22 Avr 2001	12:21:38	87



# Chapitre 3

## Etude comparative de modèles de choc

### 3.1 De la nécessité de l'utilisation d'un modèle de choc

Afin d'étudier la modification de la structure des nuages magnétiques au passage de l'onde de choc, nous avons besoin d'observations simultanées dans le vent solaire et dans la magnétogaine, et ce de préférence pendant toute la durée de ces nuages magnétiques. De plus, l'étude de cas présentée au Chapitre 2 a montré qu'il nous était aussi nécessaire de connaître la valeur de l'angle  $\Theta_{Bn}$  entre la normale au choc et le champ magnétique dans le vent solaire, pour interpréter les mesures faites dans la magnétogaine. Cet angle ne peut être calculé directement que lorsqu'un satellite traverse l'onde de choc.

Dans le vent solaire, ACE nous fournit des données pratiquement en permanence. Dans la magnétogaine, nous avons déjà évoqué au chapitre précédent la difficulté à avoir des observations dans cette région, puisque les satellites ne la traversent que ponctuellement, mais le facteur le plus limitant est d'avoir en plus un satellite qui franchisse l'onde de choc au cours de ce même nuage magnétique. De tels cas sont évidemment rares, et ceux présentés dans le Chapitre 2 ont été précisément sélectionnés car ils présentent, pour la plupart, des traversées de choc. Cependant, la plupart des événements que nous avons étudiés se rapprochent plus des observations de Geotail au cours du nuage magnétique du 22 Avril 2001 (cas 3), à savoir uniquement des données dans la magnétogaine pendant le passage du nuage magnétique. De plus, même lorsqu'on a accès à  $\Theta_{Bn}$  ponctuellement, au niveau des traversées de choc, nous ne connaissons pas sa valeur en dehors de ces points, et nous pouvons seulement supposer que celle-ci varie peu.

Connaître la position du choc et la valeur de l'angle  $\Theta_{Bn}$  à tout moment au cours du passage de nuages magnétiques nous permettrait d'interpréter la totalité des données que nous avons à notre disposition dans la magnétogaine. Nous pourrions ainsi élargir l'éventail de cas que nous pourrions analyser dans le détail. Lorsque nous voulons calculer  $\Theta_{Bn}$ , le paramètre qui nous fait défaut est la direction de la normale au choc, puisque le champ magnétique en amont de celui-ci nous est fourni par ACE.

Pour pallier à ce manque, il est possible de s'appuyer sur un modèle de choc, qui nous donnerait une estimation de sa position et de sa forme, à partir des seuls paramètres amont du vent solaire auxquels nous avons accès quasiment en continu grâce à ACE. De



la forme du choc, on peut déduire la normale à sa surface, et avec la donnée du champ magnétique interplanétaire, on aboutit à l'angle  $\Theta_{Bn}$  recherché.

Les nuages magnétiques sont, comme on l'a vu, des événements de vent solaire extrêmes. Leur fort champ magnétique accompagné d'une densité souvent réduite résulte en un nombre de Mach d'Alfvén particulièrement faible. Il est fréquemment inférieur à 5, contre des valeurs entre 8 et 10 environ dans un vent solaire normal, et peut parfois approcher 1 durant les cas les plus extrêmes, comme par exemple le nuage magnétique du 15 mai 2005 étudié dans la partie précédente (cas 2). Dans ce chapitre, nous nous intéresserons donc aux modèles de choc à travers le prisme des conditions associées aux nuages magnétiques, c'est-à-dire pour un nombre de Mach faible. Notre objectif est ici de tester les prédictions de différents modèles, en comparant leurs estimations de la position du choc et de la valeur de l'angle  $\Theta_{Bn}$  aux observations de Cluster lors de nuages magnétiques.

## 3.2 Les modèles de choc

### 3.2.1 Généralités

Depuis la prédiction puis la découverte du choc d'étrave terrestre, celui-ci a fait l'objet de nombreuses études, aussi bien théoriques que numériques ou observationnelles. Des modèles ont été développés dans le but de prédire sa position, sa forme, et leur réponse aux variations des paramètres du vent solaire.

Il existe deux grandes catégories de modèles :

- les **modèles analytiques**, basés sur des considérations théoriques hydrodynamiques ou magnétohydrodynamiques ;
- les **modèles semi-empiriques** qui s'appuient sur des observations de traversées de choc, ou parfois sur des résultats de simulations numériques, auxquels sont généralement combinées les formules développées dans les modèles analytiques.

Les modèles semi-empiriques sont pratiquement tous développés de façon similaire : à partir d'un jeu de données de traversées du choc, observées par un ou plusieurs satellites, on cherche à reproduire sa forme en ajustant les paramètres d'une surface simple, un paraboloïde de révolution par exemple, ou une surface quadratique plus générale, décrite par une équation du type :

$$A_1x^2 + A_2y^2 + A_3z^2 + A_4xy + A_5xz + A_6yz + A_7x + A_8y + A_9z + A_{10} = 0 \quad (3.1)$$

Les  $A_i$  peuvent soit dépendre directement des paramètres du vent solaire, soit décrire une surface de référence normalisée. Dans ce dernier cas, il faudra donc les diviser par le facteur de normalisation pour obtenir la forme du choc en fonction des paramètres amont. Pour les modèles issus de résultats de simulations numériques, la démarche est la même, mis à part que les données utilisées ne sont pas des observations de satellites, mais des sorties d'un code.

Nombre de modèles, qu'ils soient analytiques ou semi-empiriques, s'appuient sur la formule empirique de *Sciff* (1962) qui stipule que la distance  $\Delta$  entre le choc et l'obstacle divisée par le rayon  $R$  de l'obstacle est proportionnelle à l'inverse du rapport de compression  $\rho_2/\rho_1$ , où  $\rho_2$  est la densité en aval du choc et  $\rho_1$  la densité en amont.

$$\frac{\Delta}{R} \propto \frac{\rho_1}{\rho_2} \quad (3.2)$$

Cette formule a été appliquée au cas d'un écoulement autour d'une magnétosphère par *Spreiter* et al. (1966). On peut la réécrire en faisant apparaître explicitement la distance du choc à la Terre,  $R_{\text{choc}}$ , avec  $R_{\text{mp}}$  la distance de la magnétopause à la Terre :

$$R_{\text{choc}} = R_{\text{mp}} \left[ 1 + 1,1 \frac{\rho_1}{\rho_2} \right] \quad (3.3)$$

Le facteur 1,1 dans l'équation ci-dessus a été déterminé empiriquement, à partir des résultats d'un modèle magnétohydrodynamique (*Spreiter* et al., 1966), sur une large gamme de nombres de Mach amont et de valeur de l'indice polytropique  $\gamma$ .

On peut exprimer le rapport de compression en fonction du nombre de Mach amont et de l'indice polytropique  $\gamma$  par la formule de *Landau et Lifshitz* (1959) :

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{(\gamma + 1)M_1^2}{(\gamma - 1)M_1^2 + 2} \quad (3.4)$$

Le nombre de Mach  $M_1$  est ici le nombre de Mach sonique, rapport entre la vitesse de l'écoulement et la vitesse du son dans le fluide, car l'étude de *Landau et Lifshitz* (1959) se place dans le cadre de la dynamique des gaz neutres. Cette formule peut néanmoins être généralisée à l'onde de choc terrestre en substituant le nombre de Mach magnéto-sonore  $M_{\text{ms}} = V/V_{\text{ms}}$  au nombre de Mach sonique, puisque le choc est une onde magnéto-sonore (*Farris et Russell*, 1994).

En remplaçant le rapport de compression par son expression en fonction du nombre de Mach, on obtient finalement une relation entre la position du choc et le nombre de Mach du vent solaire :

$$R_{\text{choc}} = R_{\text{mp}} \left[ 1 + 1,1 \frac{(\gamma - 1)M_1^2 + 2}{(\gamma + 1)M_1^2} \right] \quad (3.5)$$

Cette formule est très fréquemment utilisée dans les modèles pour inclure la dépendance de la position du choc au nombre de Mach amont  $M_1$ , qui sera tantôt remplacé par le nombre de Mach magnéto-sonore  $M_{\text{ms}}$ , et tantôt par le nombre de Mach d'Alfvén  $M_A = V/V_A$ . On notera toutefois que cette formule place le choc à une distance finie de la Terre lorsque  $M_1 = 1$ , alors qu'il est censé disparaître lorsqu'on atteint cette limite.

$$\lim_{M_1 \rightarrow 1} R_{\text{choc}} = 2,1 R_{\text{mp}} \quad (3.6)$$

Enfin, puisque la position du choc est proportionnelle à la position de la magnétopause, la condition d'équilibre entre la pression dynamique  $D_p$  du vent solaire, produit de sa densité par sa vitesse au carré, et la pression magnétique de la magnétosphère conduit à la relation (cf *Schild*, 1969) :

$$R_{\text{choc}} \propto D_p^{-\frac{1}{6}} \quad (3.7)$$

Du fait de ces bases communes, issues pour la plupart des modèles analytiques, les différences majeures entre les nombreuses variantes de modèles semi-empiriques sont principalement dues aux jeux de données à partir desquels ils ont été développés. La taille des échantillons choisis peut varier de quelques dizaines à quelques milliers de points dont la répartition dans l'espace et dans le temps dépend du ou des satellites dont ils sont issus.

### 3.2.2 Un bref historique

Le premier modèle MHD décrivant l'écoulement du plasma du vent solaire autour d'une magnétosphère est celui de *Spreiter* et al. (1966). A partir de la résolution des équations de la MHD, ils généralisent la formule obtenue par *Seiff* (1962) dans le cadre de l'aérodynamique à une onde de choc dans un plasma. Les prédictions de ce modèle analytique sont en bon accord avec les résultats d'expériences sur une magnétosphère simulée et les observations du satellite IMP 1.

Du côté des modèles empiriques, le premier à avoir été développé est celui de *Fairfield* (1971). Il repose sur les observations de 6 satellites IMP à proximité du plan de l'écliptique, et est par conséquent un modèle bidimensionnel. Par ailleurs, il fournit uniquement une position moyenne du choc, sans expliciter de dépendance avec les paramètres du vent solaire. Il faudra attendre le modèle de *Formisano* (1979) pour avoir un premier modèle dont la position dépende de la pression dynamique du vent solaire. Vient ensuite le modèle de *Němčėk* et *Šafránková* (1991) dont la position et la forme dépendent maintenant du nombre de Mach magnéto-sonore et de l'amplitude du champ magnétique interplanétaire, en plus de la pression dynamique.

C'est le modèle analytique de *Farris* et *Russell* (1994) qui le premier s'intéresse à la limite à nombre de Mach faible. En effet, lorsque le nombre de Mach atteint 1, on s'attend à ce que le choc disparaisse, puisque l'écoulement atteint alors l'obstacle à une vitesse inférieure à la vitesse de propagation de l'information dans le milieu. Cela revient à dire que la distance entre le choc et l'obstacle tend vers l'infini quand le nombre de Mach tend vers 1, comportement qui n'apparaît pas dans les modèles précédemment cités. Afin de modifier l'équation 3.5 pour la rendre valable à nombre de Mach faible, *Farris* et *Russell* (1994) s'appuient sur le fait que l'inverse du rapport de compression et le rapport  $M_2^2/(1 - M_2^2)$ , où  $M_2$  est le nombre de Mach aval, tendent vers la même valeur dans la limite des grands nombres de Mach :

$$\frac{\rho_1}{\rho_2} \rightarrow \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \quad (3.8)$$

$$\frac{M_2^2}{1 - M_2^2} \rightarrow \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \quad (3.9)$$

D'autre part, on peut exprimer le nombre de Mach aval en fonction du nombre de Mach amont par la formule de *Landau* et *Lifshitz* (1959) :

$$M_2^2 = \frac{2 + (\gamma - 1)M_1^2}{2\gamma M_1^2 - (\gamma - 1)} \quad (3.10)$$

Finalement, on peut réécrire la formule 3.5 de la façon suivante :

$$R_{\text{choc}} = R_{\text{mp}} \left[ 1 + 1, 1 \frac{(\gamma - 1)M_1^2 + 2}{(\gamma + 1)(M_1^2 - 1)} \right] \quad (3.11)$$

On constate que si  $M_1 \rightarrow 1$ , le dénominateur tend vers 0 et  $R_{\text{choc}}$  diverge. Dans la limite des nombres de Mach grands, on retrouve les mêmes résultats qu'avec la formule 3.5. On notera toutefois que le modèle de *Farris* et *Russell* (1994) ne s'intéresse qu'à la distance du choc à la Terre au point subsolaire. Si l'on veut modéliser la totalité de l'onde de choc, il faudra donc faire l'hypothèse d'une forme pour l'onde de choc, et de plus

utiliser un modèle de magnétopause, car la position du choc est fonction de la position de la magnétopause.

Parmi les modèles semi-empiriques largement utilisés par la communauté, on peut encore citer le modèle de *Peredo et al.* (1995). Toutefois, comme il a été observé que ce modèle donnait lieu à des écarts de l'ordre de 20% sur la position du choc, à cause d'erreurs sur la localisation des satellites dans le jeu de données sur lequel il a été bâti (*Měrka et al.*, 2003; *Měrka et al.*, 2005b), nous ne le présenterons pas en détail ici. En revanche, nous nous pencherons un peu plus loin sur une version plus récente de ce modèle, qui inclut une correction de ce biais.

En ce qui concerne les modèles basés sur des simulations numériques, le modèle de *Cairns et Lyon* (1995) reste une référence dans le domaine. Tout en gardant la relation de proportionnalité entre position du choc et rapport de compression, ce modèle s'appuie sur une nouvelle expression pour ce dernier, établie par *Cairns et Grabbe* (1994) dans le cadre d'une théorie MHD, et non plus hydrodynamique comme c'était le cas pour l'équation 1.1. Le rapport de compression, noté ici  $R_{\text{comp}}$ , dépend à présent des nombres de Mach sonique et alfvénique, de l'indice polytropique  $\gamma$  et de l'angle  $\theta_{\text{BV}}$  entre le champ magnétique et la vitesse du vent solaire. Les simulations MHD de *Cairns et Lyon* (1995) ont ensuite permis d'affiner ces résultats en aboutissant à l'expression :

$$\frac{R_{\text{choc}}}{R_{\text{mp}}} = 3,4 R_{\text{comp}}(M_A, \theta_{\text{BV}}, M_s) + 0,4 \quad (3.12)$$

Dans la limite des faibles nombres de Mach, le choc tend vers une distance finie :

$$R_{\text{choc}} \rightarrow 3,8 R_{\text{mp}} \quad (3.13)$$

Cette distance est suffisamment importante pour rester cohérente avec les observations de choc les plus lointaines disponibles alors. Elle va toutefois à l'encontre de ce que l'on s'attend à trouver dans cette limite, à savoir la disparition du choc quand  $M_A = 1$ . De même que le modèle de *Farris et Russell* (1994), ce modèle ne fournit que la position du choc au point subsolaire. Il est suggéré que le choc peut être approximé par un paraboloïde de la forme :

$$x = R_{\text{choc}} - b_{\text{choc}}(y^2 + z^2) \quad (3.14)$$

mais seul  $R_{\text{choc}}$  est explicité. Une dépendance du paramètre d'évasement  $b_{\text{choc}}$  en  $M_A$ ,  $\theta_{\text{BV}}$  et pression dynamique est évoquée, mais n'a pas été traitée dans leur étude. Cela sera fait dans le modèle de *Chapman et Cairns* (2003) que nous verrons en détail un peu plus loin.

### 3.2.3 Etude comparative de Měrka et al.

Une étude comparative de modèles de choc a déjà été menée par *Měrka et al.* (*Měrka et al.*, 2003; *Měrka et al.*, 2005a), dans un cadre très général. Leur étude s'appuie sur une base de données de traversées de choc particulièrement riche (5870 traversées), issue de près de 30 ans d'observations du satellite IMP 8. Six modèles de choc, largement utilisés dans la communauté, ont été sélectionnés dans le but de comparer leurs prédictions à ces observations. Ces modèles, dont la plupart ont déjà été cités précédemment, sont les suivants :

- le modèle de *Formisano* (1979)
- le modèle de *Němeček et Šafránková* (1991)

- le modèle de *Farris et Russell* (1994)
- le modèle de *Cairns et Lyon* (1995)
- le modèle de *Peredo et al.* (1995)
- le modèle de *Verigin et al.* (2001)

Dans le cas des modèles de *Farris et Russell* (1994) et de *Cairns et Lyon* (1995), la forme du choc est approximée par un paraboloïde (voir équation 3.14). Pour le paramètre d'évasement, ils utilisent la forme donnée par *Cairns et al.* (1995) :

$$b_{\text{choc}} = 0,0223 \left( \frac{D_p}{1,8} \right)^{1/6} R_E^{-1} \quad (3.15)$$

Pour chacune des traversées de choc d'IMP 8, les auteurs calculent le rapport  $R_{\text{pred}}/R_{\text{obs}}$ , où  $R_{\text{pred}}$  est la distance du choc à la Terre prédite par les modèles et  $R_{\text{obs}}$  celle qui est effectivement observée. La distribution de ces ratios peut ensuite être approximée par une loi normale. Plus le pic de cette distribution sera étroit et proche de 1, meilleures seront les prédictions du modèle.

Si l'on s'intéresse à l'ensemble des observations, quelles que soient les conditions de vent solaire, ce sont les modèles de *Farris et Russell* (1994), *Cairns et Lyon* (1995) et *Verigin et al.* (2001) qui donnent les meilleurs résultats, puisque la distribution de  $R_{\text{pred}}/R_{\text{obs}}$  est centrée respectivement sur 0,97, 0,97 et 0,96, avec comme écart-type 0,02, 0,02 et 0,03. En revanche, la distribution du modèle de *Peredo et al.* (1995) a une valeur la plus probable de 1,21, ce qui met bien en évidence les écarts de plus de 20% évoqués précédemment.

Le nombre particulièrement important d'observations à leur disposition leur permet aussi de tester les modèles dans différentes gammes de paramètres du vent solaire, et ainsi mettre en évidence la variabilité de la précision de leurs prédictions en fonction de l'amplitude du champ magnétique interplanétaire, du nombre de Mach alfvénique, sonique ou magnéto-sonore, ou encore de l'angle  $\theta_{\text{BV}}$ . Si l'on s'intéresse à l'influence du nombre de Mach d'Alfvén, on constate que pour  $M_A > 4,5$  la distribution des résultats est la même que pour l'ensemble des données. En revanche, si  $M_A$  est inférieur à 4,5, le pic de la distribution des  $R_{\text{pred}}/R_{\text{obs}}$  est fortement modifié pour la plupart des modèles, qui ont tendance à sous-estimer la distance du choc quand  $M_A$  devient faible. Seule la distribution du modèle de *Němeček et Šafránková* (1991) reste centrée sur une valeur quasi identique quel que soit le nombre de Mach d'Alfvén (1,18 pour  $M_A < 4,5$  et 1,14 pour  $M_A > 4,5$ ). Bien que les prédictions de ce modèle présentent un décalage important par rapport aux observations, la variation du nombre de Mach d'Alfvén influe peu sur ses résultats. A l'inverse, les modèles de *Farris et Russell* (1994), *Cairns et Lyon* (1995), *Peredo et al.* (1995) et *Verigin et al.* (2001), qui étaient annoncés comme fiables même pour un nombre de Mach faible, montrent une bien plus grande variabilité. En ce qui concerne les deux premiers, une des raisons possibles de leurs faiblesses peut être l'absence de dépendance en  $M_A$  du paramètre d'évasement (*Cairns et al.*, 1995)

### 3.2.4 Modèles de choc à faible nombre de Mach

La limite des nombres de Mach faibles est souvent peu traitée dans les modèles de choc, qui, du fait même de la façon dont ils ont été développés, sont plus fiables pour les cas de vent solaire normal. En effet, les jeux de données à partir desquels ils ont été établis

comprennent principalement des observations en conditions de vent solaire moyennes. Il existe néanmoins un certain nombre de modèles où les conditions de faible nombre de Mach ont été prises en compte, et qui devraient normalement être utilisables dans des cas de nuages magnétiques. Néanmoins, leurs prédictions dans de telles conditions ont généralement été peu testées, voire pas du tout.

Sur la base des résultats de l'étude comparative menée par *Měrka et al.* (2003) et *Měrka et al.* (2005a) et des améliorations qui ont été apportées aux modèles depuis lors, nous allons nous intéresser aux quatre modèles de choc suivants, susceptibles de fournir des prédictions fiables à faible nombre de Mach :

- le modèle de *Wu et al.* (2000)
- le modèle de *Chapman et Cairns* (2003)
- le modèle de *Jeřáb et al.* (2005)
- le modèle de *Měrka et al.* (2005b)

### Le modèle de *Wu et al.* (2000) (Wu00)

Le modèle de *Wu et al.* (2000) (Wu00) est en réalité une combinaison du modèle de *Farris et Russell* (1994), qui donne la position du point subsolaire du choc, et du modèle de magnétopause de *Shue et al.* (1997), sur lequel ils s'appuient pour décrire la forme du choc. Dans le modèle de *Shue et al.* (1997), la magnétopause, dont la forme est supposée invariante par rotation autour de l'axe Terre-Soleil, est décrite par un paraboloidé de révolution, régi par l'équation :

$$r = R_{\text{mp}} \left( \frac{2}{1 + \cos\theta} \right)^{\alpha_{\text{mp}}} \quad (3.16)$$

où  $r$  est la distance à la Terre d'un point de la magnétopause dans la direction donnée par l'angle  $\theta$  mesuré par rapport à l'axe Terre-Soleil, et où  $R_{\text{mp}}$  est la position du nez de la magnétopause et  $\alpha_{\text{mp}}$  un paramètre d'évasement. Ces deux paramètres dépendent de la pression dynamique du vent solaire  $D_p$  et de la composante  $B_z$  du champ magnétique, exprimée en coordonnées GSM, qui joue un rôle important dans la reconnexion magnétique et donc va influencer sur la forme de la magnétosphère, de la façon suivante :

$$R_{\text{mp}} = \begin{cases} (11,4 + 0,013B_z)D_p^{-1/6,6} & B_z \geq 0 \\ (11,4 + 0,140B_z)D_p^{-1/6,6} & B_z < 0 \end{cases} \quad (3.17)$$

$$\alpha_{\text{mp}} = (0,58 - 0,010B_z)(1 + 0,010D_p) \quad (3.18)$$

Le modèle Wu00 utilise une forme similaire pour décrire l'onde de choc :

$$r = R_{\text{choc}} \left( \frac{2}{1 + \cos\theta} \right)^{\alpha_{\text{choc}}} \quad (3.19)$$

où  $R$  et  $\alpha$  jouent le même rôle que dans l'équation 3.16 mais cette fois-ci pour le choc. Leur dépendance en fonction des paramètres du vent solaire est obtenue en combinant les équations 3.17, 3.18 du modèle de *Shue et al.* (1997) et 3.11 du modèle de *Farris et Russell* (1994) :

$$R_{\text{choc}} = \left[ 1 + \frac{(\gamma - 1)M_{\text{ms}}^2 + 2}{(\gamma + 1)(M_{\text{ms}}^2 - 1)} \right] (11,4 + 0,013B_z)D_p^{-1/6,6} \quad (3.20)$$

$$\alpha_{\text{choc}} = 0,6 + (1 + 0,01D_p) \begin{cases} \times(0,58) & B_z \geq 0 \\ \times(0,58 - 0,02B_z) & B_z < 0 \end{cases} \quad (3.21)$$

Le modèle Wu00 n'a été testé que sur un unique cas de nuage magnétique, observé entre le 18 et le 20 octobre 1995 par Wind dans le vent solaire et Geotail au niveau du choc. Au cours de cet événement, Geotail a traversé à de nombreuses reprises le choc, qu'il a rencontré à des distances anormalement grandes, jusqu'à  $25 R_E$ , du fait du faible nombre de Mach ( $M_{\text{ms}} < 3$  pendant la majeure partie du nuage magnétique). Il apparaît que les prédictions du modèle sont en bon accord avec les observations de Geotail.

Comme le modèle Wu00 se base sur une combinaison de deux modèles qui ont largement été mis à l'épreuve par la communauté scientifique de par leur utilisation très fréquente, on peut supposer qu'il donnera des résultats satisfaisants si on l'applique à d'autres cas de nuages magnétiques. On notera ici que ce modèle dépend du nombre de Mach magnéto-sonore, alors que nous nous sommes plutôt intéressés jusqu'à présent au nombre de Mach d'Alfvén. Nous avons vu dans le Chapitre 1 que la vitesse magnéto-sonore s'exprime de la façon suivante :  $V_{\text{ms}} = \sqrt{V_A^2 + c_s^2}$ . Dans le cas d'un nuage magnétique, l'amplitude du champ magnétique est particulièrement forte, tandis que la température est faible. De ce fait, la vitesse du son est petite devant la vitesse d'Alfvén,  $c_s \ll v_A$  et donc la vitesse magnéto-sonore se réduit à la vitesse d'Alfvén :  $v_{\text{ms}} \simeq v_A$ . Autrement dit, en termes de nombres de Mach :  $M_{\text{ms}} \simeq M_A$ . Par la suite, on discutera donc uniquement la dépendance en  $M_A$  des modèles.

### Le modèle de *Chapman et Cairns (2003) (CC03)*

Le modèle de *Chapman et Cairns (2003) (CC03)* est la dernière version en date du modèle de *Cairns et Lyon (1995)*, qu'il complète par l'ajout d'un paramètre d'évasement dépendant du nombre de Mach d'Alfvén et d'une dépendance de la forme du choc avec l'angle  $\theta_{\text{BV}}$  entre le champ magnétique interplanétaire et la vitesse  $V$  du vent solaire. En effet, ce modèle se base sur les résultats d'une série de simulations MHD, qui ont été effectuées avec différentes valeurs de  $M_A$  et de la pression dynamique, et deux valeurs de  $\theta_{\text{BV}}$ , à savoir  $90^\circ$  et  $45^\circ$ .

Dans le cas où  $\theta_{\text{BV}} = 90^\circ$ , le choc est modélisé par un paraboloïde présentant une symétrie aube-crêpuscule et par rapport au plan de l'écliptique. En revanche, quand  $\theta_{\text{BV}} = 45^\circ$ , les simulations ont mis en évidence une asymétrie nord-sud de l'onde de choc. Le nez du choc ne se trouve alors plus le long de l'axe Terre-Soleil, mais est décalé à un  $Z$  non nul. Dans un nouveau repère comprenant l'axe passant par le nez du choc, ce dernier est à nouveau représenté par un paraboloïde présentant les mêmes symétries que précédemment. Il est intéressant de noter que ce modèle est le seul à inclure une asymétrie nord-sud. En général, le choc est supposé symétrique par rapport au plan de l'écliptique, pour pallier au manque de données dans un hémisphère ou dans l'autre, dans le cas des modèles semi-empiriques.

Le modèle CC03 se décline donc en deux versions, l'une pour  $\theta_{\text{BV}} = 90^\circ$  et l'autre pour  $\theta_{\text{BV}} = 45^\circ$ . Nous allons commencer par présenter la première, où l'onde de choc est modélisée par un paraboloïde d'équation :

$$x = R_{\text{choc}} - b_{\text{choc},\Phi_c}(y^2 + z^2) \quad (3.22)$$

où  $x$ ,  $y$  et  $z$  sont les coordonnées d'un point du choc, dans le repère GSE,  $R_{\text{choc}}$  la position du point subsolaire, et  $b_{\text{choc},\Phi_c}$  le paramètre d'évasement, dépendant de l'angle horaire  $\Phi_c$ ,

c'est-à-dire la direction dans le plan YZ, car on n'a pas ici affaire à un paraboloides de révolution. La position du point subsolaire est calculée au moyen de :

$$R_{\text{choc}} = \left( \alpha_0 + \frac{\alpha_1}{M_A^2} \right) \left( \frac{D_p}{1,87 \text{ nPa}} \right)^{-1/6} R_E \quad (3.23)$$

avec  $\alpha_0 = 13,9$  et  $\alpha_1 = 32,2$  et  $D_p$  donné en nPa. Le paramètre d'évasement est une fonction de la distance  $L_{\Phi_c}$  du choc à la Terre au niveau du terminateur, c'est-à-dire dans le plan  $x = 0$  en coordonnées GSE qui sépare le côté jour du côté nuit, et est exprimé de la façon suivante :

$$b_{\text{choc},\Phi_c} = \frac{R_{\text{choc}}}{L_{\Phi_c}^2} R_E \quad (3.24)$$

avec

$$L_{\Phi_c} = \left( A_{\Phi_c} + \frac{B_{\Phi_c}}{M_A^2} \right) \left( \frac{D_p}{1,87 \text{ nPa}} \right)^{-1/6} R_E \quad (3.25)$$

et

$$A_{\Phi_c} = i + j|\cos\Phi_c| + k\cos^2\Phi_c \quad (3.26)$$

$$B_{\Phi_c} = l + m|\cos\Phi_c| + n\cos^2\Phi_c \quad (3.27)$$

Les paramètres des équations ci-dessus ont été déterminés par ajustement des résultats des simulations numériques par la méthode des moindres carrés (voir *Chapman et Cairns, 2003*, pour leurs valeurs). Que ce soit pour la position du nez du choc (équation 3.23) ou son paramètre d'évasement (équation 3.24), ces paramètres dépendent du nombre de Mach d'Alfvén en  $1/M_A^2$ . Plus le nombre de Mach sera petit, et plus ces paramètres présenteront de grandes variations.

Pour ce qui est du cas où  $\theta_{\text{BV}} = 45^\circ$ , le choc est décrit par un paraboloides similaire au cas précédent, mais en changeant de référentiel, pour avoir à nouveau le nez du choc le long d'un des axes du repère. Dans le nouveau repère, les coordonnées du choc sont calculées à partir d'équations similaires à celles du cas  $\theta_{\text{BV}} = 90^\circ$ . Seuls les paramètres d'ajustement de  $L_{\Phi_c}$  et les  $\alpha_i$  de la position du point subsolaire diffèrent d'un cas à l'autre (voir l'article de *Chapman et Cairns, 2003*, pour plus de détails).

Lorsque nous calculerons la position du choc prédite par ce modèle, afin de confronter ses résultats aux observations, nous utiliserons pour chaque cas de nuage magnétique une seule de ces versions, soit  $\theta_{\text{BV}} = 45^\circ$ , soit  $\theta_{\text{BV}} = 90^\circ$ , en fonction de la valeur moyenne de cet angle au cours de l'évènement étudié.

### Le modèle de *Jeřáb et al. (2005) (J05)*

Le modèle de *Jeřáb et al. (2005) (J05)* est une amélioration du modèle de *Němeček et Šafránková (1991)* puisqu'il reprend une méthode et des équations similaires pour décrire le choc, tout en s'appuyant sur un jeu de données bien plus conséquent. En effet, *Měrka et al. (2005a)* avaient souligné que les défauts de la version antérieure du modèle venaient du manque de points de mesure, d'où le manque de précision de ses prédictions de la position du choc pour un vent solaire calme. *Jeřáb et al. (2005)* utilisent les données de 5 satellites qui leur fournissent environ 5300 traversées de choc, à comparer aux 21 traversées exploitées dans le modèle de *Němeček et Šafránková (1991)*. L'équation déterminant la position du choc s'appuie sur celle de *Farris et Russell (1994)* (voir équation 3.11), mais



en remplaçant le facteur 1,1 par un facteur dépendant linéairement de l'amplitude du champ magnétique interplanétaire. Parmi les modèles que nous étudierons ici, celui de *Jeřáb et al. (2005)* est le seul à dépendre explicitement de ce paramètre.

La position du choc dans une direction  $(\theta, \varphi)$  donnée est calculée comme :

$$R(\theta, \varphi) = \frac{R_{av}(\theta, \varphi)}{R_0} \frac{C}{D_p^{1/6}} \left( 1 + D \frac{(\gamma - 1)M_A^2 + 2}{(\gamma + 1)(M_A^2 - 1)} \right) \quad (3.28)$$

où  $R_{av}(\theta, \varphi)$  est la position d'une surface de référence dans la même direction, donnée par l'équation :

$$A_1x^2 + A_2y^2 + A_3z^2 + A_4xy + A_7x + A_8y + A_9z + A_{10} = 0 \quad (3.29)$$

avec  $A_1 = 0,45$ ,  $A_2 = 1$ ,  $A_3 = 0,8$ ,  $A_4 = 0,18$ ,  $A_7 = 46,6$ ,  $A_8 = -2,2$ ,  $A_9 = -0,6$  et  $A_{10} = -618$  et où  $x$ ,  $y$  et  $z$  sont les coordonnées de la surface dans le repère GSE, en  $R_E$ .  $R_0$  est la position du point subsolaire de cette surface de référence et vaut  $11,9R_E$ .  $C = 91,55$  est une constante et  $D$  est une fonction de l'amplitude du champ magnétique, donnée en nT :

$$D = 0,937 \times (0,846 + 0,042|B|) \quad (3.30)$$

On notera qu'à la différence du modèle de *Němeček et Šafránková (1991)* le modèle J05 nous donne la position du choc comme fonction du nombre de Mach d'Alfvén (équation 3.28), à la place du nombre de Mach magnétosonore utilisé antérieurement. Ce changement s'appuie sur l'étude de *Peredo et al. (1995)* qui montre que les variations du nombre de Mach d'Alfvén conduisent à des modifications plus importantes de la forme du choc, avec des effets allant de 6 à 10 %, que les nombres de Mach sonique ( $\sim 5-6$  %) et magnétosonore ( $\sim 2-3$  %). Du fait du manque de données au voisinage du point subsolaire, ce modèle est susceptible de sous-estimer la position du choc dans cette région, en particulier lorsque  $x > 8R_E$  (*Jeřáb et al., 2005*). Toutefois, cet effet est faible, et nous verrons par la suite que cela ne joue pas un rôle majeur sur les prédictions de ce modèle.

De la même manière que *Měrka et al. (2003)*, *Jeřáb et al. (2005)* ont à leur disposition un grand jeu de données et testent donc leur modèle dans différentes gammes de valeurs du champ magnétique interplanétaire. Cela leur permet de mettre en évidence que les prédictions de ce modèle dépendent peu des valeurs du champ magnétique. La dépendance en  $M_A$  n'y est pas détaillée, mais on peut s'attendre à une faible variabilité de la part de ce modèle, d'après les conclusions de *Měrka et al. (2005a)* sur sa version antérieure.

### Le modèle de *Měrka et al. (2005b)* (M05)

Le modèle de *Měrka et al. (2005b)* (M05) reprend les mêmes données et la même méthode que le modèle de *Peredo et al. (1995)*, mais en corrigeant le biais que présentaient les prédictions de ce modèle, qui était dû à une erreur dans le traitement des données. Ce nouveau modèle s'appuie donc, à l'instar de son prédécesseur, sur les observations de 550 traversées de choc provenant de 17 satellites différents. Contrairement aux autres modèles présentés dans cette partie (à l'exception de la version  $\theta_{BV} = 45^\circ$  du modèle CC03), le modèle M05 ne fournit pas les coordonnées du choc dans le repère GSE, mais nécessite un passage en coordonnées GPE, pour Geocentric Plasma Ecliptic. Il s'agit d'un repère très proche de l'habituel repère GSE, puisque l'axe  $z$  est le même, et que les axes  $x$  et  $y$  sont tournés de  $-4^\circ$  dans le plan de l'écliptique par rapport à leur direction habituelle. Cette

rotation permet de supprimer les effets dits "d'aberration" dus au mouvement orbital de la Terre, qui crée cette déviation d'environ  $4^\circ$  du nez de l'onde de choc, d'où l'appellation "aberrated GSE" parfois employée pour ce système de coordonnées.

En plus de se placer en coordonnées GPE, on travaille en coordonnées normalisées, c'est-à-dire que la distance du choc est donnée par le modèle à un facteur de normalisation près, qui dépend de la pression dynamique du vent solaire :

$$r_{\text{choc}} = r_n \left( \frac{nV^2}{n_{\text{av}}V_{\text{av}}^2} \right)^{-1/6} \quad (3.31)$$

où  $n$  et  $V$  sont la densité et la vitesse du vent solaire amont au moment où l'on calcule la position du choc et  $n_{\text{av}} = 7,0 \text{ cm}^{-3}$  et  $V_{\text{av}} = 457,5 \text{ km/s}$  les valeurs moyennes de ces paramètres dans l'échantillon étudié par *Měrka et al.* (2005b).

Dans le repère GPE et en coordonnées normalisées, la surface modélisant l'onde de choc est décrite par une équation très semblable à celle du modèle J05 (voir Equation 3.29). De même que dans le modèle J05, le coefficient  $A_2$  est fixé à 1. En revanche, et c'est là la particularité de ce modèle, les autres coefficients ne sont pas des constantes, mais dépendent explicitement du nombre de Mach d'Alfvén. De même que dans l'étude de *Peredo et al.* (1995), la dépendance en  $M_A$ ,  $M_s$  et  $M_{\text{ms}}$  est testée, mais ce sont les variations du nombre de Mach d'Alfvén qui ont le plus d'influence sur la forme et la position du choc. Les valeurs des  $A_i$  sont déterminées par la méthode de minimisation du  $\chi^2$  pour 4 intervalles de  $M_A$ . Un ajustement des 4 points ainsi obtenus par une fonction de  $M_A$  permet d'obtenir les  $A_i$ .

$$A_1 = b_{11} + b_{12}M_A \quad (3.32)$$

$$A_3 = b_{31} + b_{32}M_A \quad (3.33)$$

$$A_4 = b_{41} + b_{42}M_A \quad (3.34)$$

$$A_7 = b_{71} + b_{72}M_A + b_{73}/(M_A^2 - 1) \quad (3.35)$$

$$A_8 = b_{81} + b_{82}M_A \quad (3.36)$$

$$A_{10} = b_{101} + b_{102}M_A + b_{103}/(M_A^2 - 1) \quad (3.37)$$

Pour les valeurs des  $b_i$ , voir l'article de *Měrka et al.* (2005b). Une fois que l'on a calculé la position du choc en coordonnées GPE normalisées, il faut remultiplier ces coordonnées par l'inverse du facteur de normalisation, puis effectuer une rotation de  $4^\circ$  des axes  $x$  et  $y$ , pour finalement aboutir à la position du choc en coordonnées GSE.

Le modèle M05 est le seul à fournir une estimation des erreurs associées à ses paramètres, erreurs qui sont d'autant plus grandes que le nombre de Mach devient faible, en raison du manque de données dans l'intervalle  $M_A < 5$ . A partir de cette analyse des incertitudes, *Měrka et al.* (2005b) concluent que leur modèle est utilisable sur une gamme de nombre de Mach alfvénique allant de 3 à 20, mis à part dans la région subsolaire où il a tendance à sous-estimer la position du choc quand  $M_A < 5$ .

Ces quatre modèles de choc ont donc été construits à partir de jeux de données différents et reposent sur des hypothèses variées quant à la forme et les symétries du choc. Ils ne présentent pas les mêmes dépendances aux paramètres du vent solaire, et auront donc

Modèle	Param. VS	Forme	Param. libres	Symétries	Données
Wu00	$M_A, D_p, B_z$	Paraboloïde	2	Axiale	26 traversées
CC03	$M_A, D_p, \theta_{BV}$	Paraboloïde	2	Aube/Crépuscule	(simulations)
J05	$M_A, D_p, B$	Quadrique	6	Nord/Sud	5270 traversées
M05	$M_A, D_p$	Quadrique	6	Nord/Sud	550 traversées

TABLE 3.1 – Tableau récapitulatif des caractéristiques des modèles de choc sélectionnés : paramètres du vent solaire pris en compte, forme, paramètres libres, symétries et jeux de données utilisés dans l’élaboration des modèles.

de toute évidence une réponse différente aux variations de ces paramètres. Les principales caractéristiques de ces quatre modèles de choc sont résumées dans le tableau 3.1.

### 3.3 Comparaison des prédictions des modèles aux observations au cours de nuages magnétiques

#### 3.3.1 Effets des conditions liées aux nuages magnétiques

La Figure 3.1 montre l’allure du choc dans les plans XY et XZ prédite par les différents modèles que nous avons présentés dans les paragraphes précédents, dans un cas de vent solaire calme, à savoir  $V = 400 \text{ km.s}^{-1}$ ,  $B = 5 \text{ nT}$  et  $n = 6 \text{ cm}^{-3}$ , ce qui correspond à un nombre de Mach d’Alfvén de 8,2. Chacun des modèles est repéré par une couleur différente, à savoir noir pour le modèle Wu00, bleu clair pour le modèle CC03, avec un trait plein pour la version  $\theta_{BV} = 90^\circ$  et des pointillés pour  $\theta_{BV} = 45^\circ$ , bleu foncé pour le modèle J05 et enfin gris pour le M05. Ce code de couleurs sera conservé dans toutes les figures de ce chapitre.

La position du point subsolaire est assez semblable pour les différents modèles, qui le placent entre 13 et 14  $R_E$ , et est cohérente avec les observations de satellites dans des conditions de vent solaire standards. Seul le modèle J05 le positionne nettement plus près de la Terre, aux environs de 11  $R_E$ , mais nous avons déjà souligné que ce modèle sous-estime la position du choc pour  $X > 8 R_E$ . Quant à l’allure du choc, elle diffère légèrement d’un modèle à l’autre, du fait des asymétries que certains prennent en compte. Sur le graphique de gauche de la Figure 3.1, on voit bien apparaître une asymétrie aube-crêpuscule pour les modèles M05 et J05, où le choc est plus évasé du côté des Y négatifs que des Y positifs. Dans le plan XZ (figure de droite), on distingue au contraire la très légère asymétrie nord-sud de la version  $\theta_{BV} = 45^\circ$  du modèle CC03. Au passage, on notera que les différences entre les deux versions de ce modèle sont assez minimes, tout du moins pour des conditions de vent solaire normales. Enfin, le modèle Wu00 étant un paraboloïde de révolution, on vérifie qu’il est bien symétrique dans les deux plans de coupe de la Figure 3.1.

On s’intéresse maintenant à des conditions de vent solaire où le nombre de Mach d’Alfvén est faible. On pose  $V = 500 \text{ km.s}^{-1}$ ,  $B = 10 \text{ nT}$  et  $n = 6 \text{ cm}^{-3}$ , et donc  $M_A = 3,2$ . Les résultats donnés par les quatre modèles pour de tels paramètres de vent solaire sont tracés sur la Figure 3.2 dans les mêmes plans de coupe que la Figure 3.1.

### 3.3. COMPARAISON DES PRÉDICTIONS DES MODÈLES AUX OBSERVATIONS AU COURS DE NUAGES MAGNÉTIQUES

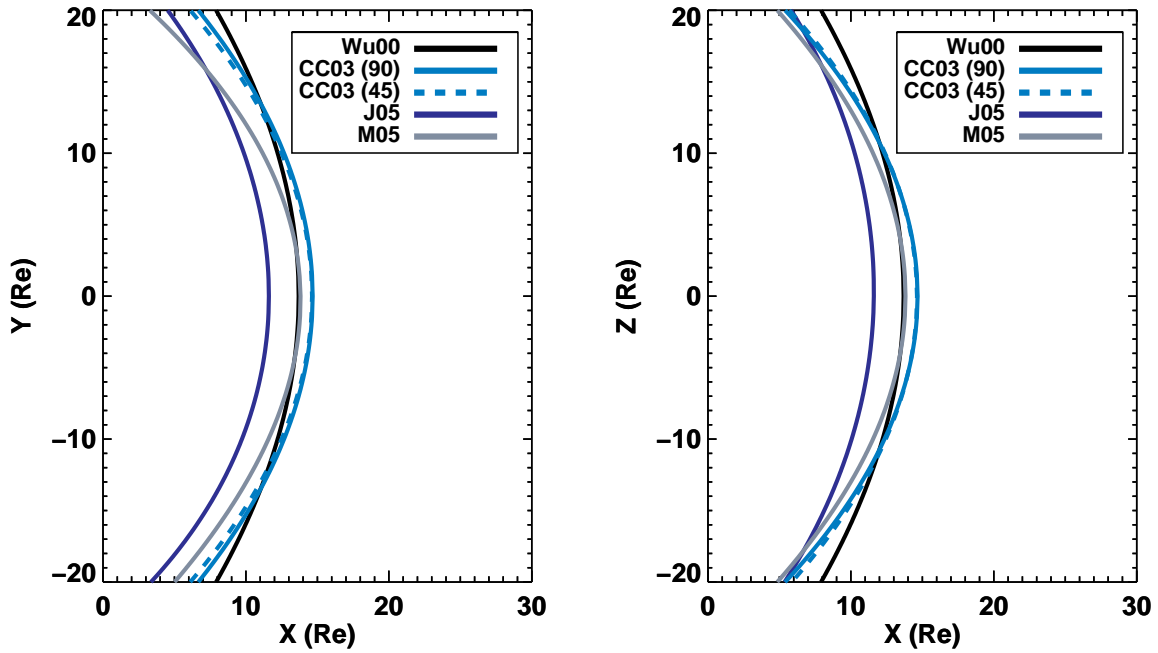


FIGURE 3.1 – Allure du choc dans les plans XY et XZ (GSE) prédite par les différents modèles dans des conditions de vent solaire standards ( $M_A = 8, 2$ ).

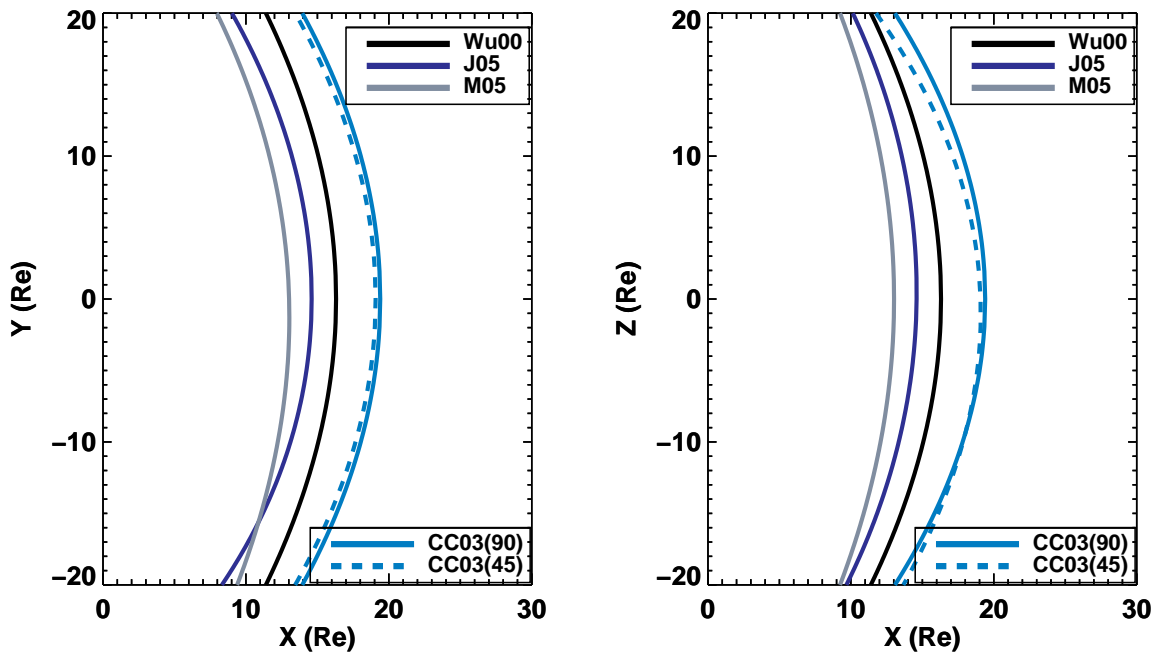


FIGURE 3.2 – Allure du choc dans les plans XY et XZ (GSE) prédite par les différents modèles dans un cas de vent solaire à faible nombre de Mach d'Alfvén ( $M_A = 3, 2$ ).

Lorsque le nombre de Mach d'Alfvén diminue, la plupart des modèles prédisent que le choc s'éloigne de la Terre, mis à part le modèle M05 où la position du choc est pratiquement identique sur les Figures 3.1 et 3.2. Cet éloignement du choc est cohérent avec les prédictions théoriques, ainsi qu'avec les observations, qui montrent que le choc terrestre

TABLE 3.2 – Nuages magnétiques et traversées de choc à nombre de Mach faible. Le nombre entre parenthèses dans la 3<sup>ème</sup> colonne correspond au nombre de traversées ayant lieu pour  $M_A < 5$ .

Début	Fin	Nbre de traversées ( $M_A < 5$ )	$M_A$ pendant les traversées	Version de CC03
19 Mar 2001 1700 UT	20 Mar 2001 0100 UT	11 (8)	3,3 – 9,7	90°
31 Mar 2001 1700 UT	31 Mar 2001 2300 UT	11 (11)	2,0 – 4,2	90°
22 Avr 2001 0600 UT	22 Avr 2001 1300 UT	7 (7)	3,6 – 3,9	90°
27 Jan 2003 0000 UT	27 Jan 2003 1500 UT	15 (12)	2,6 – 7,0	45°
14 Avr 2006 0030 UT	14 Avr 2006 0930 UT	9 (9)	2,3 – 3,3	90°

peut être rencontré à grande distance de la Terre lorsque le nombre de Mach est faible (*Lepping et al.*, 1996 ; *Tsubouchi et al.*, 1997 ; *Fairfield et al.*, 2001 ; *El-Alaoui et al.*, 2004). La forme du choc est aussi modifiée par la diminution du nombre de Mach : quel que soit le modèle considéré, son évasement est plus important sur la Figure 3.2 que dans des conditions de vent solaire classiques.

Enfin, les écarts entre les différents modèles sont beaucoup plus marqués quand le nombre de Mach est faible. Cela se remarque notamment sur la position du point subsolaire, situé autour de  $13 R_E$  par le modèle M05 et à environ  $19 R_E$  par le modèle CC03, soit une dispersion de  $6 R_E$ .

### 3.3.2 Observations de Cluster

Parmi les nuages magnétiques identifiés sur la période 2001–2010, nous en avons trouvé 5 pendant lesquels Cluster traverse le choc à plusieurs reprises lors du passage du nuage magnétique, et où le nombre de Mach est faible, c'est-à-dire qu'on a  $M_A < 5$  durant la majeure partie des traversées. Il s'agit des nuages magnétiques du 19 mars 2001, du 31 mars 2001, du 22 avril 2001, du 27 janvier 2003 et du 14 avril 2006, qui comportent chacun entre 7 et 15 traversées de choc bien déterminées (voir Tableau 3.2). De la même manière que dans les cas étudiés au Chapitre 2, les traversées de choc sont identifiées à l'aide des flux d'électrons et du champ magnétique de Cluster.

On ne s'intéressera pas ici à ces nuages magnétiques dans leur totalité, mais on restreindra notre intervalle d'étude à la période où Cluster rencontre le choc. Les temps de début et de fin indiqués dans le tableau 3.2 sont donc généralement différents de ceux du nuage magnétique lui-même, et correspondent à la portion de l'évènement utile à notre analyse, portion qui peut aller jusqu'à 15 heures, comme c'est le cas le 27 janvier 2003. Sont aussi résumées dans le tableau 3.2 quelques caractéristiques importantes concernant les cas étudiés. Les troisième et quatrième colonnes montrent que dans l'ensemble, le nombre de Mach reste faible au cours de ces évènements, même s'il présente parfois quelques pics à des valeurs plus importantes, qui sont à l'origine des quelques traversées de choc à  $M_A > 5$ . Ces dernières restent toutefois très minoritaires. La dernière colonne du tableau 3.2 indique la version du modèle CC03 utilisée pour chaque cas,  $\theta_{BV} = 45^\circ$  ou  $\theta_{BV} = 90^\circ$ , qui est choisie en fonction de la valeur moyenne de l'angle  $\theta_{BV}$  au cours de ce nuage magnétique.

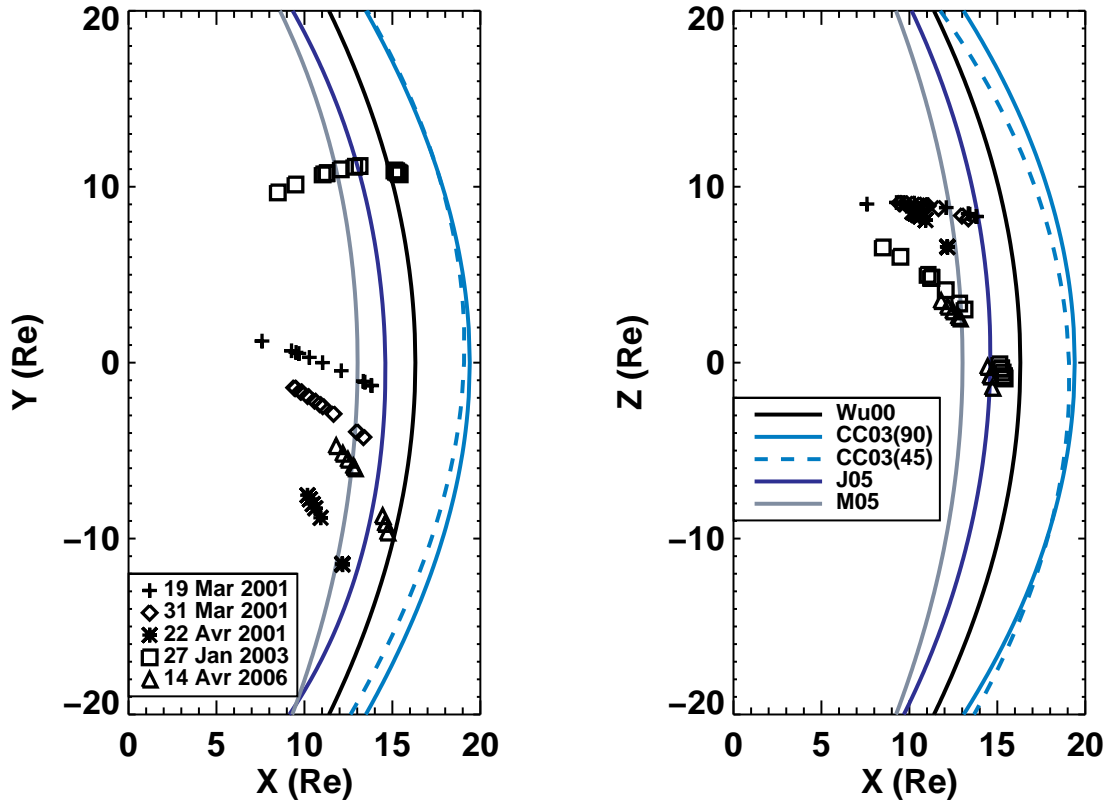


FIGURE 3.3 – Traversées de choc de Cluster lors des cinq nuages magnétiques listés dans le Tableau 3.2 et allure du choc dans les plans XY et XZ (GSE) prédite par les différents modèles dans un cas de vent solaire à faible nombre de Mach d’Alfvén ( $M_A = 3,2$ ).

La position à laquelle Cluster a franchi le choc lors de ces traversées est repérée sur la Figure 3.3 par les différents symboles, dont chaque type correspond à un évènement. L’allure du choc prédite par les différents modèles pour un nombre de Mach d’Alfvén égal à 3,2 est donnée à titre indicatif. On notera que nos points de données se trouvent presque exclusivement dans l’hémisphère nord, et qu’un seul évènement nous donne des informations sur le côté soir du choc, mais la couverture spatiale de notre jeu de données reste relativement bonne compte tenu du faible nombre d’observations au niveau du choc pendant le passage de nuages magnétiques.

### 3.3.3 Position du choc

Chaque modèle de choc utilisé ici nécessite comme paramètres d’entrée des données du vent solaire en amont. Pour cela, nous allons utiliser les données du satellite ACE décalées en temps pour tenir compte de la propagation de  $L_1$  au choc d’étrave, comme au chapitre précédent. La vitesse variant généralement peu au cœur d’un nuage magnétique, l’écart temporel entre le temps de propagation minimum, correspondant à la vitesse maximum au cours de l’évènement, et le temps de propagation maximum, donc à la vitesse minimum, n’excède pas 5 minutes dans les cas présentés ici.

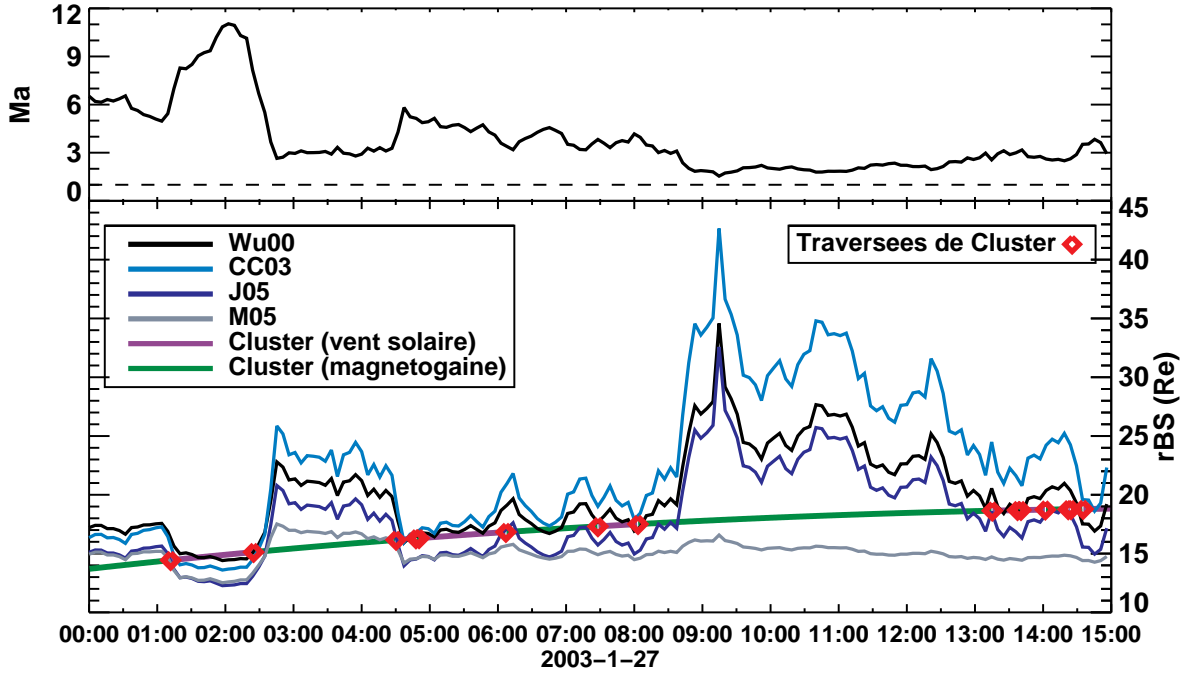


FIGURE 3.4 – Partie supérieure : nombre de Mach d’Alfvén calculé à partir des données ACE, décalé de 45 minutes pour correspondre aux observations de Cluster. Partie inférieure : position du choc prédite par les différents modèles au cours du nuage magnétique du 27 janvier 2003, dans la direction du satellite, et orbite de Cluster. Les losanges rouges repèrent les traversées de choc de Cluster.

La partie inférieure de la Figure 3.4 montre la distance  $r$  du choc à la Terre prédite par les différents modèles dans la direction de Cluster, au cours du nuage magnétique du 27 janvier 2003. On constate que, à l’exception du modèle M05 après 09:00, tous présentent les mêmes variations, qui sont anti-corrélées à celles du nombre de Mach d’Alfvén (voir le premier graphique de la Figure 3.4). Cela montre que, même si certains modèles dépendent explicitement d’autres paramètres du vent solaire, la dynamique du choc est essentiellement modulée par le nombre de Mach alfvénique. L’influence de l’amplitude du champ magnétique ou de sa composante  $B_z$ , dans les modèles J05 et Wu00 respectivement, est négligeable devant celle de  $M_A$  dans la détermination des mouvements du choc, tout du moins dans les cas à  $M_A$  faible.

De plus, ces variations sont d’autant plus importantes que  $M_A$  est faible. C’est tout particulièrement visible vers 08:45, où le nombre de Mach descend en dessous de 2, provoquant une dilatation brusque du choc, qui recule subitement de 5  $R_E$  dans le cas du modèle Wu00 ou même de 14  $R_E$  d’après le modèle CC03 en une dizaine de minutes. Lorsque  $M_A$  atteint sa plus basse valeur au cours de cet évènement, aux environs de 09:15, le choc s’éloigne à plus de 40  $R_E$  d’après le modèle CC03 qui donne les valeurs les plus extrêmes. Ces larges fluctuations quand  $M_A$  devient particulièrement faible avaient déjà été soulignées par *Wu* et al. (2000), et sont dues à la dépendance en  $1/M_A^2$  ou  $1/(M_A^2 - 1)$  de la position du choc dans ces modèles. Au contraire, le modèle M05 ne présente pas une telle dépendance, et la position du choc qu’il prédit est beaucoup moins sensible aux petites variations de  $M_A$  lorsque celui-ci est faible.

### 3.3. COMPARAISON DES PRÉDICTIONS DES MODÈLES AUX OBSERVATIONS AU COURS DE NUAGES MAGNÉTIQUES

TABLE 3.3 – Pourcentage de prédictions correctes dans le vent solaire et la magnétogaine pour les différents modèles, et pourcentage d’erreur, déterminés sur les cinq évènements.

Modèle	Wu00	CC03	J05	M05
% de réussite (vent solaire)	50	36	90	99
% de réussite (magnétogaine)	94	98	73	23
% d’erreur	30	36	18	36

Sur la Figure 3.4, les traversées de choc de Cluster sont repérées sur sa trajectoire par des losanges rouges. Le satellite, qui se dirige alors vers son apogée, rencontre donc le choc sur une durée d’environ 15 heures, à des distances de plus en plus grandes de la Terre. Cela est probablement dû au fait que le choc, fortement comprimé à l’arrivée de la gaine du nuage magnétique, se dilate peu à peu avec la diminution du nombre de Mach alfvénique au cœur de ce même nuage. Dans tous les évènements que nous avons étudiés ici, Cluster se trouve toujours sur la partie ascendante, donc en direction de l’apogée, de sa trajectoire. En effet, comme on s’intéresse à des cas à  $M_A$  faible, donc où le choc a tendance à s’éloigner de la Terre, nous ne le rencontrerions qu’une seule fois si le satellite se dirigeait vers son périégée, sans pouvoir observer cette dilatation progressive.

En-dehors des points où Cluster croise le choc, nous n’avons aucune information précise sur sa position : nous ne savons jamais à quelle distance du choc le satellite se trouve quand il ne le franchit pas. En revanche, nous savons avec certitude dans quelle région de l’environnement terrestre Cluster se trouve, c’est-à-dire s’il est dans le vent solaire ou dans la magnétogaine, car les caractéristiques du plasma diffèrent grandement d’une zone à l’autre comme nous l’avons montré au Chapitre 2. La trajectoire de Cluster est par conséquent tracée en violet sur la Figure 3.4 quand le satellite se trouve dans le vent solaire, et en vert quand il est situé dans la magnétogaine, pour permettre de bien visualiser les différentes régions.

Lorsque le satellite est dans la magnétogaine, les modèles doivent donc, pour être en accord avec les observations, positionner le choc à une distance supérieure à celle de Cluster. Au contraire, si la trajectoire est indiquée en violet, il faut que le choc soit placé en-deçà de l’orbite de Cluster pour que leurs prédictions soient correctes.

Afin de comparer quantitativement les modèles entre eux, nous allons, pour chaque point de données, qui sont moyennées toutes les 5 minutes, et pour chaque évènement, tester si le modèle prédit correctement la région dans laquelle se trouve Cluster. De là, nous pouvons déterminer un taux de succès de ces prédictions, d’une part dans le vent solaire, et d’autre part dans la magnétogaine. Ce taux est tout simplement calculé en divisant le nombre de points de mesure où le modèle localise correctement le satellite dans telle région par le nombre total de points de mesure dans cette même région. Les pourcentages de prédictions correctes des différents modèles pour chacune des régions, ainsi que le pourcentage total d’erreur (toutes régions confondues), sont présentés dans le tableau 3.3. Ces résultats sont obtenus à partir des données des cinq évènements listés



dans le tableau 3.2.

Ces taux de réussite montrent sans ambiguïté que trois des quatre modèles positionnent le choc soit trop loin (CC03 et Wu00), soit trop près (M05) de la Terre. En effet, ces modèles donnent de très bons résultats dans l'une des régions, avec un succès proche de 100%, mais leur taux de réussite s'effondre dans l'autre région, ce qui signifie qu'ils surestiment ou sous-estiment la position du choc de façon générale. En ce qui concerne le modèle M05, cette conclusion était attendue, puisque les auteurs eux-mêmes soulignent que leur modèle sous-estime la position du choc pour  $M_A < 5$ .

Le modèle J05, en revanche, a des pourcentages de réussite supérieurs à 70% dans les deux régions. Il parvient donc à prédire correctement la position du choc dans la plupart des cas, sans privilégier de façon trop marquée l'une des régions par rapport à l'autre. Par ailleurs, on notera que son taux d'erreur est nettement plus faible que ceux des trois autres modèles, ce qui est cohérent avec le fait que ses prédictions soient meilleures. Ces taux de réussite importants, à la fois dans le vent solaire et la magnétogaine, nous permettent de conclure que le modèle J05 est celui de ces quatre modèles qui prédit le mieux la position du choc lorsque  $M_A$  est faible.

### 3.3.4 Normale au choc et $\Theta_{Bn}$

En plus de la position de l'onde de choc, la valeur de l'angle  $\Theta_{Bn}$  nous intéresse tout particulièrement, du fait du rôle clé qu'il joue sur l'évolution du champ magnétique dans la magnétogaine, comme nous avons pu le mettre en évidence au cours de notre étude de cas. La capacité des modèles à décrire correctement  $\Theta_{Bn}$  sera donc un critère déterminant dans l'évaluation de leur fiabilité, car nous nous appuierons par la suite sur les résultats qu'ils nous fourniront pour savoir dans quel régime le choc a été franchi. Dans un premier temps, il nous faudra donc déterminer la normale à la surface modélisant le choc, de façon à pouvoir ensuite calculer  $\Theta_{Bn}$ .

#### Calcul de la normale au choc à partir des modèles

Si une surface  $S$  est décrite par une équation du type  $F(x, y, z) = 0$ , alors la direction de la normale à cette surface en un point  $M$  donné ( $M \in S$ ) est le gradient de  $F$  évalué en ce point. Sans entrer dans les notions de géométrie différentielle nécessaires à la démonstration de cette formule, on peut la comprendre aisément en raisonnant sur les variations infinitésimales. En effet, pour tout point au voisinage de  $M$  se trouvant aussi sur la surface, la fonction  $F$  est nulle. Si on se déplace de  $\vec{dl} = (dx, dy, dz)$ , déplacement infinitésimal sur cette surface, de  $M$  à  $M'$ , alors on a  $dF = F(M') - F(M) = 0$ .

Par définition :  $dF = \vec{\nabla}F \cdot \vec{dl}$ . Sachant de plus que  $dF = 0$ , on en déduit immédiatement que  $\vec{\nabla}F$  est perpendiculaire à  $\vec{dl}$ . Le gradient de  $F$  est donc orthogonal à tout déplacement élémentaire sur la surface  $S$  au voisinage de  $M$ , ce qui est par définition la normale à une surface en un point donné.

Prenons par exemple l'équation de la surface utilisée dans le modèle J05, que nous rappelons ici :

$$A_1x^2 + A_2y^2 + A_3z^2 + A_4xy + A_7x + A_8y + A_9z + A_{10} = 0 \quad (3.38)$$

On a bien une équation du type  $F(x, y, z) = 0$ , on peut donc calculer la normale à cette surface comme le gradient de  $F$  :

$$\vec{\nabla}F = \begin{pmatrix} \partial F/\partial x \\ \partial F/\partial y \\ \partial F/\partial z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 2A_1x + A_4y + A_7 \\ 2A_2y + A_4x + A_8 \\ 2A_3z + A_9 \end{pmatrix} \quad (3.39)$$

On prendra un vecteur normé pour la normale à la surface :  $\vec{n} = \frac{\vec{\nabla}F}{\|\vec{\nabla}F\|}$ .

### Calcul de la normale au choc à partir des observations

Il existe différentes méthodes pour déterminer la direction de la normale au choc à partir des observations d'un ou plusieurs satellites qui traversent cette frontière. Nous allons ici les présenter brièvement.

Les méthodes basées sur les données d'un seul satellite reposent sur la description MHD du choc que nous avons vue au paragraphe 1.2.2, c'est-à-dire les équations de Rankine-Hugoniot et le théorème de coplanarité (voir *Schwartz, 1998*). Ceci implique donc que l'on fait l'hypothèse que le choc est stationnaire et qu'il puisse être considéré localement comme étant plan, et donc que l'on puisse se ramener à un problème uni-dimensionnel. A partir de la coplanarité du champ magnétique, on peut établir l'équation suivante pour la direction de la normale au choc, qui ne dépend que du champ magnétique en amont et en aval du choc :

$$\vec{n}_{MC} = \pm \frac{(\vec{B}_2 \times \vec{B}_1) \times \Delta[\vec{B}]}{|(\vec{B}_2 \times \vec{B}_1) \times \Delta[\vec{B}]|} \quad (3.40)$$

où l'indice 1 correspond à l'amont du choc et l'indice 2 à l'aval, et où  $\Delta[\vec{B}]$  est la différence entre  $\vec{B}_2$  et  $\vec{B}_1$  (on conservera ces notations dans les équations suivantes). Cependant, cette méthode ne peut être appliquée dans les cas où  $\Theta_{Bn} = 90^\circ$  ou  $0^\circ$ . A fort nombre de Mach et à  $\Theta_{Bn}$  proche de  $90^\circ$  ou de  $0^\circ$ , la normale au choc peut aussi être approximée par l'expression suivante, qui découle de la coplanarité de la vitesse :

$$\vec{n}_{VC} = \pm \frac{\vec{V}_2 - \vec{V}_1}{|\vec{V}_2 - \vec{V}_1|} \quad (3.41)$$

Il existe aussi des méthodes qui combinent les données de champ magnétique et de vitesse, en se basant sur le fait que les vecteurs vitesse en amont et en aval du choc se trouvent aussi dans le même plan que les vecteurs champ magnétique (*Schwartz, 1998*). Ceci découle des équations de conservation de la MHD. La normale au choc est alors obtenue de la façon suivante (voir par exemple *Schwartz, 1998*) :

$$\vec{n}_{MX1} = \pm \frac{(\vec{B}_1 \times \Delta[\vec{V}]) \times \Delta[\vec{B}]}{|(\vec{B}_1 \times \Delta[\vec{V}]) \times \Delta[\vec{B}]|} \quad (3.42)$$

$$\vec{n}_{MX2} = \pm \frac{(\vec{B}_2 \times \Delta[\vec{V}]) \times \Delta[\vec{B}]}{|(\vec{B}_2 \times \Delta[\vec{V}]) \times \Delta[\vec{B}]|} \quad (3.43)$$

$$\vec{n}_{MX3} = \pm \frac{(\Delta[\vec{B}] \times \Delta[\vec{V}]) \times \Delta[\vec{B}]}{|(\Delta[\vec{B}] \times \Delta[\vec{V}]) \times \Delta[\vec{B}]|} \quad (3.44)$$

Enfin, l'analyse de minimum variance, appliquée au champ magnétique, permet de déterminer la normale au choc comme étant la direction le long de laquelle le champ magnétique présente le moins de variation (*Sonnerup et Scheible, 1998*). En effet, nous avons déjà souligné que la composante normale du champ magnétique est conservée au passage du choc (voir Equation 1.3). Si l'on arrive à trouver une direction unique où la variation du champ magnétique est négligeable, alors cette direction correspond à la normale au choc. Cette méthode ne fonctionne pas dans le cadre d'un choc purement MHD, du fait de la coplanarité du champ magnétique, car la matrice de variance ainsi obtenue est dégénérée : on a alors un plan où la variance est minimum, et pas une direction unique. Cependant, le théorème de coplanarité n'est plus valide lorsque l'on a affaire à un choc non-stationnaire, ce qui est le cas pour l'onde de choc terrestre (voir par exemple *Treumann et Jaroschek, 2008*). De plus, la présence d'une structure appelée la rampe, formée par des ions réfléchis au niveau de l'onde de choc et donc due à des effets cinétiques, viole la coplanarité. Par conséquent, il apparaît que l'analyse de minimum variance permet en général de déterminer sa normale de façon unique. Notons aussi que, contrairement aux autres méthodes présentées ci-dessus où l'on s'intéresse aux paramètres en amont et en aval du choc, en excluant la discontinuité, l'analyse de minimum variance doit être appliquée à un jeu de données comprenant la transition du choc.

En général, le champ magnétique est mesuré avec une plus grande précision et une plus grande résolution temporelle que la vitesse. Par exemple, dans les données Cluster, le champ magnétique est mesuré 22 fois par seconde en mode normal, tandis que la vitesse n'est déterminée qu'une fois toutes les 4s. De ce fait, on privilégiera souvent les méthodes basées uniquement sur le champ magnétique, c'est-à-dire la coplanarité magnétique (Equation 3.40) et l'analyse de minimum variance, par rapport aux méthodes mixtes et la coplanarité de la vitesse.

Dans le cas où plusieurs satellites rencontrent le choc, on peut combiner leurs jeux de données pour remonter à la direction de la normale au choc. Cette méthode suppose que le choc est un plan qui se déplace à une certaine vitesse  $V_{\text{choc}}$  constante et dirigée le long de sa normale (*Maksimovic et al., 2003*). Elle n'est cependant applicable que si les différents satellites considérés ne sont pas contenus dans un même plan. Dans le cas de Cluster, par exemple, la constellation de satellites doit former un tétraèdre bien défini pour que la direction de la normale au choc soit bien définie. De plus, les satellites doivent être relativement proches les uns des autres, afin que l'hypothèse d'un choc plan soit justifiée, ce qui n'est plus le cas à grande échelle.

Ces différentes méthodes de détermination de la normale au choc à partir des données satellites ont toutes leurs points forts et leurs limitations. Il n'existe pas de règle absolue pour privilégier une technique par rapport à une autre, car certaines seront plus adaptées dans des cas donnés, et d'autres dans d'autres situations. Le fait que le champ magnétique soit mesuré plus précisément que la vitesse du plasma est certes un argument en faveur des méthodes s'appuyant uniquement sur ce paramètre. Toutefois, la meilleure approche reste encore d'appliquer plusieurs de ces méthodes et de comparer les résultats ainsi obtenus afin de déterminer au mieux la normale au choc.

Nous avons donc commencé par tester ces différentes méthodes (Equations 3.40 à 3.44, ainsi que l'analyse de minimum variance) sur quelques-uns des cas de nuages magnétiques étudiés. Toutes donnaient des résultats similaires pour la direction de la normale au choc, et nous avons choisi d'appliquer aux autres cas uniquement l'analyse de minimum variance. Les résultats ainsi obtenus sont considérés comme satisfaisants s'ils remplissent les critères

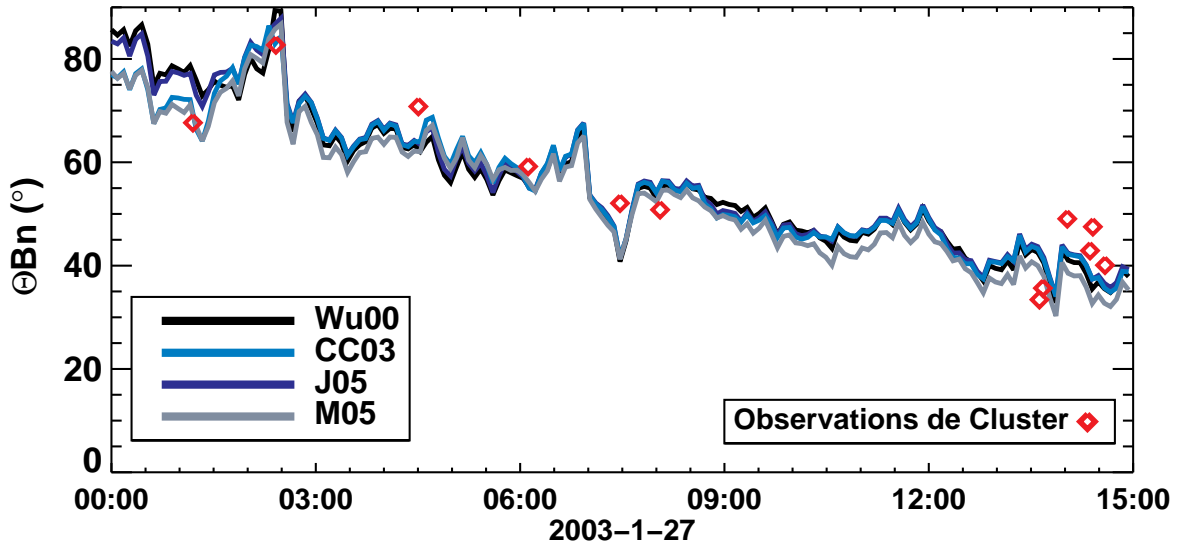


FIGURE 3.5 – Variation de l’angle  $\Theta_{Bn}$  au cours du nuage magnétique du 27 Janvier 2003 d’après les modèles (lignes continues) et d’après les observations de Cluster (losanges rouges).

suivants, qui reposent sur les propriétés de l’analyse de minimum variance. D’une part, les valeurs propres de la matrice de variance magnétique doivent être suffisamment distinctes pour que l’on considère que l’axe de minimum variance est bien déterminé. Nous imposons par conséquent que le ratio entre les valeurs propres intermédiaire et minimum soit au moins supérieur à 3. Par ailleurs, la direction de la normale ainsi calculée ne doit pas être modifiée si l’on change l’intervalle de temps sur lequel est appliquée l’analyse de minimum variance. Si l’un ou l’autre de ces critères de validité n’est pas rempli pour une traversée de choc donnée, nous considérons que la normale au choc obtenue n’est pas fiable et nous écartons ce point de mesure de la suite de notre étude.

### Calcul de $\Theta_{Bn}$

Une fois la direction de la normale au choc déterminée, nous pouvons calculer l’angle  $\Theta_{Bn}$  prédit par les différents modèles à l’aide de la donnée du champ magnétique interplanétaire en amont du choc. Pour cela, nous utilisons comme précédemment les données du satellite ACE propagées jusqu’au choc. Même si Cluster nous fournit des mesures de champ magnétique à proximité du choc, donc ne nécessitant pas d’hypothèses sur leur propagation, nous prendrons les observations en  $L_1$  pour la simple et bonne raison que Cluster ne nous fournit pas des mesures en continu dans le vent solaire, puisqu’il se trouve régulièrement dans la magnétogaine. Les modèles nous donnant accès à la normale au choc tout au long des événements étudiés, il sera intéressant d’observer l’évolution de l’angle  $\Theta_{Bn}$  sur toute cette durée, même si l’on n’aura aucune indication sur sa valeur réelle en dehors des points de traversée de Cluster. En ce qui concerne ces derniers, nous n’avons cette fois-ci accès à la direction de la normale qu’à des instants donnés, et pas en continu comme c’est le cas pour les modèles. Par conséquent, nous utiliserons les données de champ magnétique directement mesurées par Cluster en amont du choc lors du calcul des

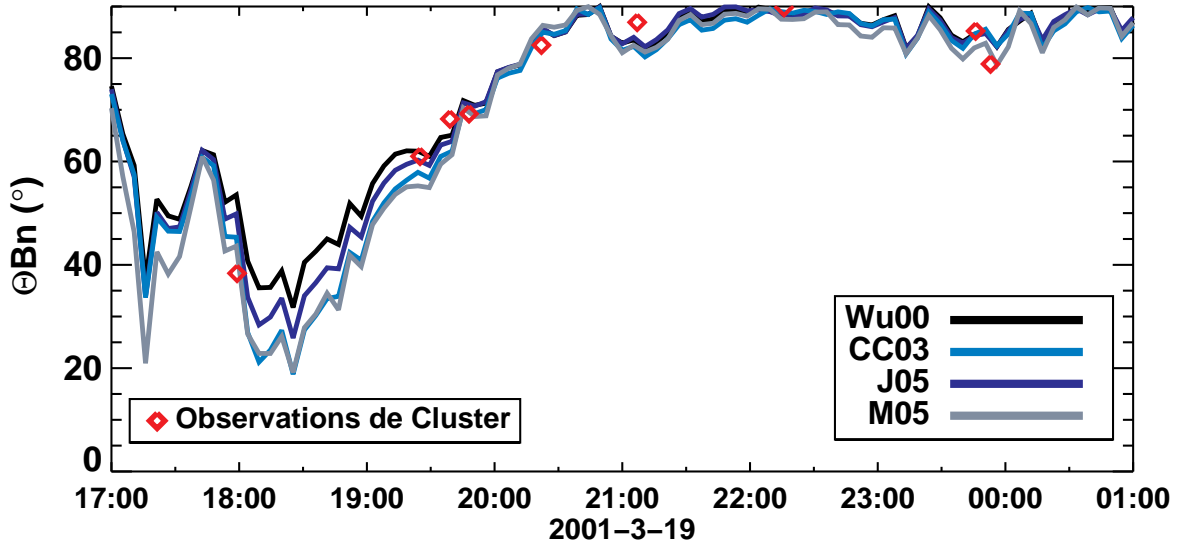


FIGURE 3.6 – Variation de l'angle  $\Theta_{Bn}$  au cours du nuage magnétique du 19 Mars 2001 d'après les modèles (lignes continues) et d'après les observations de Cluster (losanges rouges).

valeurs de  $\Theta_{Bn}$  observées par le satellite.

Les valeurs de  $\Theta_{Bn}$  ainsi obtenues pendant le nuage magnétique du 27 Janvier 2003 sont présentées sur la Figure 3.5, en lignes continues pour les prédictions des modèles. On constate tout d'abord que, de façon surprenante, les 4 modèles nous donnent pratiquement les mêmes résultats pour l'angle  $\Theta_{Bn}$ . Même si leurs prédictions diffèrent, et parfois grandement, en ce qui concerne la position du choc (voir graphique inférieur de la Figure 3.4), les valeurs de  $\Theta_{Bn}$  sont quasiment identiques d'un modèle à l'autre, avec au maximum un écart de  $10^\circ$ , au cours des deux premières heures d'observations. Tous prédisent une variation lente de cet angle de  $90^\circ$  à  $40^\circ$ , soit une transition progressive d'un régime quasi-perpendiculaire à un régime plus oblique au fur et à mesure du passage du nuage magnétique. Ces résultats sont en excellent accord avec les observations de Cluster (losanges rouges), qui présentent aussi cette diminution graduelle de  $\Theta_{Bn}$ . Les valeurs prédites sont très proches des valeurs mesurées, avec des écarts inférieurs à  $10^\circ$ . Quel que soit le modèle, tous fournissent une très bonne estimation de l'angle  $\Theta_{Bn}$ .

De même, pour le nuage magnétique du 19 Mars 2001, l'accord entre les prédictions des modèles et les observations de Cluster est très bon, comme on peut le voir sur la Figure 3.6. L'angle  $\Theta_{Bn}$  croît cette fois-ci de  $40^\circ$  à  $90^\circ$  pendant les premières heures d'observation, puis se maintient en régime quasi-perpendiculaire pendant le reste du nuage magnétique. L'écart entre valeurs prédites et observées est encore plus faible que dans le cas précédent. Sur tous les cas que nous avons étudiés ici, les résultats obtenus nous permettent d'aboutir aux mêmes conclusions : les 4 modèles donnent des valeurs similaires de  $\Theta_{Bn}$ , quelles que soient leurs prédictions en terme de position du choc, et sont en très bon accord avec les observations.

## 3.4 Un cas particulier : le nuage magnétique du 15 Mai 2005

Au cours de ce travail, nous nous sommes aussi penchés sur le cas du nuage magnétique du 15 mai 2005, que nous avons vu en détail dans le chapitre précédent (cas 2). Le choc est en effet traversé à de nombreuses reprises par Cluster au cours de ce nuage magnétique. Toutefois, nous l'avons écarté de notre étude comparative, car il s'agit d'un cas de vent solaire particulièrement extrême, où il s'avère qu'aucun des modèles n'est capable de prédire correctement la position du choc. Dans tous les autres cas étudiés, les modèles, ou au moins une partie d'entre eux, prédisent plus ou moins bien la position du choc, sans jamais en être trop éloignés. En revanche, le 15 mai 2005, tous les modèles placent le choc parfois à plus de  $10 R_E$  de l'endroit où il se trouve réellement. C'est pourquoi nous lui consacrons une section à part.

### 3.4.1 Position du choc

Le nuage magnétique du 15 Mai 2005, qui s'étend sur 3 jours, du 15 au 17 Mai, est l'un des événements de vent solaire les plus extrêmes du cycle solaire 23. L'amplitude du champ magnétique interplanétaire est montée au-delà de 50 nT dans le vent solaire, tandis que la densité a chuté à moins d'une particule par  $\text{cm}^3$ . Ces valeurs particulièrement extrêmes ont provoqué un passage en régime sub-alfvénique pendant une vingtaine de minutes entre 09:25 et 09:45. Le nombre de Mach d'Alfvén au cours de cet événement est tracé sur la partie supérieure de la Figure 3.7. La ligne en pointillé indique la valeur  $M_A = 1$ . La courbe noire passe légèrement en dessous de cette limite aux alentours de 09:30.

La période qui nous intéresse ici, au cours de laquelle Cluster traverse le choc à maintes reprises, s'étale sur 16 heures dans la première partie du nuage magnétique. Le nuage magnétique lui-même débute aux environs de 06:00, soit une demi-heure avant le début de l'intervalle étudié ici. Le champ magnétique décroît progressivement de 55 à 20 nT tout au long de ces 16 heures d'observations, mais le nombre de Mach d'Alfvén reste très bas en raison de la faible densité de particules : il est inférieur à 3,5 pendant au moins 16 heures (voir la Figure 3.7, graphique supérieur). On notera que les traversées de choc étudiées dans ce paragraphe sont celles visibles sur la Figure 3.7, sur lesquelles l'analyse de minimum variance a été appliquée au paragraphe 2.3.

La position du choc prédite par les différents modèles, ainsi que l'orbite de Cluster et ses traversées du choc, sont présentées sur la partie centrale de la Figure 3.7, suivant le même code de couleurs que la Figure 3.4. Au cours des deux premières heures d'observation, les modèles sont relativement proches de la position de Cluster, mais seul le M05 place le choc en-deçà de sa trajectoire lorsque le satellite se trouve dans le vent solaire (portions violettes). Sachant que nous sommes en dehors du domaine de validité de ce modèle et qu'il a tendance à sous-estimer la position du choc, il est difficile de juger de la qualité de ses prédictions. Il est néanmoins le seul à être un minimum en accord avec les observations, sur une brève portion de l'événement étudié. Par la suite, ses prédictions rejoignent celles de Wu00 et sont donc aussi éloignées des observations que ces dernières.

Après 08:30, le nombre de Mach alfvénique descend en dessous de 2 et s'y maintient au cours des 8 heures suivantes. Les prédictions des modèles s'emballent alors, plaçant le

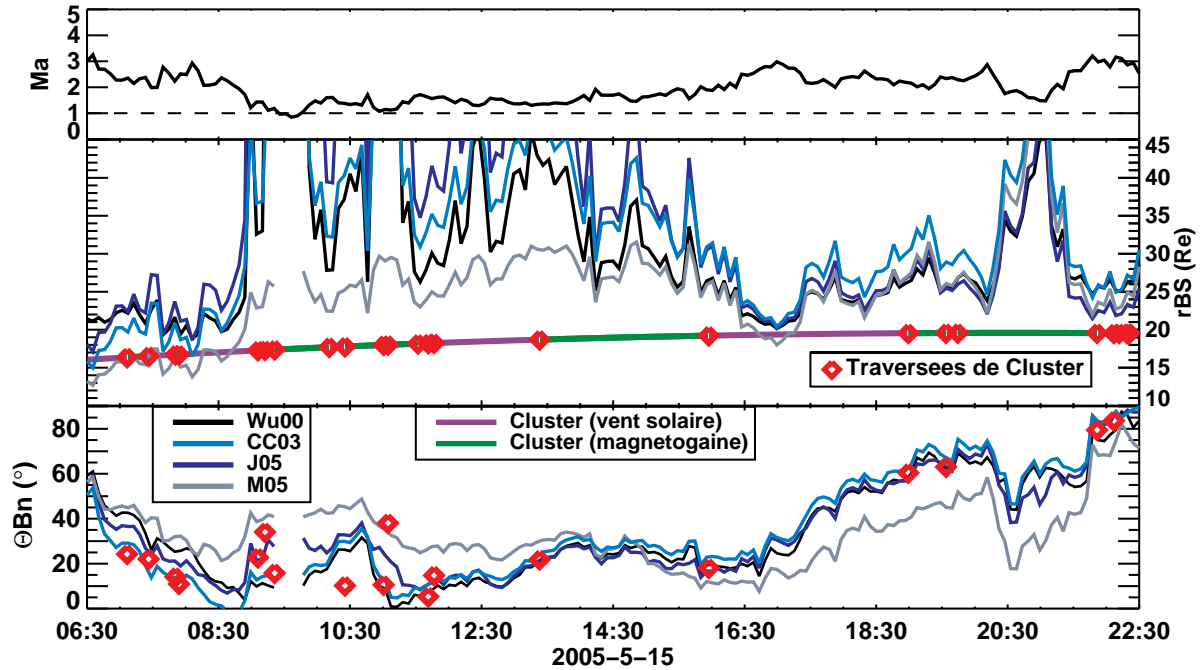


FIGURE 3.7 – De haut en bas : nombre de Mach d’Alfvén calculé à partir des données ACE, décalé de 45 minutes pour correspondre aux observations de Cluster — position du choc prédite par les différents modèles au cours du nuage magnétique du 15 Mai 2005, dans la direction du satellite, et orbite de Cluster — variation de l’angle  $\Theta_{Bn}$  au cours du nuage magnétique du 15 Mai 2005 d’après les modèles (lignes continues) et d’après les observations de Cluster (losanges rouges).

choc à des distances considérables et allant jusqu’à diverger quand  $M_A$  passe en dessous de 1, présentant d’amples fluctuations à chaque petite variation de  $M_A$ . Les observations nous montrent au contraire que le choc était observé régulièrement à moins de 20  $R_E$ , puisque Cluster passe à plusieurs reprises dans le vent solaire après 08:30 et y reste même pendant une heure et demie, entre 12:00 et 13:30. Les modèles surestiment donc largement la position du choc, et ce jusqu’à la fin de la période étudiée ici. Entre 16:30 et 17:30, ils se rapprochent à nouveau brièvement de l’orbite de Cluster, mais sans parvenir à prédire correctement son passage dans le vent solaire. Même le modèle J05, dont les prédictions étaient les plus fiables dans les autres cas analysés, est incapable de localiser correctement le choc dans un cas aussi violent que le nuage magnétique du 15 Mai 2005.

Une raison qui pourrait expliquer l’échec des modèles à localiser correctement le choc en conditions de vent solaire particulièrement extrêmes est que tous s’appuient sur l’hypothèse que le choc est dans un état d’équilibre et répond instantanément aux variations des paramètres amont. Mais l’on sait que le choc se déplace à une vitesse finie et qu’il n’est pas dans un état d’équilibre, mais a au contraire une "histoire". Par exemple, dans le cas qui nous intéresse ici, le choc a été particulièrement comprimé par l’arrivée de la gaine du nuage magnétique. Celle-ci atteint en effet le voisinage de la Terre avec une pression dynamique de plus de 30 nPa, qui va nécessairement provoquer la compression du choc d’étrave.

Par la suite, lorsque la pression dynamique diminue, le choc se dilate pour rejoindre une nouvelle position d’équilibre, mais cette dilatation a une dynamique. On peut donc

avancer l'hypothèse que si le choc est observé beaucoup plus près de la Terre que ce que prédisent les modèles, c'est parce qu'il a été fortement comprimé dans les heures qui précèdent, et qu'il est en train de se dilater progressivement. Ceci n'est pas décrit par les modèles actuels, et nécessiterait une formulation autrement plus complexe.

Une autre hypothèse envisageable est une mauvaise détermination de la densité dans le vent solaire, qui entraîne une estimation incorrecte du nombre de Mach d'Alfvén. En effet, on sait que plus la densité est faible, moins les mesures effectuées par les instruments particules à bord de satellites tels qu'ACE sont fiables. Nous avons déjà mentionné un peu plus tôt que lorsque le nombre de Mach d'Alfvén est faible, des petites fluctuations de ce paramètre suffisent à faire varier grandement la position de l'onde de choc, ce qui pourrait expliquer les écarts entre modèles et observations. Cependant, dans le cas du 15 Mai 2005, la densité du plasma est faible, parfois en dessous de  $1 \text{ cm}^{-3}$ , mais reste tout de même la majeure partie du temps dans une gamme similaire à celle rencontrée habituellement dans le vent solaire. En particulier, de 09:15 à 19:30, la densité est de l'ordre de 2 à  $5 \text{ cm}^{-3}$ , et devrait donc être mesurée avec une précision suffisante, alors qu'on observe un profond désaccord entre modèles et observations sur cette période (voir Figure 3.7). L'imprécision sur les mesures de densité ne peut donc pas à elle seule expliquer les écarts observés.

### 3.4.2 Angle $\Theta_{\text{Bn}}$

Un autre fait surprenant lorsque l'on s'intéresse aux prédictions des modèles pour le nuage magnétique du 15 Mai 2005 est le résultat obtenu en ce qui concerne l'angle  $\Theta_{\text{Bn}}$ . On vient de voir qu'aucun des modèles ne parvient à localiser correctement le choc car ils le positionnent à des distances très éloignées de Cluster.

Et pourtant, comme le montre la partie inférieure de la Figure 3.7, leurs prédictions sont en excellent accord avec les observations, sauf peut-être entre 08:30 et 11:00. On a tout d'abord des traversées de choc en régime quasi-parallèle, jusqu'à 16:30, puis on passe à un régime quasi-perpendiculaire, comme cela est confirmé à partir de 18:30 par les angles  $\Theta_{\text{Bn}}$  observés par Cluster au cours des dernières heures d'étude. On constate par ailleurs que malgré la déformation importante du choc selon le modèle M05, la normale au choc est peu différente des autres : l'écart entre le  $\Theta_{\text{Bn}}$  du modèle M05 et les autres n'excède jamais  $20^\circ$ . De la même manière qu'au paragraphe 3.3.4 on retrouvait les mêmes valeurs de  $\Theta_{\text{Bn}}$  quelles que soient les estimations du modèle en terme de localisation du choc, les modèles prédisent ici correctement les variations de cet angle, c'est-à-dire la forme du choc, même s'ils situent le choc à une dizaine de rayons terrestres de sa position effective.

## 3.5 Conclusion de cette étude

Dans ce chapitre, nous avons sélectionné quatre modèles de choc, dont nous avons testé les prédictions en conditions de nombre de Mach d'Alfvén faible, correspondant aux conditions rencontrées au cours de nuages magnétiques, en comparant celles-ci aux observations de Cluster. Il est apparu que, en ce qui concerne la position du choc, un de ces modèles, le modèle J05, donne de bien meilleurs résultats que les autres. Ce modèle parvient à situer correctement le satellite dans le vent solaire ou dans la magnétogaine, avec un taux de réussite d'au moins 73 % dans ces deux régions. Les modèles CC03 et Wu00, en revanche, ont tendance à surestimer la distance du choc à la Terre. Le modèle



M05, utilisé à la limite de son domaine de validité au cours d'une grande partie des événements étudiés, sous-estime comme attendu la position du choc.

En ce qui concerne l'angle  $\Theta_{Bn}$ , dont le rôle majeur n'est plus à rappeler, nous avons pu constater que tous les modèles s'accordent sur sa valeur, et sont en bon accord avec les observations, à une dizaine de degrés près. N'importe lequel d'entre eux pourrait donc être utilisé pour l'évaluer. Ceci montre que ces quatre modèles prédisent correctement la forme de l'onde de choc. Nous préférons toutefois utiliser le modèle J05 qui donne des résultats plus réalistes pour la position du choc dans les cas de nuages magnétiques à nombre de Mach d'Alfvén faible.

Il existe cependant des limites à l'emploi de ces modèles, comme nous avons pu l'observer concrètement en nous penchant sur le cas du nuage magnétique du 15 Mai 2005. Dans des cas de vent solaire particulièrement extrêmes, quand on s'approche ou qu'on atteint un régime sub-alfvénique, les modèles ne parviennent plus à localiser correctement le choc. De tels événements sont néanmoins suffisamment rares pour que l'on puisse appliquer les modèles à la majorité des cas, avec un niveau de confiance satisfaisant.

L'étude présentée dans ce chapitre a fait l'objet d'une publication dans la revue *Annales Geophysicae* (*Turc et al., 2013, Annexe B*).

# Chapitre 4

## Développement d'un modèle de magnétogaine

### Motivations

L'étude de cas menée au Chapitre 2 suggère que les paramètres du choc d'étrave influent notablement sur la modification de la structure des nuages magnétiques en aval de celui-ci. Pour comprendre comment le choc altère cette structure, il est nécessaire de pouvoir relier les observations effectuées dans la magnétogaine à celles dans le vent solaire, et donc de remonter aux conditions rencontrées à la traversée du choc. Dans le Chapitre 3, nous avons sélectionné un modèle de choc adapté aux cas de nuages magnétiques. Grâce à ce modèle, nous avons maintenant accès à la distance du choc à la Terre et à la direction de la normale à sa surface en tout point, à partir de la seule donnée des paramètres de vent solaire. Reste maintenant à faire le lien entre une position donnée dans la magnétogaine, correspondant par exemple à celle d'un satellite, et le point d'entrée du plasma au niveau de l'onde de choc. Pour cela, il nous faut donc modéliser le profil d'écoulement dans la magnétogaine au cours du passage d'un nuage magnétique. Le développement et la validation du modèle de magnétogaine que nous avons développé, ainsi qu'une première étude basée sur ses résultats, seront l'objet du présent chapitre.

### Les modèles de magnétogaine existants

L'écoulement du plasma du vent solaire autour de l'obstacle formé par la magnétosphère terrestre peut être décrit en résolvant numériquement les équations de la magnétohydrodynamique, ou bien plus simplement avec celles de l'hydrodynamique si l'on fait l'hypothèse d'un écoulement non-magnétisé. C'est par exemple ce que fait le modèle de *Spreiter* et al. (1966), largement utilisé et dont les résultats montrent un bon accord avec les observations satellites (voir par exemple l'article de synthèse de *Stahara*, 2002). Cependant, de telles simulations requièrent des temps de calcul importants, qui sont difficilement compatibles avec des études portant sur de nombreux cas nécessitant chacun leur propre simulation avec des paramètres d'entrée donnés.

Afin de pallier à ce problème de temps de calcul, des modèles analytiques ou semi-empiriques ont été développés afin de déterminer l'écoulement du plasma ou le champ magnétique dans la magnétogaine à l'aide d'un nombre restreint d'équations pouvant être

résolues simplement. Le modèle de *Russell et al.* (1983) propose une formule analytique permettant de retracer les lignes d'écoulement dans la magnétogaine et de relier des phénomènes observés en aval du choc aux conditions rencontrées au niveau de celui-ci.

Le modèle de *Kobel et Flückiger* (1994) permet de déterminer le champ magnétique dans la magnétogaine pour des conditions de vent solaire stationnaires, en faisant l'hypothèse que cette région peut être considérée comme étant dépourvue de courants, qui sont supposés confinés au niveau du choc et de la magnétopause. Dans le cadre de cette approximation, le champ magnétique se réduit à un potentiel scalaire satisfaisant l'équation de Laplace, et peut donc être calculé analytiquement. Il a été montré que, dans le cas particulier d'un champ magnétique interplanétaire radial, c'est-à-dire strictement parallèle à l'axe Terre-Soleil, le modèle de *Kobel et Flückiger* (1994) peut être utilisé comme un modèle d'écoulement. En effet, dans cette configuration spécifique, les lignes de champ magnétique et les lignes d'écoulement du plasma sont confondues. Cette application possible du modèle de *Kobel et Flückiger* (1994), soulignée par les auteurs eux-mêmes, a récemment été utilisée et améliorée par *Génot et al.* (2011).

*Kallio et Koskinen* (2000) ont développé un modèle semi-empirique permettant de déterminer à la fois la vitesse et le champ magnétique dans la magnétogaine. En plus des paramètres d'entrée habituellement requis par les modèles, comme les conditions de vent solaire amont et la forme et la position des frontières, leur modèle nécessite une description spécifique du champ magnétique à l'intérieur de la magnétosphère. Ce modèle est dit semi-empirique car ses paramètres libres ont été ajustés par rapport à des résultats de simulations fluides globales. Plus récemment, *Romashets et al.* (2008) ont introduit un modèle analytique du champ magnétique dans la magnétogaine reposant sur les conditions aux limites imposées par le choc et la magnétopause.

Ces trois modèles de champ magnétique (*Kobel et Flückiger*, 1994 ; *Kallio et Koskinen*, 2000 ; *Romashets et al.*, 2008) sont formulés en coordonnées paraboliques car la géométrie du problème s'y prête : le choc et la magnétopause y sont décrits par des paraboloides, dont les foyers sont en général communs. *Soucek et Escoubet* (2012) ont récemment proposé une extension du modèle de *Kobel et Flückiger* (1994), permettant d'utiliser n'importe quel modèle de magnétopause et n'importe quel modèle de choc où celui-ci est un paraboloïde, sans contrainte sur leurs foyers. Ces auteurs ont de plus repris et poursuivi les travaux de *Génot et al.* (2011), et utilisent donc le modèle de *Kobel et Flückiger* (1994) avec les modifications qu'ils y ont apportées comme un modèle d'écoulement.

Le modèle de magnétogaine développé dans le cadre de cette thèse a pour vocation de dépeindre de manière simple l'interaction de nuages magnétiques avec le choc terrestre et leur propagation en aval de celui-ci. L'écoulement du plasma en aval de l'onde de choc sera décrit par le modèle de *Soucek et Escoubet* (2012), car il n'impose pas de contraintes fortes sur la forme et la position des frontières. Une fois le profil d'écoulement déterminé, nous calculerons le champ magnétique dans la magnétogaine.

## 4.1 Description du modèle

Notre modèle de magnétogaine est tridimensionnel et est formulé en coordonnées GSE. Par la suite, toutes les grandeurs seront données dans ce système de coordonnées. Nous présenterons principalement les résultats dans des plans de coupe, plan équatorial (XY) et plan contenant les pôles (XZ), mais le champ magnétique peut être calculé dans la

totalité de la magnétogaine.

### 4.1.1 Frontières

L'écoulement dans la magnétogaine est principalement contraint par les frontières qui délimitent cette région, à savoir le choc et la magnétopause. Pour décrire la position et la forme de l'onde de choc, nous utiliserons le modèle de *Jeřáb et al. (2005)* qui est particulièrement bien adapté aux conditions associées aux nuages magnétiques (voir le paragraphe 3.2.4 pour la description détaillée de ce modèle).

En ce qui concerne la magnétopause, nous nous appuyerons sur le modèle de *Shue et al. (1998)* qui est très largement utilisé dans les études de l'environnement terrestre. Il s'agit d'une extension du modèle de *Shue et al. (1997)* mentionné au Chapitre 3, qui étend le domaine d'application de ce dernier à une gamme plus large de paramètres du vent solaire. Le modèle de *Shue et al. (1998)* est axisymétrique, par rotation autour de l'axe Terre-Soleil. La distance géocentrique  $r$  de la magnétopause dans une direction  $\theta$  par rapport à l'axe Terre-Soleil est donnée par l'expression suivante :

$$r = r_0 \left( \frac{2}{1 + \cos \theta} \right)^\alpha \quad (4.1)$$

où

$$r_0 = (10, 22 + 1, 29 \tanh[0, 184(B_z + 8, 14)]) D_p^{-\frac{1}{6,6}} \quad (4.2)$$

est la position du nez de la magnétopause et

$$\alpha = (0, 58 - 0, 007B_z)(1 + 0, 024 \ln(D_p)) \quad (4.3)$$

est un paramètre d'évasement.  $B_z$  est la composante du champ magnétique interplanétaire le long de l'axe du dipôle magnétique terrestre, donc donnée en coordonnées GSM (Geocentric Solar Magnetic), et  $D_p$  la pression dynamique du vent solaire. Dans le présent chapitre, nous travaillerons uniquement sur des cas synthétiques, pour lesquels le repère GSM n'est pas défini puisque la direction de l'axe du dipôle terrestre varie au cours du temps. Nous ne ferons donc pas la distinction entre les coordonnées GSE et GSM. En revanche, lorsque par la suite nous nous intéresserons à des événements réels, le  $B_z$  utilisé pour calculer la position de la magnétopause sera donné dans le repère GSM. Les équations 4.1, 4.2 et 4.3 sont valables pour  $B_z \in [-20; 20]$  nT,  $D_p \in [0, 5; 60]$  nPa et pour  $x > -40 R_T$ .

### 4.1.2 Ecoulement dans la magnétogaine

Le profil d'écoulement du plasma entre les deux frontières définies par les modèles de *Jeřáb et al. (2005)* et de *Shue et al. (1998)* est déterminé grâce à la méthode proposée par *Soucek et Escoubet (2012)*. Cette méthode repose essentiellement sur le modèle de *Kobel et Flückiger (1994)*, que nous avons mentionné un peu plus tôt comme étant un modèle analytique du champ magnétique dans la magnétogaine qui peut aussi être employé comme un modèle d'écoulement (*Génot et al., 2011*).

La limitation principale du modèle de *Kobel et Flückiger (1994)* vient des contraintes très fortes qui sont imposées sur les frontières de la magnétogaine : le choc et la magnétopause doivent être décrits par des paraboloïdes de révolution de même foyer. Cela laisse

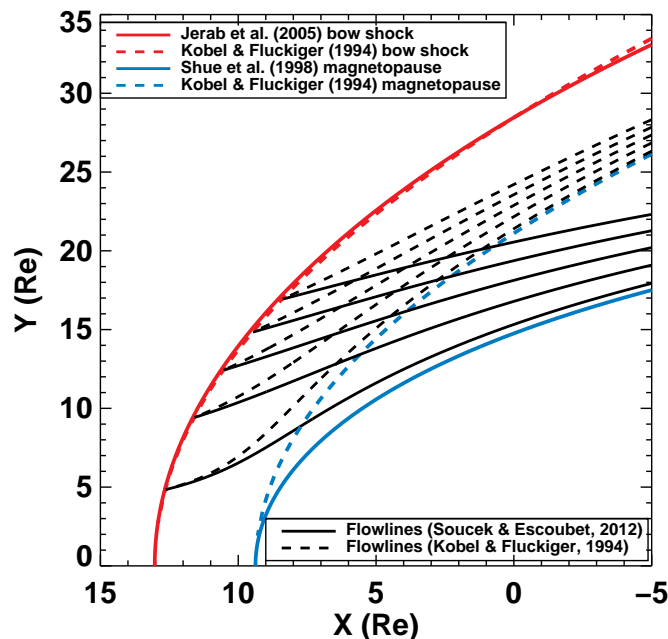


FIGURE 4.1 – Lignes d’écoulement du plasma (noir) dans le vent solaire puis dans la magnétogaine, entre le choc (en rouge) et la magnétopause (en bleu). Les courbes en traits pleins correspondent à notre modèle, et celles en pointillés au modèle de *Kobel* et *Flückiger* (1994).

donc très peu de latitude quant au choix des modèles, et en particulier le modèle de *Jeřáb* et al. (2005) ne peut pas être utilisé puisque sa forme n’est pas celle d’un paraboloïde de révolution. Cependant, le modèle de *Soucek* et *Escoubet* (2012) propose un moyen de contourner cette restriction.

Les grandes étapes de la procédure employée sont schématisées sur la Figure 4.1. On procède tout d’abord à l’ajustement de la forme du choc donnée par le modèle de *Jeřáb* et al. (2005) (trait plein rouge) par une parabole (tirets rouges) s’en rapprochant au mieux. A cette parabole sont associés un paramètre d’évasement et un foyer, ajustés tous deux de façon à reproduire au mieux la forme donnée par le modèle de *Jeřáb* et al. (2005). Une fois ces paramètres fixés, la forme et la position de la magnétopause dans le modèle de *Kobel* et *Flückiger* (1994) sont complètement déterminées. La magnétopause de *Kobel* et *Flückiger* (1994) ainsi imposée est représentée en tirets bleus. Nous allons pour l’instant nous concentrer sur la magnétogaine délimitée par les deux frontières paraboliques, en pointillés bleus et rouges, que nous qualifierons de magnétogaine de *Kobel* et *Flückiger* (1994). Dans cette magnétogaine de *Kobel* et *Flückiger* (1994), les lignes d’écoulement du plasma peuvent être déterminées de façon analytique grâce aux équations établies par *Kobel* et *Flückiger* (1994), que nous ne détaillerons pas ici. En guise d’exemples, cinq lignes d’écoulement dans la magnétogaine de *Kobel* et *Flückiger* (1994) sont représentées sur la Figure 4.1 (tirets noirs).

Il est alors évident que la magnétopause du modèle de *Kobel* et *Flückiger* (1994) (tirets bleus) diffère très largement de celle obtenue à l’aide du modèle de *Shue* et al. (1998) (courbe en trait plein bleu), qui est supposée plus réaliste. L’étape suivante de la méthode

de *Soucek et Escoubet (2012)* consiste à "remettre à l'échelle" ce profil d'écoulement, c'est-à-dire à le ré-agencer de façon à ce qu'il s'adapte à la magnétogaine délimitée par les modèles de frontières de notre choix, ici les modèles de *Jeřáb et al. (2005)* et de *Shue et al. (1998)*. Pour cela, *Soucek et Escoubet (2012)* se basent sur le fait que, dans une direction donnée, il existe une correspondance entre la vitesse en un point de la magnétogaine "réelle" et la vitesse au point situé à la même distance fractionnaire dans la magnétogaine de *Kobel et Flückiger (1994)*, par conservation du débit volumique. On définit la distance fractionnaire comme  $F(\theta) = (r(\theta) - r_{\text{MP}}(\theta))/(r_{\text{choc}}(\theta) - r_{\text{MP}}(\theta))$ , où  $r$  est la position du point considéré,  $r_{\text{MP}}$  celle de la magnétopause et  $r_{\text{choc}}$  celle du choc, dans la direction donnée par l'angle polaire  $\theta$  par rapport à l'axe Terre-Soleil. En effet, dans le modèle de *Soucek et Escoubet (2012)*, le profil d'écoulement dans la magnétogaine est supposé symétrique par rotation autour de l'axe Terre-Soleil. Par définition, la distance fractionnaire vaut 1 au niveau du choc et 0 à la magnétopause.

La relation ainsi établie nous permet de reconstruire le profil d'écoulement entre le choc de *Jeřáb et al. (2005)* et la magnétopause de *Shue et al. (1998)*. Les lignes d'écoulement recalculées à partir des lignes initiales de *Kobel et Flückiger (1994)* (tirets) sont dessinées en traits pleins noirs sur la Figure 4.1. On notera qu'au niveau du choc, les lignes d'écoulement du modèle de *Kobel et Flückiger (1994)* (tirets noirs) et celles du modèle de *Soucek et Escoubet (2012)* (traits pleins) se rejoignent, car les modèles de choc de *Jeřáb et al. (2005)* et de *Kobel et Flückiger (1994)* sont confondus.

La dernière étape pour obtenir le profil de vitesse du plasma dans la magnétogaine consiste à donner aux vecteurs définissant le profil d'écoulement calculé ci-dessus la dimension d'une vitesse. En effet, nous avons évoqué plus tôt que le modèle de *Kobel et Flückiger (1994)* est à la base un modèle de champ magnétique. Par conséquent, si la direction des vecteurs que nous avons déterminés est correcte, leur dimension reste toutefois celle d'un champ magnétique. Pour calculer le facteur de conversion requis pour passer d'un champ magnétique à une vitesse, nous allons tout d'abord nous placer juste en aval du choc, où l'amplitude de la vitesse peut être obtenue directement à l'aide des relations de Rankine-Hugoniot. On établit ainsi le coefficient  $V_{\text{m0}}$  par lequel doivent être multipliés les vecteurs "vitesse"  $\vec{u}$  obtenus avec le modèle de *Soucek et Escoubet (2012)* pour obtenir la vitesse dans la magnétogaine :

$$V_{\text{m0}} = \frac{V_1^{(t)}}{u^{(t)}} \quad (4.4)$$

où  $V_1^{(t)}$  est la composante tangentielle de la vitesse du vent solaire, à l'endroit où la ligne d'écoulement rejoint le choc, et  $u^{(t)}$  la composante tangentielle du vecteur "vitesse" obtenu dans la magnétogaine, juste en aval du choc, avec le modèle de *Soucek et Escoubet (2012)*. La vitesse en n'importe quel point de la magnétogaine sera donc donnée par :

$$\vec{V}_{\text{Mgaine}} = V_{\text{m0}} \vec{u} \quad (4.5)$$

L'expression de  $V_{\text{m0}}$  donnée ci-dessus, pour être valable en tout point de la magnétogaine, implique une densité constante dans cette région. Si l'on suppose que celle-ci varie, on peut remplacer l'expression ci-dessus par :

$$V_{\text{m0}} = \frac{V_1^{(t)} n_2}{u^{(t)} n} \quad (4.6)$$

où  $n_2$  est la densité juste en aval du choc et  $n$  la densité au point considéré dans la magnétogaine. A l'instar de *Génot et al. (2011)*, nous utiliserons dans notre modèle le

profil de densité suivant, qui modélise grossièrement la diminution de densité observée au voisinage de la magnétopause :

$$\frac{n_2}{n} = 0,8 + 0,2 \times \tanh(4F) \quad (4.7)$$

où  $F$  est à nouveau la distance fractionnaire à l'intérieur de la magnétogaine. Le coefficient  $V_{m0}$  variera donc en fonction de la position dans la magnétogaine.

### 4.1.3 Calcul du champ magnétique

Une fois déterminé le profil de vitesse dans la magnétogaine, nous allons pouvoir calculer le champ magnétique à l'intérieur de cette région. Nous ferons l'hypothèse que le comportement du plasma dans la magnétogaine peut être décrit par la MHD idéale, et donc que le champ magnétique est gelé dans le plasma. Nous allons nous appuyer sur les trois équations suivantes :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (4.8)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\partial \vec{B} / \partial t \quad (4.9)$$

$$\vec{E} + \vec{V} \times \vec{B} = 0 \quad (4.10)$$

qui sont respectivement la conservation du flux magnétique, l'équation de Faraday et la loi d'Ohm idéale.

En combinant ces trois équations, on peut écrire que :

$$\partial \vec{B} / \partial t + (\vec{V} \cdot \vec{\nabla}) \vec{B} = (\vec{B} \cdot \vec{\nabla}) \vec{V} - \vec{B} (\vec{\nabla} \cdot \vec{V}) \quad (4.11)$$

ce qui nous donne la variation du champ magnétique au cours du temps et de l'écoulement du plasma. Sachant que le champ magnétique dans la magnétogaine juste en aval de l'onde de choc peut être obtenu grâce aux équations de Rankine-Hugoniot, il sera ensuite possible, à partir de cette condition initiale, de le propager pas à pas le long de la ligne d'écoulement grâce à l'équation 4.11, puisque la vitesse est connue dans toute la magnétogaine. De plus, on imposera la conservation du flux magnétique au cours de la propagation du champ magnétique, c'est-à-dire que l'équation 4.8 devra être satisfaite en tout point.

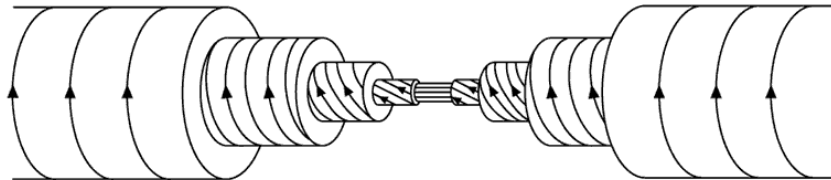


FIGURE 4.2 – Schéma d'une corde de flux. Les lignes de champ magnétique, dont l'orientation est donnée par les flèches, s'enroulent autour de l'axe central. Elles sont orientées le long de cet axe au centre de la corde de flux, et le long de la direction tangentielle sur la partie la plus externe. Figure tirée de *Russell (1999)*.

#### 4.1.4 Paramètres d'entrée

Les paramètres d'entrée de notre modèle de magnétogaine sont les paramètres du vent solaire en amont de l'onde de choc. Le nuage magnétique est modélisé par une corde de flux (voir Figure 4.2) dont le champ magnétique vérifie la relation  $\vec{\nabla} \times \vec{B} = \alpha \vec{B}$ , où  $\alpha$  est une constante (*Burlaga, 1988*). On suppose de plus que le nuage magnétique est symétrique par rotation autour de son axe central. On définit un repère cylindrique centré sur l'axe du nuage magnétique où  $A$  est la direction de cet axe,  $R$  la direction radiale et  $T$  la direction tangentielle, comme schématisé sur la Figure 4.3. Dans ce repère, le champ magnétique du nuage magnétique est donné par :

$$B_A = B_0 J_0(aR) \quad (4.12)$$

$$B_R = 0 \quad (4.13)$$

$$B_T = B_0 H J_1(aR) \quad (4.14)$$

où  $J_0$  et  $J_1$  sont les fonctions de Bessel à l'ordre 0 et à l'ordre 1, respectivement,  $R$  est la distance à l'axe,  $a$  une constante et  $H = \pm 1$  indique le sens de rotation du champ magnétique autour de l'axe central (*Lundquist, 1950*).

$B_0$  est une constante correspondant au champ magnétique axial du nuage magnétique. Nous fixerons sa valeur à  $\pm 20$  nT. En effet, des études statistiques (*Echer et al., 2005* ; *Wu et Lepping, 2011*) montrent que le champ magnétique maximum observé par des satellites

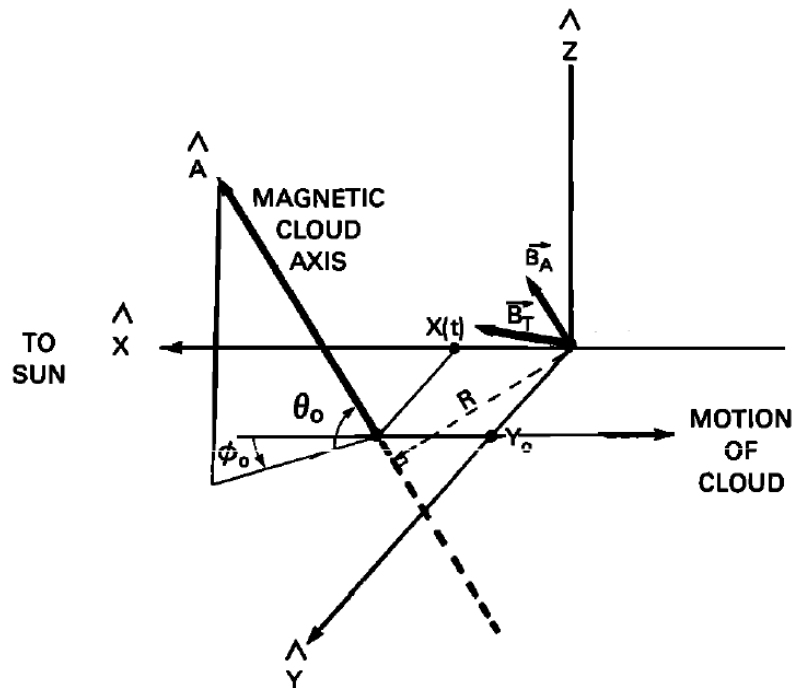


FIGURE 4.3 – Schéma du repère utilisé pour calculer le champ magnétique du nuage magnétique représenté par une corde de flux. Les axes  $X$ ,  $Y$  et  $Z$  correspondent au référentiel GSE. Les angles  $\theta_0$  et  $\phi_0$  définissent l'orientation de l'axe du nuage magnétique dans ce référentiel. Figure tirée de *Burlaga (1988)*.



lorsqu'ils traversent des nuages magnétiques est compris en moyenne entre 16 et 18 nT. Sachant que les satellites rencontrent les nuages magnétiques à des distances variables de l'axe, nous avons fait le choix de prendre une valeur du champ axial légèrement supérieure aux moyennes observées. La durée moyenne du passage d'un nuage magnétique au niveau de la Terre est de l'ordre d'un jour (*Lepping et al.*, 2006). Le rayon  $R_{\max}$  de la corde de flux sera donc fixé à  $3400 R_E$  pour une vitesse du vent solaire de 500 km/s. Dans une corde de flux, le champ magnétique axial du nuage magnétique,  $B_A$ , doit s'annuler quand  $R = R_{\max}$ . Il en découle que la constante  $a$  vaut  $a = J_0^0 / R_{\max}$  où  $J_0^0 \simeq 2,4048$  est le premier zéro de la fonction de Bessel  $J_0$ .

Le modèle de corde de flux de *Burlaga* (1988) nous donne accès à la distribution 3D du champ magnétique à l'intérieur du nuage, en fonction de la position par rapport à l'axe de ce dernier. Par conséquent, nous ne prendrons pas un champ magnétique identique partout en amont du choc, mais nous calculerons sa valeur au niveau de cette frontière en chaque point considéré à partir des équations 4.12 à 4.14. En général, le champ magnétique varie peu le long de l'onde de choc, car les dimensions du nuage magnétique sont considérables par rapport à celles de l'environnement terrestre. Cependant, à proximité de l'axe de la corde de flux, l'orientation de son champ magnétique peut changer sur des distances plus courtes.

En ce qui concerne la densité et la vitesse du vent solaire, ces paramètres restent constants au cours de tous les nuages magnétiques qui sont décrits dans le présent chapitre, car nous nous concentrons principalement sur l'évolution de leur structure magnétique. La vitesse du vent solaire est uniquement orientée le long de l'axe x, comme imposé par le modèle de *Soucek et Escoubet* (2012). Les relations de Rankine-Hugoniot nous permettent de déterminer l'intensité du champ magnétique, la vitesse et la densité juste en aval de l'onde de choc. Le rapport de compression utilisé est celui de *Landau et Lifshitz* (1959) :

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{(\gamma + 1)M_1^2}{(\gamma - 1)M_1^2 + 2} \quad (4.15)$$

où l'on prendra  $M_1 = M_A$ , où  $M_A$  est le nombre de Mach d'Alfvén.

## 4.2 Validation du modèle

### 4.2.1 Vitesse dans la magnétogaine

Avant d'appliquer notre modèle à des cas de nuages magnétiques, nous allons tester sa validité en comparant ses résultats à ceux de modèles antérieurs pour un vent solaire stationnaire. En ce qui concerne le profil de vitesse dans la magnétogaine, le modèle de *Soucek et Escoubet* (2012) nous servira de point de référence. Nous allons donc nous placer dans des conditions de vent solaire stationnaires identiques à celles employées par *Soucek et Escoubet* (2012) pour tracer la Figure 4 de leur article. Il s'agit des paramètres OMNI du 6 Janvier 2001 à 00:00 UT, c'est-à-dire  $V = 410 \text{ km s}^{-1}$ ,  $n = 4,5 \text{ cm}^{-3}$  et  $B = 7,2 \text{ nT}$ . Le nombre de Mach d'Alfvén correspondant vaut 6,1. Il est important de souligner que *Soucek et Escoubet* (2012) utilisent un modèle de choc différent de celui que nous avons sélectionné, le modèle de *Farris et al.* (1991). Afin de pouvoir comparer directement nos résultats aux leurs, nous allons dans un premier temps nous appuyer sur ce même modèle de choc.

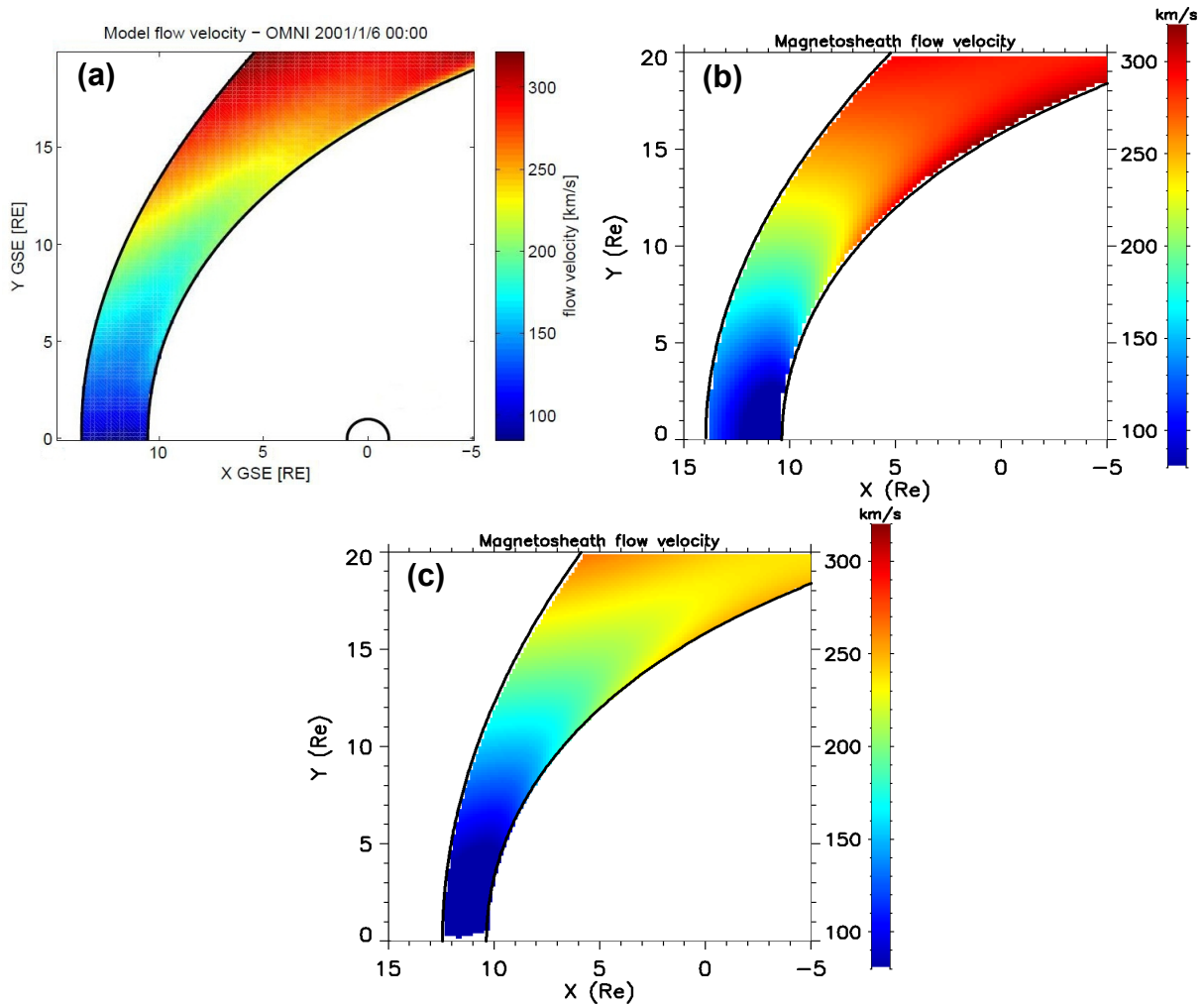


FIGURE 4.4 – Vitesse dans la magnétogaine, calculée par le modèle de *Soucek et Escoubet* (2012) (a) et par notre modèle, avec le modèle de choc de *Farris et al.* (1991) (b) et le modèle de choc de *Jeřáb et al.* (2005) (c).

La Figure 4.4 présente la norme de la vitesse dans la magnétogaine, calculée par le modèle de *Soucek et Escoubet* (2012) (graphique (a), en haut à gauche — Figure 4 de leur article) et par notre modèle (graphique (b)). Les cartes de vitesse dans la magnétogaine ainsi obtenues sont globalement très similaires, autant par leur allure générale que par les amplitudes observées. Comme attendu, la vitesse dans la magnétogaine est inférieure à celle dans le vent solaire. Les valeurs les plus faibles sont observées au voisinage du point subsolaire, et l'écoulement réaccélère sur les flancs de la magnétopause, au fur et à mesure qu'il contourne la magnétosphère. Ce profil de vitesse est aussi en accord qualitatif avec celui obtenu par *Génot et al.* (2011) avec le modèle de *Kobel et Flückiger* (1994), et avec les résultats de simulations numériques de *Spreiter et Stahara* (1994).

Dans notre étude, nous n'utiliserons toutefois pas le modèle de choc de *Farris et al.* (1991), mais le modèle de *Jeřáb et al.* (2005), qui est plus adapté aux conditions de nombre de Mach d'Alfvén faible associées aux nuages magnétiques. Le profil de vitesse dans la magnétogaine obtenu pour les mêmes paramètres de vent solaire que ci-dessus, mais en décrivant le choc avec le modèle de *Jeřáb et al.* (2005), est présenté sur le graphique (c) de

la Figure 4.4. Nous retrouvons alors une carte de vitesse très proche de celle obtenue avec le modèle de *Farris et al.* (1991), à quelques différences près, dues au choix du modèle de choc. D'une part, le modèle de *Jeřáb et al.* (2005) positionne le choc plus près de la magnétopause que le modèle de *Farris et al.* (1991), entraînant un rétrécissement de la magnétogaine. D'autre part, l'évasement du choc est plus important dans le modèle de *Jeřáb et al.* (2005), ce qui a un impact direct sur l'amplitude de la vitesse dans la magnétogaine. En effet, celle-ci dépend de la composante tangentielle de la vitesse du vent solaire au niveau du choc (voir Equation 4.6), et comme le choc est plus évasé, cette composante tangentielle diminue. D'où des vitesses globalement plus faibles dans la magnétogaine du graphique 4.4c, par rapport à celles des graphiques 4.4a et 4.4b. Exception faite de ces différences mineures dues au choix du modèle de choc, le profil de vitesse dans la magnétogaine est tout à fait en accord avec ceux obtenus précédemment.

## 4.2.2 Champ magnétique dans la magnétogaine

Afin de tester le calcul du champ magnétique dans notre modèle, nous allons choisir une orientation simple du champ magnétique interplanétaire, de façon à pouvoir interpréter aisément les résultats obtenus dans la magnétogaine. Nous nous concentrerons ici sur un champ magnétique parallèle à l'axe  $z$  et orienté vers le sud,  $\vec{B} = B_z \vec{z}$  avec  $B_z = -10$  nT. On fixera par ailleurs les autres paramètres à des valeurs standards dans le vent solaire,  $V = 400$  km s $^{-1}$  et  $n = 5$  cm $^{-3}$ . Le nombre de Mach d'Alfvén associé à ces conditions de vent solaire vaut 4,1 et appartient donc bien à la gamme de  $M_A$  dans laquelle les prédictions du modèle de *Jeřáb et al.* (2005) ont été mises à l'épreuve dans le chapitre précédent.

### Modèle de *Kobel et Flückiger* (1994)

La Figure 4.5 présente les résultats obtenus avec le modèle analytique de *Kobel et Flückiger* (1994) pour ces paramètres de vent solaire dans le plan  $XZ$ , qui contient donc le champ magnétique interplanétaire. Les équations du modèle de *Kobel et Flückiger* (1994) ne peuvent être appliquées que dans une magnétogaine délimitée par des paraboles de même foyer, situé en  $R_{MP}/2$ , où  $R_{MP}$  est la position du nez de la magnétopause. Nous fixerons ici  $R_{MP}$  et  $R_{choc}$  aux valeurs fournies par les modèles de *Shue et al.* (1998) et de *Jeřáb et al.* (2005), respectivement, pour ces conditions de vent solaire, ce qui aura pour effet de déterminer complètement la forme des deux frontières.

La composante  $B_x$  du champ magnétique (Figure 4.5a), nulle dans le vent solaire, prend de l'importance dans la magnétogaine. Elle est positive dans la moitié nord et négative dans la moitié sud de la Figure 4.5a. L'apparition d'une composante  $B_x$ , et son changement de signe de part et d'autre de l'axe Terre-Soleil, traduit le drapé des lignes de champ magnétique autour de la magnétosphère.  $B_x$  est maximum sur les flancs de la magnétopause, où les lignes de champ sont tangentes à cette frontière. La composante  $B_y$  (Figure 4.5b), nulle en amont du choc, reste nulle dans la magnétogaine. Quant à la composante  $B_z$  (Figure 4.5c), elle augmente en valeur absolue dans la magnétogaine et est maximum au nez de la magnétopause. Elle garde le même signe partout dans la magnétogaine. Comme attendu, l'amplitude du champ magnétique (Figure 4.5d) augmente à la traversée du choc, où elle passe de 10 à environ 30 nT. De même que la composante  $B_z$ , elle est maximale dans la région subsolaire, du fait de l'empilement des lignes de champ

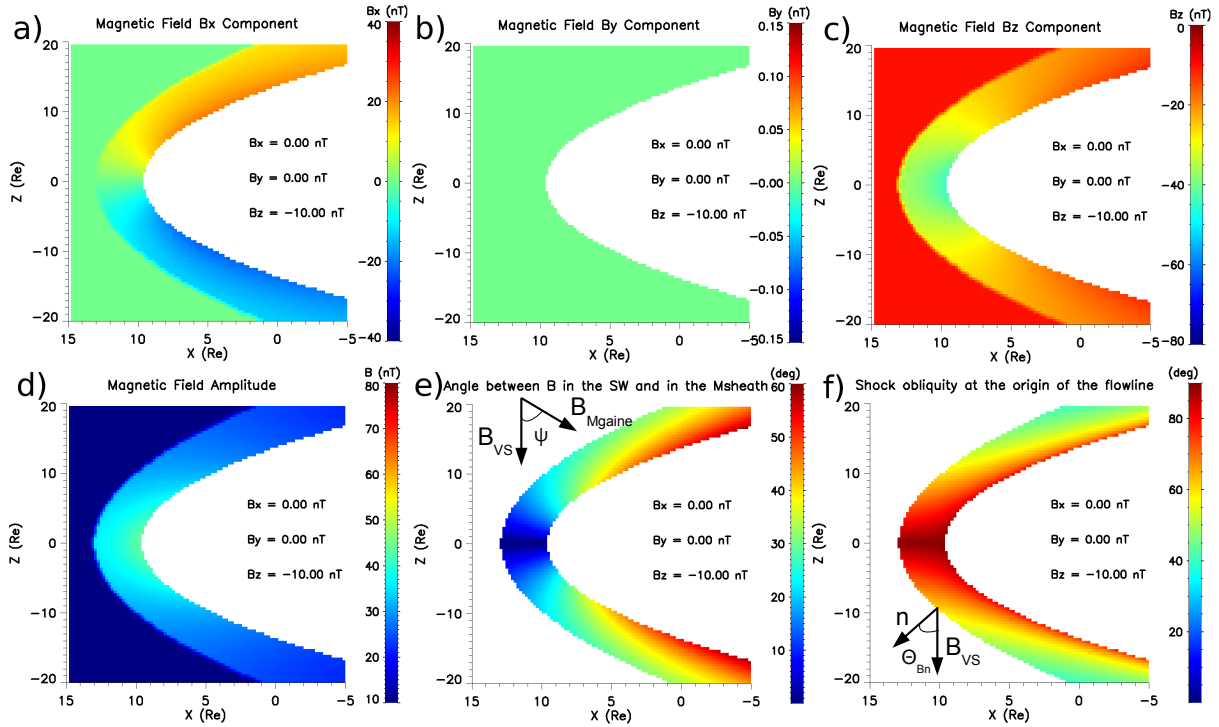


FIGURE 4.5 – Résultats du modèle de *Kobel et Flückiger* (1994) dans le plan XZ, calculés avec des conditions de vent solaire stationnaires. Les différents graphiques correspondent à (a)  $B_x$ , (b)  $B_y$ , (c)  $B_z$ , (d)  $B$ , (e)  $\psi$  et (f)  $\Theta_{Bn}$ .

magnétique au nez de la magnétopause.

Sur la Figure 4.5e est tracé l'angle  $\psi$ , qui est défini comme l'angle entre le champ magnétique dans le vent solaire et dans la magnétogaine (voir Chapitre 2). Cet angle est minimum dans la région subsolaire, où l'orientation du champ magnétique est pratiquement la même que dans le vent solaire, puisque  $\psi$  y est inférieur à  $10^\circ$ .  $\psi$  est maximum sur les flancs de la magnétosphère, traduisant une forte variation de l'orientation du champ magnétique que nous pouvons une fois de plus associer au drapé des lignes de champ. La Figure 4.5f représente la valeur de l'angle  $\Theta_{Bn}$  rencontré lors de la traversée du choc par le plasma s'écoulant dans la magnétogaine. L'angle  $\Theta_{Bn}$  est mesuré entre la normale à la surface du choc et la direction du champ magnétique en amont de celui-ci. Comme prévu pour un champ magnétique interplanétaire où  $B_x$  est nul, le point subsolaire du choc est en configuration strictement perpendiculaire, c'est-à-dire  $\Theta_{Bn} = 90^\circ$ .  $\Theta_{Bn}$  décroît ensuite au fur et à mesure que l'on s'éloigne sur les flancs, du fait de la variation de l'orientation de la normale au choc, mais en restant toujours dans une configuration quasi-perpendiculaire.

### Etape intermédiaire : calcul du champ magnétique basé sur la MHD idéale et frontières du modèle de *Kobel et Flückiger* (1994)

Les résultats présentés sur la Figure 4.6 sont déterminés avec les mêmes paramètres d'entrée que la Figure 4.5, mais le champ magnétique dans la magnétogaine est non plus calculé à partir des équations analytiques du modèle de *Kobel et Flückiger* (1994), mais en le propageant le long des lignes d'écoulement du plasma, suivant la méthode décrite au

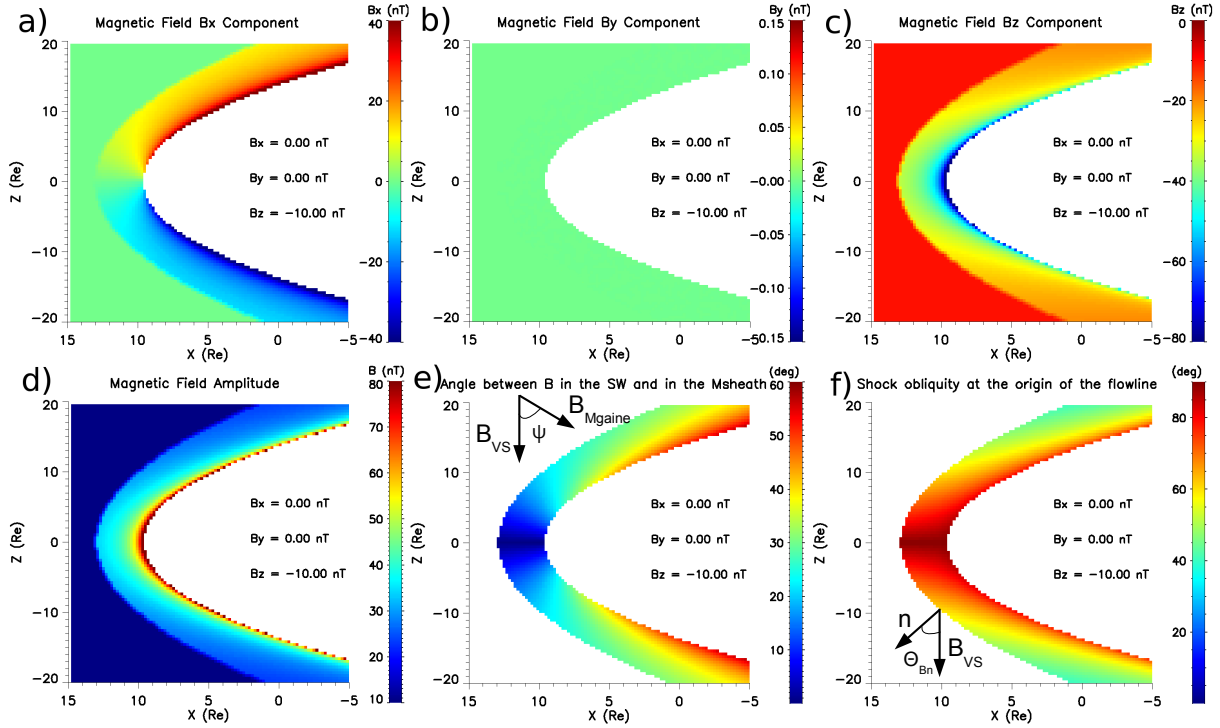


FIGURE 4.6 – Résultats de notre méthode de propagation du champ magnétique dans la magnétogaine de *Kobel et Flückiger (1994)* dans le plan XZ, calculés avec des conditions de vent solaire stationnaires. Même format que la Figure 4.5.

paragraphe 4.1.3. Afin de faciliter la comparaison avec la Figure 4.5, nous nous sommes à nouveau placés dans la magnétogaine de *Kobel et Flückiger (1994)*, c'est-à-dire la région délimitée par les paraboles de foyer commun décrivant le choc et la magnétopause dans le modèle de *Kobel et Flückiger (1994)*.

Le champ magnétique obtenu avec notre méthode de propagation est extrêmement similaire à celui donné par le modèle de *Kobel et Flückiger (1994)*. On retrouve d'une part les effets du drapé des lignes de champ qui causent l'apparition d'une composante  $B_x$  dans la magnétogaine (Figure 4.6a), et d'autre part l'augmentation de l'amplitude du champ magnétique due à la compression au niveau du choc, puis à l'empilement des lignes de champ à l'avant de la magnétopause (Figure 4.6c et 4.6d). La composante  $B_y$  (Figure 4.6b) reste à nouveau identiquement nulle dans toute la magnétogaine, car la vitesse du plasma dans le plan XZ, où nous nous plaçons ici, n'a pas de composante  $V_y$ . En effet, le modèle d'écoulement de *Soucek et Escoubet (2012)* suppose que l'écoulement dans la magnétogaine est planaire. De ce fait, dans le plan XZ présenté ici, la déformation des lignes de champ magnétique due à l'écoulement autour de la magnétopause se fait uniquement dans ce même plan et ne fait pas apparaître de composante  $B_y$ .

Il apparaît que notre modèle a tendance à prédire un accroissement du champ magnétique dans la magnétogaine plus grand que dans le modèle de *Kobel et Flückiger (1994)*. Par exemple, avec notre méthode de calcul, l'amplitude du champ magnétique est de l'ordre de 80 nT dans la région subsolaire, contre seulement 45 nT dans cette même zone avec le modèle de *Kobel et Flückiger (1994)*.

Dans notre modèle, l'intensité du champ magnétique est étroitement liée au choix du

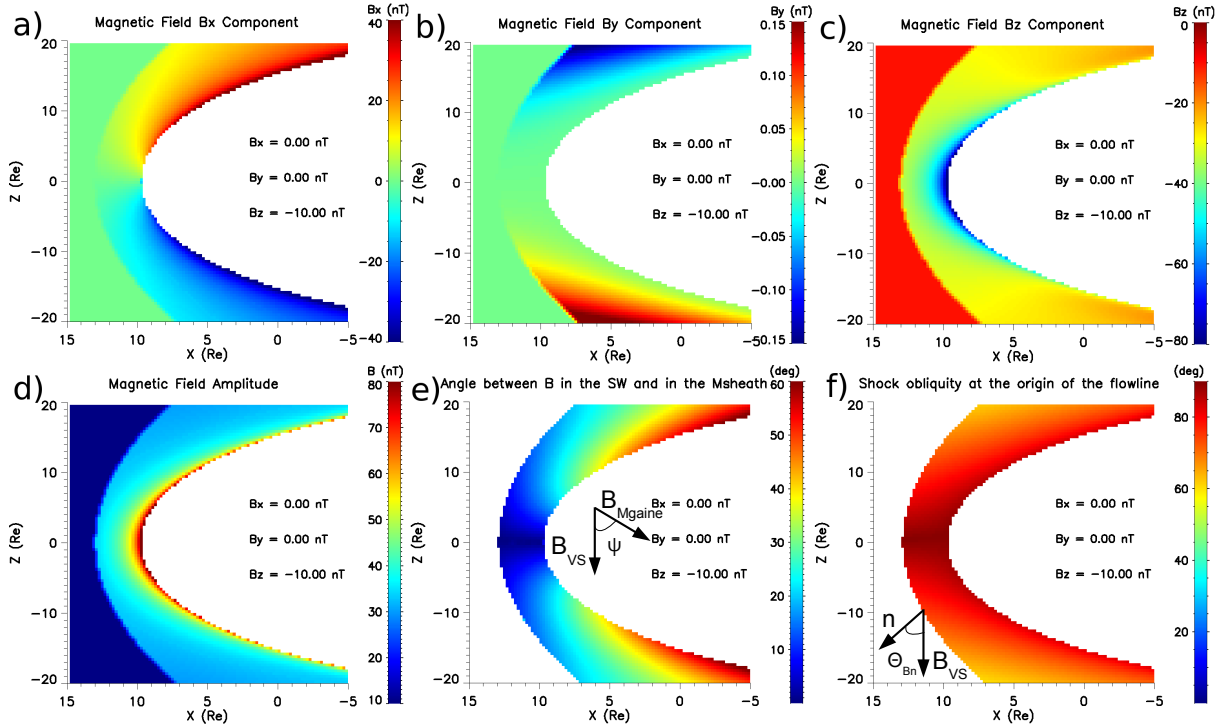


FIGURE 4.7 – Résultats de notre modèle de magnétogaine dans le plan XZ, calculés avec des conditions de vent solaire stationnaires. Même format que la Figure 4.5.

rapport de compression au niveau du choc, qui varie en fonction du nombre de Mach, tandis que le modèle de *Kobel et Flückiger* (1994) ne tient pas compte d'une telle dépendance. Par ailleurs, le modèle de *Kobel et Flückiger* (1994) se base sur l'hypothèse de l'absence de courants dans la magnétogaine pour y établir l'expression du champ magnétique, hypothèse qui n'est pas faite dans notre modèle. Les écarts d'amplitude observés entre les résultats de notre modèle et ceux du modèle de *Kobel et Flückiger* (1994) sont donc vraisemblablement dus à une combinaison de ces différents facteurs. On note en revanche qu'en ce qui concerne la direction du champ magnétique (Figures 4.5e et 4.6e), les deux modèles sont en excellent accord.

La comparaison des Figures 4.5 et 4.6 nous permet donc de valider notre méthode de propagation du champ magnétique le long des lignes d'écoulement. Dans les résultats que nous présenterons par la suite, le champ magnétique sera toujours calculé à l'aide de ces équations découlant de la MHD, qui, contrairement au modèle de *Kobel et Flückiger* (1994), n'imposent aucune contrainte sur la forme de la magnétopause et du choc et ne requièrent pas d'hypothèses sur la présence de courants dans la magnétogaine ni sur la stationnarité du champ magnétique interplanétaire.

### Modèle complet : calcul du champ magnétique basé sur la MHD idéale et frontières adaptées aux nuages magnétiques

Ceci nous amène finalement à la version complète de notre modèle, qui calcule le champ magnétique dans la magnétogaine délimitée par les modèles de *Jeřáb et al.* (2005) et *Shue et al.* (1998), en le propageant depuis le choc le long des lignes d'écoulement

décrites par le modèle de *Soucek et Escoubet (2012)*. La Figure 4.7 présente les résultats de notre modèle obtenus avec les mêmes conditions de vent solaire que les Figures 4.5 et 4.6.

La principale différence, évidente, entre la Figure 4.7 et les deux figures commentées précédemment est la forme de la magnétogaine, du fait de l'application des modèles de *Shue et al. (1998)* et *Jeřáb et al. (2005)*. Les deux frontières, et tout particulièrement l'onde de choc, sont plus évasées que celles décrites par le modèle de *Kobel et Flückiger (1994)*. Toutefois, malgré cette modification, les cartes de champ magnétique dans la magnétogaine restent très similaires à celles obtenues dans la magnétogaine de *Kobel et Flückiger (1994)*. Les composantes  $B_x$  (Figure 4.7a) et  $B_z$  (Figure 4.7c) mettent toujours en évidence le drapé des lignes de champ magnétique et leur empilement dans la région subsolaire, respectivement. Quant à l'amplitude du champ magnétique (Figure 4.7d), elle est elle aussi très semblable à celle présentée sur la Figure 4.6.

On notera l'apparition d'une composante  $B_y$  (Figure 4.7b) dans la magnétogaine, négative dans la partie nord de la magnétogaine et positive dans la partie sud. Cette composante  $B_y$  est vraisemblablement due au fait que dans le modèle de *Jeřáb et al. (2005)* le choc n'est pas décrit par un paraboloïde de révolution. La normale à sa surface dans le plan XZ n'est donc pas contenue dans ce plan, mais présente une petite composante  $n_y$ . Par conséquent, à la traversée du choc, il apparaît une composante  $B_y$  au champ magnétique, qui est ensuite propagée dans la magnétogaine sans être modifiée puisque l'écoulement est contenu dans le plan XZ. Cette composante  $B_y$  reste toutefois négligeable par rapport aux autres composantes du champ magnétique, et n'engendre donc pas une différence notable par rapport aux profils de champ magnétique obtenus précédemment.

La variation importante de la forme du choc lorsque l'on passe du modèle de *Kobel et Flückiger (1994)* au modèle de *Jeřáb et al. (2005)* entraîne une modification conséquente

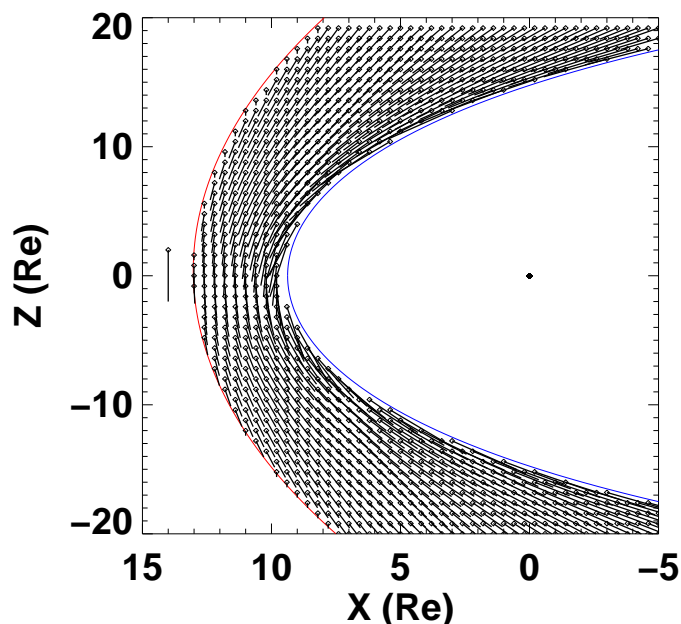


FIGURE 4.8 – Vecteurs du champ magnétique dans le plan XZ. Les losanges indiquent le point de départ des vecteurs. La courbe rouge représente le choc donné par le modèle de *Jeřáb et al. (2005)* et la courbe bleue la magnétopause de *Shue et al. (1998)*.

des valeurs de l'angle  $\Theta_{Bn}$ . En effet, si le point subsolaire du choc est toujours dans une configuration strictement perpendiculaire, la gamme de  $\Theta_{Bn}$  rencontrés le long du choc sur la Figure 4.7f, de  $60^\circ$  à  $90^\circ$ , est bien moins étendue que sur les Figures 4.5f et 4.6f où  $\Theta_{Bn}$  va de  $45^\circ$  à  $90^\circ$ . Il s'agit simplement d'un effet géométrique : le modèle de choc de *Jeřáb et al. (2005)* étant plus évasé que la parabole utilisée dans le modèle de *Kobel et Flückiger (1994)*, la normale à sa surface varie moins dans la région considérée.

Enfin, il est intéressant de souligner qu'à l'augmentation des valeurs de  $\Theta_{Bn}$  est associée une diminution de l'angle  $\psi$  le long du choc. Sur la Figure 4.7e, cet angle est inférieur à  $20^\circ$  au niveau du choc, tandis qu'il dépasse les  $30^\circ$  sur les flancs du choc sur les Figures 4.5e et 4.6e, là où les valeurs de  $\Theta_{Bn}$  sont les plus petites.

Le champ magnétique est à peu de choses près contenu dans le plan XZ, puisque sa composante  $B_y$  est négligeable (voir Figure 4.7b) et est représenté sur la Figure 4.8 dans ce plan. Les losanges repèrent le point à partir duquel chaque vecteur est tracé. En guise de référence, l'orientation du champ magnétique interplanétaire est indiquée en amont du choc. Nous retrouvons bien l'augmentation de l'amplitude du champ magnétique au fur et à mesure que l'on se rapproche de la magnétopause et le drapé des lignes de champ magnétique autour de la magnétosphère.

Dans le cas d'un champ magnétique interplanétaire orienté vers le nord, au lieu de l'orientation vers le sud choisie ici, nous aboutissons aux mêmes résultats que ceux présentés dans la Figure 4.7. Les seules différences sont le signe de  $B_z$ , qui devient alors positif, et le signe de  $B_x$  qui s'inverse dans la magnétogaine.

### 4.3 Résultats sur les nuages magnétiques

Nous allons à présent nous intéresser à l'évolution de la structure magnétique de nuages magnétiques à travers l'onde de choc et au cours de leur propagation dans la magnétogaine. Pour cela, nous allons utiliser le modèle de corde de flux présenté dans

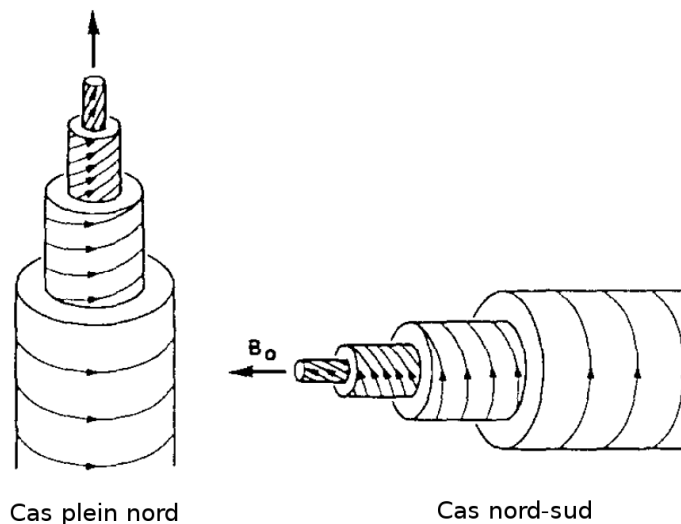


FIGURE 4.9 – Différentes orientations de cordes de flux : plein nord (à gauche) et nord-sud (à droite) (schéma adapté de *Marubashi (1986)*).



la partie 4.1.4, modélisant le champ magnétique variable du nuage magnétique. En ce qui concerne les paramètres du plasma, nous fixerons  $V = 500 \text{ km s}^{-1}$  et  $n = 8,6 \text{ cm}^{-3}$ , ce qui correspond approximativement aux valeurs moyennes rencontrées dans les nuages magnétiques (Echer et al., 2005; Wu et Lepping, 2011).

Notre modèle de magnétogaine propose une description quasi-stationnaire de cette région. Par conséquent, la position des frontières, qui régit le profil d'écoulement à l'intérieur de la magnétogaine, ne doit pas être modifiée de façon significative entre l'instant où le plasma traverse le choc et celui où il quitte la section de la magnétogaine modélisée. Ce temps est en moyenne de l'ordre de quelques minutes, pendant lesquelles l'intensité du champ magnétique en amont du choc varie de moins de 1%. La variation du champ magnétique du nuage magnétique est donc suffisamment lente pour que l'on puisse considérer que la magnétogaine se trouve dans une succession d'états stationnaires au cours du passage de la corde de flux.

Les nuages magnétiques peuvent être classés en différentes catégories, en fonction de l'orientation de leur axe central. Ces classifications reposent généralement sur le signe de la composante  $B_z$  dans le nuage magnétique, en raison de son rôle important dans la reconnexion avec le champ magnétique terrestre (Bothmer et Schwenn, 1998; Mulligan et al., 1998; Gopalswamy et al., 2008). Dans ce chapitre, nous utiliserons la classification proposée par Gopalswamy et al. (2008) pour désigner les différentes orientations des nuages magnétiques. Les cordes de flux sont alors divisées en quatre grandes familles. Si la composante  $B_z$  garde le même signe au cours du nuage magnétique, donc que l'axe central est principalement le long de la direction  $z$ , nous qualifierons ce cas de *plein nord* (à gauche sur la Figure 4.9) ou *plein sud*, selon l'orientation du champ magnétique axial. Au contraire, si le signe de  $B_z$  s'inverse de part et d'autre de l'axe central du nuage

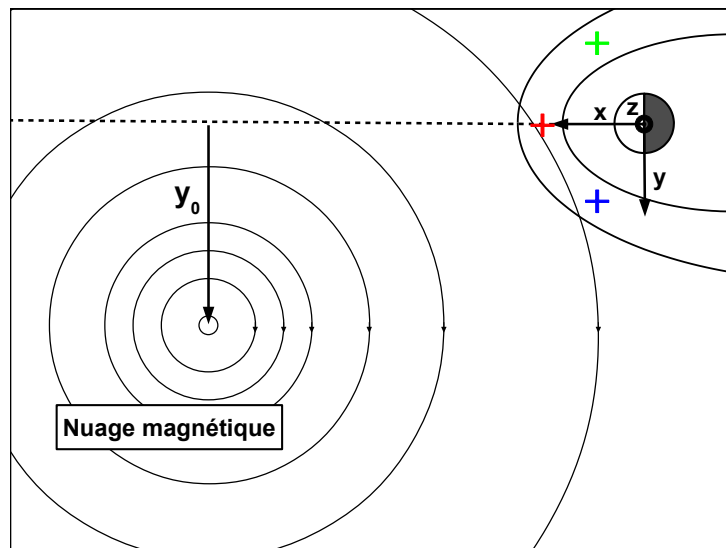


FIGURE 4.10 – Schéma dans le plan XY (GSE) de l'interaction d'un nuage magnétique dont l'axe est parallèle à  $z$  avec l'environnement terrestre.  $y_0$  correspond au paramètre d'impact du nuage magnétique, distance entre l'axe Terre-Soleil et l'intersection de son axe avec le plan de l'écliptique. Les croix colorées représentent la position des satellites virtuels dans la magnétogaine.

magnétique, on parlera de configuration *nord-sud* (à droite sur la Figure 4.9) ou *sud-nord*, indiquant l'orientation du  $B_z$  dans la partie avant et dans la partie arrière du nuage magnétique. L'axe du nuage magnétique est alors principalement orienté le long de  $y$ .

L'interaction d'un nuage magnétique avec l'environnement terrestre telle qu'elle est décrite dans notre modèle est représentée schématiquement sur la Figure 4.10 dans le plan de l'écliptique (plan XY dans le repère GSE). L'environnement terrestre est en haut à droite de la figure, et l'axe Terre-Soleil est repéré par des pointillés noirs. Les cercles concentriques correspondent aux lignes de champ du nuage magnétique, dont l'axe est ici parallèle à  $z$ . Nous définissons le paramètre d'impact  $y_0$  comme la distance entre l'axe Terre-Soleil et le point d'intersection de l'axe du nuage magnétique avec le plan de l'écliptique. Comme on suppose que la vitesse du vent solaire, et donc celle du nuage magnétique, est dirigée le long de  $x$ , le paramètre d'impact reste constant au cours de la propagation de la corde de flux vers la Terre.

Pour étudier les variations temporelles dans la magnétogaine au fur et à mesure du passage du nuage magnétique, nous utiliserons des satellites virtuels positionnés dans différents secteurs de la magnétogaine, comme indiqué par les croix colorées sur la Figure 4.10. Un de ces satellites (en rouge) sonde la région subsolaire, tandis que les deux autres (en vert et en bleu) se trouvent plus loin sur les flancs. De la même façon, nous placerons d'autres satellites dans le plan XZ, perpendiculaire à celui représenté ici. Les positions de ces satellites correspondent approximativement à des régions de la magnétogaine qui peuvent être traversées par Cluster, Themis ou Geotail.

Comme mentionné plus tôt, nous pouvons faire varier librement l'orientation de l'axe du nuage magnétique, ainsi que la position de cet axe par rapport à l'environnement terrestre. Avant d'aborder des configurations plus complexes, nous nous intéresserons dans un premier temps à des cas simples, c'est-à-dire des cordes de flux strictement plein nord/plein sud ou nord-sud/sud-nord et où la partie centrale du nuage magnétique interagit avec l'environnement terrestre, donc où  $y_0 = 0$ .

### 4.3.1 Nuages magnétiques de référence

#### Nuage magnétique plein sud

Le premier cas que nous allons examiner est une interaction frontale, donc de paramètre d'impact  $y_0$  nul, avec un nuage magnétique dont l'axe est parallèle à  $z$  (voir Figure 4.11). Les observations des satellites virtuels dans le plan XY au cours de ce nuage magnétique sont présentées sur la Figure 4.12. A  $t = 0$ , l'axe du nuage magnétique se trouve à  $x = 3400 R_E$  en amont de la Terre, et se déplace ensuite à  $V = 500 \text{ km s}^{-1}$  jusqu'à atteindre  $x = -3400 R_E$  à la fin de l'intervalle modélisé.

Le champ magnétique du nuage magnétique en amont de l'environnement terrestre est tracé en noir sur la Figure 4.12. L'amplitude de celui-ci (graphique 4.12a) augmente de 10 nT au début du nuage magnétique à 20 nT au niveau de son axe central, pour ensuite redescendre progressivement à 10 nT. La composante  $B_x$  (graphique 4.12b) est nulle tout au long du nuage magnétique car  $x$  est ici la direction radiale dans le repère de la corde de flux, où  $B_R = 0$  (voir Equation 4.13).  $B_y$  (graphique 4.12c) est positif dans la première moitié du nuage magnétique, puis s'annule au niveau de son axe pour devenir ensuite négatif. Quant au  $B_z$  (graphique 4.12d), il est négatif en permanence, indiquant que nous avons affaire à une configuration dite plein sud.  $B_z$  est maximum, en valeur absolue, au

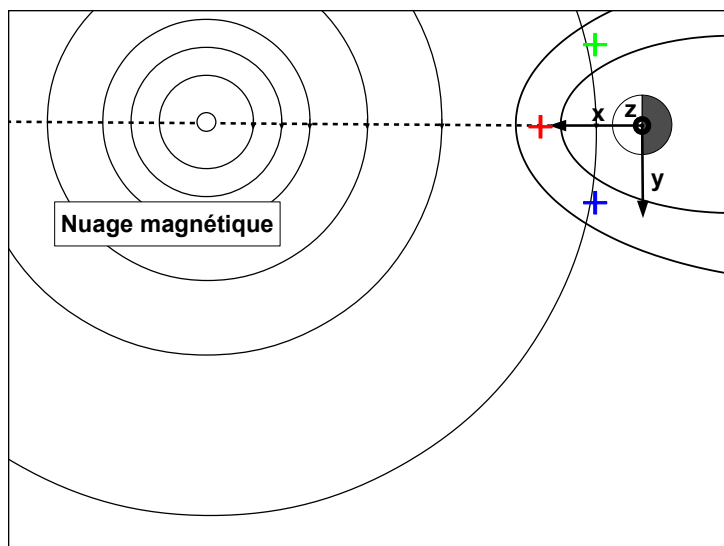


FIGURE 4.11 – Schéma dans le plan XY (GSE) de l'interaction frontale d'un nuage magnétique plein sud avec l'environnement terrestre. Les croix colorées représentent la position des satellites virtuels dans la magnétogaine.

niveau de l'axe du nuage magnétique.

Les courbes rouges, bleues et vertes sur la Figure 4.12 correspondent aux observations des satellites virtuels dans la magnétogaine, dans la région subsolaire (rouge), du côté matin (vert) et du côté soir (bleu). Globalement, le comportement du champ magnétique mesuré par chacun des satellites est assez similaire d'une région à l'autre de la magnétogaine et par rapport au vent solaire. L'augmentation de l'amplitude du champ magnétique dans la magnétogaine (courbes rouge, verte et bleue sur le graphique 4.12a) est due à la compression au niveau de l'onde de choc. Sa variation temporelle est quant à elle très semblable à ce qui est observé en amont du choc : l'intensité du champ magnétique est maximum au milieu du nuage magnétique, et ce pour tous les satellites virtuels. On remarque aussi que l'amplitude du champ magnétique est plus importante dans la région subsolaire (courbe rouge) que plus loin sur les flancs (courbes verte et bleue), en raison de l'empilement des lignes de champ à l'avant de la magnétosphère. De même que l'amplitude du champ magnétique, ses composantes  $B_y$  et  $B_z$  (graphiques 4.12c et 4.12d) présentent la même évolution temporelle que dans le vent solaire.

La composante  $B_x$  (graphique 4.12b) est celle qui présente le plus de différences par rapport au vent solaire, puisqu'elle devient non nulle en aval du choc. De plus, son signe diffère selon que l'on soit du côté matin (courbe verte) ou du côté soir (courbes rouge et bleue) et s'inverse au milieu du nuage magnétique. Comme dans le cas de vent solaire stationnaire que nous avons étudié au paragraphe 4.2.2, l'apparition d'une composante  $B_x$  est due au drapé des lignes de champ magnétique autour de la magnétosphère. Le signe de  $B_x$  de part et d'autre de l'axe Terre-Soleil est directement lié au signe de  $B_y$ , d'où l'inversion du  $B_x$  au milieu du nuage magnétique.

Sur le graphique 4.12e est tracée la variation de l'angle  $\Theta_{Bn}$  au niveau du choc, en amont de chacun des satellites virtuels.  $\Theta_{Bn}$  reste compris entre  $60^\circ$  et  $90^\circ$  donc les satellites sont situés en aval d'un choc quasi-perpendiculaire tout au long du passage de ce nuage magnétique. L'angle  $\psi$  (graphique 4.12f) reste inférieur à  $25^\circ$ , indiquant que la

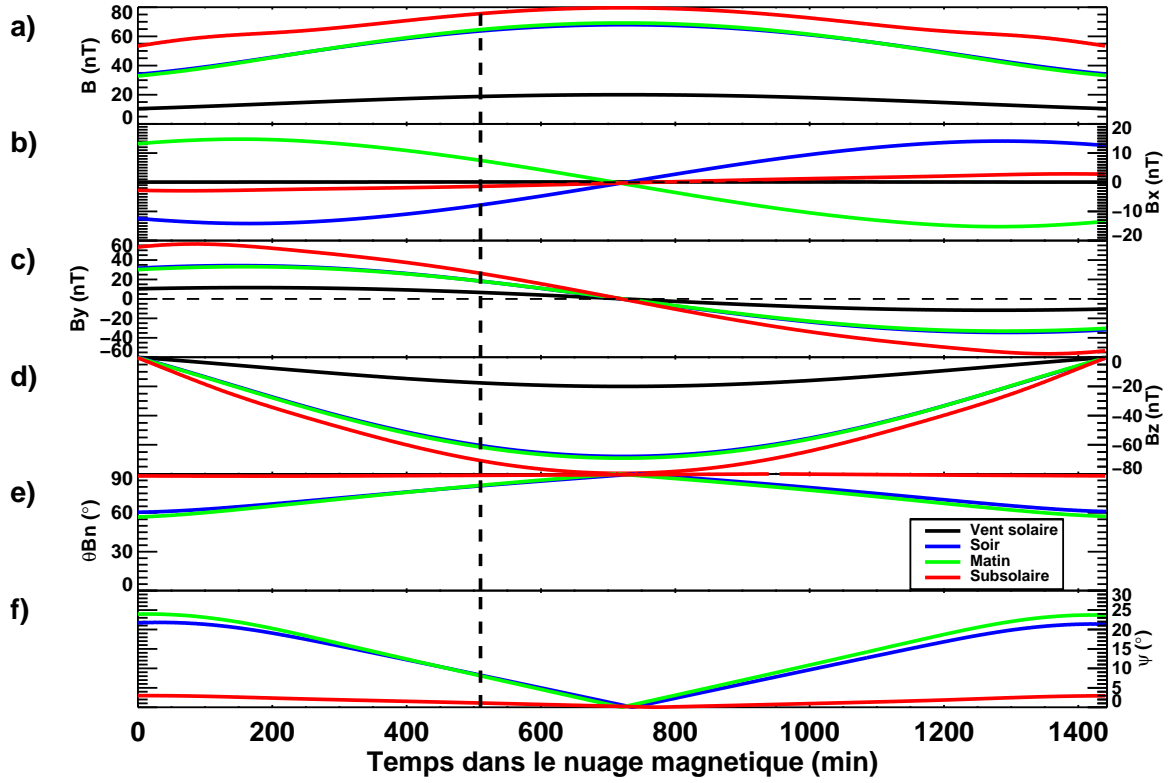


FIGURE 4.12 – Observations de satellites virtuels dans le plan XY au cours du passage de la partie centrale d’un nuage magnétique plein sud, dans le vent solaire (noir), et du côté matin (vert), du côté soir (bleu) et dans la région subsolaire (rouge) de la magnétogaine. De haut en bas : (a)  $B$ , (b)  $B_x$ , (c)  $B_y$ , (d)  $B_z$ , (e)  $\psi$ , (f)  $\Theta_{Bn}$ .

variation de l’orientation du champ magnétique du vent solaire aux régions de la magnétogaine sondées par les satellites virtuels est peu importante. En particulier, dans la région subsolaire,  $\psi$  ne dépasse pas les  $5^\circ$ , et c’est là que les valeurs de  $\Theta_{Bn}$  sont les plus élevées, et restent continuellement très proches de  $90^\circ$ .

La Figure 4.13 présente un instantané de la magnétogaine dans le plan XY à  $t = 510$  minutes (indiqué par les tirets verticaux sur la Figure 4.12), c’est-à-dire lorsque l’axe central du nuage magnétique se trouve à  $x = 1000 R_E$  en amont de la Terre. Le graphique de gauche, où est tracé l’angle  $\Theta_{Bn}$ , montre que toute la magnétogaine jusqu’à  $x = -5 R_E$  se trouve alors en aval d’un choc quasi-perpendiculaire. Les valeurs de l’angle  $\psi$  (graphique de droite) sont alors très faibles, en dessous de  $20^\circ$ . Juste en aval du choc,  $\psi$  n’excède pas les  $10^\circ$ , ce qui montre que l’orientation du champ magnétique du nuage magnétique est pratiquement inchangée lors de la traversée du choc d’étrave. Dans toute la région subsolaire,  $\psi$  est même inférieur à  $5^\circ$ , et ce jusqu’à la magnétopause.

Dans le plan XZ, tout se passe comme ce qui est décrit ci-dessus pour le plan XY. De même, le choix du signe de  $B_z$  dans le nuage magnétique n’a pas d’impact sur les conclusions tirées dans la magnétogaine. Si l’on prend une configuration plein nord au lieu de plein sud, on aboutira à des résultats identiques, mis à part que les signes de  $B_z$  et de  $B_x$  seront inversés.

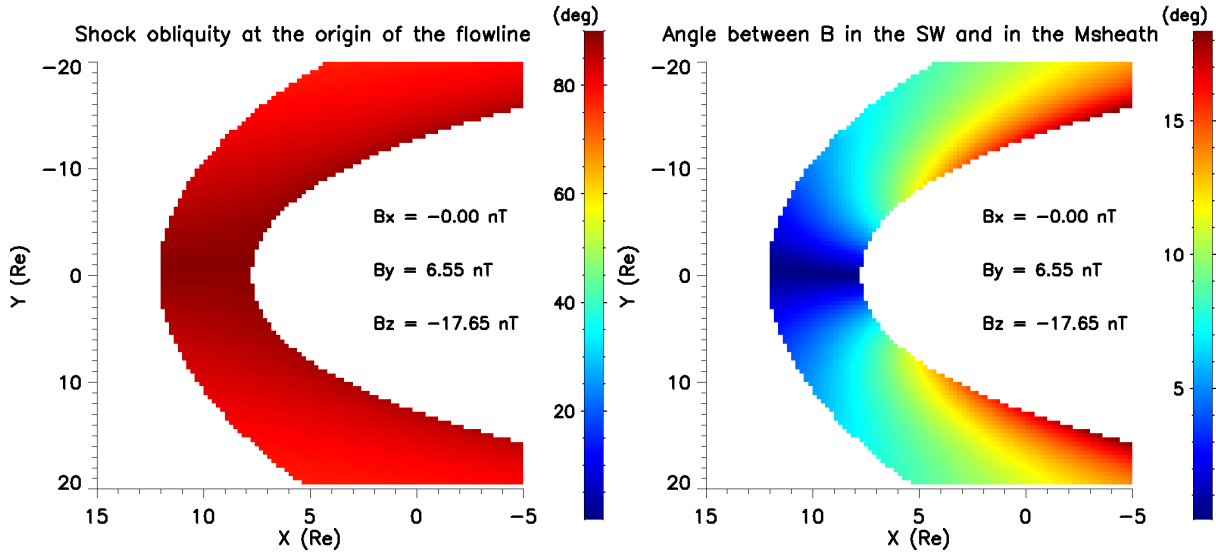


FIGURE 4.13 – Instantanés de la magnétogaine dans le plan XY lors du passage de la partie centrale d'un nuage magnétique plein sud lorsque son axe est situé en  $x = 1000 R_E$ . A gauche : angle  $\Theta_{Bn}$ . A droite : angle  $\psi$ .

### Nuage magnétique nord-sud

Nous considérons maintenant le passage d'un nuage magnétique dont l'axe est parallèle à  $y$ . Les observations de satellites virtuels dans le plan XY de la magnétogaine sont présentées sur la Figure 4.14. Dans le vent solaire (courbes noires), la seule différence entre ce cas et le précédent apparaît au niveau des composantes  $B_y$  et  $B_z$  dont les variations sont inversées par rapport au nuage magnétique plein sud. Ici, la composante  $B_y$  reste continuellement positive, tandis que le  $B_z$  est positif dans la première moitié du nuage magnétique et négatif dans la seconde. Il s'agit donc d'une configuration nord-sud d'après la classification de *Gopalswamy et al. (2008)*.

En ce qui concerne les observations dans la magnétogaine, elles sont elles aussi très semblables au cas plein sud. Bien que l'amplitude du champ magnétique s'accroisse au passage du choc, du fait de la compression, le comportement des différentes composantes reste similaire d'un satellite à l'autre. Seul le  $B_x$  (graphique 4.14b) est notablement modifié, une fois de plus à cause du drapé des lignes de champ. Ici, le signe de  $B_x$  ne change pas au cours du passage du nuage magnétique car  $B_y$  ne s'inverse pas.

Les valeurs de l'angle  $\Theta_{Bn}$  (graphique 4.14e) montrent à nouveau que les satellites se trouvent tous en aval d'un choc quasi-perpendiculaire, et  $\Theta_{Bn}$  reste continuellement autour de  $90^\circ$  dans la région subsolaire. Quant à l'angle  $\psi$  (graphique 4.14f), il est d'autant plus grand que  $\Theta_{Bn}$  diminue, mais demeure néanmoins relativement faible, en dessous de  $30^\circ$ .

Dans le plan XZ, on retrouve une variation similaire du champ magnétique du nuage magnétique du vent solaire à la magnétogaine. Une configuration sud-nord du nuage magnétique, au lieu de la configuration nord-sud présentée ici, aboutit aux mêmes résultats.

En conclusion, lors de l'interaction frontale de ces nuages magnétiques de référence avec l'environnement terrestre, les seules modifications notables sont dues à la compression du

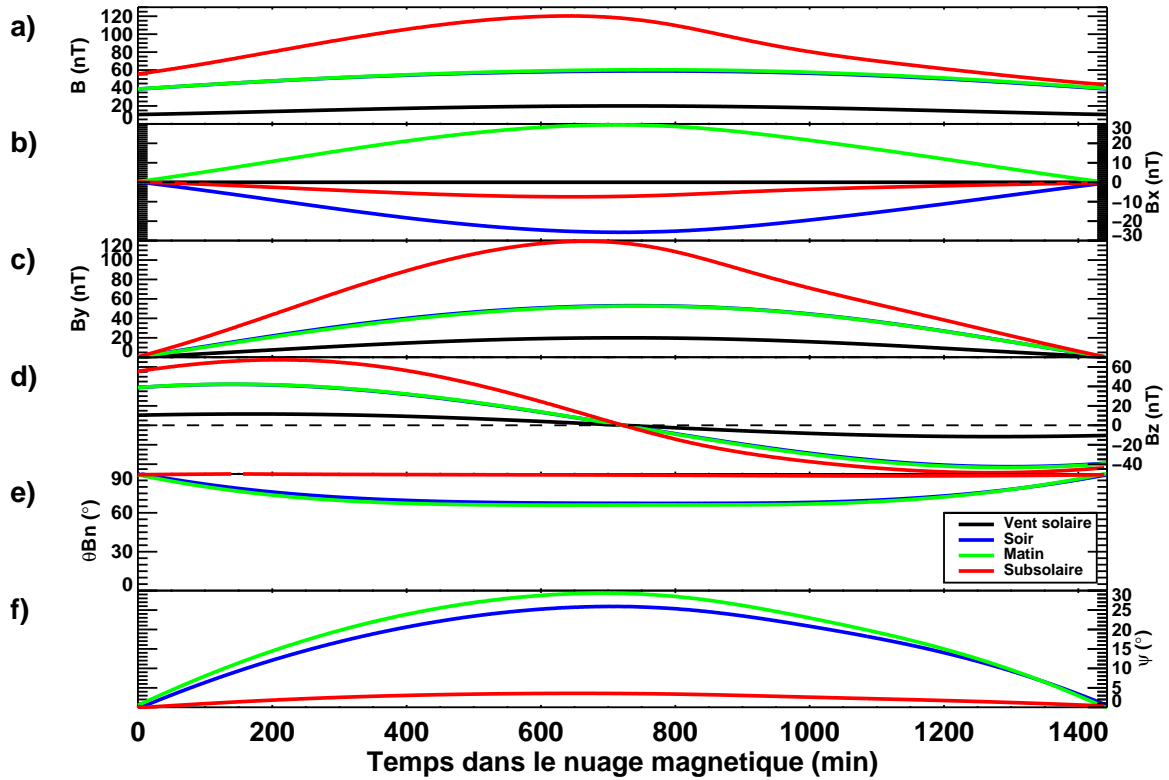


FIGURE 4.14 – Observations de satellites virtuels dans le plan XY au cours du passage de la partie centrale d’un nuage magnétique nord-sud. Même format que la Figure 4.12.

champ magnétique au niveau du choc et au drapé des lignes de champ autour de la magnétosphère. La structure magnétique du nuage magnétique est peu altérée dans une grande part de la magnétogaine diurne, comme le montrent les valeurs de  $\psi$  qui restent inférieures à  $30^\circ$ . Cette faible variation de la structure du nuage magnétique est associée à une configuration quasi-perpendiculaire au niveau du choc, et ce tout au long du passage des nuages magnétiques considérés.

### 4.3.2 Autres configurations de nuages magnétiques

Nous allons à présent nous pencher sur des configurations plus complexes de nuages magnétiques, puisque notre modèle nous permet de faire varier librement l’orientation de l’axe de la corde de flux et la position de celui-ci par rapport à la Terre. Nous commencerons par étudier l’influence du paramètre d’impact, avant de nous intéresser à des cordes de flux fortement inclinées.

#### Nuage magnétique plein sud rencontré loin de son axe

Dans cette partie, nous allons reprendre le cas du nuage magnétique plein sud, donc dont l’axe est parallèle à  $z$ , présenté dans la section 4.3.1, mais en considérant cette fois-ci que seule la partie externe de cette corde de flux interagit avec l’environnement terrestre. Plus précisément, la valeur du paramètre d’impact sera fixée à  $y_0 = 3000 R_E$ , sachant que

le rayon de la corde de flux mesure  $3400 R_E$ . La partie centrale de ce nuage magnétique, que nous avons étudiée au paragraphe 4.3.1, passera à grande distance de la Terre, du côté soir (voir Figure 4.10).

A nouveau, nous allons utiliser des satellites virtuels pour analyser la variation temporelle du champ magnétique au cours du passage du nuage magnétique. Leurs observations dans le plan XY sont présentées sur la Figure 4.15, au même format que les Figures 4.12 et 4.14. Dans le vent solaire (courbes noires), la différence majeure entre cette configuration et celle détaillée dans la partie 4.3.1 est la présence d'une composante  $B_x$ , composante qui était constamment nulle en amont du choc dans tous les cas vus jusqu'à présent. En outre,  $B_x$  est même la composante dominante dans ce nuage magnétique avant son interaction avec l'environnement terrestre, puisqu'elle est continûment de l'ordre de  $-10$  nT, tandis que  $B_y$  et  $B_z$  avoisinent au maximum 5 nT, en valeur absolue. Le champ magnétique interplanétaire a donc une orientation quasi radiale, c'est-à-dire que l'angle qu'il fait avec l'axe Terre-Soleil est inférieur à  $30^\circ$ , et ce pour toute la durée de ce nuage magnétique.

En ce qui concerne le champ magnétique dans la magnétogaine, la première constatation, évidente, qui est faite au vu de la Figure 4.15 est que les satellites virtuels observent des variations de ses composantes et même de son intensité très différentes les unes des autres. Non seulement leur évolution temporelle diffère fortement de celle rencontrée dans le vent solaire, mais elle dépend en plus de la région de la magnétogaine considérée. Par

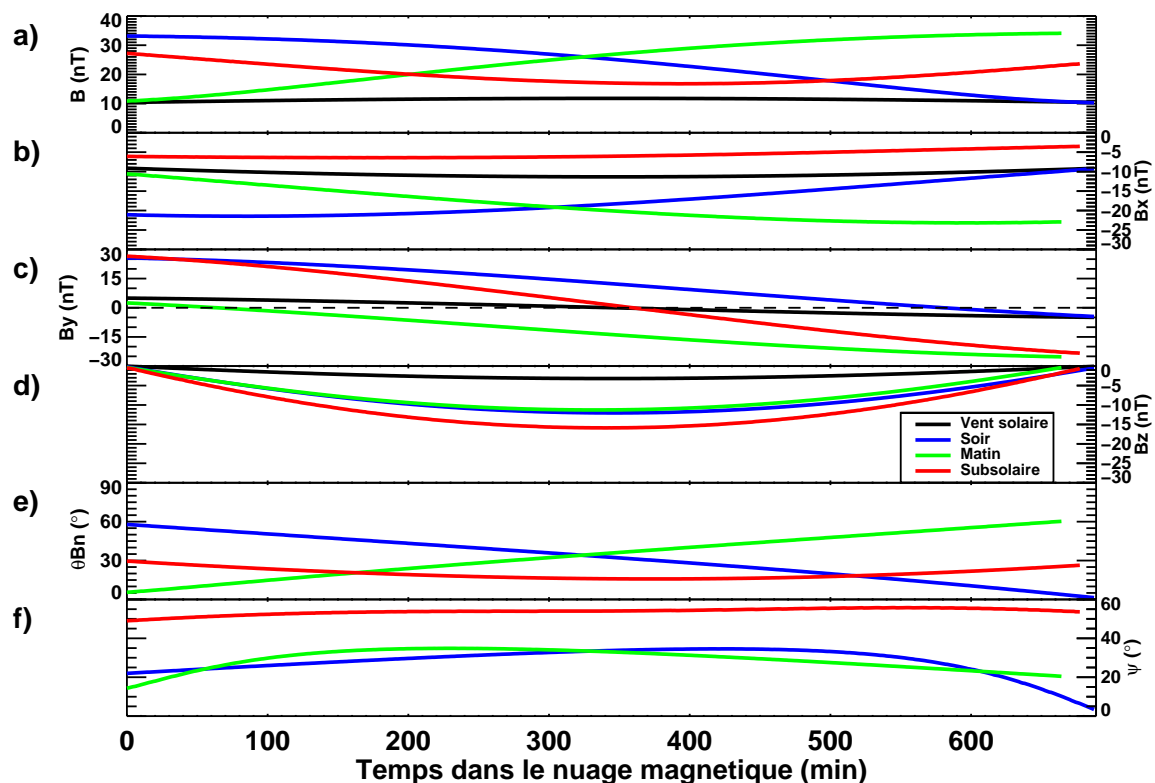


FIGURE 4.15 – Observations de satellites virtuels dans le plan XY au cours du passage d'un nuage magnétique plein sud rencontré loin de son axe. Même format que la Figure 4.12.

exemple, l'amplitude du champ magnétique mesurée par le satellite côté soir (courbe bleue sur le graphique 4.15a) est maximale à l'arrivée du nuage magnétique, et décroît ensuite progressivement tout au long de son passage, tandis que le satellite situé dans la région subsolaire (courbe rouge) observe une diminution de ce paramètre dans la première moitié de l'évènement, puis une augmentation dans la seconde moitié. Seule la composante  $B_z$  (graphique 4.15d) présente un comportement similaire quel que soit le satellite pris en compte. Rappelons néanmoins que tous les points d'observations présentés sur la Figure 4.15 se trouvent dans le plan XY et que l'écoulement du plasma reste contenu dans ce plan. Il était donc attendu que la composante  $B_z$  soit la moins altérée dans ce plan de la magnétogaine.

Les valeurs de  $\Theta_{Bn}$  (graphique 4.15e) sont bien inférieures à celles rencontrées lors des exemples précédents, et varient dans une gamme beaucoup plus large :  $\Theta_{Bn}$  passe de  $60^\circ$  à  $0^\circ$  en amont du satellite côté soir (courbe bleue), et inversement côté matin (courbe verte). Dans la région subsolaire (courbe rouge), l'angle  $\Theta_{Bn}$  reste compris entre  $15^\circ$  et  $30^\circ$ . Nous avons donc affaire à un choc en configuration quasi-parallèle. Si l'on compare la variation de  $\Theta_{Bn}$  en amont de chacun des trois satellites dans la magnétogaine et celle de l'intensité du champ magnétique au niveau de ces mêmes satellites, il apparaît que ces deux paramètres présentent la même évolution temporelle. Sachant que seule la composante du champ magnétique tangente à la surface du choc augmente à la traversée de celui-ci, comme nous l'avons montré dans la partie 1.2.2, plus  $\Theta_{Bn}$  diminue et moins la compression sera importante. En effet, plus la composante tangentielle du champ magnétique est négligeable et plus  $\Theta_{Bn}$  devient petit. Les variations de l'amplitude du champ magnétique dans la magnétogaine observées par chacun des satellites virtuels sont donc directement dues aux variations de  $\Theta_{Bn}$  au niveau du choc en amont de ceux-ci.

Simultanément, les valeurs de l'angle  $\psi$  entre le champ magnétique dans le vent solaire et celui dans la magnétogaine (graphique 4.15f) sont bien plus élevées que précédemment. En particulier, le satellite situé près du point subsolaire (courbe rouge) observe une variation de l'orientation du champ magnétique de plus de  $50^\circ$  en aval de l'onde de choc. La structure magnétique de la corde de flux est donc profondément altérée dans cette région de la magnétogaine. Cette modification importante semble être due aux valeurs de  $\Theta_{Bn}$  particulièrement faibles en amont de ce satellite. Le choc reste continuellement en configuration quasi-parallèle dans la région subsolaire. Quant aux satellites sur les flancs (courbes verte et bleue), si  $\psi$  y est plus variable, il reste principalement autour de  $30^\circ$ , ce qui traduit une modification significative de la direction du champ magnétique dans la magnétogaine. A nouveau, ces grandes valeurs de  $\psi$  sont associées à une géométrie quasi-parallèle au niveau du choc.

Dans le plan XZ, les observations des satellites virtuels dans les flancs nord et sud et dans la région subsolaire de la magnétogaine conduisent à des résultats très similaires (voir Figure 4.16). A nouveau, les variations temporelles de l'amplitude (graphique 4.16a) et des composantes du champ magnétique (graphiques 4.16b à d) dépendent de la position du satellite dans la magnétogaine et diffèrent de celles dans le vent solaire. Le choc est là aussi dans une géométrie quasi-parallèle, et les valeurs de  $\Theta_{Bn}$  (graphique 4.16e) y sont globalement plus faibles, inférieures à  $40^\circ$ , que dans le plan XY. La variation de l'orientation du champ magnétique du vent solaire à la magnétogaine (graphique 4.16f) est très importante quel que soit le satellite considéré, l'angle  $\psi$  restant continuellement au-dessus de  $20^\circ$  et pouvant atteindre plus de  $50^\circ$ .



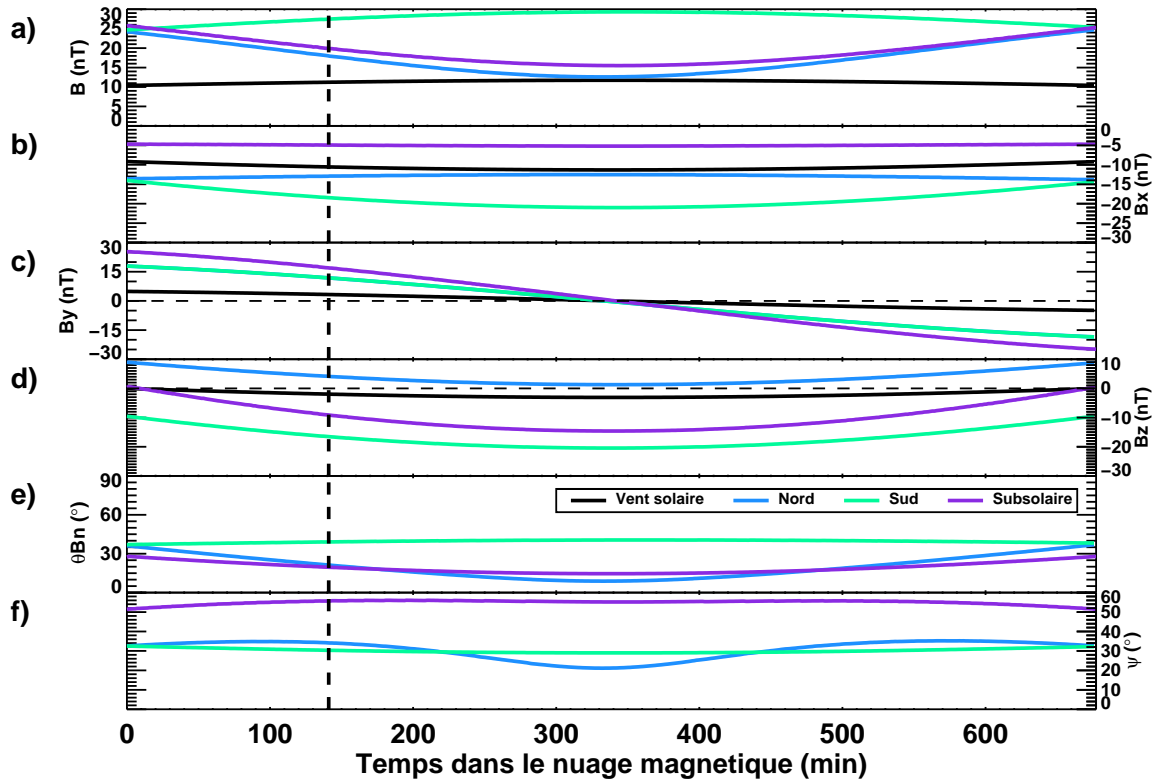


FIGURE 4.16 – Observations de satellites virtuels dans le plan XZ au cours du passage d'un nuage magnétique plein sud rencontré loin de son axe, dans le vent solaire (noir), et dans la partie sud (vert), nord (bleu) et dans la région subsolaire (violet) de la magnétogaine. Même format que la Figure 4.12.

Seule la composante  $B_y$  conserve la même évolution temporelle pour tous les satellites, et est même identique sur les flancs nord et sud de la magnétogaine. Tout comme la composante  $B_z$  dans le plan XY (graphique 4.15d), il apparaît à nouveau ici que la composante du champ magnétique hors du plan contenant l'écoulement est moins altérée que les autres au passage du choc. Cette absence de variation est vraisemblablement due à une combinaison de deux facteurs. D'une part, comme la composante du champ magnétique hors du plan considéré ( $B_z$  dans le plan XY ou  $B_y$  dans le plan XZ) correspond à une composante tangentielle à la surface du choc, elle variera toujours de la même manière à la traversée de celui-ci : elle augmentera du rapport de compression. D'autre part, le champ magnétique étant gelé dans le plasma, sa direction est modifiée au cours de l'écoulement dans la magnétogaine. Cependant, comme la vitesse n'a pas de composante hors du plan de l'écoulement, la composante du champ magnétique hors de ce même plan sera à son tour peu modifiée au cours de la propagation dans la magnétogaine. Ceci explique donc le comportement similaire de  $B_y$  observé au niveau de tous les satellites dans le plan XZ, et de  $B_z$  dans le plan XY.

Portons maintenant notre attention sur la composante  $B_z$ , tracée sur le graphique 4.16d. Nous avons évoqué dans l'introduction de cette thèse le rôle important joué par le signe de cette composante dans les processus de reconnexion du champ magnétique inter-

planétaire avec le champ magnétique terrestre. Cependant, comme le montre le graphique 4.16d, nous observons ici un  $B_z$  positif dans la partie nord de la magnétogaine (courbe bleue), alors que cette composante est négative dans le vent solaire (courbe noire) et au niveau de tous les autres satellites virtuels. Au cours d'une partie de ce nuage magnétique, nous avons donc simultanément un  $B_z$  nord et un  $B_z$  sud dans différentes zones de la magnétogaine.

Par ailleurs, il est aussi intéressant de souligner qu'au début et à la fin du nuage magnétique, bien que  $B_z$  soit négligeable dans le vent solaire comparé aux deux autres composantes, son importance relative croît dans la magnétogaine. Par exemple, dans la partie nord de celle-ci,  $B_z$  vaut 10 nT, et est donc grossièrement du même ordre de grandeur que  $B_x$  et  $B_y$ , qui valent respectivement 15 et 20 nT. Une composante  $B_z$  négligeable dans le vent solaire peut donc devenir significative dans la magnétogaine : la traversée du choc peut modifier la prédominance de certaines composantes par rapport aux autres.

La Figure 4.17 présente des instantanés de la magnétogaine dans le plan XZ à  $t = 141$  minutes après le début de l'interaction de ce nuage magnétique avec la magnétosphère terrestre, c'est-à-dire quand son axe se trouve en  $x = 1000 R_E$  en amont de la Terre. Le format utilisé est le même que pour la Figure 4.7. L'instant auquel sont pris ces instantanés est repéré par les tirets verticaux sur la Figure 4.16.

Mise à part la composante  $B_y$  (graphique 4.17b) dont les valeurs sont distribuées de façon symétrique en aval du choc, tous les paramètres tracés sur la Figure 4.17 révèlent de très fortes disparités d'une région de la magnétogaine à une autre. Par exemple, la composante  $B_x$  (graphique 4.17a) est de l'ordre de  $-18$  nT le long de la partie sud de la

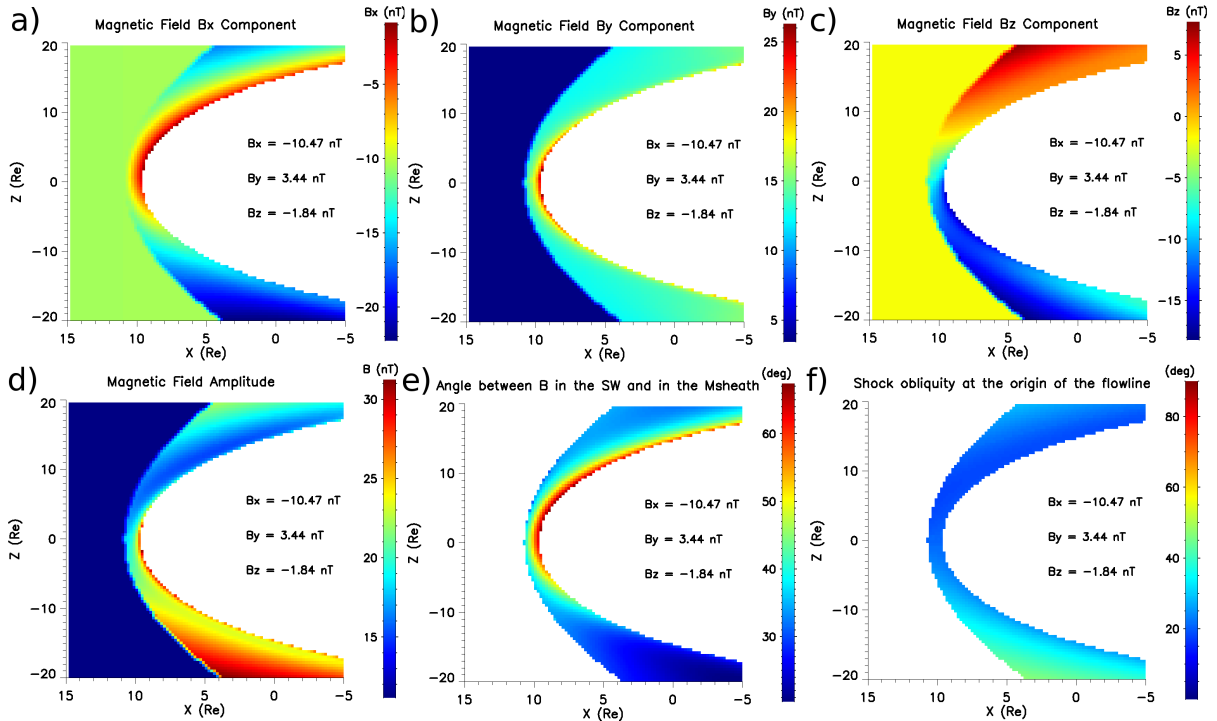


FIGURE 4.17 – Instantanés de la magnétogaine dans le plan XZ lors du passage d'un nuage magnétique plein sud rencontré loin de son axe, lorsque celui-ci est situé en  $x = 1000 R_E$ . Même format que la Figure 4.5.

magnétopause, tandis qu'elle est pratiquement nulle sur sa partie nord. Des différences importantes, qui pourraient avoir des conséquences notables sur la magnétosphère, sont aussi observées sur l'amplitude du champ magnétique (graphique 4.17d). Au lieu d'avoir une augmentation progressive de son intensité au fur et à mesure que l'on se rapproche de la magnétopause, comme c'était le cas sur la Figure 4.7, le graphique 4.17d met en évidence une distribution spatiale de ce paramètre bien plus complexe. Si cet accroissement à l'approche de la magnétopause est toujours visible dans la région subsolaire, il n'est au contraire pas du tout présent dans la partie nord de la magnétogaine, où l'amplitude du champ magnétique reste petite même au voisinage de la magnétosphère. Ces faibles valeurs sont vraisemblablement dues à la compression réduite au niveau du choc quasi-parallèle. Sachant qu'une variation de l'intensité du champ magnétique implique une variation de la pression magnétique, cette distribution asymétrique de l'amplitude du champ magnétique pourrait entraîner une déformation de la magnétopause. Elle pourrait aussi potentiellement affecter les systèmes de courant dans la magnétosphère et la magnétogaine.

La différence majeure entre ce cas et ceux traités précédemment, et dont découlent vraisemblablement les asymétries observées dans la magnétogaine, est la géométrie du choc rencontré. En effet, le graphique 4.17f montre que le choc est en configuration quasi-parallèle, contrairement au régime quasi-perpendiculaire vu auparavant, puisque  $\Theta_{Bn}$  est inférieur à  $45^\circ$ . De plus, les valeurs de cet angle ne sont pas réparties de façon symétrique par rapport à l'axe Terre-Soleil, à la différence de ce qui avait été observé sur les Figures 4.7f et 4.13f. Ici,  $\Theta_{Bn}$  varie de  $45^\circ$  à  $20^\circ$  dans la partie sud de l'onde de choc, tandis qu'il reste au voisinage de  $20^\circ$  dans sa moitié nord.

A ces faibles valeurs de  $\Theta_{Bn}$  est associée une forte variation de l'orientation du champ magnétique du vent solaire à la magnétogaine, et ce dès la traversée du choc d'étrave, comme le montrent les grandes valeurs de  $\psi$  sur le graphique 4.17e. Au niveau de l'onde de choc,  $\psi$  dépasse les  $20^\circ$ , et atteint même  $40^\circ$  dans la région subsolaire. Nous avons vu au contraire sur les Figures 4.7e et 4.13e que  $\psi$  n'allait pas au-delà de  $20^\circ$  le long du choc. Ainsi, la direction du champ magnétique est fortement modifiée dès l'entrée dans la magnétogaine lors de la traversée d'un choc quasi-parallèle. Dans la partie nord du graphique 4.17e, lorsque l'on s'approche de la magnétosphère,  $\psi$  augmente encore, pour avoisiner les  $70^\circ$  le long de la magnétopause, mais ceci provient pour partie du drapé des lignes de champ autour de celle-ci.

L'un des aspects les plus intéressants de l'exemple présenté ici est le renversement de la composante  $B_z$  dans la partie nord de la magnétogaine. La Figure 4.17c nous montre que le changement de signe de  $B_z$  n'est pas confiné à une petite zone, mais qu'une large fraction de la partie nord de la magnétogaine est concernée. Le plan XZ n'est néanmoins pas le meilleur choix pour visualiser l'étendue de ce renversement et pour estimer s'il aura un impact significatif. En effet, c'est à la magnétopause, frontière de la magnétosphère, que ce changement de signe aura le plus de conséquences.

Nous avons donc cartographié la composante  $B_z$  le long de la magnétopause décrite par le modèle de *Shue et al. (1998)*<sup>1</sup>, du point subsolaire jusqu'au terminateur, au même temps que les instantanés de la Figure 4.17. Ces résultats sont présentés sur la Figure 4.18. Cette carte de la magnétopause est construite dans un repère polaire. La croix noire au centre de la figure repère le point subsolaire. La distance radiale au centre de la

---

1. Le modèle de magnétopause de *Shue et al. (1998)* ne prend pas en compte les cornets polaires.

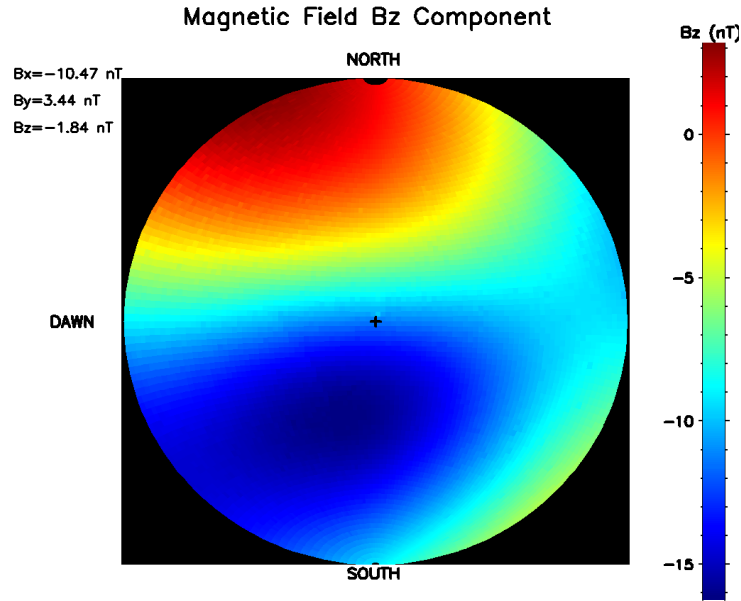


FIGURE 4.18 – Carte de la composante  $B_z$  du champ magnétique dans la magnétogaine, le long de la magnétopause, au même temps que les instantanés de la Figure 4.17. Le centre de la carte correspond au point subsolaire. La distance au centre est proportionnelle à l'angle zénithal.

figure correspond à l'angle zénithal, autrement dit l'angle par rapport à l'axe Terre-Soleil. Cet angle vaut 0 au point subsolaire, donc au centre de la figure, et  $90^\circ$  au niveau du terminateur, donc sur le pourtour de la carte. La direction azimuthale est équivalente au "clock angle", c'est-à-dire la direction dans le plan YZ dans le référentiel GSE. La Figure 4.18 nous confirme qu'une fraction importante de la magnétopause rencontre une composante  $B_z$  positive alors que  $B_z$  est négatif dans le vent solaire. De plus, la position et l'étendue de cette région où  $B_z$  change de signe varient au cours du passage du nuage magnétique.

De la même manière, si nous prenons le cas d'un nuage magnétique où  $B_z$  est positif au lieu de négatif en amont de l'onde de choc, en gardant les autres composantes inchangées, nous aboutissons aussi à un renversement du  $B_z$ . Ce sera alors dans la partie sud de la magnétogaine, du côté aube, que  $B_z$  changera de signe, mais l'étendue de cette région restera identique à celle présentée sur la Figure 4.18 pour un  $B_z$  négatif.

### Interaction frontale avec un nuage magnétique oblique

Le dernier exemple que nous présenterons dans ce chapitre est un nuage magnétique dont l'axe est fortement incliné par rapport au plan YZ, contrairement à tous les cas présentés précédemment où l'axe de la corde de flux était contenu dans ce plan. Pour être plus précis, l'orientation de l'axe du nuage magnétique étudié ici est donnée par  $\theta_{\text{axe}} = 70^\circ$  et  $\varphi_{\text{axe}} = 20^\circ$ , où  $\theta_{\text{axe}}$  correspond à la direction par rapport à l'axe  $z$  et  $\varphi_{\text{axe}}$  à l'angle dans le plan XY.

Les observations des satellites virtuels situés dans le plan XZ sont présentées sur la

Figure 4.19. Elles mettent en évidence un certain nombre de similitudes avec le cas vu au paragraphe précédent. A nouveau, nous constatons la présence d'une composante  $B_x$  particulièrement importante en amont de l'onde de choc, allant de 10 à 20 nT au cours du passage du nuage magnétique (voir courbe noire sur le graphique 4.19b). Par ailleurs, nous retrouvons une configuration majoritairement quasi-parallèle au niveau du choc terrestre (graphique 4.19e) :  $\Theta_{Bn}$  décroît jusqu'à moins de  $20^\circ$ . Celle-ci s'accompagne d'une variation importante de l'orientation du champ magnétique du vent solaire à la magnétogaine, comme le montrent les valeurs de  $\psi$  (graphique 4.19f) qui côtoient occasionnellement les  $60^\circ$ . En particulier, comme sur les Figures 4.15f et 4.16f,  $\psi$  est maximal dans la région subsolaire de la magnétogaine.

Il est intéressant de souligner que, tandis que les deux autres satellites rencontrent des orientations du champ magnétique très modifiées par rapport à celle du vent solaire, le satellite dans la partie sud de la magnétogaine (courbe verte) observe une rotation lente assez similaire à celle présente en amont du choc, car les valeurs de  $\psi$  y restent inférieures à  $30^\circ$  (graphique 4.19f). C'est d'ailleurs en amont de ce même satellite que  $\Theta_{Bn}$  est le plus élevé ( $45^\circ \leq \Theta_{Bn} \leq 60^\circ$ ), indiquant une configuration de choc que l'on pourrait qualifier d'oblique.

La courbe noire sur le graphique 4.19d montre que dans le vent solaire la composante  $B_z$ , initialement positive, devient négative vers  $t = 1300$  minutes, soit quelques heures avant la fin du passage du nuage magnétique. En aval du choc, cependant, le renverse-

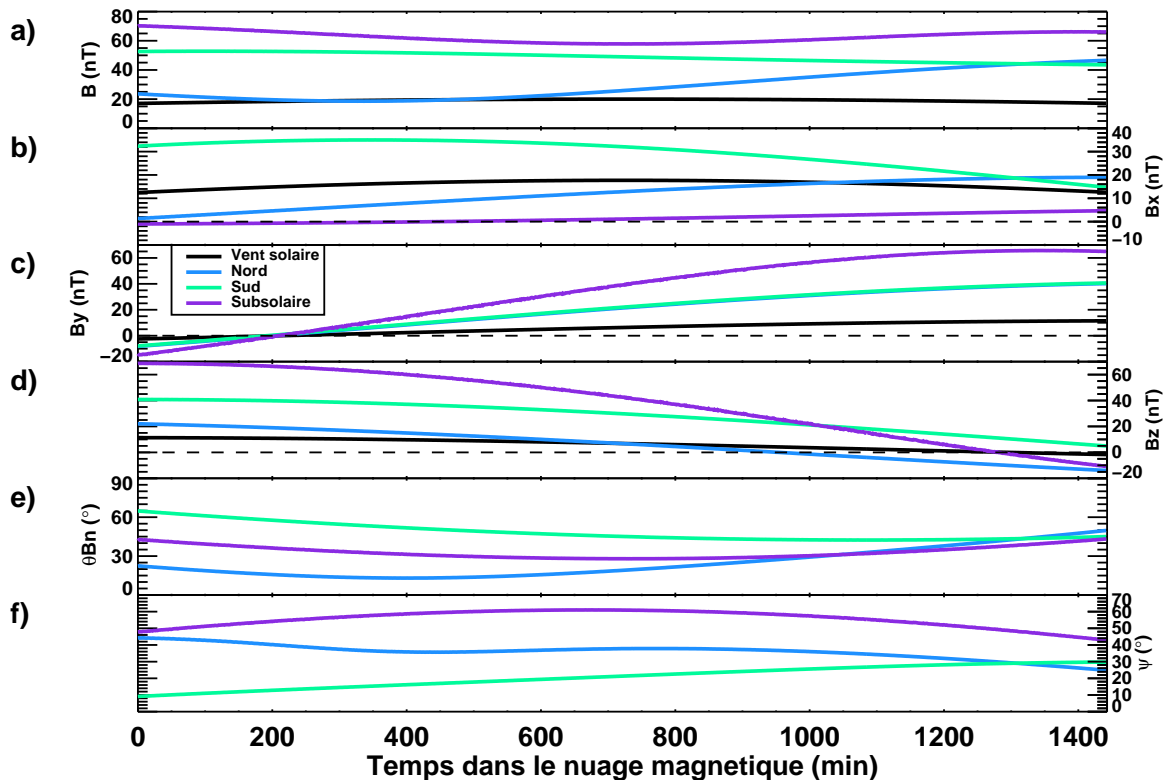


FIGURE 4.19 – Observations de satellites virtuels dans le plan XZ au cours du passage de la partie centrale d'un nuage magnétique oblique. Même format que la Figure 4.16.

ment de cette composante se produit à des temps très différents selon le satellite virtuel considéré :  $B_z$  se renverse beaucoup plus tôt, vers  $t = 950$  minutes dans la partie nord de la magnétogaine (courbe bleue), ou bien ne change tout simplement pas de signe dans la partie sud (courbe verte). Selon que l'on choisisse de s'appuyer sur les observations de l'un ou l'autre de ces satellites, on aboutira à une évaluation complètement différente de la durée de l'intervalle où  $B_z$  est négatif au cours de ce nuage magnétique, et donc potentiellement à une estimation différente de la géoeffectivité de ce nuage magnétique.

En conclusion, nous avons donc mis en évidence à travers quelques exemples que dans certaines configurations de nuages magnétiques, leur structure magnétique peut être fortement modifiée du vent solaire à la magnétogaine. De plus, cette altération de la rotation lente du champ magnétique diffère d'une région de la magnétogaine à une autre, et varie aussi au cours du passage du nuage magnétique. Dans les deux cas présentés ici, le choc est majoritairement dans une configuration quasi-parallèle tout au long du passage du nuage magnétique, et nous avons montré que la direction du champ magnétique est déjà fortement altérée juste en aval du choc et subit des rotations qui peuvent avoisiner et même dépasser les  $60^\circ$ . Il semblerait donc que la géométrie quasi-parallèle soit à l'origine du comportement du champ magnétique dans la magnétogaine différent de celui observé dans les cas de référence de la section 4.3.1.

## 4.4 Impact sur la magnétosphère

Comme cela a été détaillé dans l'introduction de cette thèse et au chapitre 1, des études statistiques montrent que la géoeffectivité des nuages magnétiques peut généralement être reliée au signe de leur composante  $B_z$ . De ce fait, lorsque l'on cherche à estimer l'impact possible d'un nuage magnétique sur l'environnement terrestre, on se concentre d'ordinaire sur le signe du  $B_z$  au cours du passage de cette structure. L'importance de cette composante découle directement de la structure du champ magnétique terrestre : au niveau de l'équateur, le champ magnétique de la Terre est essentiellement orienté vers le nord. Par conséquent, un champ magnétique interplanétaire sud, donc antiparallèle aux lignes de champ magnétosphériques, est particulièrement favorable aux processus de reconnexion dans le plan équatorial (*Dungey*, 1961). De plus, c'est lorsque la reconnexion a lieu dans la région subsolaire que le transfert d'énergie du vent solaire à la magnétosphère est le plus efficace, et donc est le plus propice au développement de perturbations dans l'environnement terrestre (*Fairfield et Cahill*, 1966).

Cependant, les processus de reconnexion entre champs magnétiques interplanétaire et terrestre ne se limitent pas à la magnétopause équatoriale, mais peuvent aussi se produire n'importe où le long de cette frontière. Il a notamment été montré qu'un champ magnétique interplanétaire nord a tendance à se reconnecter au champ magnétosphérique au niveau des lobes, en aval des cornets polaires (*Dungey*, 1961 ; *Song et al.*, 1999 ; *Fuselier et al.*, 2000). De même, des cas de reconnexion avec des angles de cisaillement différents de  $180^\circ$  ont été observés (voir par exemple *Fuselier et al.*, 2000 ; *Trattner et al.*, 2004 ; *Trattner et al.*, 2007), mais de manière générale, c'est la présence de lignes de champ antiparallèles de part et d'autre de la magnétopause qui est considérée comme propice à la reconnexion (*Crooker*, 1979). Il peut donc y avoir reconnexion à la magnétopause quelle que soit l'orientation du champ magnétique interplanétaire. On gardera toutefois à l'es-

prit que la quantité d'énergie transférée du vent solaire à la magnétosphère est beaucoup moins importante dans le cas de la reconnexion aux lobes que lorsqu'elle se produit dans la région subsolaire (*Tsurutani et Gonzalez, 1995 ; Russell, 2000*).

Le modèle de magnétogaine développé dans le cadre de cette thèse ne permet pas de décrire les processus de reconnexion. Toutefois, il peut être utilisé pour estimer si nous nous trouvons dans des conditions propices à ceux-ci ou non, et ce en apportant deux améliorations notables par rapport aux prédictions basées uniquement sur le signe de  $B_z$  dans le vent solaire. D'une part, nous allons nous appuyer sur toutes les composantes du champ magnétique, et non pas seulement  $B_z$ , pour déterminer les régions de champs antiparallèles le long de la magnétopause. D'autre part, et c'est là le point le plus crucial, notre modèle nous donne accès au champ magnétique dans la magnétogaine à proximité de la magnétopause. Comme nous l'avons mis en évidence dans la partie 4.3.2, son orientation peut être très différente de celle du champ magnétique dans le vent solaire, et le signe de certaines de ses composantes peut s'inverser dans certaines parties de la magnétogaine (voir par exemple la Figure 4.18).

Afin de déterminer où sont localisées les régions de champs antiparallèles le long de la magnétopause, nous avons aussi besoin de connaître le champ magnétique sur le bord interne de cette frontière, c'est-à-dire côté magnétosphère. Pour cela, nous utiliserons le modèle de magnétosphère développé par N. Tsyganenko et disponible en libre accès sur <http://geo.phys.spbu.ru/~tsyganenko/modeling.html>. Dans le cadre de notre étude générique, nous nous appuyerons sur la version T96 du modèle de Tsyganenko (*Tsyganenko, 1995 ; Tsyganenko, 1996*) dans lequel le champ magnétique interne de la Terre est modélisé par un dipôle. Le modèle T96 prend en compte la variation saisonnière de l'inclinaison de l'axe du dipôle magnétique. Cependant, comme nos événements synthétiques ne correspondent à aucune date réelle, nous avons fixé cet angle d'inclinaison à  $0^\circ$ , de même que l'inclinaison de l'axe de rotation de la Terre, de façon à avoir une configuration moyenne du champ magnétique dans la magnétosphère. L'axe du dipôle magnétique et l'axe de rotation de la Terre sont donc tous deux confondus avec la direction  $z$  dans notre modèle. Nous avons par ailleurs vérifié que nous aboutissons aux mêmes conclusions pour des inclinaisons réelles de ces deux axes.

Les paramètres d'entrée du modèle T96 sont la vitesse du vent solaire, sa pression dynamique, les composantes  $B_y$  et  $B_z$  du champ magnétique interplanétaire et l'indice Dst. A l'exception de ce dernier, tous ces paramètres seront identiques à ceux utilisés dans le modèle de magnétogaine. Quant au Dst, il s'agit d'un indice magnétique mesuré au sol aux latitudes équatoriales dont les variations reflètent celles du courant annulaire et du courant de la magnétopause, et donc indique que la magnétosphère est perturbée. N'ayant aucune estimation du Dst au cours des nuages magnétiques synthétiques étudiés ici, sa valeur sera fixée à zéro, ce qui correspond à une magnétosphère calme. Nous nous sommes assurés que nos résultats n'étaient pas affectés par le choix de cet indice en testant d'autres valeurs.

A partir de la distribution du champ magnétique de part et d'autre de la magnétopause, nous pouvons maintenant calculer l'angle de cisaillement entre le champ magnétique dans la magnétogaine et celui dans la magnétosphère le long de la frontière séparant ces deux régions, qui nous permettra de déterminer où ceux-ci sont antiparallèles.

### 4.4.1 Nuage magnétique plein sud

Commençons par l'interaction frontale avec le nuage magnétique plein sud étudiée au paragraphe 4.3.1. Nous avons vu que son champ magnétique en amont de l'onde de choc est tout d'abord orienté principalement suivant  $+B_y$ , puis suivant  $-B_z$ , et enfin suivant  $-B_y$ . On s'attend donc à ce que la partie centrale du nuage magnétique soit particulièrement propice à la reconnexion, tandis que ses parties avant et arrière devraient moins l'être puisque la composante  $B_z$  y est faible. L'angle de cisaillement le long de la magnétopause est présenté sur la Figure 4.20 à trois instants différents au cours du passage du nuage magnétique, au début de celui-ci (carte (1)), au milieu (carte (2)) et à la fin (carte (3)). Le format de ces cartes est le même que celui de la Figure 4.18.

La première carte correspond au début de ce nuage magnétique, quand son axe est situé en  $x = 3000 R_E$  en amont de l'environnement terrestre ; la composante dominante du champ magnétique dans le vent solaire est alors  $B_y$ . Les zones rouges observées sur cette carte, correspondant à des angles de cisaillement supérieurs à  $140^\circ$ , indiquent la présence

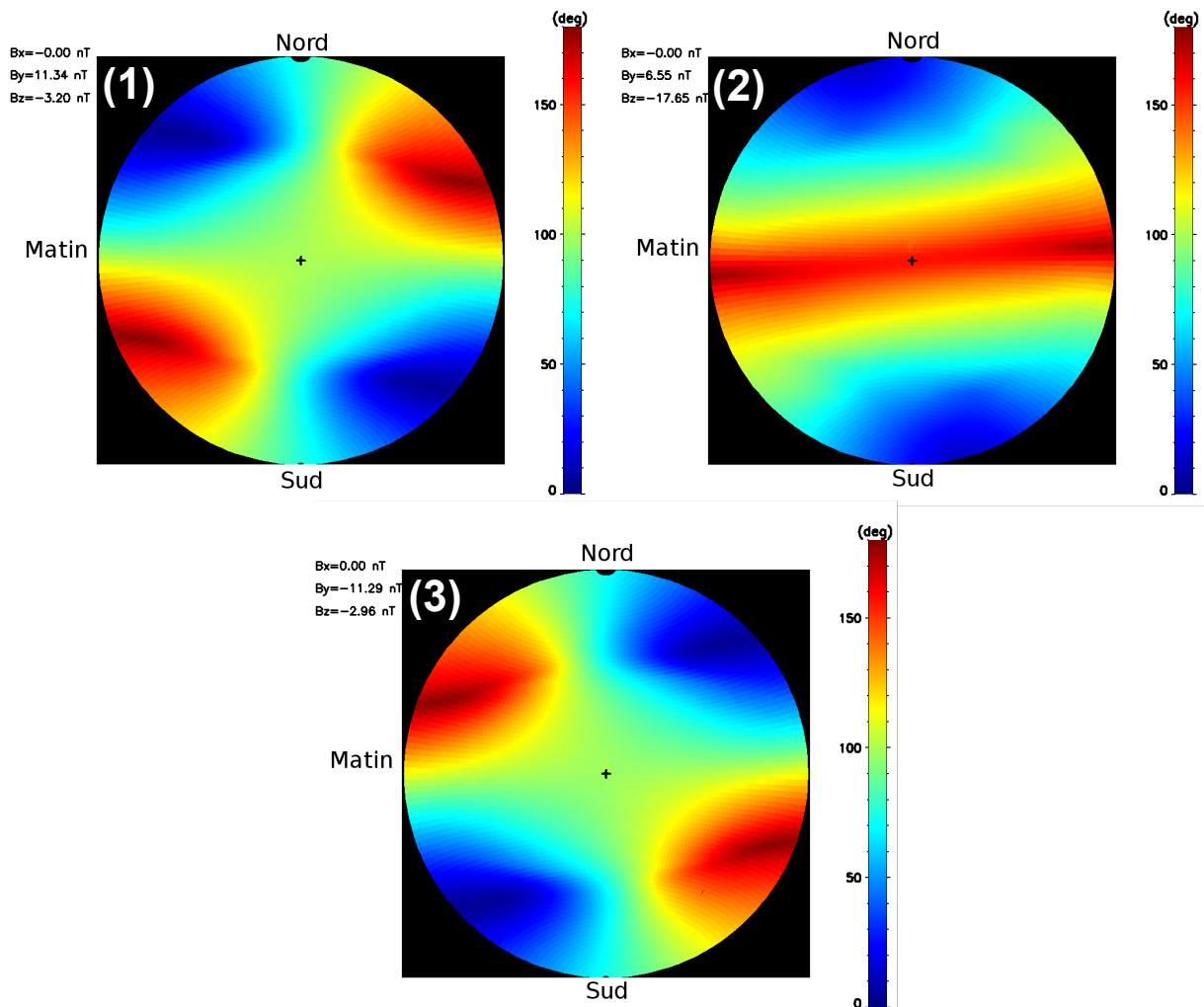


FIGURE 4.20 – Cartes de l'angle de cisaillement le long de la magnétopause, à trois temps différents au cours du passage de la partie centrale du nuage magnétique plein sud. Position de l'axe du nuage magnétique : (1)  $x = 3000 R_E$ , (2)  $x = 1000 R_E$  et (3)  $x = -3000 R_E$ . Même format que la Figure 4.18.



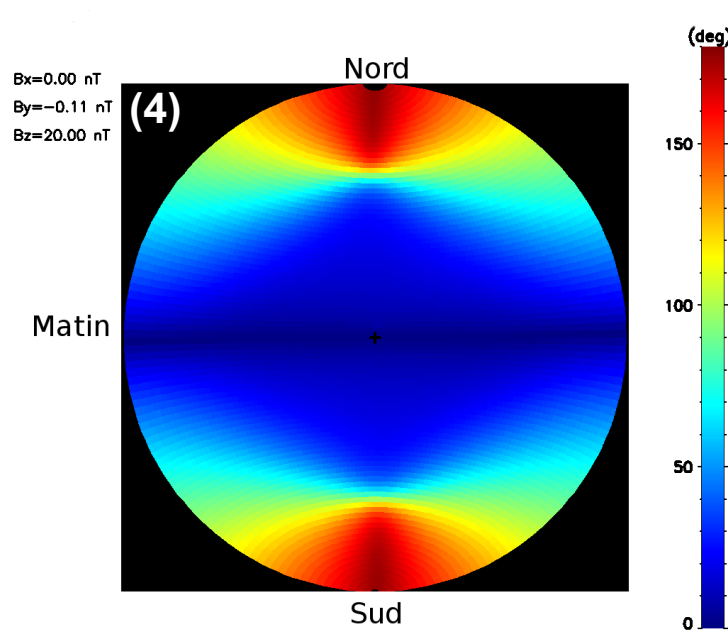


FIGURE 4.21 – Carte de l'angle de cisailment le long de la magnétopause lors du passage d'un nuage magnétique plein nord, lorsque son axe est situé en  $x = 1000 R_E$ . Même format que la Figure 4.18.

de champs antiparallèles dans la partie sud du côté aube de la magnétopause et dans la partie nord du côté soir. Au milieu du nuage magnétique (carte **(2)** de la Figure 4.20), on observe alors une grande région de champs antiparallèles dans le plan équatorial. Cela correspond bien au résultat attendu pour un champ magnétique orienté essentiellement vers le sud. L'inclinaison de cette région vers le sud du côté matin, et vers le nord du côté soir, est vraisemblablement liée à la composante  $B_y$  du champ magnétique dans le vent solaire. Enfin, dans la dernière partie du nuage magnétique (carte **(3)** de la Figure 4.20), on obtient une configuration antisymétrique par rapport à celle de la carte **(1)**. Cela vient du fait que dans le vent solaire seul le signe de  $B_y$  diffère entre ces deux configurations, et nous avons montré au paragraphe 4.3.1 que l'orientation du champ magnétique était peu modifiée dans la magnétogaine.

Ces cartes de l'angle de cisailment mettent en évidence une modification des régions de champs antiparallèles, et donc vraisemblablement des zones où la reconnexion a lieu, au fur et à mesure de la propagation du nuage magnétique. C'est lors du passage de la partie centrale de la corde de flux que les champs antiparallèles sont les plus proches du point subsolaire. On s'attend donc à ce que la reconnexion soit la plus efficace à ce moment-là de l'interaction du nuage magnétique avec la magnétosphère. Cependant, même au tout début et à la toute fin de ce nuage magnétique, des champs antiparallèles sont observés à la magnétopause. Il en découle qu'il peut donc y avoir reconnexion tout au long du passage de ce nuage magnétique.

#### 4.4.2 Nuage magnétique plein nord

Dans le cas d'un nuage magnétique plein nord, au lieu de la configuration plein sud présentée ici, nous retrouvons des résultats similaires aux cartes **(1)** et **(3)** de la Figure

4.20 dans les parties avant et arrière de la corde de flux, c'est-à-dire quand  $B_y$  est dominant. Dans la partie centrale, puisque  $B_z$  est orienté vers le nord, les champs antiparallèles sont localisés près des pôles, comme l'illustre la carte (4) tracée sur la Figure 4.21. Les résultats de la Figure 4.21 sont bien cohérents avec la reconnexion aux lobes attendue pour un  $B_z$  positif.

### 4.4.3 Nuage magnétique nord-sud

Si l'on s'intéresse à présent à la configuration nord-sud, les cartes de l'angle de cisaillement ainsi obtenues seront une combinaison de celles des cas plein nord et plein sud. Dans un premier temps, les champs antiparallèles seront concentrés dans les régions polaires (carte (4)), puisque la composante dominante est un  $B_z$  positif à l'avant du nuage magnétique. Ensuite, ils se déplaceront du côté aube et du côté crépuscule de la magnétopause, soit vers le nord, soit vers le sud, (cartes (1) et (3)), selon le signe de  $B_y$  dans la corde de flux. Enfin, ils aboutiront au voisinage du point subsolaire, comme dans la partie centrale du cas plein sud (carte (2)). On notera que même si la composante  $B_z$  est plus petite dans la configuration nord-sud que dans les configurations plein sud et plein nord, où elle correspond au champ magnétique axial de la corde de flux, cela n'affecte pas de façon significative la position et l'étendue des régions de champs antiparallèles.

### 4.4.4 Nuage magnétique plein sud rencontré loin de son axe

Passons maintenant à un exemple de nuage magnétique plein sud dont l'axe central passe loin de la Terre du côté soir. Nous avons vu au paragraphe 4.3.2 que l'orientation de son champ magnétique est fortement altérée au passage du choc et la composante  $B_z$  se renverse dans une partie de la magnétogaine. La carte de l'angle de cisaillement de la Figure 4.22 a été tracée au même instant que la carte de  $B_z$  (Figure 4.18) au cours du nuage magnétique plein sud rencontré loin de son axe central.

La Figure 4.22 montre qu'une importante région favorable à la reconnexion est observée dans le plan équatorial, près du point subsolaire, comme attendu pour un  $B_z$  sud dans le vent solaire. Cette région de champs antiparallèles n'est cependant pas centrée sur celui-ci, mais s'étend uniquement dans la moitié matin de la magnétopause. C'est vraisemblablement lié au fait que  $B_y$  est positif, car dans la seconde moitié du nuage magnétique,  $B_y$  devient négatif, tandis que  $B_x$  et  $B_z$  ne changent pas de signe, et on trouve une configuration inversée par rapport à celle présentée ici, c'est-à-dire que la région de champs anti-parallèles située dans le plan équatorial se trouve sur le côté soir. De plus, lors de l'interaction de la partie centrale de ce nuage magnétique, la composante  $B_y$  devient négligeable dans le vent solaire, et la région favorable à la reconnexion est alors centrée sur point subsolaire.

Par ailleurs, la Figure 4.22 met en évidence qu'en plus de cette région de champs antiparallèles au voisinage du point subsolaire, une configuration favorable à la reconnexion est aussi présente à haute latitude, près du pôle nord. Cette dernière est vraisemblablement due au changement de signe de la composante  $B_z$  dans une partie de la magnétogaine. La coexistence d'un  $B_z$  positif et d'un  $B_z$  négatif en aval du choc semble donc entraîner l'apparition simultanée des régions de champs antiparallèles caractéristiques de chacun de ces deux orientations du champ magnétique interplanétaire.

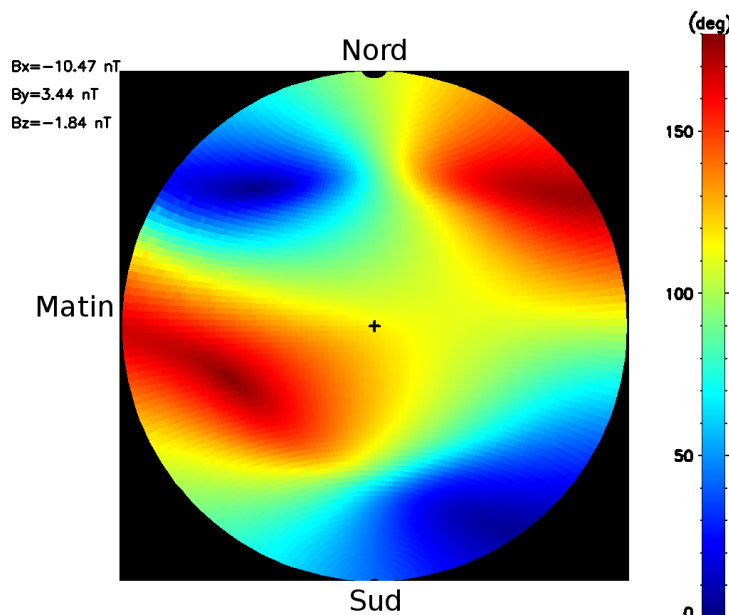


FIGURE 4.22 – Carte de l’angle de cisailment le long de la magnétopause lors du passage d’un nuage magnétique plein sud rencontré loin de son axe, lorsque celui-ci est situé en  $x = 1000 R_E$ . Même format que la Figure 4.18.

#### 4.4.5 Nuage magnétique plein nord rencontré loin de son axe

Nous examinons à présent le cas inverse, où  $B_z$  est initialement positif dans le vent solaire et devient négatif dans la magnétogaine. Sans tenir compte des modifications dues au choc, les seules régions favorables à la reconnexion attendues devraient se situer au niveau des pôles. Pourtant, les valeurs de l’angle de cisailment présentées sur la carte de gauche de la Figure 4.23 montrent une distribution complètement différente. Ces valeurs ont été calculées pour un nuage magnétique plein nord rencontré loin de son axe, au même instant que la Figure 4.22. Les composantes du champ magnétique interplanétaire sont alors identiques à celles utilisées pour obtenir la Figure 4.22, mis à part  $B_z$  dont le signe a été changé. En cartographiant la valeur de cette composante le long de la magnétopause, il apparaît que c’est cette fois dans la partie sud de la magnétogaine, du côté matin, que  $B_z$  se renverse (voir carte de droite de la Figure 4.23). A nouveau, le renversement de  $B_z$  modifie profondément la localisation des maxima de l’angle de cisailment : en plus de la reconnexion aux lobes attendue (en rouge près du pôle nord), la Figure 4.23 met en évidence une région de champs antiparallèles dans la partie sud, côté aube, de la magnétopause, précisément là où le signe de  $B_z$  est inversé. De plus, cette zone est plus proche de la région subsolaire que ce qui est attendu pour une configuration de champ magnétique plein nord, et pourrait donc engendrer efficacement des perturbations géomagnétiques par l’intermédiaire de processus de reconnexion. Ainsi, même si la composante  $B_z$  du champ magnétique interplanétaire est positive, son signe peut changer dans la magnétogaine et son orientation devenir favorable à la reconnexion au niveau de la magnétopause à plus basse latitude qu’attendu.

Enfin, il est intéressant de souligner que les deux cas, plein sud et plein nord, présentés sur les Figures 4.22 et 4.23 aboutissent tous deux à des conditions propices à la reconnexion, et correspondent l’un et l’autre à des nuages magnétiques rencontrés loin de leur

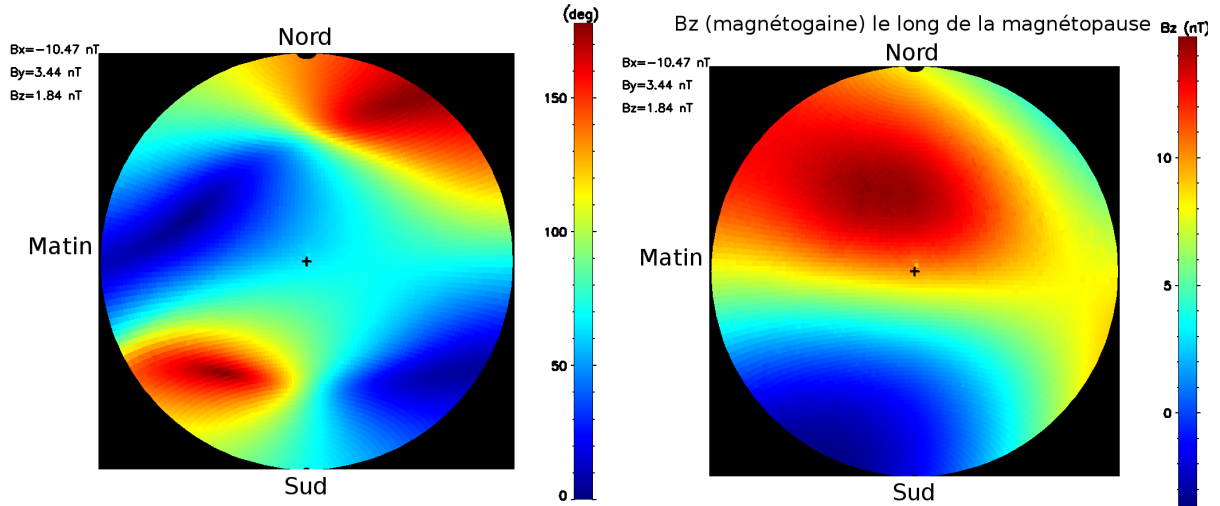


FIGURE 4.23 – A gauche : carte de l’angle de cisaillement le long de la magnétopause lors du passage d’un nuage magnétique plein nord rencontré loin de son axe, lorsque celui-ci est situé en  $x = 1000 R_E$ . A droite : carte de la composante  $B_z$  du champ magnétique dans la magnétogaine, le long de la magnétopause au même instant. Les deux cartes sont tracées dans le même format que la Figure 4.18.

axe central. Intuitivement, on s’attend à ce que ces interactions distantes soient moins efficaces pour déclencher des perturbations géomagnétiques que les interactions frontales. Cela tend à être confirmé par les études menées par *Wang et al., 2007* et *Ontiveros et Gonzalez-Esparza, 2010* qui examinent l’influence du paramètre d’impact sur la géoeffectivité et montrent que les tempêtes les plus intenses sont dues à des structures rencontrées dans leur partie centrale. Cela est notamment dû au champ magnétique qui y est plus intense (*Wang et al., 2007*). Toutefois, les résultats des Figures 4.22 et 4.23 suggèrent que les interactions lointaines pourraient elles aussi avoir une géoeffectivité importante, du fait des modifications de l’orientation du champ magnétique à la traversée du choc, qui ont un impact sur les régions de champs antiparallèles.

## Conclusions

Dans le cadre de cette thèse, nous avons développé un modèle de magnétogaine adapté aux conditions particulières associées aux nuages magnétiques, c’est-à-dire notamment un nombre de Mach d’Alfvén faible, dont la motivation première était de nous permettre de relier les observations de satellites dans la magnétogaine aux conditions rencontrées en amont de l’onde de choc. Comme pour une étude de faisabilité, il s’agissait de développer en première approche un modèle simplifié et peu coûteux en temps de calcul décrivant l’interaction d’un nuage magnétique avec le choc d’étrave terrestre. Dans notre modèle, nous avons inclus à la fois le calcul du profil d’écoulement du plasma dans cette région, mais aussi celui du champ magnétique. De ce fait, nous avons accès au profil de champ magnétique dans toute la magnétogaine, ce qui nous permet d’avoir une vision globale de l’interaction des nuages magnétiques avec l’environnement terrestre.

Dans le présent chapitre, nous nous sommes intéressés uniquement à des nuages ma-

gnétiques synthétiques, c'est-à-dire à des cordes de flux idéales dont nous pouvons faire varier librement l'orientation et le paramètre d'impact par rapport à la Terre. Nous avons ainsi pu montrer que lors de l'interaction avec la partie centrale de nuages magnétiques dont l'axe est parallèle à  $y$  ou  $z$  (dans le référentiel GSE), le choc terrestre reste en configuration quasi-perpendiculaire tout au long de leur passage, et que la structure magnétique de ces cordes de flux est globalement préservée à l'intérieur de la magnétogaine. Comme attendu, près de la magnétopause, le drapé des lignes de champ a tendance à altérer l'orientation du champ magnétique.

En revanche, si ces mêmes nuages magnétiques sont rencontrés loin de leur axe central, ou si l'on considère des cordes de flux très inclinées par rapport au plan YZ, la situation se complexifie en raison de la présence d'une forte composante  $B_x$  dans ce type de configurations. L'onde de choc terrestre est responsable d'une modification de l'orientation du champ magnétique qui peut être très importante, et dépend fortement de la partie de la magnétogaine considérée. Les valeurs de  $\Theta_{Bn}$ , angle entre la normale au choc et le champ magnétique en amont de celui-ci, varient sur une gamme plus étendue que dans les cas précédents, et surtout une large partie du choc est en configuration quasi-parallèle. La modification de la direction du champ magnétique dans la magnétogaine peut entraîner un changement de signe de certaines de ses composantes. En particulier, nous avons pu mettre en évidence un renversement de  $B_z$  dans une partie de la magnétogaine, ce qui pourrait avoir de fortes implications pour la géoeffectivité du nuage magnétique concerné.

Afin d'approfondir les conséquences possibles de ce changement d'orientation du champ magnétique dans la magnétogaine sur la magnétosphère, nous avons calculé l'angle de cisaillement entre les vecteurs champ magnétique de part et d'autre de la magnétopause, ce qui nous fournit une estimation des régions favorables à la reconnexion. Il est ressorti de cette étude qu'il existe en permanence des régions de champs antiparallèles le long de la magnétopause, mais que leur position et leur étendue varient au cours du passage des nuages magnétiques. Dans les cas où  $B_z$  change de signe dans la magnétogaine, les régions favorables à la reconnexion semblent être une combinaison de la configuration attendue pour un champ magnétique nord dans le vent solaire et de celle attendue pour un champ sud. Ainsi, le renversement du  $B_z$ , qui de positif dans le vent solaire devient négatif dans une partie de la magnétogaine, entraîne l'apparition d'une région de champs antiparallèles au voisinage du point subsolaire, ce qui n'était pas prévisible à partir de la seule donnée de l'orientation du champ magnétique en amont de l'onde de choc et a des conséquences importantes en termes de géoeffectivité.

Ces modifications profondes de la structure magnétique du nuage magnétique dans la magnétogaine sont associées à la présence d'une composante  $B_x$  importante dans son champ magnétique en amont de l'onde de choc.  $B_x$  est même la composante dominante tout au long du nuage magnétique où la composante  $B_z$  change de signe dans une région de la magnétogaine. Ces résultats suggèrent que la composante  $B_x$  influe fortement sur la capacité du choc à altérer de façon significative la structure magnétique du nuage magnétique, et donc sur la géoeffectivité d'un événement.

Il est important de souligner ici que notre modèle n'a pas été conçu pour inclure la physique complexe associée au régime quasi-parallèle. Malgré cette limitation, nous retrouvons une partie des propriétés attendues dans la magnétogaine en aval d'un choc quasi-parallèle. En particulier, la réduction de la compression du champ magnétique associée à la diminution de  $\Theta_{Bn}$  y est bien décrite. Comme nous l'avons vu dans l'introduction, cette région de l'onde de choc se caractérise par un fort niveau de turbulence. Il faudrait

donc descendre aux échelles cinétiques pour décrire les phénomènes qui s'y produisent, et une telle description n'est pas envisageable dans le cadre d'un modèle semi-analytique simplifié tel que celui présenté ici mais appartient plutôt au domaine de la simulation numérique.

Enfin, bien que nous ayons principalement appliqué notre modèle à des exemples de nuages magnétiques, donc avec un champ magnétique variant lentement au cours du temps, il peut aussi être utilisé pour calculer le champ magnétique dans la magnétogaine pour des conditions de vent solaire stationnaires, et ce pour n'importe quelle orientation du champ magnétique interplanétaire. De plus, tous les instantanés de la magnétogaine présentés dans ce chapitre peuvent être interprétés comme montrant le champ magnétique de cette région pour une direction du champ magnétique donnée dans le vent solaire, qui est à chaque fois précisée sur les cartes. On gardera toutefois à l'esprit que l'onde de choc est ici décrite par le modèle de *Jeřáb* et al. (2005), bien adapté aux conditions de vent solaire à faible nombre de Mach d'Alfvén. Pour appliquer notre modèle de magnétogaine à un vent solaire plus "standard", il sera sans doute nécessaire de s'appuyer sur un autre modèle de choc.

En conclusion, cette étude, basée sur des nuages magnétiques synthétiques, confirme et généralise les résultats expérimentaux déduits des observations des satellites Cluster dans la magnétogaine présentées au Chapitre 2. La géométrie du choc semble jouer un rôle majeur sur la structure des nuages magnétiques dans la magnétogaine : celle-ci est pratiquement inchangée à la traversée d'un choc quasi-perpendiculaire, et fortement modifiée dans le cas d'un choc quasi-parallèle.

Ce modèle de magnétogaine et les résultats obtenus pour des nuages magnétiques synthétiques qui ont été détaillés dans le présent chapitre ont été publiés dans la revue *Annales Geophysicae* (*Turc* et al., 2014a, Annexe C).



# Chapitre 5

## Application du modèle aux observations

Le modèle de magnétogaine que nous avons développé au Chapitre 4 permet d'expliquer qualitativement les effets de l'onde de choc sur les nuages magnétiques que nous avons observés au Chapitre 2. Trois types d'observations ont alors été identifiés :

- la rotation lente du champ magnétique est similaire en amont comme en aval du choc ;
- la rotation lente est présente en aval du choc, mais décalée d'un angle important ;
- la rotation lente semble disparaître dans la magnétogaine.

De plus, nous avons mis en évidence des variations spatiales, entre deux régions de la magnétogaine, et des variations temporelles, au cours du passage du nuage magnétique, de la modification de la structure magnétique du nuage magnétique. Nous allons maintenant chercher à comparer de façon quantitative les résultats de notre modèle de magnétogaine aux observations effectuées dans la magnétogaine par Cluster et Geotail.

### Méthode employée

Pour déterminer le champ magnétique fourni par notre modèle de magnétogaine au cours des nuages magnétiques étudiés au Chapitre 2, nous allons nous appuyer sur les mesures que nous procure ACE en  $L_1$ . Ces données sont tout d'abord décalées en temps, de façon à tenir compte de la propagation depuis la position du satellite jusqu'à l'onde de choc, de la même manière que celle décrite au paragraphe 2.1.2. Les observations de ACE ainsi propagées servent alors de paramètres d'entrée à notre modèle de magnétogaine et contrôlent la position du choc, à travers le modèle de *Jeřáb* et al. (2005), et de la magnétopause, à travers le modèle de *Shue* et al. (1998), ainsi que la valeur du rapport de compression.

Les paramètres du plasma juste en aval de l'onde de choc sont calculés à l'aide des relations de Rankine-Hugoniot et dépendent donc directement du rapport de compression. Ensuite, l'écoulement dans la magnétogaine est retracé comme détaillé au Chapitre 4. Enfin, le modèle de magnétogaine permet de calculer le champ magnétique à la position réelle du satellite qui nous intéresse, le long de sa trajectoire au cours du passage du nuage magnétique. Les sorties du modèle peuvent alors être directement comparées aux observations.



Notre modèle de magnétogaine repose sur une description quasi-stationnaire de cette région. Autrement dit, le profil d'écoulement, ainsi que la forme et la position des frontières, ne doivent pas changer de façon significative au cours du laps de temps nécessaire au plasma pour se propager du choc à tout point de la magnétogaine modélisée ici, c'est-à-dire principalement son coté diurne. Ce temps étant de l'ordre de quelques minutes, les données de ACE moyennées en amont de l'onde seront moyennées sur cinq minutes. Sachant de plus que les paramètres du plasma varient en général lentement au cours du passage de nuages magnétiques, nous pouvons alors considérer que nous avons affaire à une succession d'états quasi-stationnaires de la magnétogaine.

## 5.1 Exemple d'application du modèle à un cas observé par Cluster

Le premier cas que nous avons étudié au Chapitre 2 est le nuage magnétique du 20 Mai 2005, au cours duquel les observations de Cluster montrent que la structure du nuage magnétique est globalement conservée dans la magnétogaine. De façon similaire à ce qui a été vu au Chapitre 3, la trajectoire de Cluster au cours du nuage magnétique du 20 Mai 2005 est tracée sur la Figure 5.1, en violet quand le satellite est dans le vent solaire, en vert dans la magnétogaine et en noir dans la magnétosphère. Les traversées de frontière, choc et magnétopause, sont repérées par les losanges rouges. La courbe bleue correspond à la distance géocentrique du choc de *Jeřáb* et al. (2005) dans la direction de Cluster, et la courbe rouge à celle de la magnétopause de *Shue* et al. (1998).

Globalement, le modèle est en bon accord avec les observations : Cluster reste tout

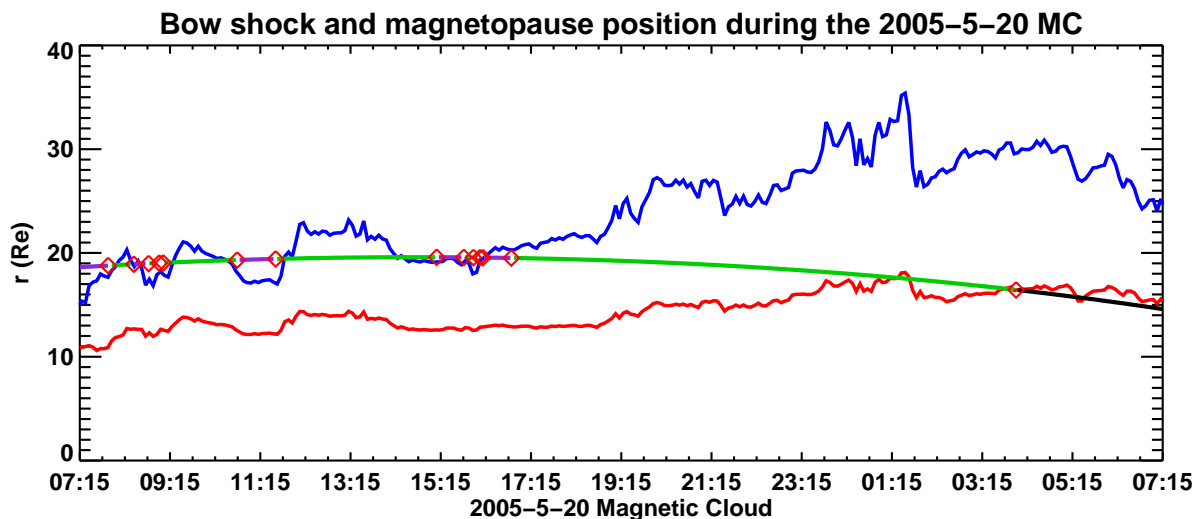


FIGURE 5.1 – Trajectoire de Cluster au cours du nuage magnétique du 20 Mai 2005 : en violet dans le vent solaire, en vert dans la magnétogaine et en noir dans la magnétosphère — Losanges rouges : traversées de frontières de Cluster — Courbe bleue (rouge) : position du choc (de la magnétopause) dans la direction de Cluster, d'après le modèle de *Jeřáb* et al. (2005) (*Shue* et al. (1998)).

d'abord dans le vent solaire, puis effectue un certain nombre d'allers-retours entre le vent solaire et la magnétogaine de 08:00 à 16:00, avant de rester dans cette dernière. Enfin, il franchit la magnétopause vers 04:00 le 21 Mai 2005. Si l'on regarde de plus près les intervalles où le satellite rencontre le choc à de nombreuses reprises, on constate qu'il y a généralement un décalage entre les traversées modélisées et celles effectivement observées, décalage qui peut aller jusqu'à 1h pour la traversée de choc autour de 15:00. Ces écarts restent néanmoins assez faibles et sont vraisemblablement dus au fait que le modèle de choc, construit sur des statistiques de la position de cette frontière, ne prend pas en compte sa dynamique. L'absence de barres d'erreur associées au modèle de *Jeřáb et al.* (2005) nous empêche de discuter plus avant les décalages observés, car nous ne savons pas dans quelle limite nous pouvons considérer que le modèle prédit de façon acceptable une traversée du choc. De plus, la Figure 5.1 montre que Cluster reste très près du choc sur de longues périodes, notamment entre 07:30 et 09:30 et entre 14:30 et 17:00. Ceci peut aussi expliquer que le modèle prédise les traversées de choc de façon imprécise, car un petit écart sur la position du choc suffit alors à faire passer le satellite d'un côté ou de l'autre de cette frontière. En définitive, le modèle de choc nous donne une estimation satisfaisante de la position de cette frontière par rapport à Cluster au cours de cet événement.

Nous nous intéressons maintenant au rapport de compression, c'est-à-dire au ratio entre densité en aval et densité en amont du choc, et en particulier à son influence sur l'amplitude du champ magnétique dans la magnétogaine. Il existe différentes expressions reliant ce paramètre aux conditions de vent solaire amont, et nous allons ici nous appuyer sur trois d'entre elles. Nous utiliserons tout d'abord la relation basée sur la dynamique des gaz introduite par *Landau et Lifshitz* (1959) et que nous avons déjà employée au Chapitre 4 (voir Equation 1.1). *Grabbe et Cairns* (1995) proposent une autre expression de ce rapport de compression, découlant cette fois de la MHD, qui dépend de l'angle  $\eta$  entre le champ magnétique dans le vent solaire et l'axe Terre-Soleil. Pour  $\eta \in [0^\circ; 75^\circ]$ , l'inverse de ce ratio s'écrit :

$$\begin{aligned} \frac{\rho_1}{\rho_2} = & \frac{(\gamma - 1)}{(\gamma + 1)} + \frac{2}{(\gamma + 1)} \left[ \frac{1}{M_s^2} + \frac{\sin^2 \eta}{(\gamma - 1)M_A^2} \right] \\ & + \frac{2 \sin^2 \eta}{(\gamma - 1)^2 M_A^2} \left[ \frac{\gamma \cos^2 \eta}{(\gamma - 1)M_A^2} + (\gamma - 2) \left[ \frac{1}{M_s^2} + \frac{1}{(\gamma - 1)M_A^2} \right] \right] \end{aligned} \quad (5.1)$$

où  $\rho_1$  est la densité en amont du choc,  $\rho_2$  la densité en aval,  $M_s$  le nombre de Mach sonique et  $M_A$  le nombre de Mach d'Alfvén. Cette formule découle de la résolution analytique des équations de saut de la MHD à l'aide de la théorie des perturbations. Les paramètres de perturbations fixés sont  $1/M_A^2$  et  $1/M_s^2$ , qui sont en général du même ordre de grandeur dans le vent solaire. Quand  $\eta$  s'approche de  $90^\circ$ , les termes d'ordre supérieur à 2, qui ne sont pas pris en compte pour obtenir l'Equation 5.1, deviennent importants et faussent les résultats donnés par cette expression. Pour pallier à ce problème, *Grabbe et Cairns* (1995) établissent conjointement une autre formulation du rapport de compression, valable cette fois pour  $\eta \in [50^\circ; 90^\circ]$  :

$$\frac{\rho_1}{\rho_2} = -\frac{C_a}{2} \left( 1 + \sqrt{1 - 4[(\gamma + \gamma \cos^2 \eta - 2)/(\gamma + 1)C_a^2 M_A^2]} \right) \quad (5.2)$$

avec

$$C_a = - \left[ \frac{(\gamma - 1)}{(\gamma + 1)} + \frac{\gamma + (\gamma + 2) \cos^2 \eta}{(\gamma + 1)M_A^2} + \frac{2}{(\gamma + 1)M_s^2} \right] \quad (5.3)$$

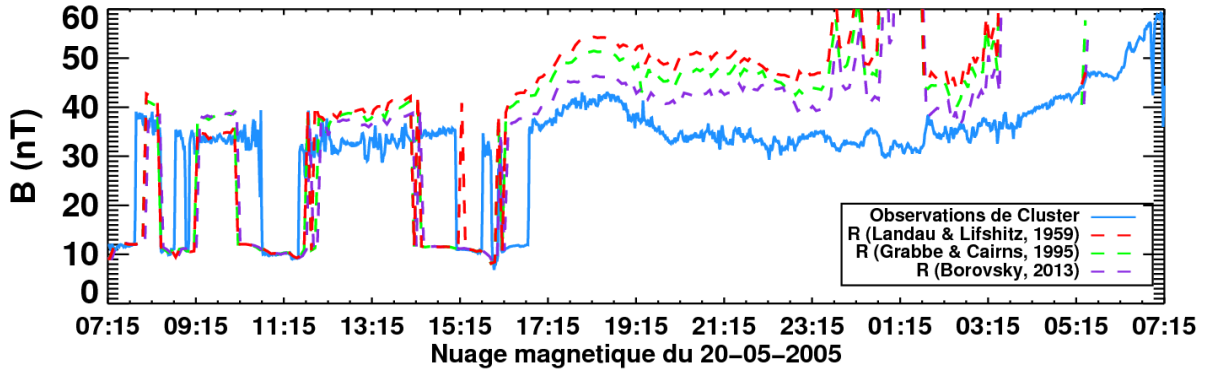


FIGURE 5.2 – Intensité du champ magnétique durant le nuage magnétique du 20 Mai 2005, mesurée par Cluster (courbe bleue), et calculée par le modèle de magnétogaine (en pointillés) avec la formule du rapport de compression donnée par *Landau et Lifshitz* (1959) (courbe rouge), *Grabbe et Cairns* (1995) (courbe verte) et *Borovsky* (2013) (courbe violette).

Dans nos calculs du rapport de compression, nous nous appuyerons sur l'Equation 5.1 lorsque  $\eta$  sera inférieur à  $50^\circ$ , sur l'Equation 5.2 lorsque  $\eta$  sera supérieur à  $75^\circ$ , et sur la moyenne des résultats fournis par ces deux expressions pour les valeurs intermédiaires de  $\eta$ .

Enfin, nous utiliserons la formule empirique déterminée par *Borovsky* (2013), qui est aussi fonction de cet angle  $\eta$  :

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \sin^2 \eta \left[ 2, 44 \cdot 10^{-4} + (1 + 1, 38 \ln(M_A))^{-6} \right]^{-1/6} + (1 - \sin^2 \eta) \frac{4}{1 + 3M_s^{-2}} \quad (5.4)$$

Ce rapport de compression, exprimé ici à partir du ratio de la densité de part et d'autre du choc, influe aussi sur l'intensité du champ magnétique, mais de façon indirecte. En effet, comme mentionné au paragraphe 1.2.2, la composante tangentielle du champ magnétique au niveau de l'onde de choc augmente du rapport de compression au passage de cette frontière, tandis que sa composante normale reste inchangée. On a alors :

$$\vec{B}_{t_2} = \frac{\rho_2}{\rho_1} \vec{B}_{t_1} \quad (5.5)$$

La Figure 5.2 reprend l'intensité du champ magnétique mesurée par Cluster (trait plein bleu) au cours du nuage magnétique du 20 Mai 2005, déjà présentées dans la partie 2.2.1. On s'est limité cette fois-ci à l'intervalle de temps correspondant au nuage magnétique lui-même. La position de Cluster par rapport à l'onde de choc est renseignée par l'amplitude du champ magnétique : quand elle est autour de 10 nT, le satellite est dans le vent solaire, tandis que lorsqu'elle dépasse les 30 nT, il est dans la magnétogaine.

Les données de ACE propagées jusqu'à l'onde de choc au cours de ce même nuage magnétique sont injectées comme paramètres d'entrée dans le modèle de magnétogaine, dans lequel nous avons implémenté les trois méthodes de calcul du rapport de compression que nous avons exposées ci-dessus. Les résultats fournis par le modèle à la position de Cluster pour chacune des expressions de ce paramètre sont superposés aux observations de ce satellite sur la Figure 5.2, où elles sont tracées en pointillés. La courbe rouge correspond au rapport de compression calculé à l'aide de la formule de *Landau et Lifshitz* (1959), la

courbe verte à une combinaison des expressions données par *Grabbe et Cairns* (1995), en fonction des valeurs de  $\eta$ , et enfin la courbe violette à celle de *Borovsky* (2013).

Sur la Figure 5.2, les variations brusques de l'intensité du champ magnétique montrent que les traversées de choc prédites par le modèle (en pointillés) ne coïncident pas exactement avec observées par Cluster (en trait plein bleu), comme attendu au vu de la Figure 5.1 car le satellite reste au voisinage du choc. Dans l'ensemble, le modèle reproduit néanmoins de façon satisfaisante de quel côté du choc se trouve Cluster.

Ensuite, il ressort de cette figure que quelle que soit la méthode de calcul choisie pour le rapport de compression, l'intensité du champ magnétique en aval du choc est quelque peu surestimée dans le modèle, même si l'ordre de grandeur obtenu est correct. La dépendance de la valeur du rapport de compression aux conditions rencontrées en amont de l'onde de choc, qui n'est connue que de façon approximative, peut être à l'origine de cette surestimation. Le profil d'écoulement dans la magnétogaine simplifié que nous utilisons dans notre modèle, ainsi que la distribution de la densité dans cette région, influent aussi sur l'amplitude du champ magnétique. L'écart entre les valeurs obtenues avec notre modèle et le champ magnétique effectivement observé par Cluster est vraisemblablement dû à une combinaison de ces différents facteurs.

Les plus grands écarts entre l'intensité du champ magnétique mesurée par Cluster et celle fournie par le modèle sont observés lorsque le rapport de compression est calculé à l'aide de l'équation de *Landau et Lifshitz* (1959) (courbe rouge). Cela est vraisemblablement dû au fait que cette expression découle de la dynamique des fluides non magnétisés, tandis que les travaux de *Grabbe et Cairns* (1995) et *Borovsky* (2013) reposent sur la MHD.

L'utilisation des formules de *Grabbe et Cairns* (1995) (en vert) améliore les résultats obtenus dans la magnétogaine, mais l'amplitude du champ magnétique ainsi modélisée reste globalement bien au-dessus de celle observée par Cluster. Ces erreurs sont probablement attribuables aux nombres de Mach inhabituels rencontrés au cours des nuages magnétiques, qui sont très différents de ceux présumés lors de l'établissement des Equations 5.1 et 5.2. Au lieu d'avoir un nombre de Mach d'Alfvén et un nombre de Mach sonique du même ordre de grandeur, comme c'est le cas dans un vent solaire calme, on a au contraire un très faible nombre de Mach d'Alfvén, de l'ordre de 5, et un très fort nombre de Mach sonique, supérieur à 20, pendant les nuages magnétiques, car leur champ magnétique est intense et leur température est basse.

Au final, la meilleure estimation de l'amplitude du champ magnétique est donnée par l'équation établie par *Borovsky* (2013). Des tendances similaires ont été observées sur d'autres exemples de nuages magnétiques, c'est pourquoi seuls les résultats obtenus avec la formule introduite par *Borovsky* (2013) seront présentés dans la suite de ce chapitre.

## 5.2 Résultats

### 5.2.1 Cas 1 : nuage magnétique du 20 Mai 2005

Les observations de Cluster au cours du nuage magnétique du 20 Mai 2005, accompagnées des sorties du modèle de magnétogaine calculées à l'aide du rapport de compression sélectionné sont tracées sur la Figure 5.3. Sur l'amplitude du champ magnétique (graphique 5.3a), nous retrouvons tout d'abord ce que nous avons déjà relevé sur la Figure

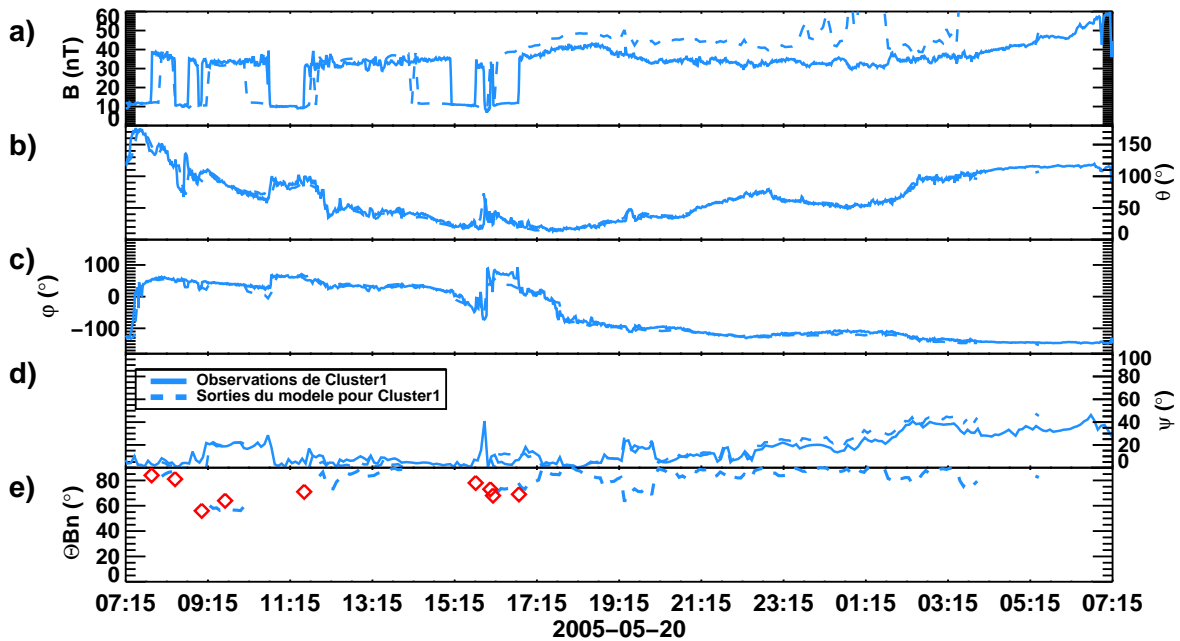


FIGURE 5.3 – De haut en bas : (a)  $B$ , (b)  $\theta$ , (c)  $\varphi$ , (d)  $\psi$ , (e)  $\Theta_{Bn}$ . Traits pleins : observations de Cluster. Pointillés : résultats du modèle de magnétogaine. Losanges rouges : valeurs de  $\Theta_{Bn}$  déterminées à partir des données Cluster au niveau des traversées de choc du satellite.

5.1, à savoir que les traversées de choc prédites par le modèle sont souvent décalées en temps par rapport aux traversées observées, ainsi que le fait que le modèle a tendance à surestimer quelque peu l'amplitude du champ magnétique en aval du choc, notamment dans le dernier intervalle dans la magnétogaine, après 16:45.

La direction du champ magnétique (graphiques 5.3b et 5.3c) est en revanche en excellent accord avec les observations. Les écarts entre  $\theta$  et  $\varphi$  observés et calculés sont minimes. Cela se retrouve aussi sur l'angle  $\psi$  entre le champ magnétique dans le vent solaire et celui dans la magnétogaine (graphique 5.3d) où l'écart entre les résultats du modèle et les observations de Cluster ne dépasse jamais les  $10^\circ$ . Dans les deux cas, les valeurs de  $\psi$  sont dans l'ensemble assez faibles, donc la structure magnétique du nuage magnétique est pratiquement inchangée dans la magnétogaine.  $\psi$  augmente seulement quand le satellite s'approche de la magnétopause à la fin de l'évènement, ce que nous avons attribué à la déformation des lignes de force le long de la magnétosphère (voir paragraphe 2.2.1).

Le bon accord entre champs magnétiques observé et modélisé nous permet de valider le fonctionnement de notre modèle de magnétogaine. Celui-ci nous donne de plus accès à un paramètre-clé de l'onde de choc : l'angle entre la normale à sa surface et le champ magnétique en amont,  $\Theta_{Bn}$ . Les valeurs de cet angle calculées à l'origine de la ligne d'écoulement sur laquelle se trouve le satellite, sur tous les intervalles où celui-ci est en aval du choc, sont tracées en pointillés sur le graphique 5.3e). Pendant ce nuage magnétique, il se trouve que nous avons en fait quelques points de comparaison pour  $\Theta_{Bn}$ , puisque cet angle a pu être déterminé au niveau de certaines traversées de choc du satellite (voir paragraphe 2.3). Les valeurs de  $\Theta_{Bn}$  listées dans le tableau 2.1 ont été reportées sur la Figure 5.3 sous forme de losanges rouges. A nouveau, le modèle de magnétogaine reproduit

bien les valeurs observées. L'information supplémentaire qu'il nous apporte est que  $\Theta_{Bn}$  reste très proche de  $90^\circ$  pendant toute la durée du nuage magnétique, mis à part entre 09:15 et 10:15 où il descend autour de  $55^\circ$ . Cluster est donc toujours en aval d'un choc quasi-perpendiculaire.

Si l'on compare les variations de  $\psi$  et de  $\Theta_{Bn}$ , du début du nuage jusqu'à environ 22:00, il semblerait que ces deux paramètres soient anti-corrélés. En particulier, nous avons souligné que  $\psi$  montait autour de  $20^\circ$  entre 09:00 et 11:00, et à cette augmentation correspond une diminution de  $\Theta_{Bn}$ , qui passe alors de  $90^\circ$  à  $55^\circ$ .

Après 22:00, toutefois, cette anti-corrélation disparaît, et  $\psi$  augmente graduellement alors que  $\Theta_{Bn}$  reste autour de  $90^\circ$ . Dans le Chapitre 2, nous avons émis l'hypothèse que l'augmentation de  $\psi$  soit causée par le drapé des lignes de champ autour de la magnétosphère, puisque Cluster se rapproche alors de plus en plus de la magnétopause. Les résultats du modèle de magnétogaine semblent effectivement confirmer cette conjecture car d'une part l'augmentation de  $\psi$  n'est pas reliée à une variation de  $\Theta_{Bn}$ , et d'autre part le drapé des lignes de champ est inclus dans notre modèle de magnétogaine, et celui-ci reproduit quasiment à l'identique l'augmentation de  $\psi$  à l'approche de la magnétosphère.

### 5.2.2 Cas 2 : nuage magnétique du 15 Mai 2005

Au Chapitre 2, nous avons analysé le cas du nuage magnétique du 15 Mai 2005 (cas 2), dans la première partie duquel Cluster observe un champ magnétique dans la magnétogaine très différent de celui présent dans le vent solaire. Ensuite, dans la seconde partie de cet événement, la situation change du tout au tout, et on retrouve la même rotation lente du champ magnétique de part et d'autre de l'onde de choc. La détermination de l'angle  $\Theta_{Bn}$  au niveau des traversées de choc de Cluster nous a permis de déduire que le choc rencontré est en configuration quasi-parallèle au cours de la première partie de ce nuage magnétique, et en configuration quasi-perpendiculaire dans la seconde partie.

Il ne sera toutefois pas possible d'appliquer notre modèle de magnétogaine à ce cas car, ainsi que nous l'avons montré au Chapitre 3, ni le modèle de choc de *Jeřáb* et al. (2005) ni aucun autre des modèles testés ne parviennent à positionner correctement cette frontière au cours de ce nuage magnétique. Comme l'écoulement dans la magnétogaine est fortement contraint par la forme et la position de l'onde de choc, et que celle-ci n'est pas correctement modélisée, nous ne pouvons pas nous appuyer sur le modèle de magnétogaine que nous avons développé.

Les résultats qualitatifs obtenus avec ce modèle au Chapitre 4 pour des nuages magnétiques synthétiques nous permettent néanmoins de donner une assise plus solide aux conclusions tirées sur cet événement au Chapitre 2. En effet, nous avons montré au Chapitre 4 que la structure du nuage magnétique est peu modifiée dans un régime quasi-perpendiculaire, tandis qu'elle varie fortement si le choc rencontré est en configuration quasi-parallèle. Ces différents comportements associés aux différentes géométries du choc sont bien cohérents avec les observations de Cluster au cours du nuage magnétique du 15 Mai 2005, dont la première partie correspond à des conditions de choc quasi-parallèle, et la seconde partie à une configuration de choc quasi-perpendiculaire.

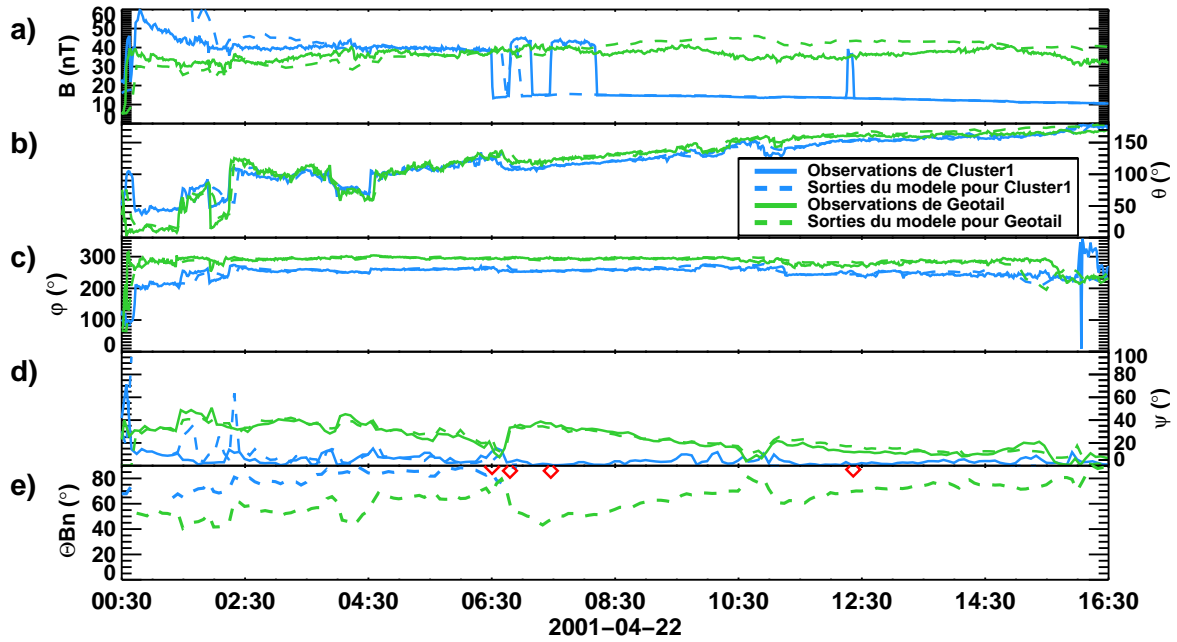


FIGURE 5.4 – De haut en bas : (a)  $B$ , (b)  $\theta$ , (c)  $\varphi$ , (d)  $\psi$ , (e)  $\Theta_{Bn}$ . Traits pleins : observations de Cluster (bleu) et Geotail (vert). Pointillés : résultats du modèle de magnétogaine au niveau de Cluster (bleu) et de Geotail (vert). Losanges rouges : valeurs de  $\Theta_{Bn}$  déterminées à partir des données Cluster au niveau des traversées de choc du satellite.

### 5.2.3 Cas 3 : nuage magnétique du 22 Avril 2001

Au cours du nuage magnétique du 22 Avril 2001, Cluster et Geotail se trouvent tous deux dans la magnétogaine, de part et d'autre de l'axe Terre-Soleil. Cluster sonde le flanc côté matin de la magnétogaine pendant les six premières heures du nuage magnétique, puis passe dans le vent solaire après des traversées de choc multiples. Pour sa part, Geotail reste en aval du choc, côté soir, pendant toute la durée de l'évènement étudié au paragraphe 2.2.3.

Les observations de Cluster (en bleu) et de Geotail (en vert) durant le passage de ce nuage magnétique sont présentées sur la Figure 5.4 (traits pleins), accompagnées des sorties du modèle de magnétogaine correspondant à chacun de ces deux satellites (traits pointillés). L'amplitude du champ magnétique calculée par le modèle à la position de Geotail et à celle de Cluster reproduit bien celle observée (graphique 5.4a). Le modèle a tendance à légèrement surestimer l'intensité du champ magnétique dans la magnétogaine, notamment après 08:00 au niveau de Geotail. On notera toutefois que l'orbite de ce satellite franchit le terminateur autour de 11:30, et donc sort du domaine de validité de notre modèle de magnétogaine. Quant à la direction du champ magnétique, donnée par les angles  $\theta$  et  $\varphi$  (graphiques 5.4b et 5.4c), et à sa variation du vent solaire à la magnétogaine illustrée par l'angle  $\psi$  (graphique 5.4d), on obtient comme dans le cas précédent un très bon accord entre modèle et observations.  $\psi$  est de l'ordre de  $10^\circ$  au niveau de Cluster, et décroît progressivement de  $40^\circ$  à moins de  $10^\circ$  à la position de Geotail.

Au cours de ce nuage magnétique, seul Cluster rencontre l'onde de choc, qu'il traverse

entre 06:30 et 08:30, puis vers 12:00. Par analyse de minimum variance, nous avons pu déterminer que le choc était alors dans une configuration quasi-perpendiculaire, comme le montrent les valeurs de  $\Theta_{Bn}$  très proches de  $90^\circ$  (losanges rouges sur le graphique 5.4e). Les valeurs de  $\Theta_{Bn}$  obtenues avec le modèle au niveau de Cluster (courbe bleue en pointillés sur le graphique 5.4e) sont une fois de plus en bon accord avec les observations. En outre, le modèle montre que Cluster reste en aval d'un choc quasi-perpendiculaire pendant tout l'intervalle où il est situé dans la magnétogaine, de 00:30 à 08:30, car  $\Theta_{Bn}$  reste au-dessus de  $60^\circ$  sur toute cette période.

Mais là où le modèle de magnétogaine prend toute son importance est lorsqu'il s'agit de déterminer la configuration du choc en amont de Geotail, sur laquelle nous n'avons jusqu'à présent aucune information. Les valeurs de  $\Theta_{Bn}$  ainsi obtenues sont représentées par la courbe verte en pointillés sur le graphique 5.4e. Pendant la première moitié de l'intervalle présenté sur la Figure 5.4, les valeurs de  $\Theta_{Bn}$  au niveau de Geotail sont comprises entre  $40^\circ$  et  $70^\circ$ , ce qui correspond à une configuration oblique du choc. Sur ce même intervalle, les valeurs de  $\psi$  sont comprises entre  $20^\circ$  et  $40^\circ$ . En d'autres termes, à cette configuration oblique du choc est associée une variation assez importante de la structure du nuage magnétique dans la magnétogaine, où la rotation lente est toujours visible mais se fait à d'autres angles. Par la suite, après 09:00,  $\Theta_{Bn}$  reste au-dessus de  $60^\circ$  et  $\psi$  redescend en dessous de  $20^\circ$ , donc la variation de l'orientation du champ magnétique devient négligeable. On notera de plus que les variations de  $\Theta_{Bn}$  et de  $\psi$  au cours du temps au niveau de Geotail semblent être anti-corrélées, et ce sur tout l'intervalle présenté sur la Figure 5.4.

Avant 06:30, lorsque Cluster et Geotail sont tous deux dans la magnétogaine, nous avons déjà souligné que leurs observations diffèrent : Cluster rencontre la même rotation lente que dans le vent solaire, et Geotail l'observe avec un décalage en angle. Ces différences entre les mesures des deux satellites sont vraisemblablement liées aux différentes configurations du choc en amont de ces deux satellites. La variation de l'orientation du champ magnétique au passage du choc plus importante au niveau de Geotail que de Cluster serait donc expliquée par des valeurs de  $\Theta_{Bn}$  plus faibles, correspondant à une géométrie oblique du choc, ce qui est bien cohérent avec les conclusions que nous avons tirées des autres cas étudiés.

#### 5.2.4 Cas 4 : nuage magnétique du 22 Janvier 2004

Le dernier cas auquel nous allons appliquer le modèle de magnétogaine est le nuage magnétique du 22 Janvier 2004 (cas 4). Au Chapitre 2, nous avons vu que la principale caractéristique de cet événement est que le champ magnétique observé par Cluster présente des fluctuations importantes, en amont comme en aval du choc, qui n'apparaissent pas sur les données ACE. La trajectoire de Cluster au cours de ce nuage magnétique est représentée sur la Figure 5.5, en violet dans le vent solaire et en vert dans la magnétogaine. Le modèle de choc de *Jeřáb* et al. (2005) (courbe bleue) coupe l'orbite de Cluster vers 15:45, et reste par la suite toujours au-delà de celle-ci. Le modèle prédit donc le passage du satellite dans la magnétogaine environ 45 minutes trop tôt par rapport aux traversées effectives de Cluster. On remarque que, comme dans le cas 1, le satellite reste à proximité du choc sur une longue période. En particulier, le choc est à moins d'un rayon terrestre en amont de Cluster pendant les 45 minutes où le modèle de *Jeřáb* et al. (2005) positionne le satellite dans la magnétogaine, alors que ce dernier est encore dans le vent solaire. Une



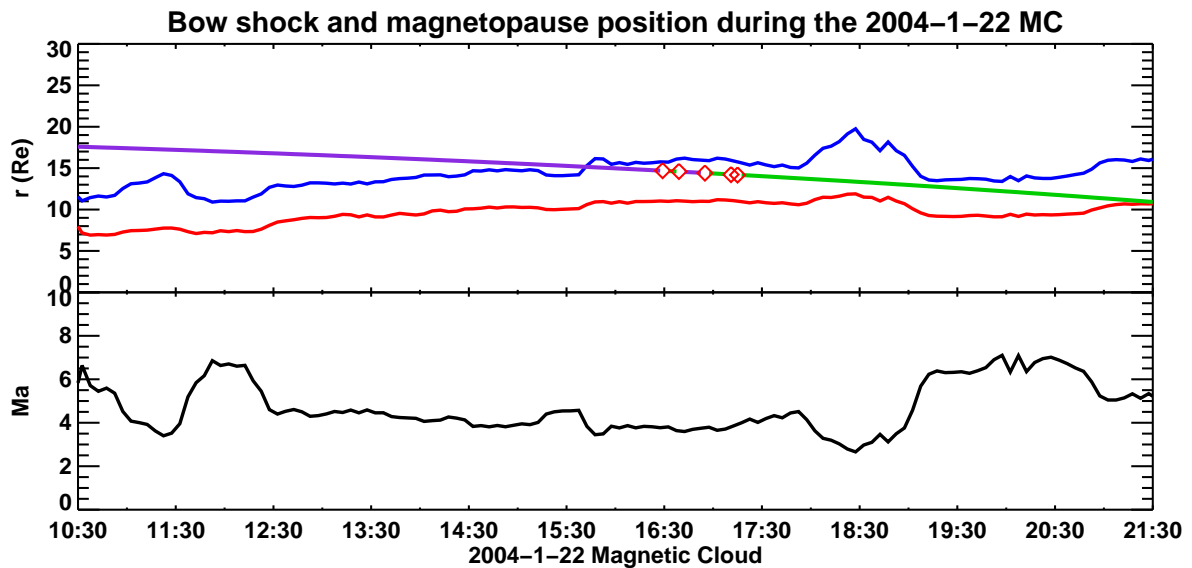


FIGURE 5.5 – Partie supérieure : trajectoire de Cluster au cours du nuage magnétique du 22 Janvier 2004 : en violet dans le vent solaire, en vert dans la magnétogaine et en noir dans la magnétosphère — Losanges rouges : traversées de frontières de Cluster — Courbe bleue (rouge) : position du choc (de la magnétopause) dans la direction de Cluster, d’après le modèle de *Jeřáb et al. (2005)* (*Shue et al. (1998)*). Partie inférieure : nombre de Mach d’Alfvén calculé à partir des données ACE, décalé de 33 minutes pour correspondre aux observations de Cluster.

faible erreur sur la position du choc peut donc conduire à une mauvaise estimation de la région dans laquelle se trouve Cluster.

Par la suite, modèle et observations sont en bon accord, puisque tous deux indiquent que Cluster reste dans la magnétogaine jusqu’à 21:30. Le passage dans la magnétosphère est correctement reproduit par le modèle, quand l’orbite de Cluster intersecte la courbe rouge, indiquant la position du modèle de magnétopause de *Shue et al. (1998)*.

Sur le second graphique de la Figure 5.5 est tracé le nombre de Mach d’Alfvén, qui reste dans l’ensemble autour de 4 au cours de ce nuage magnétique. On y retrouve que la dynamique du choc est fortement régie par les variations de ce paramètre, comme le montrent l’anti-corrélation entre la position du choc (courbe bleue sur le graphique supérieur) et le nombre de Mach d’Alfvén (courbe noire sur le graphique inférieur). En particulier, vers 18:30, le nombre de Mach descend en dessous de 3, ce qui s’accompagne d’un éloignement du choc par rapport à la Terre. Sa position dans la direction de Cluster passe alors d’environ 15 à près de 20  $R_E$ .

La Figure 5.6 présente les observations de champ magnétique de Cluster (courbes bleues en traits pleins) au cours du nuage magnétique du 22 Janvier 2004 de 10:30 à 21:30, accompagnées des sorties du modèle de magnétogaine à la position du satellite (courbes noires en pointillés). Les traversées de choc de Cluster, identifiées sur les flux d’électron (voir paragraphe 2.2.4), sont repérées par les pointillés verticaux rouges. Comme nous l’avons vu sur la Figure 5.5, et bien que ce ne soit pas mis en évidence par une augmentation de l’amplitude du champ magnétique (graphique 5.6a), le modèle positionne Cluster dans la magnétogaine dès 15:45, quand les courbes noires en pointillés débutent.

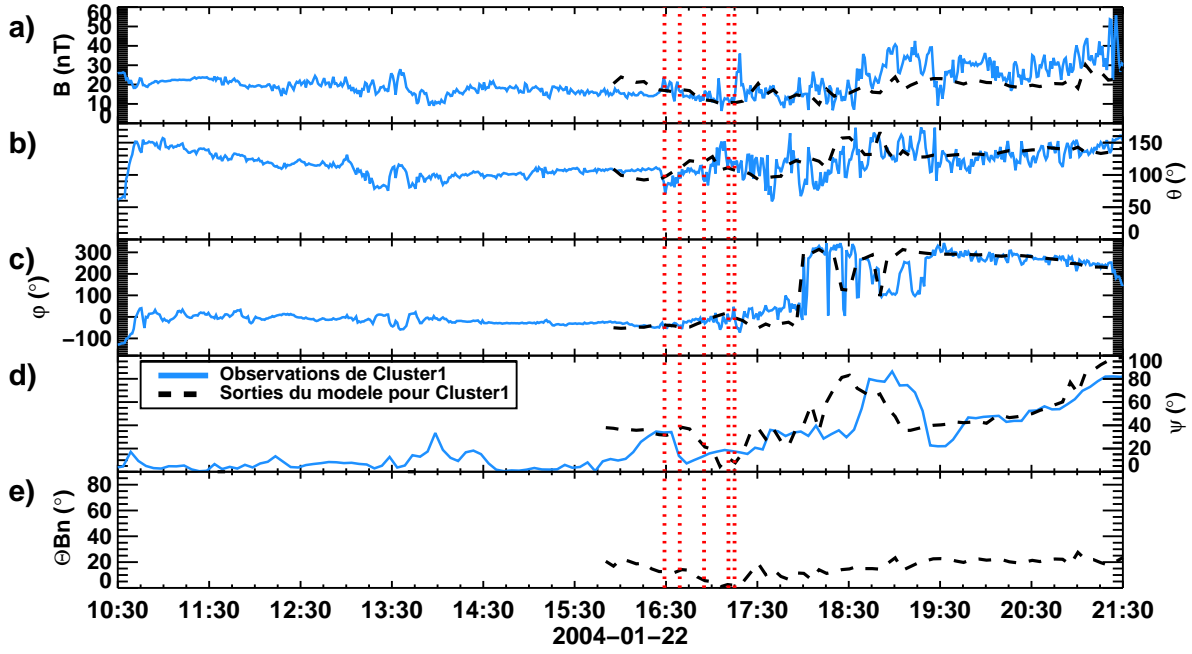


FIGURE 5.6 – De haut en bas : (a)  $B$ , (b)  $\theta$ , (c)  $\varphi$ , (d)  $\psi$ , (e)  $\Theta_{Bn}$ . Traits pleins : observations de Cluster. Pointillés : résultats du modèle de magnétogaine. Lignes verticales en pointillés rouges : traversées de choc de Cluster d’après les flux d’électrons.

Nous n’avons ici tracé que les intervalles où le modèle place Cluster en aval du choc.

Contrairement aux deux cas étudiés précédemment, l’amplitude du champ magnétique obtenue avec le modèle dans la magnétogaine est légèrement sous-estimée par rapport à celle observée par Cluster (graphique 5.6a). De plus, le modèle ne reproduit pas les grandes fluctuations observées sur les données Cluster. Cela vient en partie du fait que l’on travaille sur des données moyennées sur 5 minutes dans le modèle, qui lissent les fluctuations. Que ce soit dans le modèle ou sur les observations de Cluster, la compression du champ magnétique dans cette partie de la magnétogaine est très faible.

En ce qui concerne la direction du champ magnétique, on constate à nouveau que le modèle n’en reproduit pas les fluctuations. En moyenne, on obtient néanmoins un bon accord entre modèle et observations, comme on peut le voir sur les angles  $\theta$  et  $\varphi$  (graphiques 5.6b et c).

Les valeurs de  $\Theta_{Bn}$  prédites par le modèle sont de l’ordre de  $20^\circ$  et restent relativement constantes pendant tout l’intervalle où Cluster se trouve dans la magnétogaine au cours de ce nuage magnétique (voir graphique 5.6e). Le choc est donc en permanence en configuration quasi-parallèle en amont de ce satellite, ce qui est probablement à l’origine de la sous-estimation de l’amplitude du champ magnétique dans notre modèle et explique les grandes fluctuations observées sur ce paramètre et sur la direction du champ magnétique.

L’angle  $\psi$  (graphique 5.6d) montre que la direction moyenne du champ magnétique varie très fortement, souvent de plus de  $40^\circ$ , au passage du choc. On observe en particulier un pic à  $80^\circ$  sur cet angle, vers 18:30 dans le modèle et 19:00 sur les observations. Ce pic n’est pas dû à une variation de  $\Theta_{Bn}$  (graphique 5.6e) qui reste globalement constant

au cours de cet évènement. Si l'on revient à la Figure 5.5, on constate que le pic de  $\psi$  se produit au moment d'une diminution du nombre de Mach d'Alfvén, qui provoque un éloignement du choc de plusieurs rayons terrestres, ainsi qu'un mouvement, plus restreint, de la magnétopause. De ce fait, Cluster se retrouve subitement beaucoup plus proche de la magnétopause qu'il ne l'était auparavant. D'après le modèle, il sonde donc une zone beaucoup plus profonde de la magnétogaine entre 18:00 et 19:00. La forte augmentation de  $\psi$  sur cet intervalle est donc vraisemblablement due au drapé des lignes de champ magnétique autour de la magnétosphère, dont les effets augmentent lorsque l'on se rapproche de la magnétopause. Les lignes de champ magnétique sont alors très déformées par rapport à leur orientation dans le vent solaire, d'où l'augmentation de  $\psi$ . Le décalage entre le pic sur  $\psi$  observé par Cluster et celui donné par le modèle peut s'expliquer par le fait que le modèle prédit sans doute l'éloignement du choc une demi-heure trop tôt par rapport à la variation réelle de sa position. Après 19:30, les valeurs de  $\psi$  augmentent à nouveau, conjointement cette fois dans le modèle et les observations. A nouveau, cette augmentation peut être attribuée au drapé des lignes de champ car  $\Theta_{Bn}$  reste constant et Cluster se rapproche alors de la magnétopause, qu'il franchit peu après 21:30.

En raison des grandes fluctuations du champ magnétique mesuré par Cluster, nous n'avons pu estimer les valeurs de  $\Theta_{Bn}$  au cours de ce nuage magnétique dans le Chapitre 2. Les valeurs obtenues avec le modèle sont présentées sur le graphique 5.6e. Celles-ci sont particulièrement faibles, autour de  $20^\circ$ , et montrent que le choc rencontré par Cluster est en configuration quasi-parallèle. La variation importante de l'orientation du champ magnétique dès la traversée du choc peut donc être reliée à ces faibles valeurs de  $\Theta_{Bn}$ .

Comme nous l'avons vu dans l'introduction sur les ondes de choc, un choc en configuration quasi-parallèle génère des ondes qui se propagent tant en amont qu'en aval de la discontinuité et le niveau de turbulence est très élevé dans cette région. Ces phénomènes sont donc à l'origine des fluctuations importantes de l'amplitude et de la direction du champ magnétique sur les données Cluster. Cette physique à très petite échelle qui joue un rôle prépondérant dans la région quasi-parallèle du choc n'est pas décrite dans notre modèle de magnétogaine, qui ne reproduit donc pas les fluctuations du champ magnétique observées dans ce régime de choc. Néanmoins, nous avons pu constater que sur les valeurs moyennées du champ magnétique, le modèle reproduit globalement bien les valeurs observées.

Enfin, les faibles valeurs de  $\Theta_{Bn}$  obtenues au niveau du choc sont cohérentes avec la présence en amont de cette frontière du pré-choc, dont les signatures ont été identifiées sur le spectre en énergie des ions mesuré par Cluster (voir Figure 2.11, graphique f), et qui est donc bien à l'origine des fluctuations de champ magnétique observées. Les particules du pré-choc interagissent avec le nuage magnétique avant même que celui-ci n'atteigne l'environnement terrestre et semblent altérer sa structure, puisque la rotation lente du champ magnétique et même son amplitude présentent de fortes fluctuations.

## Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons appliqué le modèle de magnétogaine présenté au Chapitre 4 à des cas de nuages magnétiques observés par des satellites dans la magnétogaine. Pour cela, nous avons utilisé les données de ACE en amont de l'onde de choc comme paramètres d'entrée, à partir desquels notre modèle a calculé le champ magnétique attendu à la

position des satellites, Cluster ou Geotail, à l'intérieur de la magnétogaine. Nous avons ainsi pu comparer directement les résultats du modèle aux observations faites en aval du choc. Les principales sources d'erreur que nous avons identifiées dans le modèle sont :

- la dynamique du choc qui n'est pas parfaitement reproduite par le modèle de *Jeřáb et al. (2005)*, ou par un quelconque autre modèle de choc, du fait même de la façon dont ces modèles sont élaborés ;
- l'amplitude du champ magnétique est tantôt surestimée et tantôt sous-estimée, ce qui est vraisemblablement dû à la fois à l'expression du rapport de compression au niveau du choc et au modèle d'écoulement, qui reposent tous deux sur un certain nombre d'approximations ;
- une mauvaise description du régime quasi-parallèle car nous n'avons pas inclus les effets cinétiques entrant en jeu dans cette région dans notre modèle qui avait vocation à proposer une simple description fluide de la magnétogaine.

En dépit de ces limitations, nous obtenons dans l'ensemble un très bon accord quantitatif entre les sorties du modèles et les données des satellites en aval de l'onde de choc. Nous avons aussi pu relier des effets observés dans la magnétogaine à la variation du nombre de Mach d'Alfvén en amont du choc sur de courtes périodes (cas 4). Ceci nous permet d'une part de valider le modèle de magnétogaine que nous avons développé et d'autre part d'utiliser ses résultats pour interpréter les observations dans la magnétogaine, où que soit situé le satellite à l'intérieur de celle-ci.

L'étude présentée dans ce chapitre nous permet d'aboutir aux conclusions suivantes sur la structure des nuages magnétiques dans la magnétogaine. Tout d'abord, et comme attendu, quel que soit le régime de choc rencontré lors de l'entrée dans cette région, le drapé des lignes de champ autour de la magnétosphère déforme la structure du nuage magnétique à proximité de la magnétopause. Cet effet est identifié par une variation de l'angle  $\psi$  qui ne s'accompagne pas d'une variation de l'angle  $\Theta_{Bn}$ .

Pour ce qui est des effets dus au choc lui-même, l'analyse conjointe des angles  $\psi$  et  $\Theta_{Bn}$  à distance de la magnétosphère, rendue possible par notre modèle, nous permet de relier aux conditions rencontrées au choc les trois grandes catégories d'observations dans la magnétogaine que nous avons identifiées à la fin du Chapitre 2. Nous proposons donc de les classer de la façon suivante :

- en aval d'un choc quasi-perpendiculaire ( $\Theta_{Bn} \gtrsim 60^\circ$ ), la rotation lente du nuage magnétique est quasiment inchangée dans la magnétogaine ( $\psi \leq 20^\circ$  — cas 1 et observations de Cluster du cas 3) ;
- en aval d'un choc oblique ( $30^\circ \lesssim \Theta_{Bn} \lesssim 60^\circ$ ), la rotation lente suit celle observée dans le vent solaire, mais à un angle différent ( $\psi > 20^\circ$  — observations de Geotail du cas 3) ;
- en aval d'un choc quasi-parallèle ( $\Theta_{Bn} \lesssim 30^\circ$ ), la compression magnétique est très faible et la structure magnétique du nuage magnétique diffère notablement de celle présente dans le vent solaire ( $\psi \geq 40^\circ$ ). De plus, cette structure est altérée par d'importantes fluctuations qui apparaissent en aval, ainsi qu'en amont (pré-choc), de l'onde de choc (cas 4).

Toutefois, dans ce dernier cas, on touche aux limites du modèle de magnétogaine que nous avons développé, puisque, comme nous l'avons déjà souligné, il ne permet pas de décrire la physique complexe de ce régime.

Un article décrivant l'étude de cas du Chapitre 2 ainsi que la comparaison des résultats de notre modèle de magnétogaine à ces observations effectuée dans le présent chapitre a été publié dans la revue *Annales Geophysicae* (*Turc et al.*, 2014b, Annexe D).

# Chapitre 6

## Simulations hybrides de l'interaction d'un nuage magnétique avec une onde de choc

Dans les chapitres précédents, nous avons mis en évidence le rôle crucial joué par les différents domaines de propagation du choc. En particulier, nous avons montré que la modification de la structure des nuages magnétiques intervient essentiellement lorsque le choc est en configuration quasi-parallèle. Il est donc important d'étudier dans le détail les processus à l'œuvre dans cette région de l'onde de choc, pour comprendre leur impact sur la structure des nuages magnétiques avant que ceux-ci n'atteignent la magnétosphère. Cependant, nous avons vu au Chapitre 5 que les fluctuations du champ magnétique qui apparaissent dans ce régime de choc ne sont pas reproduites par le modèle de magnétogaine que nous avons développé, et qui dépeint de façon simplifiée l'interaction d'un nuage magnétique avec le choc terrestre (voir Chapitre 4). Pour avoir accès à une description plus fine du choc et de sa région quasi-parallèle, nous allons devoir nous appuyer sur un nouvel outil : la simulation numérique.

### 6.1 Introduction

#### 6.1.1 Types de codes

En physique des plasmas, et en particulier dans celle des plasmas héliosphériques qui nous intéressent ici, les codes de simulation numérique se divisent en trois grandes familles : les codes magnétohydrodynamiques (MHD), les codes dits "Particle-In-Cell" (PIC) et les codes hybrides. Les premiers se basent sur la description fluide du plasma et permettent de calculer l'évolution de ses paramètres macroscopiques, tels que la densité, la vitesse ou le champ magnétique, à partir des équations de conservation de la MHD. Du fait de l'approximation fluide, les effets cinétiques associés aux ions comme aux électrons ne sont pas résolus dans ce type de code. En contrepartie, ces simulations ont l'avantage d'être relativement peu coûteuses en temps de calcul et sont généralement utilisées pour étudier des phénomènes à très grande échelle. Par exemple, le code ENLIL de la NASA permet de simuler la propagation de CMEs dans l'héliosphère (*Odstrcil, 2003*).

A l'autre extrémité du spectre des simulations numériques se trouvent les codes PIC qui

adoptent une description particulière du plasma. Les ions et les électrons sont représentés par des macro-particules dont la dynamique est déterminée par intégration des équations du mouvement pour chacune de ces macro-particules. Les paramètres macroscopiques du plasma sont ensuite reconstitués sur une grille à partir de la contribution des macro-particules. Les codes PIC permettent donc de décrire les phénomènes se produisant aux échelles électroniques, mais ont l'inconvénient de nécessiter une grande puissance de calcul. Dans le cas des chocs, ils sont souvent employés pour simuler des processus microphysiques locaux, associés soit aux électrons (*Savoini et Lembège, 1994; Savoini et al., 2010; Lu et al., 2010*), soit à des interactions ondes-particules macroscopiques (*Forsslund et al., 1984; Yin et al., 1998*), ou impliquant des phénomènes liés à la séparation de charges entre électrons et ions, telle que la non-stationnarité de l'onde de choc (*Lembège et Savoini, 1992; Lembège et al., 2009; Yang et al., 2011*).

Les codes hybrides se trouvent à mi-chemin entre les codes PIC et les codes MHD, et offrent un compromis entre la finesse des échelles caractéristiques décrites et le temps de calcul. Dans ce type de simulation, les ions sont représentés par des macro-particules, tandis que les électrons sont assimilés à un fluide sans masse assurant la quasi-neutralité du milieu. Cette approche permet une description des effets cinétiques dus aux ions, mais la dynamique des électrons reste quant à elle négligée. Ce type de simulation est particulièrement utile lorsque l'on s'intéresse à des phénomènes dont les échelles caractéristiques sont de l'ordre de celles des ions. Par exemple, les codes hybrides sont largement employés pour étudier des phénomènes à grande échelle associés au choc quasi-parallèle (voir par exemple, *Lin et Wang, 2005; Blanco-Cano et al., 2006; Omididi et al., 2013; Omididi et al., 2014*), car ils donnent accès à la dynamique des ions réfléchis sur le choc, ce qui n'est pas le cas dans un code MHD.

### 6.1.2 Modélisations antérieures

Il existe assez peu d'études numériques de l'interaction de nuages magnétiques avec l'environnement terrestre, et toutes ont été effectuées avec des codes MHD. Ceux-ci permettent en effet de simuler une grande partie, voire la totalité, de la magnétosphère terrestre, avec des domaines de simulation s'étendant loin côté nuit et englobant la queue magnétique. Mentionnons par exemple les travaux de *Goodrich et al. (1998)*, *Lopez et al. (2000)* et *Lopez et al. (2001)* qui s'appuient sur le code MHD 3D de Lyon-Fedder-Mobary (*Fedder et Lyon, 1995*), dans lequel sont injectées les données du satellite Wind au cours du passage de nuages magnétiques. Ces simulations numériques leur permettent d'avoir un aperçu global de l'interaction de ces nuages magnétiques avec la magnétosphère. *Lopez et al. (2000)* analysent en particulier le transfert d'énergie du vent solaire à la magnétosphère, tandis que *Goodrich et al. (1998)* comparent l'activité ionosphérique prédite par le code avec celle effectivement observée et que *Lopez et al. (2001)* s'intéressent au déclenchement de sous-orages. De leur côté, *Luhmann et al. (2004)* mettent à contribution trois codes MHD, décrivant respectivement la couronne solaire, le vent solaire et la magnétosphère, et un code fluide modélisant la haute atmosphère et l'ionosphère. Le couplage entre ces quatre codes leur permet de simuler un événement solaire depuis l'éruption du nuage magnétique dans la couronne jusqu'à son impact dans l'ionosphère. Plus récemment, *Lavraud et al. (2013)* mettent en évidence la présence d'écoulements asymétriques dans la magnétogaine et d'une déformation de la magnétopause pendant le passage d'un nuage magnétique. Leurs travaux s'appuient sur des observations de Cluster et sur le code

MHD 3D BATS-R-US (*Gombosi et al., 2000 ; Ridley et al., 2004*). Cependant, aucune de ces études n'examine l'impact de la traversée du choc d'étrave terrestre sur ces nuages magnétiques, ni leur propagation dans la magnétogaine.

D'autres types de simulations concernent des sujets connexes, comme l'interaction de nuages magnétiques avec un choc interplanétaire (*Vandas et al., 1997 ; Xiong et al., 2006a ; Xiong et al., 2006b*). Au cours de la propagation des nuages magnétiques dans le vent solaire, ceux-ci peuvent être rattrapés par un choc interplanétaire émis plus tardivement et à plus grande vitesse au niveau du Soleil. La modification de la structure du nuage magnétique induite par l'arrivée de ce choc, ainsi que son impact sur la géoeffectivité du nuage magnétique, sont par exemple étudiés à l'aide de codes MHD par *Vandas et al. (1997)*, *Xiong et al. (2006a)* et *Xiong et al. (2006b)*.

Les simulations concernant l'onde de choc terrestre en elle-même, ou les chocs en général, s'appuient plus volontiers sur des codes hybrides ou PIC, afin d'avoir accès à la dynamique des ions, et celle des électrons dans le second cas. Bien que les codes PIC procurent une résolution plus fine de l'onde de choc, la taille du domaine de simulation est restreinte par la puissance de calcul disponible. A l'heure actuelle, la simulation PIC 3D d'une structure aussi vaste que le choc d'étrave terrestre n'est pas envisageable. Les codes hybrides, en revanche, permettent de travailler avec des domaines de simulation beaucoup plus étendus. Par exemple, *Tan et al. (2011)* présentent des résultats obtenus avec une simulation hybride 3D globale qui inclut la majeure partie du côté jour de la magnétosphère terrestre. A l'aide d'un autre code hybride 3D global, *Dyadechkin et al. (2013)* décrivent l'interaction de Vénus avec le vent solaire. D'autres études encore se limitent à des simulations 2,5D mais qui englobent une grande partie de la magnétosphère terrestre, s'étendant à des distances importantes côté nuit (*Omidi et al., 2014*) ou dans le vent solaire amont (*Omidi et al., 2013*) afin d'examiner le pré-choc.

Dans le cadre de cette thèse, nous étudions l'interaction à grande échelle des nuages magnétiques avec le choc terrestre. Au vu des différences observées entre les différents régimes de choc, mises en évidence dans les chapitres antérieurs, nous souhaiterons avoir accès à la fois aux domaines quasi-perpendiculaire et quasi-parallèle. Par conséquent, une large portion de l'onde de choc, qui devra présenter une courbure non négligeable, devra être décrite dans nos simulations, ce qui écarte d'office l'utilisation d'un code PIC qui ne pourrait inclure qu'une petite fraction de sa surface. Par ailleurs, nous nous intéressons tout particulièrement à la région quasi-parallèle du choc, où la structure des nuages magnétiques est fortement modifiée. De plus, nous cherchons à reproduire les fluctuations importantes du champ magnétique observées dans cette configuration (voir cas 4 du Chapitre 5), qui n'étaient pas restituées par notre modèle de magnétogaine présenté au Chapitre 4. Il est donc important de prendre en compte la dynamique des ions et ainsi décrire les fluctuations qui y sont associées. En conséquence, l'emploi d'un code hybride s'avère nécessaire.

## 6.2 Description du code utilisé

Le code numérique que nous allons utiliser dans ce chapitre a été initialement développé au début des années 2000 par Ronan Modolo et Gérard Chanteur pour étudier l'environnement martien. Actuellement, il est rédigé en Fortran 2003 et est parallélisé sous



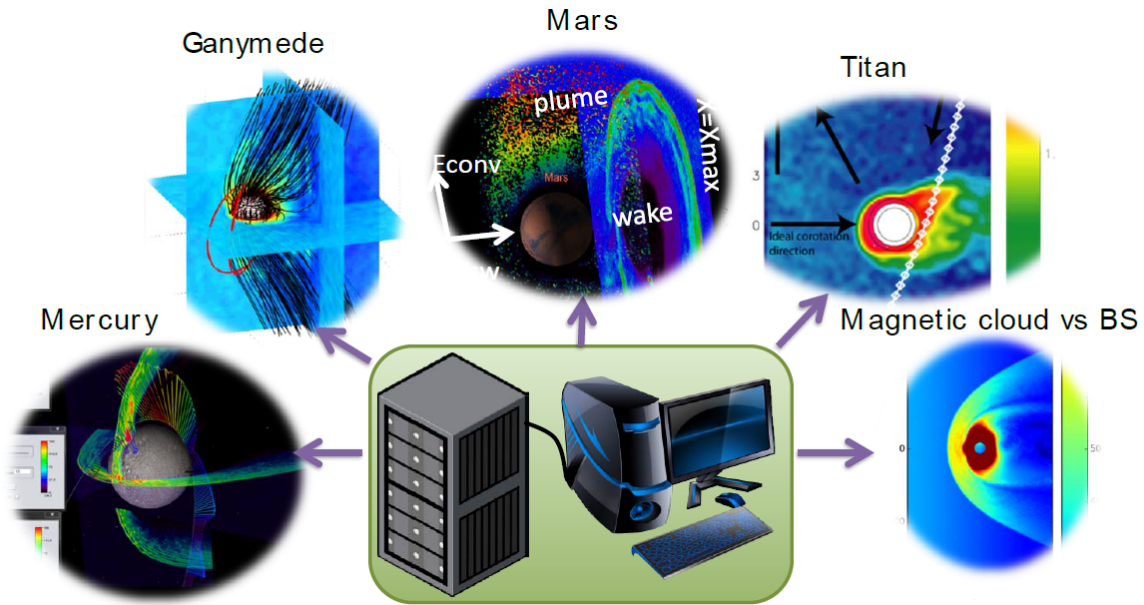


FIGURE 6.1 – Les différentes applications du code hybride développé par *Modolo et al.* (2005) (schéma de R. Modolo).

MPI. Outre la description de l'environnement martien qui était son objectif premier, il a aussi été appliqué à Titan (*Modolo et Chanteur, 2008*), Mercure (*Richer et al., 2012*), ou encore Ganymède (thèse de Ludivine Leclercq, en cours) (voir Figure 6.1). Tous les détails sur le modèle physique, les méthodes de résolution des équations, la parallélisation du code etc, peuvent être trouvés dans la thèse de Ronan Modolo (*Modolo, 2004*). Nous nous contenterons ici d'en brosser les grandes lignes.

Comme nous l'avons mentionné un peu plus tôt, dans le formalisme hybride, les ions sont décrits par des macro-particules, tandis que les électrons sont considérés comme un fluide sans masse, et donc sans inertie, de façon à conserver la quasi-neutralité du plasma. A ces hypothèses découlant directement de cette description s'ajoutent deux autres postulats. D'une part, on suppose que les électrons sont proches de l'équilibre thermodynamique, et donc que leur fonction de distribution est maxwellienne. D'autre part, on se place dans un cadre non-relativiste, ce qui permet de négliger le courant de déplacement dans l'équation de Maxwell-Ampère. Enfin, rappelons que le choix du formalisme hybride implique que les échelles temporelles et spatiales des phénomènes considérés sont grandes devant les échelles temporelles (fréquence plasma et fréquence de giration) et spatiales (longueur de Debye et rayon de giration) des électrons.

La seule force agissant sur les ions étant la force de Lorentz, les équations du mouvement décrivant la dynamique des macro-particules sont les suivantes :

$$\frac{d\vec{x}_i}{dt} = \vec{v}_i \quad (6.1)$$

$$\frac{d\vec{v}_i}{dt} = \frac{q_i}{m_i} (\vec{E} + \vec{v}_i \times \vec{B}) \quad (6.2)$$

où  $q_i$  est la charge des ions de masse  $m_i$ .  $\vec{x}_i$  est la position de l'ion  $i$  et  $\vec{v}_i$  sa vitesse, tandis que  $\vec{B}$  et  $\vec{E}$  correspondent respectivement aux champs magnétique et électrique.

Le fluide électronique doit quant à lui satisfaire l'équation MHD de la conservation de la quantité de mouvement :

$$n_e m_e \frac{d\vec{v}_e}{dt} = -en_e (\vec{E} + \vec{v}_e \times \vec{B}) - \vec{\nabla} \overline{P}_e = 0 \quad (6.3)$$

où  $n_e$  est la densité électronique,  $m_e$  la masse d'un électron, qu'on prendra égale à zéro,  $e$  la charge élémentaire et  $\vec{v}_e$  la vitesse du fluide électronique. Le tenseur de pression électronique s'écrit  $\overline{P}_e = n_e k_B T_e \overline{1}$ , où  $n_e$  est la densité électronique,  $\gamma$  le coefficient adiabatique du fluide électronique,  $k_B$  la constante de Boltzmann,  $T_e$  la température électronique et  $\overline{1}$  la matrice identité. La pression électronique sera supposée isotrope dans nos simulations et on utilisera une fermeture adiabatique. Ceci implique que  $P_e \propto n_e^\gamma$ .

Le champ électrique est calculé à partir de l'équation suivante, qui découle de la conservation de la quantité de mouvement des électrons et des équations de Maxwell :

$$\vec{E} = \frac{1}{\rho_c} \left[ \frac{1}{\mu_0} (\vec{\nabla} \times \vec{B}) \times \vec{B} - \vec{J}_i \times \vec{B} - \vec{\nabla} \overline{P}_e \right] \quad (6.4)$$

où  $\rho_c$  est la densité de charge ionique et  $J_i$  la densité de courant des ions. Le champ magnétique est quant à lui obtenu à partir de l'équation de Faraday :

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -\vec{\nabla} \times \vec{E} \quad (6.5)$$

L'évolution du plasma est donc régie par ces équations, couplées aux équations de Maxwell. Cette description est dite auto-cohérente, car le mouvement des particules, calculé à partir des champs électromagnétiques, génère des courants qui modifient à leur tour ces champs électromagnétiques. Il y a donc rétroaction des particules sur les champs, et vice-versa.

Par souci de simplicité dans la programmation et pour limiter l'introduction d'erreurs dans les calculs, le code est rédigé en unités normalisées, à partir des valeurs de référence données par les paramètres d'entrée du plasma incident. En particulier :

- les temps sont normalisés par l'inverse de la girofréquence,  $\Omega_{ci}^{-1} = m_0 / (q_0 B_0)$ , où  $m_0$  et  $q_0$  sont respectivement la masse et la charge de l'espèce ionique dominante dans la simulation, et  $B_0$  est l'intensité du champ magnétique injecté dans la simulation ;
- les vitesses par la vitesse d'Alfvén,  $v_A = B_0 / \sqrt{\mu_0 n_0 m_0}$ , où  $n_0$  est la densité de l'espèce ionique dominante et  $\mu_0$  est la perméabilité du vide ;
- les distances par la longueur d'inertie des ions,  $\lambda_{ci} = c / \omega_{pi}$ , où  $c$  est la vitesse de la lumière et  $\omega_{pi} = \sqrt{n_0 e^2 / m_0 \epsilon_0}$  la pulsation plasma des ions.  $e$  est la charge élémentaire et  $\epsilon_0$  est la permittivité du vide.

On notera que  $v_A \Omega_{ci}^{-1} / \lambda_{ci} = 1$ . Dans la suite de ce chapitre, les temps et les distances seront systématiquement exprimés dans ces unités. En revanche, les autres grandeurs telles que le champ magnétique ou la vitesse seront données en unités usuelles, afin de faciliter la comparaison avec les résultats présentés plus tôt dans ce mémoire.

Le domaine de simulation est subdivisé en un nombre fini de cellules identiques, dont les dimensions sont les mêmes dans toutes les directions. Nous avons donc un maillage uniforme, de pas  $(\Delta x, \Delta y, \Delta z)$ , où  $\Delta x = \Delta y = \Delta z$ . Tout comme l'espace, le temps est discrétisé, et se découpe en intervalles finis  $\Delta t$ . Les pas de temps et d'espace doivent être judicieusement choisis afin de remplir la condition de Courant-Friedrichs-Levy, qui

stipule que l'on doit nécessairement avoir  $\Delta t < \Delta x/v_{\max}$ ,  $v_{\max}$  étant la vitesse maximale atteinte par les ions dans la simulation. Autrement dit, les particules les plus rapides de la simulation ne doivent pas pouvoir traverser plus d'une cellule au cours d'une itération temporelle. La violation de cette condition engendre des problèmes numériques très importants. D'autre part, le pas de temps doit être suffisamment petit pour permettre de décrire correctement la giration des ions. En d'autres termes, on doit avoir  $\Delta t \ll \Omega_{ci}^{-1}$ . Dans nos simulations, nous fixerons le pas d'espace à  $\Delta x = 1 c/\omega_{pi}$  et le pas de temps à  $\Delta t = 0,05 \Omega_{ci}^{-1}$ .

Deux grilles spatiales, décalées d'un demi pas d'espace, sont en fait définies dans le domaine de simulation. Sur l'une d'elles est calculé le champ électrique seul, et sur l'autre le champ magnétique et toutes les autres grandeurs macroscopiques du plasma, telles que la densité, la vitesse, les courants, etc. Tous ces paramètres sont reconstruits sur les points de grille à partir de la contribution des différentes macro-particules, déterminée par interpolation trilineaire. L'emploi de ces deux grilles apporte une précision au second ordre dans le calcul des rotationnels présents dans les équations de Maxwell.

Dans le code hybride que nous utilisons ici, la résolution des équations gouvernant l'évolution du plasma repose sur le schéma d'intégration de *Matthews* (1994), que nous ne détaillerons pas ici. Cette méthode de calcul présente l'avantage d'être robuste même avec un nombre limité de macro-particules par cellule, et est plus rapide à l'exécution que le schéma de *Harned* (1982) fréquemment utilisé dans les codes hybrides, car il comporte une étape de calcul en moins.

Enfin, les conditions aux limites associées aux différentes faces du domaine de simulation sont les suivantes :

- suivant la direction  $x$ , qui est la direction de l'écoulement, on a d'un côté une face d'entrée, où le plasma est injecté tout au long de la simulation, et une face de sortie à l'autre extrémité du domaine. Les particules traversant cette dernière sont effacées de la simulation ;
- suivant les directions  $y$  et  $z$ , perpendiculaires à l'écoulement, des conditions aux limites périodiques sont appliquées. Une particule quittant la simulation par l'une de ces faces, par exemple en  $-y$ , sera donc réintroduite dans le domaine par la face opposée, ici en  $+y$ .

Le repère utilisé sera très similaire au référentiel GSE que nous avons employé dans les chapitres antérieurs : la direction  $x$  correspond à l'axe Terre-Soleil, et pointe vers ce dernier.  $z$  est perpendiculaire au plan de l'écliptique, et sera ici parallèle à l'axe du dipôle magnétique. Enfin,  $y$  complète le trièdre direct, dans la direction aube-crépuscule. Dans toute la suite de ce chapitre, ce repère sera centré sur l'obstacle magnétique.

### 6.3 Adaptation du code à notre étude des nuages magnétiques

Afin de pouvoir utiliser ce code hybride pour examiner l'interaction de nuages magnétiques avec le choc terrestre, nous avons dû l'adapter aux besoins de notre étude. Les modifications apportées au programme sont de deux sortes. D'une part, nous avons implémenté un champ magnétique fort et variable au cours du temps à l'entrée de la boîte de simulation, afin de reproduire les caractéristiques de la structure magnétique d'un nuage magnétique. D'autre part, nous avons créé un nouvel environnement planétaire, sous la

forme d'un module additionnel chargé à l'initialisation de la simulation et contenant toutes les informations concernant l'obstacle et l'écoulement incident.

### 6.3.1 Implémentation de paramètres d'entrée variables

A l'instar de ce qui a été présenté dans le reste de cette thèse, nous nous intéresserons ici uniquement aux nuages magnétiques en eux-mêmes, et pas à leur environnement, comme par exemple le choc ou la gaine qui précèdent fréquemment, et dont l'interaction avec le choc terrestre est très différente. Un nuage magnétique se caractérise par un champ magnétique dont l'intensité est renforcée et dont la direction tourne lentement au cours du temps. Nous ne ferons varier ni la vitesse, ni la densité, en un mot aucun paramètre d'entrée, si ce n'est l'amplitude et l'orientation du champ magnétique, de façon à pouvoir étudier exclusivement l'interaction de la structure magnétique du nuage magnétique avec le choc d'étrave.

L'augmentation de l'intensité du champ magnétique au cours du temps sera décrite par une tangente hyperbolique et s'opèrera sur  $10 \tau_{ci}$ , où  $\tau_{ci} = 2\pi \Omega_{ci}^{-1}$ , de façon à ce que les ions aient le temps de s'adapter à cette variation. La transition de  $B = B_0$  à  $B = RB_0$  s'opèrera donc sur  $n$  pas de temps, où  $n$  dépend de la valeur de  $\tau_{ci}$  et du pas de temps de la simulation. Au cours de cet intervalle, l'amplitude du champ magnétique  $B$  au pas de temps  $i$  s'écrit :

$$B(i) = \frac{R+1}{2} + \frac{R-1}{2} \times \tanh\left(\frac{6i - 3(n+1)}{n-1}\right) \quad (6.6)$$

Lorsque  $i = 1$ ,  $B = 1$ , puisque le champ magnétique est normalisé par  $B_0$ , et quand  $i = n$ , on a  $B = R$ . Dans la suite de ce chapitre, on prendra  $R = 3$ .

Ensuite, comme dans le modèle de magnétogaine développé un peu plus tôt, la rotation lente du champ magnétique sera modélisée par une corde de flux, telle que définie au paragraphe 4.1.4. Cependant, le calcul du champ magnétique dans le code hybride nécessite une hypothèse sur la composante  $B_x$  : celle-ci doit rester constante sur la face d'entrée du domaine de simulation. En effet, pour que le champ magnétique reste de divergence nulle, on fixe que  $\partial B_x / \partial x = 0$ , de façon à ce que la condition  $\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0$  se réduise à :

$$\frac{\partial B_y}{\partial y} + \frac{\partial B_z}{\partial z} = 0 \quad (6.7)$$

Cette contrainte imposée sur  $B_x$  est courante dans les simulations hybrides, et n'est donc pas spécifique au code que nous utilisons, mais aura pour conséquence de restreindre les types de nuages magnétiques que nous pourrions modéliser.

En effet, puisque la composante  $B_x$  doit rester constante, le champ magnétique du nuage magnétique devra nécessairement effectuer sa rotation dans le plan YZ. Nous pourrions donc soit simuler des cas de cordes de flux dont l'axe est perpendiculaire à  $x$ , dans lesquels la composante  $B_x$  est constamment nulle, soit considérer des exemples de nuages magnétiques avec une composante  $B_x$  constante non nulle et où le champ magnétique tourne dans le plan YZ. Cette condition sur  $B_x$  implique aussi que lorsque nous faisons augmenter l'amplitude du champ magnétique, nous ne pouvons en fait en modifier que les composantes  $B_y$  et  $B_z$ . On notera aussi que les paramètres de l'écoulement incident seront constants sur toute la face d'entrée du domaine de simulation. Autrement dit, on

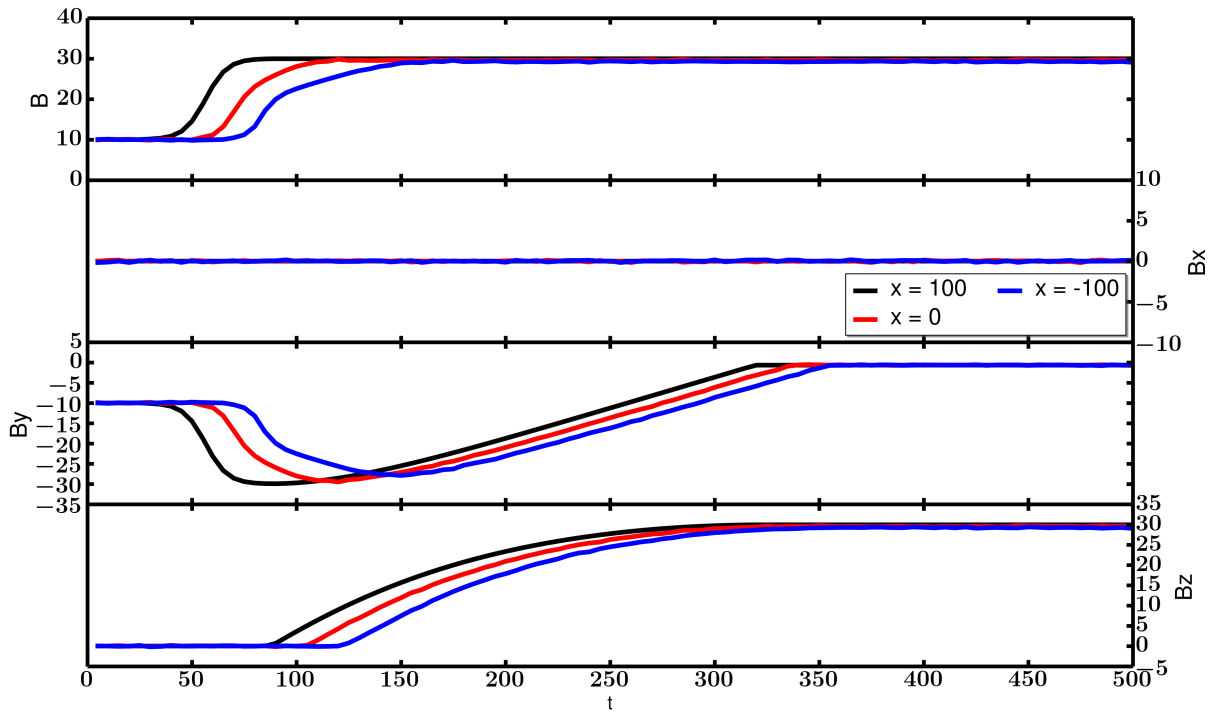


FIGURE 6.2 – Intensité et composantes du champ magnétique en fonction du temps dans la simulation, à l’entrée (en noir), au milieu (en rouge) et à la sortie de la boîte (en bleu).

fera l’hypothèse que le nuage magnétique est suffisamment grand par rapport à la boîte de simulation pour qu’on puisse le considérer comme étant plan.

L’intensité du champ magnétique et ses composantes en fonction du temps dans la simulation sont tracées sur la Figure 6.2. Son amplitude passe de 10 à 30 nT à l’arrivée du nuage magnétique, dont la rotation lente est celle d’une corde de flux dont l’axe est parallèle à  $z$ , correspondant à une configuration plein nord d’après les définitions données au Chapitre 4. Le champ magnétique a tout d’abord uniquement une composante  $B_y$ , puis tourne progressivement vers  $+B_z$ . Par rapport aux cas vus au Chapitre 4, nous ne simulons ici que la première moitié de la corde de flux, puisque sa seconde partie est quasiment identique à la première, au signe de  $B_y$  près. Ce nuage magnétique se propage dans une boîte de simulation de  $200 \times 50 \times 50$  cellules où le pas d’espace vaut  $1 c/\omega_{pi}$ , à une vitesse de  $500 \text{ km.s}^{-1}$ , soit 5,6 en unités normalisées. Le domaine de simulation choisi s’étend principalement dans la direction  $x$ , qui est la direction de l’écoulement, car nous voulons dans un premier temps vérifier que la structure du nuage magnétique ne soit pas modifiée de façon significative au cours de sa propagation dans le vent solaire, sans qu’il y ait interaction avec un obstacle magnétique.

Les trois courbes correspondent à trois positions différentes dans le domaine de simulation : sur la face d’entrée (en noir), au milieu de la boîte (rouge) et au niveau de la face de sortie (bleu). Ceci nous permet de vérifier non seulement que nous injectons bien la variation de champ magnétique voulue, mais aussi qu’elle se propage sans subir de modifications notables dans le domaine de simulation. Celui-ci contient ici uniquement du plasma du vent solaire et ne comprend pas d’obstacle planétaire, afin de pouvoir valider dans un premier temps les nouveaux paramètres d’entrée du code.

La Figure 6.2 montre bien que l’on retrouve une variation similaire du champ magnétique aux différents points d’observation dans la simulation, avec un décalage temporel

dû au fait que le nuage magnétique se propage à une vitesse finie. L'intensité du champ magnétique croît bien à chaque fois jusqu'à 30 nT, même si la durée de la transition augmente peu à peu, au fur et à mesure de la propagation. En effet, cette structure n'est pas à l'équilibre, puisque la pression magnétique  $y$  est plus importante que dans le vent solaire la précédant, et son front a donc tendance à s'aplanir. Cependant, cette modification de la transition reste faible sur la distance parcourue, soit  $200 c/\omega_{pi}$ , qui sera la taille en  $x$  de toutes les simulations que nous présenterons dans ce chapitre. Quant à la rotation du champ magnétique, elle reste bien similaire tout au long de la propagation du nuage magnétique.

La durée sur laquelle s'effectue la rotation du champ magnétique, et donc par la même occasion le rayon de la corde de flux modélisant le nuage magnétique, est contrainte par les moyens de calcul à notre disposition. Il ne sera pas possible de simuler ces structures à leurs dimensions réelles, sachant que la durée moyenne de leur passage au niveau de la Terre est de l'ordre d'une journée. Nous avons donc dû trouver un juste milieu entre temps de calcul nécessaire et réalisme de la rotation lente du champ magnétique. Nous fixerons la durée totale de nos simulations à  $1000 \Omega_{ci}^{-1}$ , parmi lesquels  $700 \Omega_{ci}^{-1}$  seront consacrés à la rotation du champ magnétique, ce qui correspond à environ 1h45 de temps réel. Sur les machines à 64 processeurs disponibles au laboratoire, il faut environ six jours de calcul pour mener à bien ces simulations.

#### 6.3.2 Création d'un nouvel environnement planétaire

La deuxième modification importante effectuée dans le code hybride a été de définir un nouvel environnement pour initialiser nos simulations. Ce code a en effet été utilisé pour des corps du système solaire faiblement magnétisés, mais n'a jusqu'à présent pas été adapté pour reproduire l'environnement terrestre. Le problème principal vient du fait que les dimensions de la magnétosphère terrestre sont telles qu'il ne nous sera pas possible de la simuler à sa taille réelle avec les moyens de calcul à notre disposition. Le code est exécuté sur des machines à 64 processeurs de 4 Go de mémoire vive chacun, ce qui nous permet de travailler sur des domaines de simulation comprenant jusqu'à  $200 \times 550 \times 550$  cellules, avec 10 particules par point de grille. La boîte de simulation choisie est plus étendue dans les directions  $y$  et  $z$  de façon à ce que le choc n'en touche pas les bords, mise à part la face de sortie. Comme nous ne nous intéressons pas à la propagation du nuage magnétique dans le vent solaire, mais bien à son interaction avec le choc, il n'est pas nécessaire que le domaine de simulation couvre une grande distance en  $x$ .

Afin de pouvoir résoudre les effets cinétiques dus aux ions, nous avons fixé le pas d'espace à  $1 c/\omega_{pi}$ . Par conséquent, notre simulation couvre au maximum  $200 \times 550 \times 550 c/\omega_{pi}$ . A titre de comparaison, le point subsolaire de la magnétosphère terrestre se trouve en moyenne à environ  $10 R_E$  du centre de la Terre, soit quelque  $640 c/\omega_{pi}$ , pour une longueur inertielle des ions de l'ordre de 100 km dans le vent solaire au voisinage de notre planète (*Omididi et al.*, 2004). Nous ne pourrions donc pas simuler un obstacle magnétique de telles dimensions avec les ressources de calcul à notre disposition, mais nous allons chercher à reproduire un environnement s'en rapprochant autant que possible.

Nous nous concentrons ici sur l'évolution des nuages magnétiques à travers l'onde de choc, et plus particulièrement à l'impact des différents domaines, quasi-parallèle et quasi-perpendiculaire, sur leur structure magnétique. Une courbure non réaliste du choc d'étrave n'est donc pas trop contraignante. Les paramètres déterminants pour notre étude

sont les suivants :

- d'une part, nous voulons avoir accès aux différents régimes de choc, du quasi-perpendiculaire au quasi-parallèle ;
- et d'autre part, la magnétogaine doit avoir une taille suffisante pour que l'on puisse y observer la structure modifiée du nuage magnétique, par exemple à l'aide de satellites virtuels, afin de pouvoir comparer directement les résultats ainsi obtenus avec ceux présentés dans les chapitres précédents.

Les variables qui vont nous permettre d'ajuster la courbure du choc et la largeur de la magnétogaine sont les suivantes : la taille de l'obstacle magnétique, sa position, son moment magnétique et les paramètres du vent solaire, en particulier le nombre de Mach d'Alfvén.

Contrairement aux dimensions de l'obstacle magnétique qui sont limitées par la taille de notre domaine de simulation, nous n'avons pas de contraintes particulières imposées sur les paramètres de l'écoulement incident. Par conséquent, nous allons choisir des conditions de vent solaire similaires à celles rencontrées au voisinage de la Terre. La densité du vent solaire sera donc fixée à  $n = 6 \text{ cm}^{-3}$  et la vitesse à  $V = 500 \text{ km.s}^{-1}$ . Pour l'intensité initiale

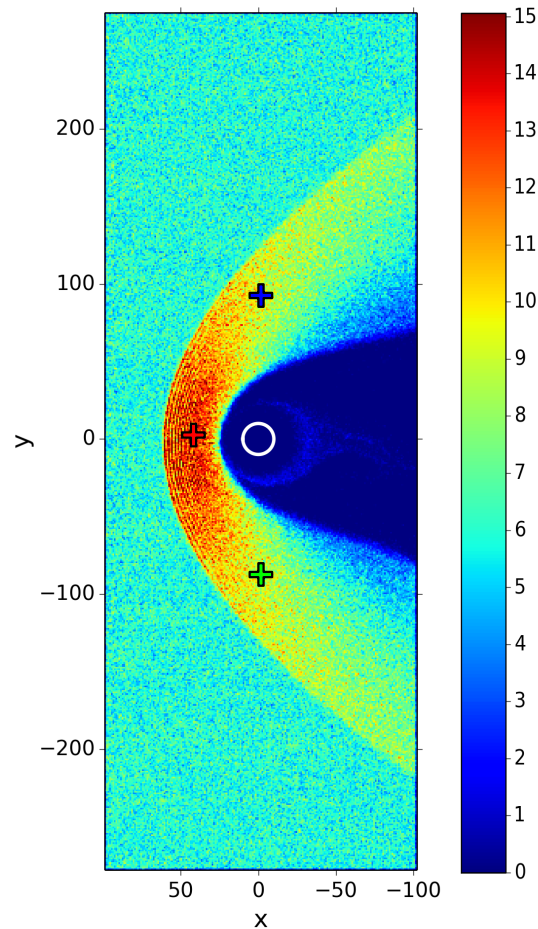


FIGURE 6.3 – Exemple de carte de densité d'ions (en  $\text{cm}^{-3}$ ) dans le plan XY du domaine de simulation, pour un nombre de Mach d'Alfvén  $M_A = 1,8$ . La région bleu sombre correspond à la magnétosphère, où le cercle blanc indique l'obstacle magnétique. Les croix colorées repèrent la position de satellites virtuels. Les coordonnées  $x$  et  $y$  sont données en  $c/\omega_{pi}$ .

du champ magnétique, avant l'arrivée du nuage magnétique, on prendra une valeur assez élevée,  $B = 10\text{nT}$ , de façon à ce que le nombre de Mach d'Alfvén soit faible et donc que la magnétogaine soit large dès le début de la simulation. En effet, bien que l'augmentation de l'amplitude du champ magnétique associée au nuage magnétique permette d'accroître par la suite la taille de cette région, cette croissance est limitée dans les cas de nuages magnétiques ayant une forte composante radiale, puisque cette dernière ne peut pas être modifiée. D'où notre volonté d'avoir dès le départ une magnétogaine assez vaste.

Pour ajuster les paramètres de l'obstacle, il est vite apparu que d'autres contraintes venaient s'ajouter à nos critères sur le choc et la magnétogaine. Tout d'abord, l'obstacle magnétique doit se trouver loin de la face d'entrée comme de la face de sortie de la simulation. En effet, si le choc se forme trop près de la face d'entrée, il est possible qu'il atteigne celle-ci lors de son expansion due à l'arrivée du nuage magnétique et donc à la diminution du nombre de Mach d'Alfvén, rendant ainsi impossible l'injection de plasma et causant l'arrêt de la simulation.

A l'autre extrémité de la simulation, si la partie interne de la magnétosphère créée par l'obstacle magnétique se trouve trop près de la face de sortie, ses lignes de champ sont alors parallèles à ce plan. En effet, à faible distance de l'obstacle, les lignes de champ du dipôle sont essentiellement orientées le long de  $\vec{e}_z$ . Cela engendre une accumulation non physique de particules dans la magnétogaine qui déforme les flancs du choc. Seule la partie correspondant à la queue magnétique de la magnétosphère peut donc toucher le bord de la boîte. Par conséquent, nous avons positionné l'obstacle au centre du domaine de simulation.

La taille de l'obstacle joue à la fois sur la dimension du choc et sur sa courbure. Plus l'obstacle est grand et plus la distance entre son centre et le nez du choc va être importante, mais surtout plus le choc a tendance à s'évaser. D'autre part, les flancs de l'onde de choc ne doivent pas toucher les bords latéraux de la boîte de simulation. En effet, des conditions périodiques sont imposées sur les frontières dans les directions perpendiculaires à l'écoulement incident. Si le choc atteint l'un de ces bords périodiques, il émergera du côté opposé, ce qui perturbera cette région de la simulation. Enfin, le moment magnétique de l'obstacle influera essentiellement sur la position de nez du choc. Ce paramètre permet de dimensionner la taille de la magnétogaine sans trop modifier l'évasement du choc. En prenant en compte toutes ces contraintes, nous avons fixé le rayon de l'obstacle à  $R_{\text{obstacle}} = 10c/\omega_{\text{pi}}$  et son moment magnétique à  $\mu = 1\mu\text{T} \times R_{\text{obstacle}}^3$ . Avec ces paramètres, la largeur de la magnétogaine dans la région subsolaire est de l'ordre de  $15c/\omega_{\text{pi}}$  avant l'arrivée du nuage magnétique, et dépasse  $30c/\omega_{\text{pi}}$  quand le nombre de Mach d'Alfvén est minimum, pendant le passage du nuage. En guise d'exemple, une carte de la densité d'ions, extraite d'une simulation faite avec les paramètres d'environnement listés ci-dessus et pour un nombre de Mach  $M_A = 1,8$  est représentée sur la Figure 6.3. Le nez de l'onde de choc se situe à environ  $60c/\omega_{\text{pi}}$  du centre de l'obstacle, et celui de la magnétosphère autour de  $25c/\omega_{\text{pi}}$ , ce qui fait que la magnétogaine a une largeur minimale de  $35c/\omega_{\text{pi}}$  pour ces conditions de vent solaire, et est plus étendue sur les flancs.



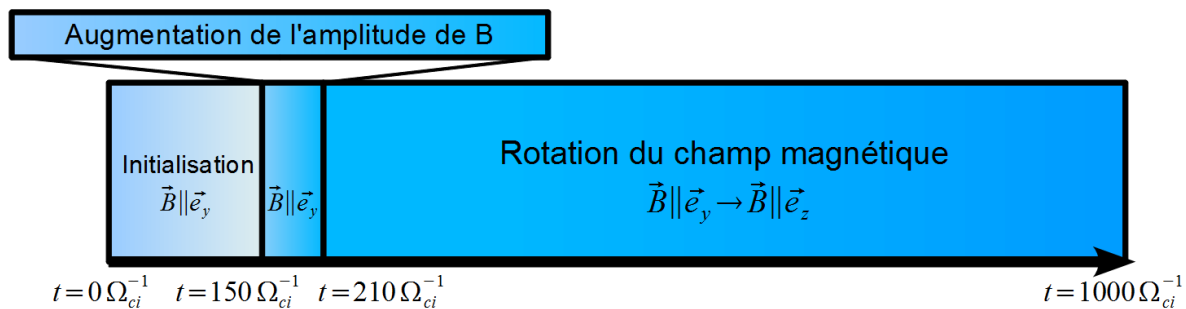


FIGURE 6.4 – Schéma des différentes étapes de la simulation, définies en fonction de la variation du champ magnétique au cours du temps.

## 6.4 Interaction d'un nuage magnétique avec un choc en configuration quasi-perpendiculaire

Dans un premier temps, nous choisissons de nous restreindre à un choc en configuration quasi-perpendiculaire afin de rester dans un régime aisément comparable aux résultats obtenus précédemment avec le modèle de magnétogaine et avec les observations, et ainsi pouvoir valider cette nouvelle approche apportée par le code hybride. Nous avons montré au Chapitre 4 que la partie diurne de l'onde de choc reste continuellement en géométrie quasi-perpendiculaire durant le passage de cordes de flux dont l'axe est perpendiculaire à la direction Terre-Soleil. Nous nous intéressons ici à un nuage magnétique plein nord, dont le champ axial est dirigé vers  $+z$ , et dont la partie centrale atteint l'environnement terrestre. Nous sommes donc dans une situation très similaire à celle modélisée au paragraphe 4.3.1. A l'aide de notre modèle de magnétogaine, nous avons alors montré que la structure de ce nuage magnétique était peu modifiée dans la magnétogaine. Le choc restait en configuration quasi-perpendiculaire durant tout le passage de cette corde de flux, du fait de l'absence d'une composante  $B_x$  dans celle-ci.

Les principales caractéristiques de la simulation sont résumées dans le Tableau 6.1. Elle se divise en trois grandes phases, déterminées par la variation du champ magnétique, qui sont représentées sur la Figure 6.4. Dans un premier temps, les paramètres de vent solaire sont gardés constants, de façon à ce que le choc puisse se former en amont de l'obstacle et atteigne son état stationnaire. Le champ magnétique interplanétaire est alors uniquement dirigé suivant  $\vec{e}_y$ . Ensuite intervient l'augmentation de l'intensité du champ magnétique, qui reste orienté le long de  $\vec{e}_y$ , puis la rotation de sa direction depuis  $\vec{e}_y$  jusqu'à  $\vec{e}_z$ . Cette dernière s'effectue sur  $700 \Omega_{ci}^{-1}$ , ce qui correspond à la majeure partie du temps simulé, puis l'orientation du champ magnétique est à nouveau gardée constante, pour atteindre un état final stationnaire. Le rayon de la corde de flux est choisi de façon à ce que l'axe central du nuage magnétique arrive au niveau de l'environnement planétaire à la fin de la simulation. Le champ magnétique est alors uniquement le long de  $B_z$ . Autrement dit, nous simulons uniquement la première moitié du passage de cette corde de flux orientée plein nord, car nous avons vu au Chapitre 4 que l'interaction de la seconde moitié de ce nuage magnétique avec l'environnement terrestre donne des résultats équivalents, au signe de  $B_y$  près.

TABLE 6.1 – Principaux paramètres de la simulation

Paramètres généraux	
Pas de temps	$\Delta t = 0,05 \Omega_{ci}^{-1}$
Pas d'espace	$\Delta x = 1 c/\omega_{pi}$
Nombre de cellules dans le domaine de simulation	$(n_x, n_y, n_z) = (200, 550, 550)$
Temps total simulé	$1000 \Omega_{ci}^{-1}$
Position du centre de l'obstacle	$(100 c/\omega_{pi}, 275 c/\omega_{pi}, 275 c/\omega_{pi})$
Rayon de l'obstacle	$10 c/\omega_{pi}$
Paramètres de l'écoulement incident	
Intensité du champ magnétique (initiale)	$B = 10 \text{ nT}$
Vitesse	$V = 500 \text{ km.s}^{-1}$
Densité	$n = 6 \text{ cm}^{-3}$
Nombre de Mach d'Alfvén	$M_A = 5,6$

### 6.4.1 Impact du choc sur le nuage magnétique

La Figure 6.5 présente l'évolution du champ magnétique au cours de la simulation. Dans le vent solaire (courbes noires), son intensité (graphique 6.5a) passe de 10 à 30 nT à l'arrivée du nuage magnétique, entre  $t = 160 \Omega_{ci}^{-1}$  et  $t = 200 \Omega_{ci}^{-1}$ , puis reste constante pendant le passage du nuage magnétique. En amont du choc,  $B_x$  est égal à zéro (graphique 6.5b). La composante  $B_y$  (graphique 6.5c) vaut tout d'abord  $-10 \text{ nT}$ , puis descend à  $-30 \text{ nT}$  vers  $t = 200 \Omega_{ci}^{-1}$ , du fait de l'augmentation de l'amplitude totale du champ magnétique. La rotation associée au nuage magnétique lui-même commence peu après  $t = 200 \Omega_{ci}^{-1}$ , comme le montrent les variations simultanées de  $B_y$  et de  $B_z$  (graphiques 6.5c et 6.5d). A la fin de la simulation, c'est-à-dire au milieu du passage du nuage magnétique, on a  $B_y = 0 \text{ nT}$  et  $B_z = 30 \text{ nT}$ .

Afin d'examiner la structure de ce nuage magnétique en aval de l'onde de choc, nous allons utiliser des satellites virtuels positionnés dans différents secteurs de la magnétogaine, à savoir dans la région subsolaire (rouge) et sur les flancs soir (bleu) et matin (vert), comme cela avait été fait au chapitre 4. La position de ces différents satellites est repérée par les croix de couleur sur la Figure 6.3.

En aval de l'onde de choc, nous retrouvons la compression attendue du champ magnétique. Comme dans le modèle de magnétogaine, elle est maximale dans la région subsolaire (courbe rouge sur le graphique 6.5a). Les composantes  $B_y$  et  $B_z$  (graphiques 6.5c et d) mettent aussi en évidence cette compression et présentent globalement la même variation temporelle que dans le vent solaire, mais à une intensité plus grande, en valeur absolue. Bien que d'amplitude moindre que  $B_y$  et  $B_z$ , une composante  $B_x$  dont le signe varie de part et d'autre de l'axe Terre-Soleil (voir courbes verte et bleue sur le graphique 6.5) apparaît dans la magnétogaine. Elle est due une fois de plus au drapé des lignes de champ. Elle diminue au cours du passage du nuage magnétique car la déformation des lignes de champ devient de moins en moins importante dans le plan XY à mesure que le champ magnétique tourne de  $B_y$  vers  $B_z$ . En effet, lorsque le champ magnétique est uniquement suivant  $B_z$ , le drapé a lieu dans le plan XZ, et n'est donc pas observé par les satellites se

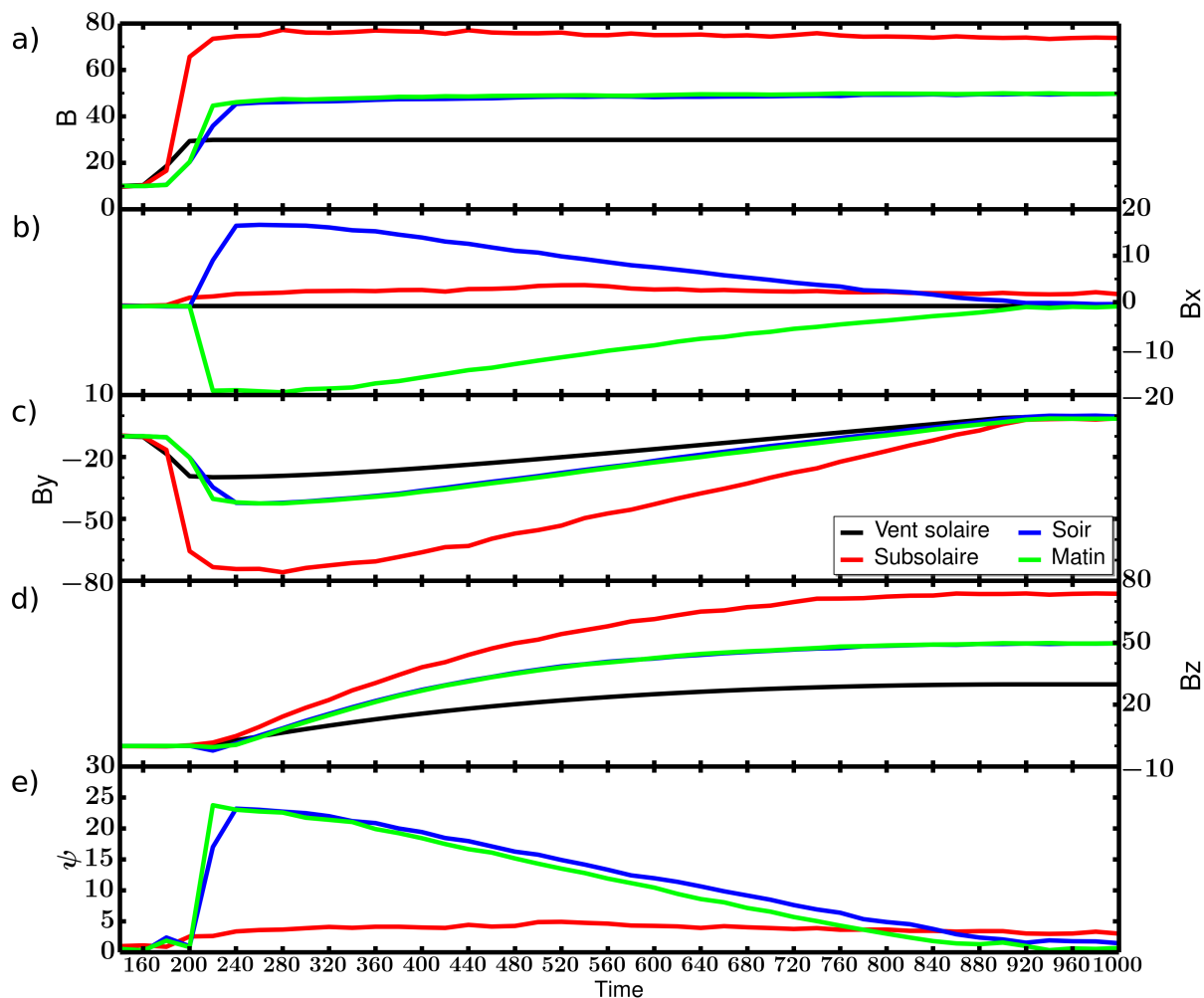


FIGURE 6.5 – Observations de satellites virtuels dans le vent solaire (en noir) et dans la magnétogaine, dans la région subsolaire (en rouge), du côté matin (en vert) et du côté soir (en bleu). De haut en bas : (a)  $B$ , (b)  $B_x$ , (c)  $B_y$ , (d)  $B_z$ , (e)  $\psi$ .

trouvant dans le plan équatorial.

Le dernier graphique de la Figure 6.5 correspond à l'angle  $\psi$  entre le champ magnétique dans le vent solaire et celui dans la magnétogaine. Sur les flancs de cette dernière (courbes verte et bleue), il est maximum au début du nuage magnétique puis diminue petit à petit. Malgré cette variation vraisemblablement causée par le drapé des lignes de champ,  $\psi$  reste relativement faible, en dessous de  $25^\circ$ , indiquant que la rotation lente du nuage magnétique est peu modifiée en aval du choc. Dans la région subsolaire (courbe rouge), sa structure magnétique ne subit pratiquement aucune modification puisque  $\psi$  y est inférieur à  $5^\circ$ . Qualitativement comme quantitativement, ces résultats sont en très bon accord avec ceux obtenus à l'aide du modèle de magnétogaine (voir Chapitre 4). On pourra notamment se référer à la Figure 4.12, bien que  $B_y$  et  $B_z$  soit de signes opposés par rapport à ceux de la corde de flux présentée sur la Figure 6.5.

Nous cherchons maintenant à déterminer l'angle entre la direction du champ magnétique dans le vent solaire et la normale à la surface de l'onde de choc,  $\Theta_{Bn}$ , dont nous avons souligné l'importance dans les chapitres précédents. Contrairement à notre modèle de magnétogaine qui nous donne directement accès à la valeur de  $\Theta_{Bn}$  rencontrée à l'entrée

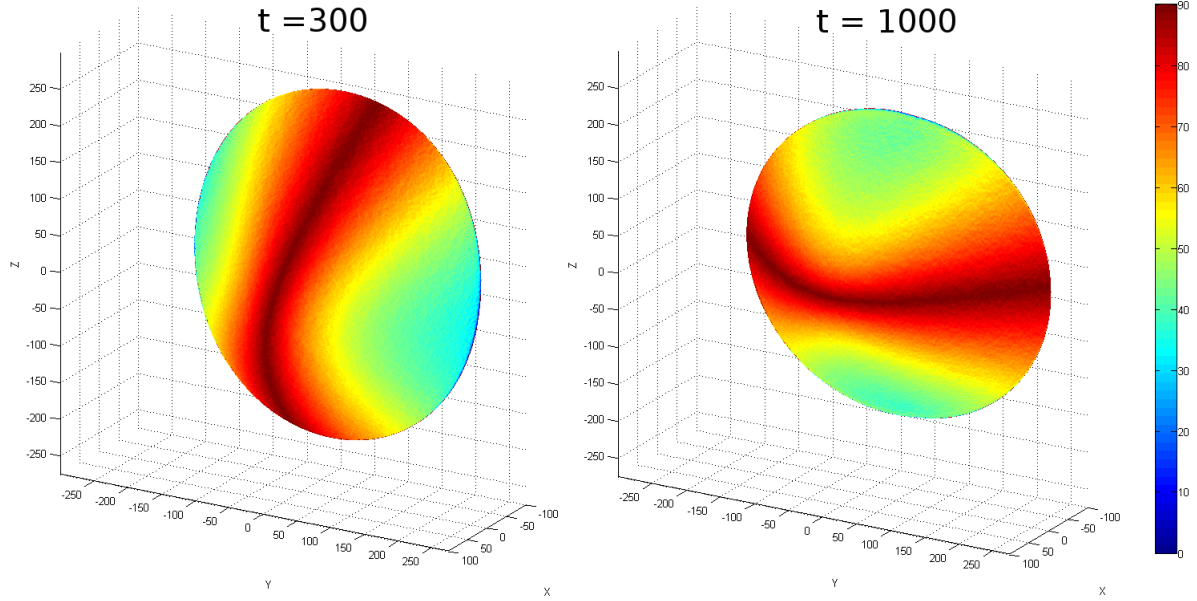


FIGURE 6.6 – Valeur de l'angle  $\Theta_{Bn}$  à la surface de l'onde de choc à  $t = 300 \Omega_{ci}^{-1}$  (à gauche) et à  $t = 1000 \Omega_{ci}^{-1}$  (à droite).

dans la magnétogaine en remontant les lignes d'écoulement jusqu'au choc, nos simulations numériques ne nous permettent pas d'obtenir aussi aisément ce paramètre en amont des satellites virtuels. Nous pouvons néanmoins avoir une estimation de la valeur de l'angle  $\Theta_{Bn}$  à l'aide de la détermination et du tracé d'isosurfaces implémentés dans le logiciel Matlab.

Nous identifions tout d'abord l'onde de choc comme une isosurface de l'intensité du champ magnétique, déterminée à l'aide de la fonction "isosurface" de Matlab. La surface ainsi obtenue est constituée de plusieurs milliers triangles élémentaires. La fonction "isornormals" nous donne ensuite accès à la normale à chacun de ces triangles. Une fois la normale au choc connue, il suffit de calculer l'angle entre ce vecteur et le champ magnétique dans le vent solaire pour obtenir  $\Theta_{Bn}$  en tout point du choc. Enfin, la valeur de ce paramètre est cartographiée en code couleur sur l'isosurface repérant l'onde de choc. La Figure 6.6 présente les cartes tridimensionnelles de  $\Theta_{Bn}$  à deux temps différents au cours de la simulation. La carte de gauche correspond au début de la rotation à  $t = 300 \Omega_{ci}^{-1}$ , quand le champ magnétique est encore principalement suivant  $\vec{e}_y$ . L'autre carte est déterminée à  $t = 1000 \Omega_{ci}^{-1}$ , lorsque le champ magnétique a fini de tourner et est parallèle à  $\vec{e}_z$ .

Ces figures nous confirment que le choc est essentiellement en configuration quasi-perpendiculaire dans notre simulation, ce que nous attendions au vu des résultats obtenus au paragraphe 4.3.1 et du fait de l'absence de composante  $B_x$  dans ce nuage magnétique. La bande rouge sombre correspond à la région strictement perpendiculaire, c'est-à-dire  $\Theta_{Bn} \simeq 90^\circ$ , qui se déplace au cours du temps puisqu'elle dépend de l'orientation du champ magnétique. Au début de ce nuage magnétique, quand le champ magnétique est parallèle à  $\vec{e}_y$ , les valeurs de  $\Theta_{Bn}$  sont maximum dans le plan XZ, tandis qu'à la fin de la simulation, quand le champ magnétique est parallèle à  $\vec{e}_z$ , la région où  $\Theta_{Bn} \simeq 90^\circ$  se trouve dans le plan XY.

On peut estimer grossièrement qu'au début de la rotation du champ magnétique l'angle  $\Theta_{Bn}$  est de l'ordre de  $60^\circ$  en amont des satellites virtuels situés sur les flancs aube et

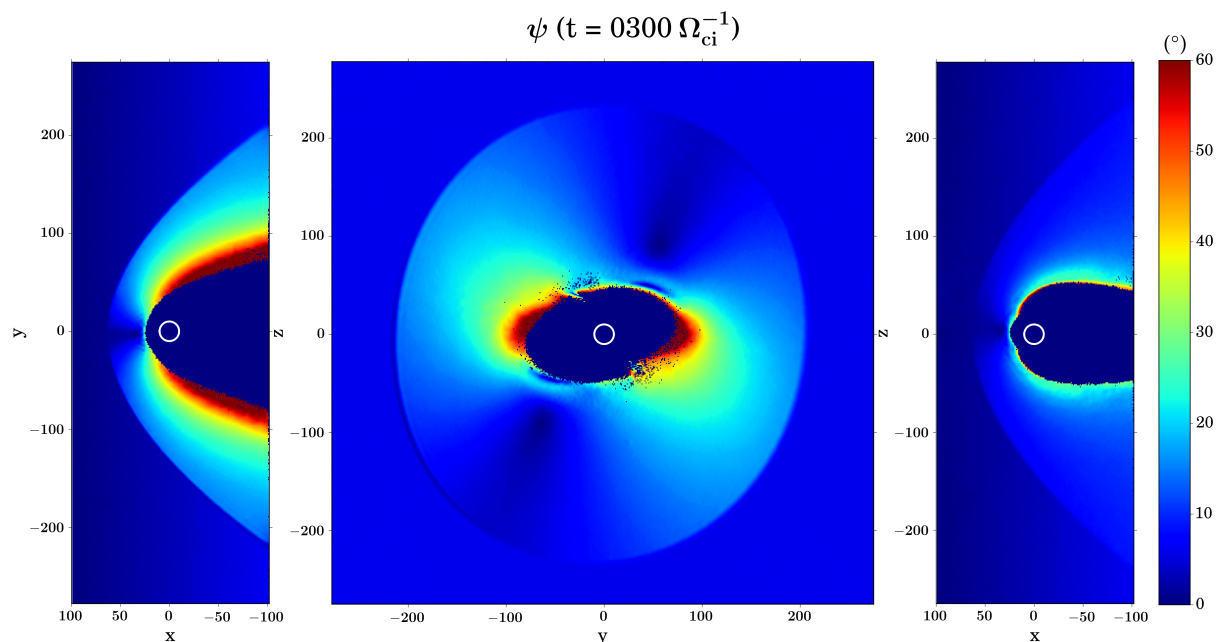


FIGURE 6.7 – Valeur de  $\psi$  dans le domaine de simulation, défini comme l'angle entre le champ magnétique en ce point et celui dans le vent solaire incident, à  $t = 300 \Omega_{ci}^{-1}$ , dans le plan XY (à gauche), YZ en  $x = -100 c/\omega_{pi}$  (au milieu) et XZ (à droite). Par souci de lisibilité de la figure, on a posé que  $\psi = 0$  dans la magnétosphère.

crépuscule de la magnétogaine, puis que sa valeur croît progressivement jusqu'à atteindre  $90^\circ$  à la fin de la simulation. On retrouverait donc bien une anti-corrélation entre les valeurs de  $\Theta_{Bn}$  et celles de  $\psi$  qui diminue sur le même intervalle (voir le dernier graphique de la Figure 6.5). Au point subsolaire,  $\Theta_{Bn}$  ne varie pas et reste de l'ordre de  $90^\circ$ . Ceci est bien cohérent avec les faibles valeurs et l'absence de variation de  $\psi$  dans cette région.

La Figure 6.7 nous donne un aperçu global de la valeur de l'angle  $\psi$  à  $t = 300 \Omega_{ci}^{-1}$ , soit au début du passage du nuage magnétique, dans trois plans de coupe dans la simulation. De gauche à droite, ces cartes correspondent :

- au plan XY passant par le centre de l'obstacle, donc en  $z = 0 c/\omega_{pi}$  ;
- au plan YZ en  $x = -100 c/\omega_{pi}$ , autrement dit la face de sortie du domaine de simulation ;
- au plan XZ passant lui aussi par le centre de l'obstacle, c'est-à-dire en  $y = 0 c/\omega_{pi}$ .

Toutes les figures ayant un format similaire dans la suite de ce chapitre seront tracées dans ces mêmes plans de coupe, sauf indication contraire.

Comme nous l'avons montré au paragraphe 4.3.1, nous retrouvons ici que  $\psi$  augmente dans la magnétogaine au fur et à mesure que l'on se rapproche de la magnétopause puisque les lignes de champ se déforment peu à peu en se drapant autour de celle-ci. Les plus grandes valeurs de  $\psi$  sont observées dans le plan contenant les lignes de champ magnétique interplanétaire, c'est-à-dire dans le plan XY, où cet angle atteint  $60^\circ$  près de la magnétosphère. Au contraire, dans le plan XZ,  $\psi$  n'excède pas  $30^\circ$  même le long de la magnétopause.

La partie centrale de la Figure 6.7 montre que les valeurs minimales de  $\psi$ , de l'ordre de  $5^\circ$ , sont en fait rencontrées dans un plan qui fait un angle d'une vingtaine de degrés avec le plan XZ. Cela vient du fait que le champ magnétique a déjà entamé sa rotation à

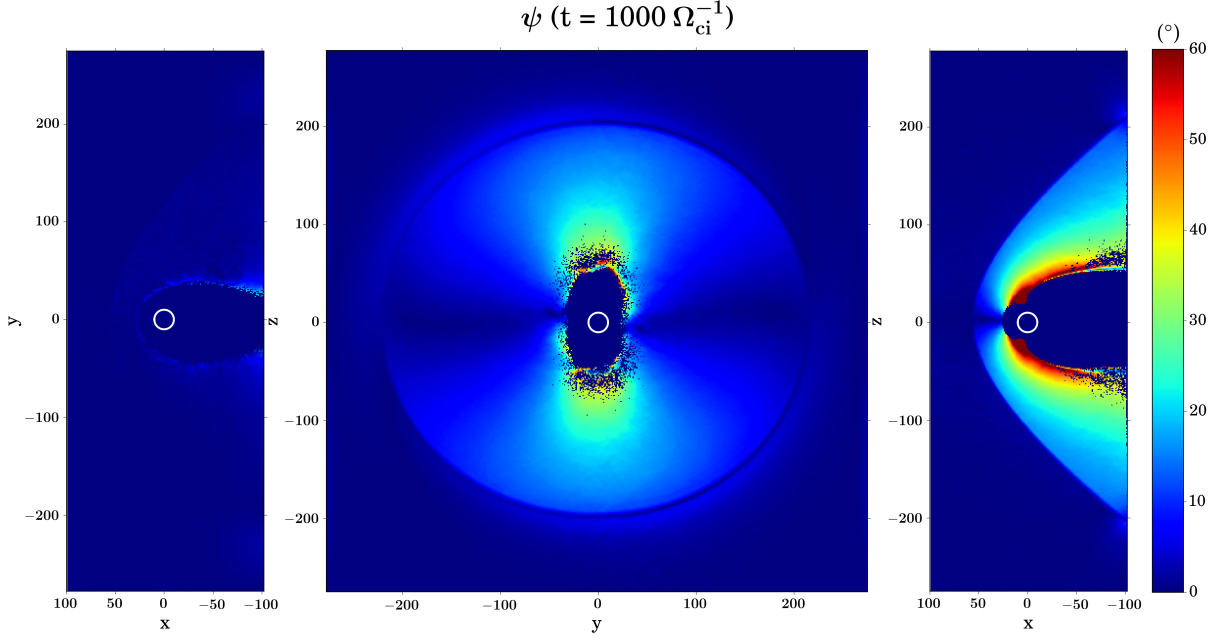


FIGURE 6.8 – Valeur de  $\psi$  dans le domaine de simulation à  $t = 1000 \Omega_{ci}^{-1}$  (voir légende de la Figure 6.7 pour plus de détails).

$t = 300 \Omega_{ci}^{-1}$ , et donc n'est plus orienté uniquement le long de  $\vec{e}_y$ .  $\psi$  est minimal dans le plan perpendiculaire aux lignes de champ magnétique interplanétaire. Cependant, il nous a semblé plus judicieux de présenter les résultats à  $t = 300 \Omega_{ci}^{-1}$  car le choc a atteint un état stationnaire, plutôt qu'à  $t = 220 \Omega_{ci}^{-1}$  où il n'a pas fini son expansion due à l'augmentation de l'intensité du champ magnétique.

A  $t = 1000 \Omega_{ci}^{-1}$  (Figure 6.8), la situation s'inverse, et c'est dans le plan XZ (à droite), où sont maintenant contenues les lignes de champ dans le vent solaire, que les valeurs de  $\psi$  sont maximales. Dans le plan XY tout entier (à gauche), la variation de la direction du champ magnétique en aval du choc est à présent quasiment imperceptible :  $\psi$  est de l'ordre de quelques degrés. Enfin, que ce soit à  $t = 300 \Omega_{ci}^{-1}$  (Figure 6.7) ou à  $t = 1000 \Omega_{ci}^{-1}$  (Figure 6.8), la carte centrale montre que dans la majeure partie de la magnétogaine, la structure magnétique de la corde de flux reste très similaire à celle observée dans le vent solaire.

En résumé, cette première simulation met en évidence qu'en régime quasi-perpendiculaire, les résultats du code hybride sur l'impact de l'onde de choc sur la structure du nuage magnétique sont en très bon accord avec ceux obtenus précédemment, que ce soit avec notre modèle de magnétogaine ou à partir d'observations de satellites. Nous retrouvons que, bien que l'intensité du champ magnétique augmente du fait de la compression, sa direction est elle peu modifiée dans la magnétogaine lorsque le choc est en configuration quasi-perpendiculaire. En particulier, dans la région subsolaire, la rotation du champ magnétique est quasiment identique de part et d'autre de l'onde de choc car l'angle  $\Theta_{Bn}$  reste autour de  $90^\circ$ . Quand cet angle diminue, par exemple plus loin sur les flancs, la variation de l'orientation du champ magnétique augmente. Au voisinage de la magnétopause, le drapé des lignes de champ autour de celle-ci devient comme attendu important.

## 6.4.2 Impact du nuage magnétique sur l'environnement planétaire

En plus de nous permettre d'étudier l'impact du choc sur le nuage magnétique, la simulation nous offre aussi la possibilité d'examiner comment le nuage magnétique modifie en retour l'environnement planétaire. En effet, aucune hypothèse n'est faite sur la réponse du choc à la variation des paramètres amont ou encore sur le profil d'écoulement du plasma dans la magnétogaine, qui sont décrits de manière auto-cohérente dans le code hybride, contrairement à notre modèle de magnétogaine où leur comportement était régi par des modèles analytiques.

### Conséquences sur l'onde de choc : éloignement et déformation

Nous allons tout d'abord nous intéresser aux modifications du choc dues au passage du nuage magnétique. A l'arrivée de celui-ci, l'amplitude du champ magnétique augmente. Par conséquent, le nombre de Mach d'Alfvén diminue. D'après ce que nous avons vu au Chapitre 3, nous nous attendons donc à ce que le choc s'éloigne de l'obstacle et s'évase. C'est effectivement ce qui est observé dans la simulation, comme le montre la Figure 6.9 où le code couleur indique l'intensité du champ magnétique dans le plan XY du domaine de simulation à deux temps différents. La carte de gauche correspond aux conditions de vent solaire initiales, avec  $B = 10\text{nT}$  et  $M_A = 5,6$ , et la carte de droite aux paramètres du nuage magnétique, soit  $B = 30\text{nT}$  et  $M_A = 1,8$ . Bien que l'intensité du champ magnétique atteigne sa valeur maximale peu après  $t = 210 \Omega_{ci}^{-1}$ , le choc n'arrive à sa position d'équilibre associée à ce nouveau nombre de Mach d'Alfvén que vers  $t = 300 \Omega_{ci}^{-1}$ .

La comparaison des deux cartes de la Figure 6.9 révèle que la position et la forme de l'onde de choc sont profondément modifiées par l'arrivée du nuage magnétique. Au point subsolaire, la largeur de la magnétogaine passe de 15 à près de  $40 c/\omega_{pi}$ . Sur les flancs, les modifications sont encore bien plus importantes, puisque non seulement la magnétogaine s'élargit, mais en plus la courbure du choc varie de façon notable, ce qui aura un impact sur la normale à sa surface, et donc sur  $\Theta_{Bn}$ .

Une fois que l'amplitude du champ magnétique a cessé de croître, on s'attend à ce que, une fois sa position d'équilibre atteinte, le choc n'évolue plus au cours du reste du passage du nuage magnétique. En effet, seule la direction du champ magnétique varie après  $t = 220 \Omega_{ci}^{-1}$ , et l'influence de ce paramètre sur la position du choc est considérée comme négligeable devant celle de la pression dynamique ou du nombre de Mach d'Alfvén. Cependant, si l'on examine la forme du choc dans le plan YZ en  $x = -100 c/\omega_{pi}$  sur la Figure 6.8 (carte centrale), on constate qu'elle n'est pas symétrique par rotation autour de l'axe  $x$ , mais qu'elle est plus allongée dans la direction  $y$  que le long de  $z$ , formant une ellipse dans ce plan de coupe.

De plus, si l'on compare la Figure 6.8 à la Figure 6.7, il apparaît que l'ellipse formée par la section du choc dans le plan YZ en  $x = -100 c/\omega_{pi}$  a tourné entre  $t = 300 \Omega_{ci}^{-1}$  et  $t = 1000 \Omega_{ci}^{-1}$ . Plus précisément, le petit axe de l'ellipse est toujours aligné avec la direction du champ magnétique interplanétaire, et la rotation de ce dernier entraîne une rotation de la déformation de l'onde de choc.

Le fait que l'onde de choc s'éloigne de l'obstacle devant laquelle elle se forme lorsque le nombre de Mach d'Alfvén diminue est un phénomène bien connu. De nombreuses observations de satellites dans l'environnement terrestre montrent que le choc peut être rencontré

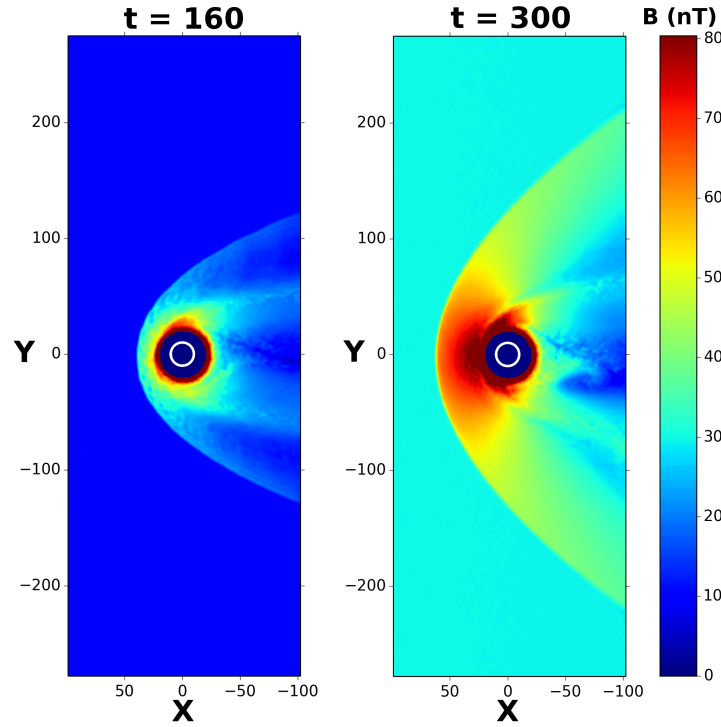


FIGURE 6.9 – Intensité du champ magnétique dans le plan XY du domaine de simulation à  $t = 160 \Omega_{ci}^{-1}$  (à gauche) et à  $t = 300 \Omega_{ci}^{-1}$  (à droite), soit avant et pendant le passage du nuage magnétique.

à des distances particulièrement grandes de la Terre quand ce paramètre devient très faible (*Farrugia et al.*, 1995 ; *Lepping et al.*, 1996 ; *Tsubouchi et al.*, 1997 ; *Fairfield et al.*, 2001 ; *El-Alaoui et al.*, 2004). En revanche, si des asymétries de la forme de l’onde de choc sont parfois identifiées, par exemple entre ses flancs matin et soir (voir par exemple *Měrka et al.*, 2005b), il n’existe pas à notre connaissance de démonstration observationnelle de la présence d’une déformation du choc associée à la direction du champ magnétique interplanétaire.

### Conséquences sur la magnétopause : déformation

La magnétosphère se caractérise par une densité plus faible que dans le reste du domaine de simulation, car les ions du vent solaire ne peuvent pas, ou très peu, pénétrer dans cette région. Sur les Figures 6.7 et 6.8, on identifie la magnétosphère comme la zone où la densité du plasma est inférieure à  $3 \text{ cm}^{-3}$ . La comparaison de ces deux figures montrent que le passage du nuage magnétique affecte la forme de la magnétopause.

On remarque que, à l’instar de celle de l’onde de choc, la forme de la magnétopause n’est pas symétrique par rotation autour de l’axe  $x$  (carte centrale des Figures 6.7 et 6.8), mais qu’elle est ellipsoïdale dans ce plan de coupe. A nouveau, les axes de cette ellipse tournent au cours du temps, accompagnant la rotation du champ magnétique du nuage magnétique. Toutefois, la déformation de la magnétopause se fait dans le sens contraire de celle du choc : la magnétosphère est plus allongée dans le plan contenant le champ magnétique interplanétaire que dans le plan qui lui est perpendiculaire. Une élongation similaire de la magnétopause a été mise en évidence par *Lavraud et Borovsky* (2008) avec des simulations MHD, et par *Lavraud et al.* (2013) à partir de la comparaison des traversées de magnétopause de Cluster avec un modèle axisymétrique.



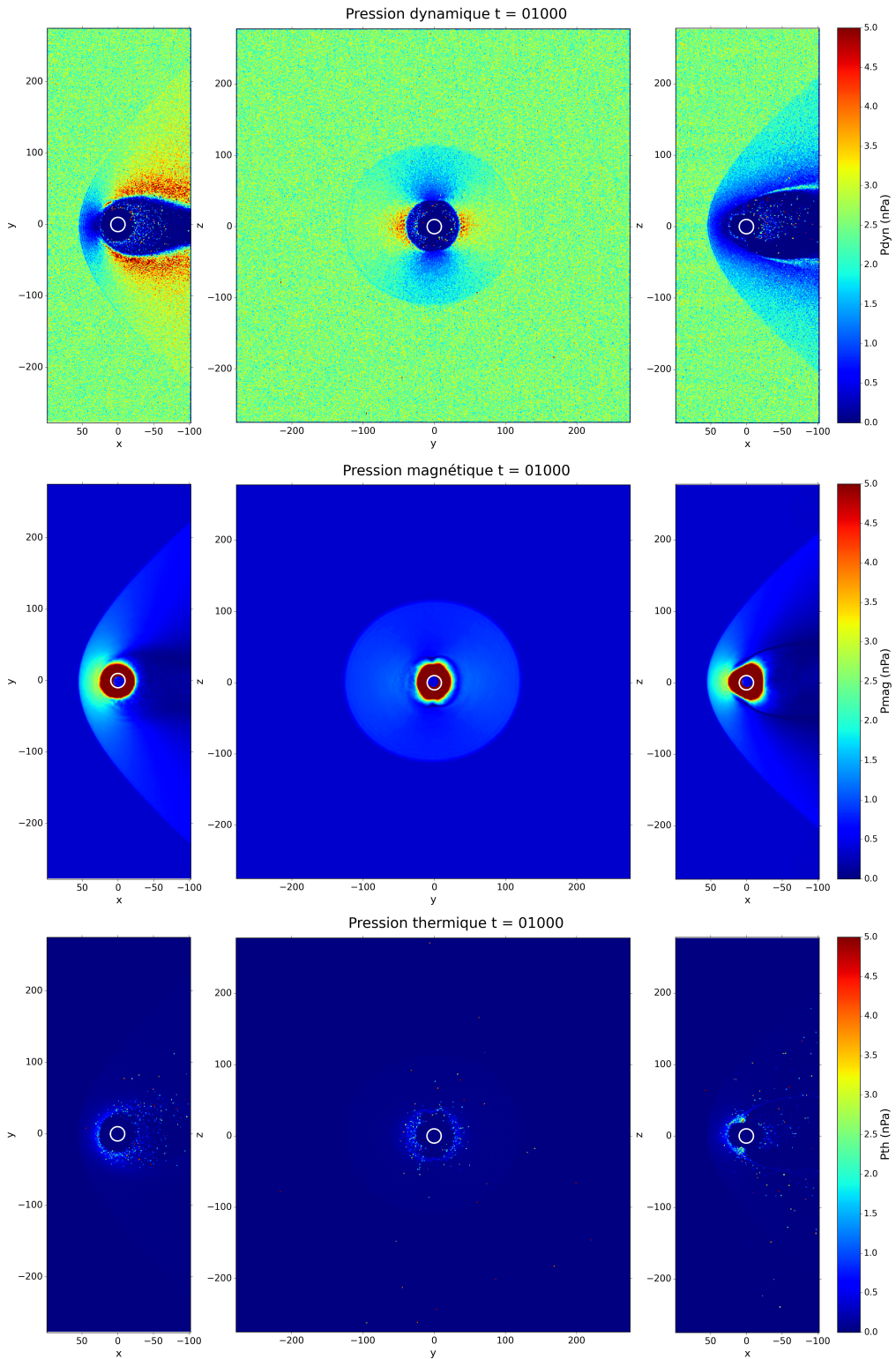


FIGURE 6.10 – Pressions dynamique (en haut), magnétique (au milieu) et thermique (en bas) dans le domaine de simulation à  $t = 1000 \Omega_{ci}^{-1}$ , dans le plan XY (à gauche), YZ en  $x = 0 c/\omega_{pi}$  (plan du terminateur) (au milieu) et XZ (à droite).

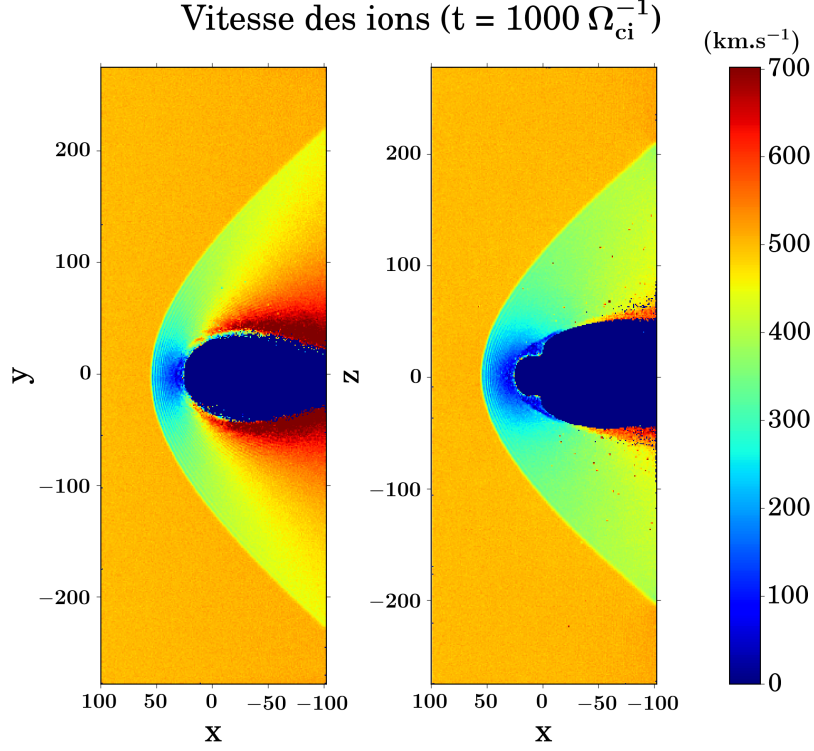


FIGURE 6.11 – Vitesse totale des ions dans le domaine de simulation à  $t = 1000$ , dans le plan XY (à gauche) et dans le plan XZ (à droite).

### Conséquences sur la magnétogaine : écoulements asymétriques

#### Accélération dans la magnétogaine

Afin de déterminer l'origine des formes asymétriques du choc et de la magnétopause, nous allons nous pencher sur la contribution relative des différents termes de pression dans la simulation, qui sont :

- la pression thermique,  $n_i k_B T_i$  où  $n_i$  est la densité d'ions,  $T_i$  leur température et  $k_B$  la constante de Boltzmann ;
- la pression dynamique,  $\rho_i V_i^2$ , où  $\rho_i$  est la masse volumique des ions et  $V_i$  leur vitesse ;
- la pression magnétique,  $B^2/2\mu_0$ , où  $B$  est l'intensité du champ magnétique et  $\mu_0$  la perméabilité du vide.

Ces trois densités d'énergie, données en nPa, sont tracées sur la Figure 6.10 au temps  $t = 1000 \Omega_{ci}^{-1}$ , c'est-à-dire lorsque le champ magnétique est parallèle à  $\vec{e}_z$ . On a pris soin de conserver la même échelle pour chacune de ces cartes. La partie supérieure de la Figure 6.10 correspond à la pression dynamique, la partie centrale à la pression magnétique et la partie inférieure à la pression thermique. La contribution de cette dernière à la densité d'énergie totale dans la magnétogaine est incontestablement négligeable par rapport aux autres, car elle est dans l'ensemble inférieure à 1 nPa, à de rares exceptions près.

Dans la magnétogaine, la pression magnétique est maximale près du point subsolaire, où elle atteint près de 3 nPa en raison de l'empilement des lignes de champ qui provoquent un renforcement de l'intensité du champ magnétique. Ailleurs dans cette région, elle est distribuée de façon relativement uniforme et reste autour de 1 nPa. Il n'apparaît pas de

différence majeure entre les plans XY et XZ. En revanche, la pression dynamique (partie supérieure de la Figure 6.10) présente une distribution beaucoup plus contrastée dans la magnétogaine. Dans le plan XZ, elle est comprise entre 1 et 2 nPa, tandis qu'elle peut atteindre jusqu'à près de 5 nPa dans le plan XY, le long de la magnétopause. De plus, la pression dynamique est minimale au niveau de cette frontière dans le plan XZ, alors que c'est là que ses plus hautes valeurs sont rencontrées dans le plan XY.

Ces variations de la pression dynamique ne sont pas liées à la densité, car la répartition de celle-ci dans la magnétogaine est globalement symétrique par rotation autour de l'axe  $x$ . En revanche, la vitesse varie fortement selon que l'on se place dans une région ou une autre de la magnétogaine, comme l'illustre la Figure 6.11. Dans le plan XZ (à droite), contenant les lignes de champ magnétique, nous retrouvons un profil de vitesse "classique" pour la magnétogaine : la vitesse est minimum au nez de la magnétosphère, elle réaugmente au fur et à mesure que le plasma se propage vers l'aval du choc, et elle est partout inférieure à celle du vent solaire. Nous avons déjà vu des profils semblables au paragraphe 4.2.1 lors de la validation de notre modèle de magnétogaine (voir Figure 4.4). Dans le plan équatorial (à gauche), perpendiculaire aux lignes de champ magnétique, la distribution des vitesses en aval du choc reste assez similaire à celle que nous venons de décrire, avec toutefois une différence majeure au voisinage de la magnétopause, sur les flancs matin et soir. L'amplitude de la vitesse  $y$  est bien plus grande que dans le plan XZ, et est même jusqu'à 1,4 fois supérieure à celle du vent solaire. Le plasma est donc accéléré près de la magnétopause dans le plan perpendiculaire aux lignes de champ magnétique interplanétaire.

Ce phénomène a été observé dans la magnétogaine terrestre par de nombreux satellites, tels que ISEE 1 et 2 et IMP 8 (*Chen et al., 1993*), Cluster (*Lavraud et al., 2007 ; Lavraud et al., 2013*), Geotail (*Rosenqvist et al., 2007*) ou encore Themis (*Harris et al., 2013*). Ces études mettent en évidence la présence d'écoulements dans la magnétogaine dont la vitesse est supérieure à celle mesurée simultanément dans le vent solaire, généralement pendant le passage de nuages magnétiques ou d'éjections de masse coronales interplanétaires (*Rosenqvist et al., 2007 ; Lavraud et al., 2007 ; Lavraud et al., 2013 ; Harris et al., 2013*). En particulier, les observations conjointes de ISEE 1 et 2 sur le flanc côté matin de la magnétogaine et de IMP 8 sur le flanc côté soir révèlent que ces accélérations se produisent simultanément de part et d'autre de l'axe Terre-Soleil (*Chen et al., 1993*).

### Mécanismes d'accélération

Un mécanisme pouvant accélérer efficacement les particules est la reconnexion magnétique. Cependant, ces observations (*Chen et al., 1993 ; Rosenqvist et al., 2007 ; Lavraud et al., 2007 ; Lavraud et al., 2013 ; Harris et al., 2013*) ont été faites dans des conditions où le champ magnétique interplanétaire est orienté vers le nord, et donc où il est peu susceptible d'y avoir reconnexion du côté jour de la magnétopause. De même, dans notre simulation, la composante  $B_z$  du champ magnétique reste en permanence positive. Par conséquent, nous pouvons raisonnablement écarter la reconnexion magnétique des causes possibles de ces accélérations sur les flancs de la magnétogaine.

## 6.4. INTERACTION D'UN NUAGE MAGNÉTIQUE AVEC UN CHOC EN CONFIGURATION QUASI-PERPENDICULAIRE

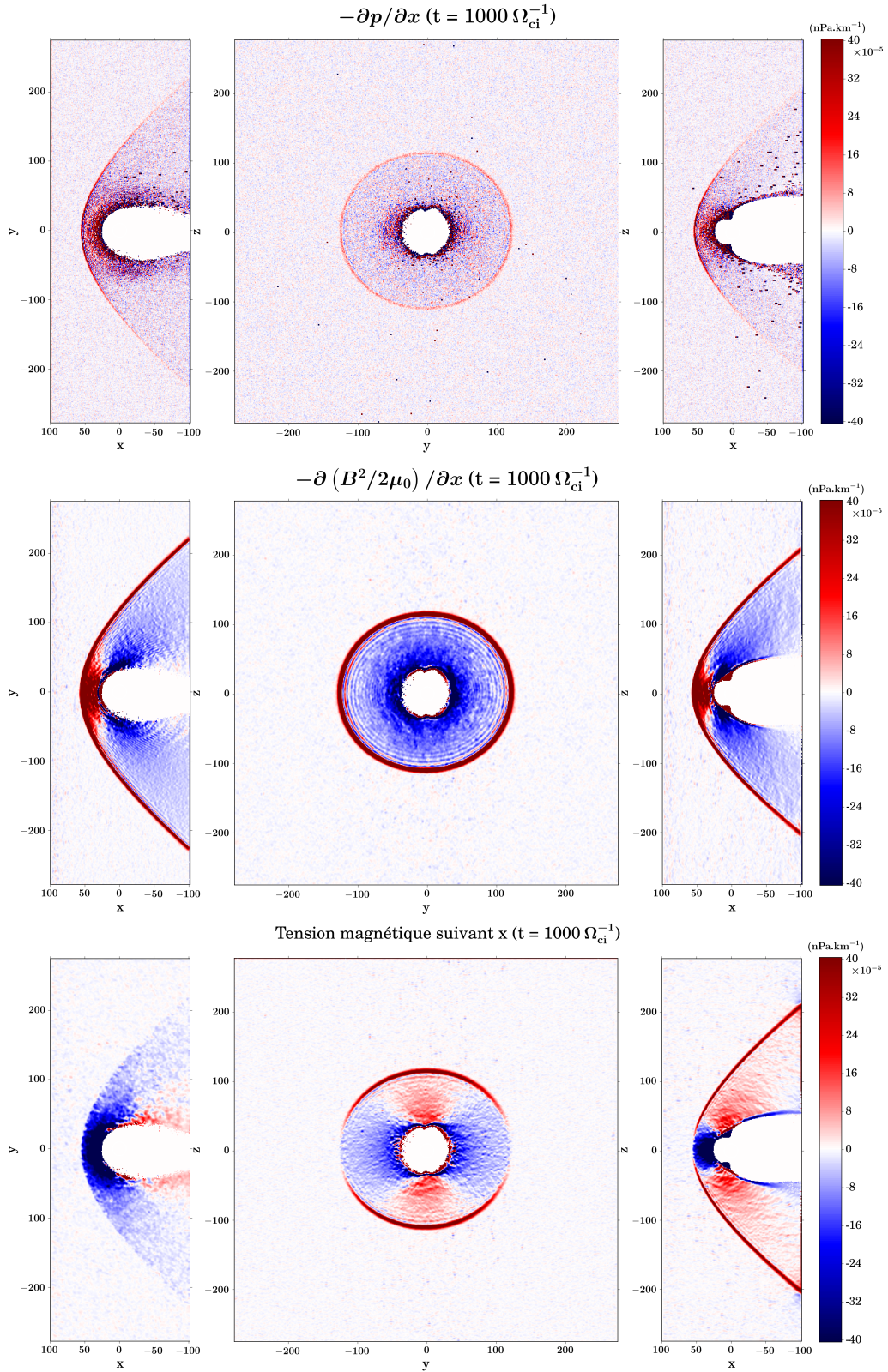


FIGURE 6.12 – Composante suivant  $x$  du gradient de pression thermique (en haut), magnétique (au milieu) et de la tension magnétique (en bas) dans le domaine de simulation à  $t = 1000 \Omega_{ci}^{-1}$ , dans le plan XY (à gauche), YZ en  $x = 0 c/\omega_{pi}$  (plan du terminateur) (au milieu) et XZ (à droite).

Outre les processus de reconnexion que nous excluerons ici, trois forces peuvent, d'après la description MHD du plasma, contribuer à cette distribution asymétrique des vitesses dans la magnétogaine : le gradient de pression thermique, le gradient de pression magnétique et la tension magnétique. En effet, la conservation de l'impulsion s'écrit :

$$\rho_i \left[ \frac{\partial \vec{V}_i}{\partial t} + (\vec{V}_i \cdot \vec{\nabla}) \vec{V}_i \right] = \vec{J} \times \vec{B} - \vec{\nabla} p \quad (6.8)$$

où  $\rho_i$  est la masse volumique des ions,  $V_i$  leur vitesse,  $\vec{J}$  la densité de courant et  $p$  la pression thermique du plasma. Le terme  $\vec{J} \times \vec{B}$  se décompose de la manière suivante :

$$\vec{J} \times \vec{B} = \frac{1}{\mu_0} (\vec{B} \cdot \vec{\nabla}) \vec{B} - \vec{\nabla} \frac{\vec{B}^2}{2\mu_0} \quad (6.9)$$

où  $\frac{1}{\mu_0} (\vec{B} \cdot \vec{\nabla}) \vec{B}$  correspond à la tension magnétique et  $\vec{\nabla} \frac{\vec{B}^2}{2\mu_0}$  au gradient de pression magnétique. On remarquera que la contribution de ce dernier est négative, et qu'il en est de même pour le gradient de pression thermique. Afin de simplifier la comparaison entre les différentes forces entrant en jeu, nous présenterons par la suite directement  $-\vec{\nabla} p$  et  $-\vec{\nabla} \frac{\vec{B}^2}{2\mu_0}$ , que nous désignerons par abus de langage comme les gradients de pression thermique et magnétique.

Sachant que la vitesse des ions est dirigée essentiellement suivant la direction  $-x$ , nous allons nous intéresser ici à la composante suivant  $x$  de chacune de ces trois forces. Toutes trois sont tracées sur la Figure 6.12 à  $t = 1000 \Omega_{ci}^{-1}$ . Il en ressort que la composante suivant  $x$  du gradient de pression thermique (partie supérieure de la Figure 6.12) est très similaire dans le plan où les vitesses sont maximales (plan XY, à gauche) et dans le plan contenant les lignes de champ magnétique (plan XZ, à droite). Il en est de même pour le gradient de pression magnétique (partie centrale de la Figure 6.12) : dans ces deux plans, sa composante suivant  $x$  est positive au niveau du choc, puisque l'amplitude du champ magnétique augmente à la traversée de cette frontière, ainsi que dans la région subsolaire, puis elle devient négative sur les flancs de la magnétosphère. De plus, la distribution dans la magnétogaine des gradients de pression magnétique et thermique ne varie pas au cours de la simulation, et ce quelle que soit la composante considérée (la variation temporelle de ces paramètres n'est pas illustrée ici). Pour ces raisons, ces deux forces ne permettent de toute évidence pas d'expliquer les asymétries observées, ni leur rotation au cours du passage du nuage magnétique.

En revanche, la distribution de la composante suivant  $x$  de la tension magnétique  $T_x$  dans la magnétogaine n'est pas symétrique par rotation autour de l'axe  $x$  (partie inférieure de la Figure 6.12). Cela est particulièrement visible dans le plan du terminateur (au milieu), où elle est positive au voisinage des pôles et négative près du plan équatorial, là où l'écoulement est accéléré. En outre, l'orientation de la tension magnétique dans la magnétogaine évolue au cours du passage du nuage magnétique. A l'arrivée de celui-ci, la région où  $T_x$  est positive se trouve dans le plan équatorial, où sont alors contenues les lignes de champ magnétique, puis se déplace vers les hautes latitudes au fur et à mesure de la rotation du champ magnétique. A l'inverse, la région où  $T_x$  est négative tourne progressivement des pôles vers l'équateur, tout comme les régions où les accélérations sont observées. La tension magnétique est donc vraisemblablement à l'origine de cette distribution asymétrique des vitesses dans la magnétogaine, créant une dichotomie entre

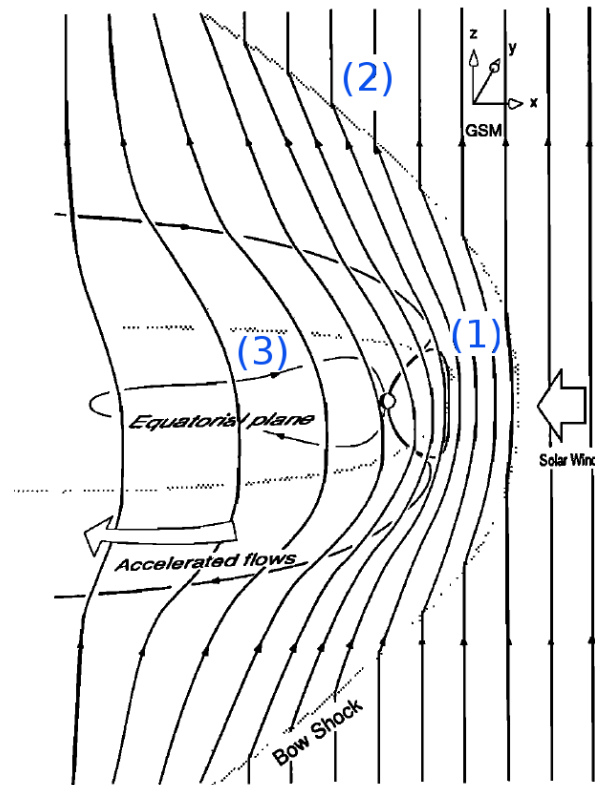


FIGURE 6.13 – Accélération des particules sur les flancs de la magnétogaine par la tension magnétique des lignes de champ, ici dans le cas d'un champ magnétique interplanétaire orienté vers le nord. (1) Les lignes de champ s'empilent à l'avant de la magnétosphère tandis que (2) leurs extrémités sont emportées par l'écoulement du vent solaire. (3) Les lignes de champ glissent le long de la magnétopause et la tension magnétique relâchée accélère les particules dans la magnétogaine équatoriale (Figure adaptée de *Chen et al. (1993)*).

les secteurs de la magnétogaine contenant les lignes de champ magnétique et ceux qui leur sont perpendiculaires.

Ce résultat est en accord avec les conclusions de *Chen et al. (1993)* qui, à l'aide d'un modèle phénoménologique basé sur les équations de la MHD idéale et de simulations MHD, attribuent les accélérations observées dans la magnétogaine par différents satellites à la tension magnétique due au drapé des lignes de champ autour de la magnétosphère. Le schéma présenté sur la Figure 6.13, extrait de *Chen et al. (1993)*, illustre ce mécanisme. De façon simplifiée, on peut considérer les lignes de champ comme des élastiques dont la partie "centrale" est ralentie à l'avant de la magnétosphère. Ce ralentissement cause un empilement des lignes de force, et donc l'augmentation de l'intensité du champ magnétique dans cette région (étape (1) sur la Figure 6.13). Les "extrémités" de ces mêmes lignes de champ, qui sont entraînées par l'écoulement du vent solaire, se courbent sur les flancs nord et sud de la magnétopause (étape (2)). Une fois que leur partie "centrale" parvient à glisser sur les flancs de la magnétopause, les lignes de force se relâchent brusquement et la tension ainsi libérée accélère les particules (étape (3)).

En résumé, au niveau du terminateur, nous avons d'une part les gradients de pression magnétique et thermique qui agissent de façon symétrique, par rotation autour de l'axe  $x$ , sur l'écoulement du plasma dans la magnétogaine, et d'autre part la tension magnétique dont la contribution dépend de la position par rapport aux lignes de champ magnétique. Dans le plan contenant ces dernières, la tension magnétique tend à ralentir les particules, tandis que, dans le plan qui leur est perpendiculaire, elle vient s'ajouter aux autres forces et contribue à accélérer le plasma jusqu'à des vitesses supérieures à celle du vent solaire. Dans ces régions d'accélération, les composantes suivant  $x$  du gradient de pression magnétique et de la tension magnétique sont du même ordre de grandeur, de  $-2$  à  $-3 \cdot 10^{-4}$  nPa.km $^{-1}$ . Le gradient de pression thermique est fortement bruité mais semble globalement présenter des valeurs plus faibles (en valeur absolue). Ces résultats concernant les accélérations sont similaires à ceux obtenus à l'aide de simulations MHD globales par *Lavraud et al., 2007*, qui concluent que les vitesses importantes observées perpendiculairement aux lignes de champ magnétiques sont à la fois dues à la tension magnétique et au gradient de pression magnétique, et que les contributions de ces deux forces sont à peu de choses près équivalentes.

En définitive, il apparaît que la tension magnétique est à l'origine de la distribution asymétrique des vitesses observée dans la magnétogaine, car le drapé des lignes de champ magnétique accélère le plasma sur les flancs de la magnétopause dans le plan qui leur est perpendiculaire. Une augmentation de la vitesse implique une pression dynamique accrue, qui a pour conséquence une déformation de la magnétopause, dont les flancs soir et matin sont comprimés. En ce qui concerne l'onde de choc, la pression cinétique ne semble pas être à l'origine de sa forme ellipsoïdale dans le plan YZ. Une cause possible de la déformation du choc pourrait être la variation de la tension magnétique, qui au niveau de cette frontière est dix fois plus grande dans le plan contenant les lignes de champ magnétique que dans le plan qui leur est perpendiculaire. Enfin, nous n'avons ici présenté que les résultats obtenus au dernier temps de la simulation, quand le champ magnétique est parallèle à  $z$ , mais ces conclusions sont aussi valides pour le reste du passage du nuage magnétique, au cours duquel la région d'accélération dans la magnétogaine tourne autour de l'axe  $x$  avec le champ magnétique interplanétaire.

## 6.5 Interaction d'un nuage magnétique avec un choc en configuration quasi-parallèle

Nous nous plaçons maintenant dans une configuration de nuage magnétique où le régime quasi-parallèle est présent sur une partie de l'onde de choc. Ainsi que nous l'avons vu au Chapitre 4, cette situation est rencontrée lorsque l'axe de la corde de flux est fortement incliné vers le plan équatorial et en-dehors du plan perpendiculaire à l'écoulement, ou lorsque l'on rencontre le nuage magnétique très loin de son axe central.

Sachant que  $B_x$  ne peut ensuite plus être modifié au cours de la simulation, l'orientation du champ magnétique interplanétaire sera initialement quasi-radiale, c'est-à-dire qu'il fera un angle de  $20^\circ$  avec la direction de l'écoulement et sera contenu dans le plan équatorial. Ceci nous permettra d'obtenir une région quasi-parallèle aussi étendue que possible à la surface du choc. Par la suite, lors de l'augmentation de son intensité, nous ne pourrons faire varier que sa composante  $B_y$  dont la valeur triplera, comme dans la simulation présentée

au paragraphe précédent. Cependant, puisque cette composante a une importance relative plus faible dans le cas présent, l'accroissement total de l'amplitude du champ magnétique sera plus modeste, de 10 à 14 nT. Le nombre de Mach d'Alfvén passera donc de 5,6 à 4, contre 1,8 dans le cas précédent. Par conséquent, la magnétogaine sera plus petite car le choc s'éloignera moins de l'obstacle. Après l'augmentation de  $B_y$ , le champ magnétique interplanétaire forme un angle de  $47^\circ$  avec l'axe  $x$ , ce qui correspond à une orientation de type "spirale de Parker" au niveau de la Terre. Dans ces conditions, il est bien attendu qu'une partie de l'onde de choc soit en régime quasi-parallèle. Enfin, nous ferons tourner le champ magnétique dans le plan YZ, tout en gardant  $B_x$  constant. Le schéma de la Figure 6.4, retraçant les différentes étapes de la simulation, reste valide pour ce cas.

### 6.5.1 Impact du choc sur le nuage magnétique

A nouveau, nous allons commencer par nous intéresser à l'impact de la traversée du choc sur la structure de ce nuage magnétique, en nous appuyant sur les observations de satellites virtuels dans la magnétogaine. Sur la Figure 6.14, nous avons tracé l'évolution au cours du temps de l'amplitude et des différentes composantes du champ magnétique, ainsi que de l'angle  $\psi$  entre le champ magnétique dans le vent solaire et celui dans la magnétogaine. Les courbes noires représentent les paramètres d'entrée de la simulation, donc le vent solaire. Sur celles-ci, on repère l'augmentation de l'intensité du champ magnétique (graphique 6.14a) entre  $t = 160 \Omega_{ci}^{-1}$  et  $t = 220 \Omega_{ci}^{-1}$ , et la rotation lente du champ magnétique dans le plan YZ (graphiques 6.14c et d). La composante  $B_x$  (graphique 6.14b) reste constante et vaut -9,8 nT.

Les courbes rouges, vertes et bleues correspondent comme précédemment aux observations de satellites virtuels dans différentes régions de la magnétogaine (Figure 6.14). La première différence qui apparaît par rapport au cas précédent est l'apparition de fluctuations du champ magnétique, tant sur son amplitude que sur ses composantes, et ce au niveau des trois satellites situés en aval du choc. En ce qui concerne la compression du champ magnétique (voir graphique 6.14a), elle reste maximum dans la région subsolaire (courbe rouge), vraisemblablement à cause de l'empilement des lignes de champ. En revanche, elle diffère maintenant d'un flanc à l'autre du choc : au début du nuage magnétique, on a un écart d'une dizaine de nT entre l'amplitude mesurée par le satellite côté soir (en bleu) et celui côté matin (en vert). De plus, la compression est particulièrement faible du côté soir : l'intensité du champ magnétique est à peine deux fois plus importante dans cette partie de la magnétogaine que dans le vent solaire. L'écart entre les amplitudes observées côté soir et côté matin a par la suite tendance à diminuer.

L'angle  $\psi$  (graphique 6.14e) montre que la structure du nuage magnétique est fortement altérée dans la région subsolaire et sur le flanc soir de la magnétogaine, bien que cette altération diminue au fur et à mesure du passage du nuage magnétique. Du côté matin, en revanche,  $\psi$  est inférieur à  $20^\circ$  pendant la majeure partie du nuage magnétique, ce qui est comparable aux valeurs obtenues dans le cas précédent (voir paragraphe 6.4).

Pour interpréter ces disparités entre les observations des différents satellites virtuels, il est nécessaire de se pencher sur la configuration du choc rencontrée en amont de ces satellites. La Figure 6.15 présente les valeurs de  $\Theta_{Bn}$  cartographiées à la surface du choc, aux temps  $t = 300 \Omega_{ci}^{-1}$  (à gauche) et  $t = 1000 \Omega_{ci}^{-1}$  (à droite). D'après ces cartes, le satellite côté soir est tout d'abord localisé en aval d'un choc quasi-parallèle, où  $\Theta_{Bn} \lesssim 20^\circ$ , tandis



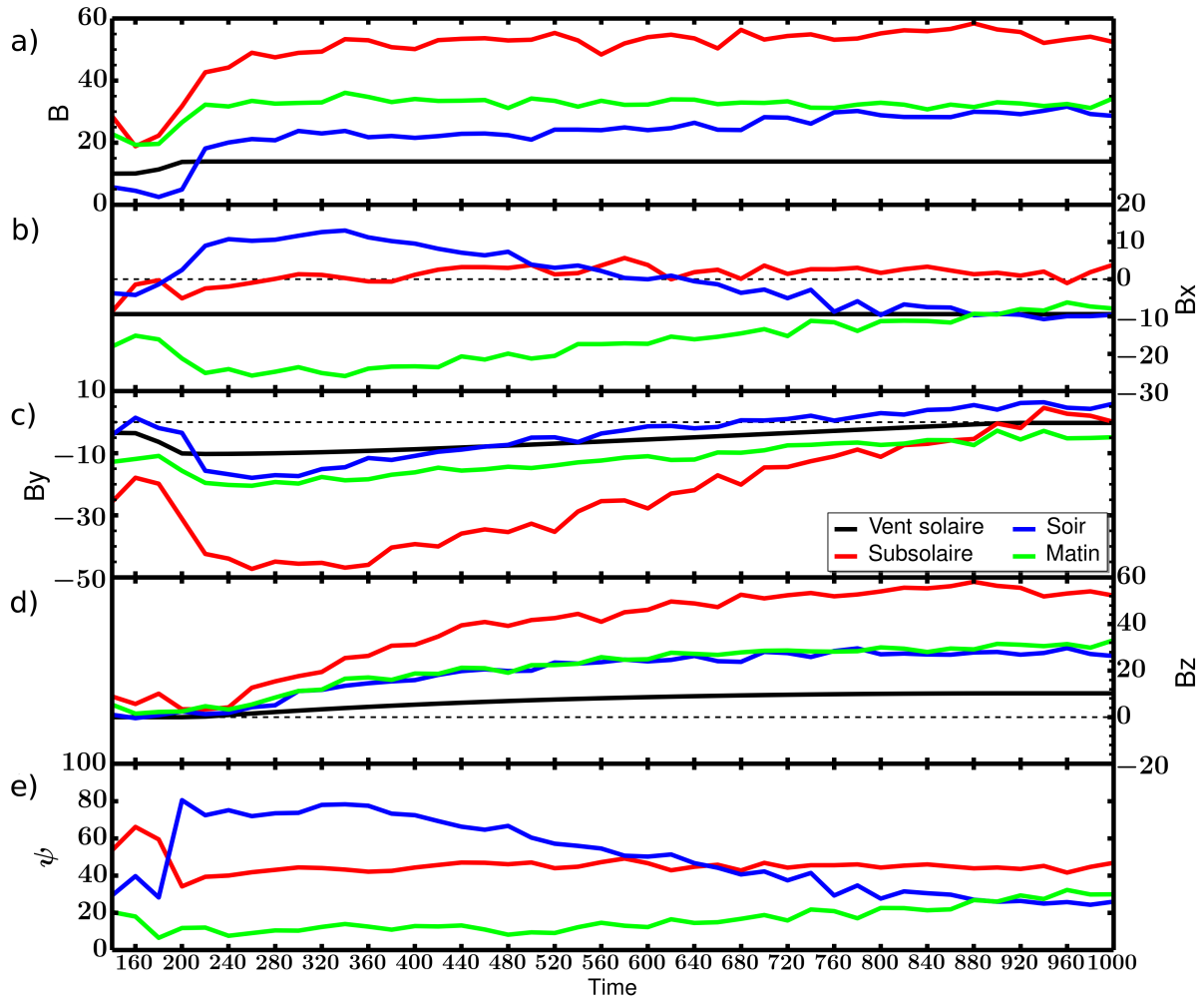


FIGURE 6.14 – Observations de satellites virtuels dans le vent solaire (en noir) et dans la magnétogaine, dans la région subsolaire (en rouge), du côté matin (en vert) et du côté soir (en bleu). Même format que la Figure 6.5.

que le satellite côté matin est lui dans la région quasi-perpendiculaire du choc ( $\Theta_{Bn} \gtrsim 80^\circ$ ). Au fur et à mesure de la simulation, la région quasi-parallèle tourne vers le sud de l'onde de choc, et l'écart entre les valeurs de  $\Theta_{Bn}$  en amont de ces deux satellites se réduit peu à peu, jusqu'à ce qu'on ait pour tout deux  $\Theta_{Bn}$  de l'ordre de  $60^\circ$  à la fin du passage du nuage magnétique.

Ceci permet donc d'expliquer les différentes amplitudes du champ magnétique observées et leur variation au cours du temps, ainsi que le comportement de l'angle  $\psi$  (graphique 6.14e). La présence d'une configuration quasi-parallèle du côté soir explique les grandes valeurs de  $\psi$  observées au niveau de ce satellite (en bleu) au début de la simulation.  $\psi$  réduit ensuite peu à peu, au fur et à mesure que  $\Theta_{Bn}$  augmente, passant progressivement de  $20^\circ$  à  $60^\circ$ . Du côté matin au contraire, le choc reste en configuration quasi-perpendiculaire.  $\Theta_{Bn}$  y décroît seulement de  $90^\circ$  à  $60^\circ$ , d'où l'augmentation de  $\psi$  à la fin de la simulation (en vert), mais on reste à des valeurs relativement petites de cet angle, en dessous de  $30^\circ$ .

Les composantes du champ magnétique varient fortement en aval de l'onde de choc, et tout particulièrement la composante  $B_x$  (graphique 6.14b), afin de permettre aux lignes de

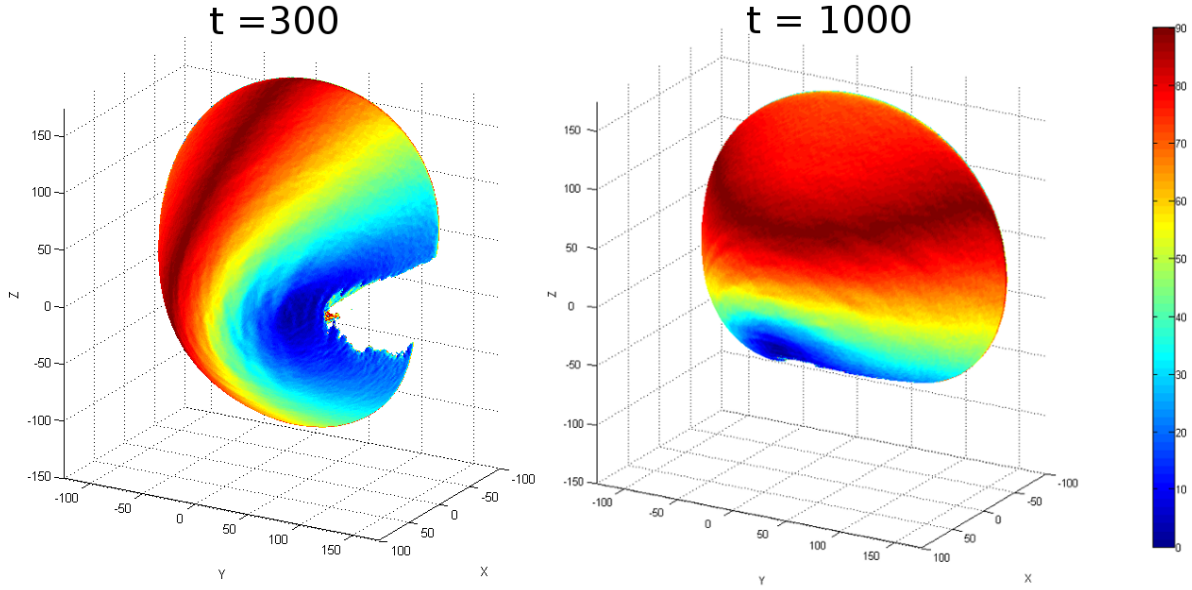


FIGURE 6.15 – Valeur de l'angle  $\Theta_{Bn}$  à la surface de l'onde de choc à  $t = 300 \Omega_{ci}^{-1}$  (à gauche) et à  $t = 1000 \Omega_{ci}^{-1}$  (à droite).

champ de contourner la magnétosphère. Comme dans le modèle de magnétogaine, nous retrouvons dans la simulation que la composante du champ magnétique hors du plan considéré, ici  $B_z$  puisque les satellites virtuels sont localisés dans le plan équatorial, est peu modifiée au passage du choc, mise à part l'augmentation de son intensité (graphique 6.14d). En particulier, les satellites côté soir et côté matin rencontrent un  $B_z$  très similaire, bien qu'ils soient situés dans des régions de la magnétogaine où les régimes de choc sont très différents.

En plus du plan équatorial, nous allons aussi examiner les observations de satellites virtuels positionnés de manière similaire dans la magnétogaine, mais dans le plan XZ, qui lui est perpendiculaire. Les résultats ainsi obtenus sont tracés sur la Figure 6.16. Les données dans le vent solaire (en noir) et dans la région subsolaire (en rouge) sont les mêmes que sur la Figure 6.14, tandis que les courbes bleu clair et vert clair correspondent respectivement aux flancs nord et sud de la magnétogaine.

Nous y retrouvons globalement les mêmes caractéristiques que dans le plan équatorial : la compression du champ magnétique diffère sur les flancs opposés de la magnétogaine, révélant les asymétries à l'intérieur de celle-ci, et est particulièrement faible quand les valeurs de  $\Theta_{Bn}$  sont très petites, notamment à la fin de la simulation où cet angle approche de  $0^\circ$  au niveau du satellite dans la partie sud (voir Figure 6.15). Les composantes  $B_x$  et  $B_z$  sont modifiées de façon différente d'un point d'observation à un autre, tandis que  $B_y$  varie dans le même sens au niveau de tous les satellites, ce qui est en accord avec le commentaire fait plus tôt au sujet de la composante du champ magnétique perpendiculaire au plan considéré. Comme nous l'avons observé avec notre modèle de magnétogaine dans l'exemple détaillé au paragraphe 4.3.2, la composante  $B_z$  peut changer de signe en aval de l'onde de choc. Ici, elle est négative jusqu'au temps  $t = 260 \Omega_{ci}^{-1}$  alors qu'elle est nulle puis positive côté vent solaire.

L'angle  $\psi$  révèle une fois encore la forte modification subie par la structure du nuage magnétique dans la magnétogaine, que ce soit dans la région subsolaire ou dans la partie

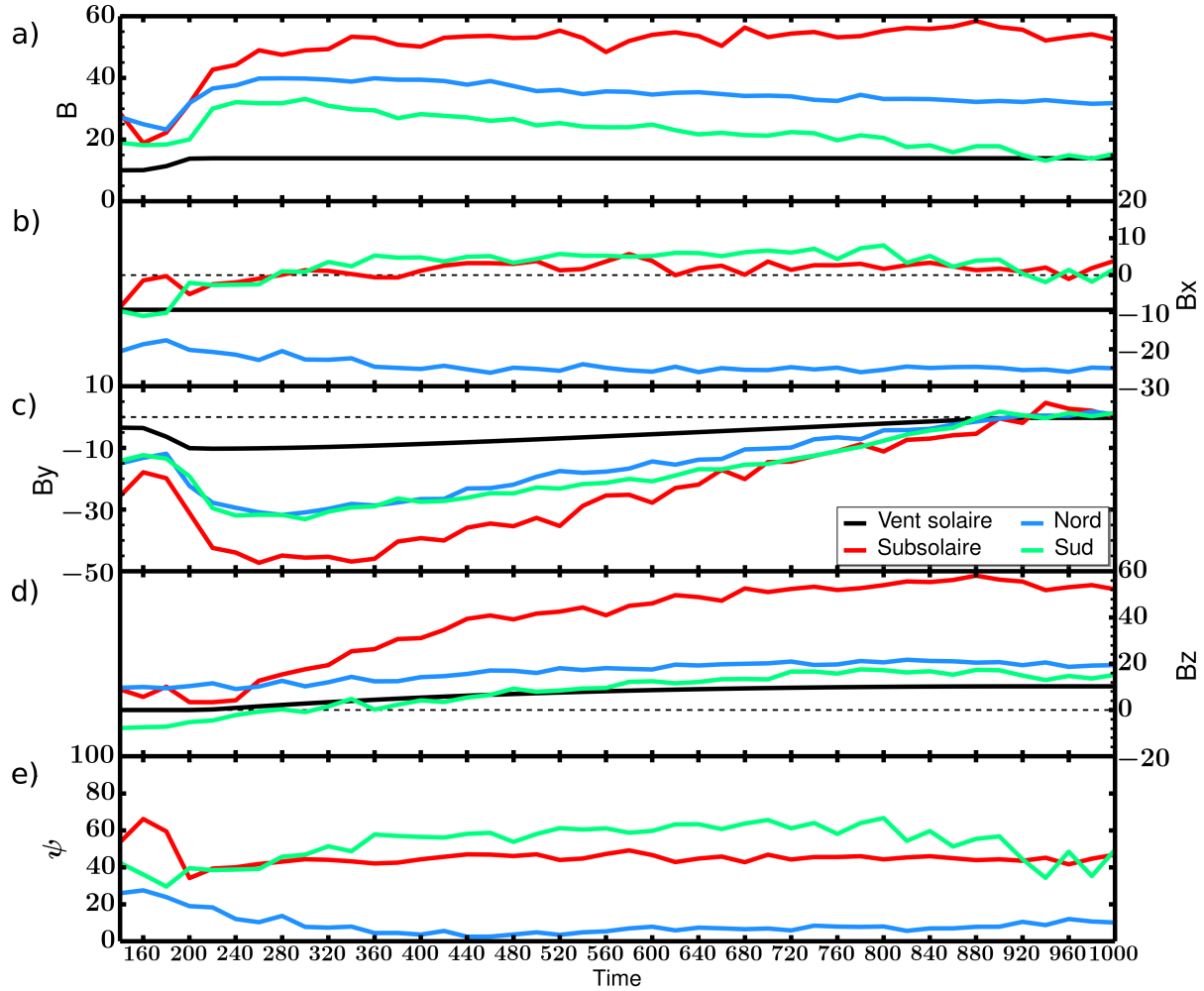


FIGURE 6.16 – Observations de satellites virtuels dans le vent solaire (en noir) et dans la magnétogaine, dans la région subsolaire (en rouge), sur le flanc sud (en vert) et sur le flanc nord (en bleu). Même format que la Figure 6.5.

sud. Du côté nord,  $\psi$  est au contraire très faible, traduisant une faible variation de l'orientation du champ magnétique du vent solaire à la magnétogaine. Ces disparités entre les différents secteurs de la magnétogaine avaient déjà été mises en évidence par le modèle de magnétogaine, et dans une moindre mesure avec les observations de satellites. Les résultats de cette simulation confirment ceux obtenus précédemment.

Pour avoir un aperçu plus global de la variation de la structure du nuage magnétique dans la magnétogaine, les Figures 6.17 et 6.18 présentent la valeur de l'angle  $\psi$  dans trois plans de coupe à l'intérieur de la simulation, à  $t = 300 \Omega_{ci}^{-1}$  et  $t = 1000 \Omega_{ci}^{-1}$ . On remarquera que l'échelle de couleur s'étend de  $0^\circ$  à  $100^\circ$ , contre seulement  $60^\circ$  dans le cas détaillé au paragraphe précédent. Si l'orientation du champ magnétique est relativement peu modifiée, c'est-à-dire qu'elle varie de moins de  $20^\circ$ , dans une partie importante de la magnétogaine, elle est en revanche très largement altérée en aval de la région quasi-parallèle du choc. Dès la traversée de cette frontière, on observe un écart d'une cinquantaine de degrés entre les directions amont et aval du champ magnétique, qui augmente encore par la suite.

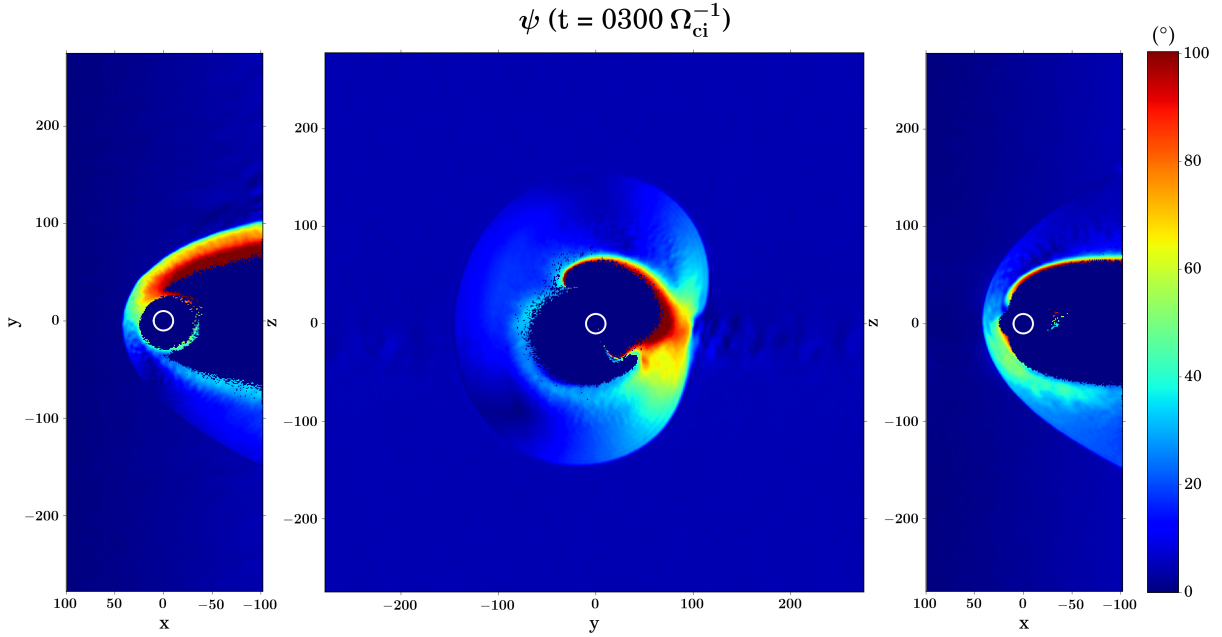


FIGURE 6.17 – Valeur de  $\psi$  dans le domaine de simulation à  $t = 300 \Omega_{ci}^{-1}$  (voir légende de la Figure 6.7 pour plus de détails).

Ces cartes révèlent la structuration profondément asymétrique du champ magnétique dans la magnétogaine au cours du passage de ce nuage magnétique. On pourra d'ailleurs remarquer que, à  $t = 300 \Omega_{ci}^{-1}$ , la carte de  $\psi$  dans le plan XZ n'est pas symétrique par rapport à l'axe  $x$ , tandis que celle dans le plan XY à  $t = 1000 \Omega_{ci}^{-1}$  l'est. Si nous nous basons sur la conclusion tirée au chapitre précédent, à savoir que  $\psi$  et  $\Theta_{Bn}$  sont anti-corrélés, cela signifie que l'angle  $\Theta_{Bn}$  diffère de part et d'autre de l'axe  $x$  dans le premier cas, et pas dans le second. Ceci expliquerait pourquoi les satellites dans les régions nord et sud n'observent pas la même intensité du champ magnétique, alors que ceux côté soir et matin mesurent des amplitudes similaires à la fin de la simulation, quand  $\psi$  est réparti de façon symétrique dans le plan équatorial.

Pour conclure sur l'impact à grande échelle du choc sur ce nuage magnétique, les résultats obtenus avec le code hybride sont en très bon accord avec les observations de satellites et confortent les sorties de notre modèle de magnétogaine. Nous avons ainsi retrouvé la faible compression du champ magnétique attendue en aval d'un choc quasi-parallèle, ainsi que la forte variation de son orientation que nous avons mise en évidence dans les chapitres précédents. Cette simulation nous permet de confirmer ce qui avait déjà été observé avec le modèle de magnétogaine, à savoir que cette région présente de profondes asymétries, que ce soit au niveau de la direction ou de l'intensité du champ magnétique, lorsqu'une région quasi-parallèle est présente sur un des flancs du choc. On peut donc raisonnablement supposer que ces asymétries existent dans de nombreux cas de nuages magnétiques, car le choc est rarement restreint au régime quasi-perpendiculaire. De ce fait, selon la région de la magnétogaine prise en compte, la structure du nuage magnétique pourra différer notablement ou au contraire être très proche de celle dans le vent solaire, ce qui affectera nécessairement son impact sur la magnétosphère.

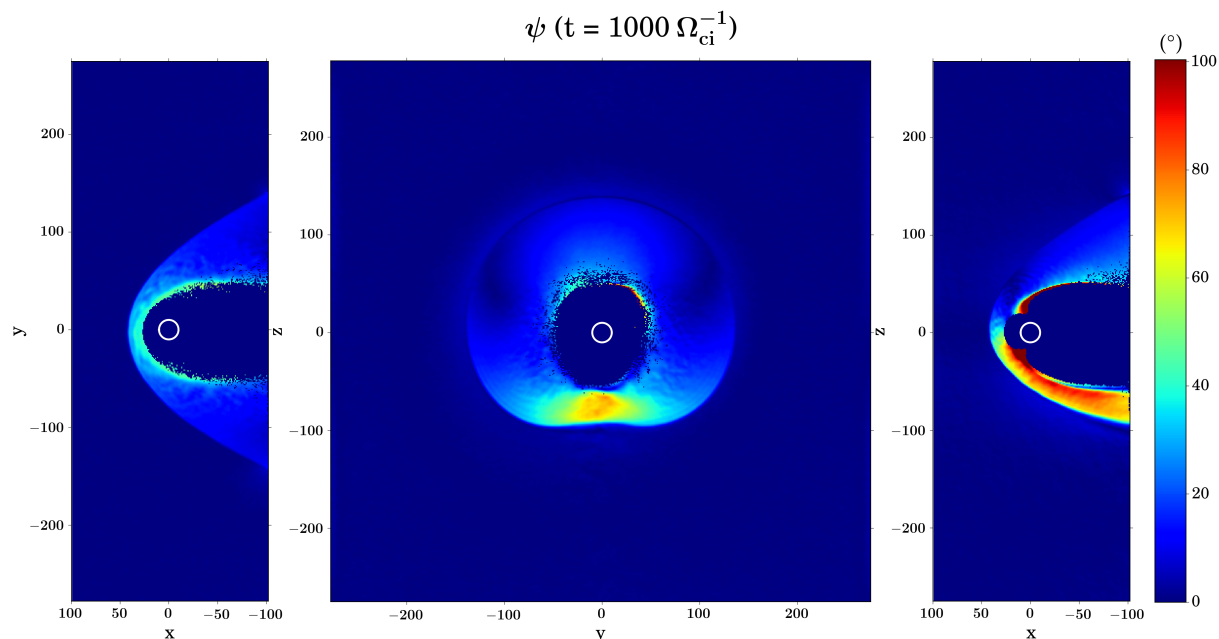


FIGURE 6.18 – Valeur de  $\psi$  dans le domaine de simulation à  $t = 1000 \Omega_{ci}^{-1}$  (voir légende de la Figure 6.7 pour plus de détails).

### 6.5.2 Impact du nuage magnétique sur le choc

Comme dans le cas quasi-perpendiculaire, nous allons maintenant nous intéresser à l'impact de ce nuage magnétique sur l'environnement planétaire. A nouveau, la diminution du nombre de Mach d'Alfvén associée à l'augmentation de l'intensité du champ magnétique provoque l'éloignement du choc par rapport à l'obstacle. Cela est illustré sur les Figures 6.19 et 6.20, où est présentée la densité des ions dans la simulation à  $t = 160 \Omega_{ci}^{-1}$ , donc avant l'arrivée du nuage magnétique, et à  $t = 240 \Omega_{ci}^{-1}$ , quand l'intensité du champ magnétique a atteint sa valeur maximale. Le déplacement du choc est néanmoins nettement moindre que dans la simulation précédente car le nombre de Mach ne descend qu'à 4, contre 1,8 auparavant.

La différence majeure entre cette simulation et celle étudiée au paragraphe 6.4 est bien entendu la présence du domaine quasi-parallèle à la surface du choc. Cette configuration est à l'origine de perturbations importantes en amont de l'onde de choc, qui forment le pré-choc, ainsi que dans la magnétogaine. Le pré-choc est la première partie de l'environnement planétaire avec laquelle le nuage magnétique interagit, et nous allons nous intéresser à son impact sur celle-ci. Le pré-choc est la région où les particules du vent solaire réfléchies sur l'onde de choc remontent le long des lignes de champ magnétique interplanétaire et perturbent l'écoulement incident. On y observe d'importantes fluctuations de tous les paramètres macroscopiques du plasma, parmi lesquels la densité des ions que nous allons examiner ici.

Avant l'arrivée du nuage magnétique, le pré-choc se trouve essentiellement dans le plan équatorial, du côté soir, comme on peut le voir sur la Figure 6.19 qui montre la densité d'ions dans trois plans de coupe à  $t = 160 \Omega_{ci}^{-1}$ , soit juste avant l'augmentation de l'intensité du champ magnétique. Dans le pré-choc, qui s'étend quasiment jusqu'à la face d'entrée du domaine de simulation, la densité totale, comprenant les ions du vent solaire

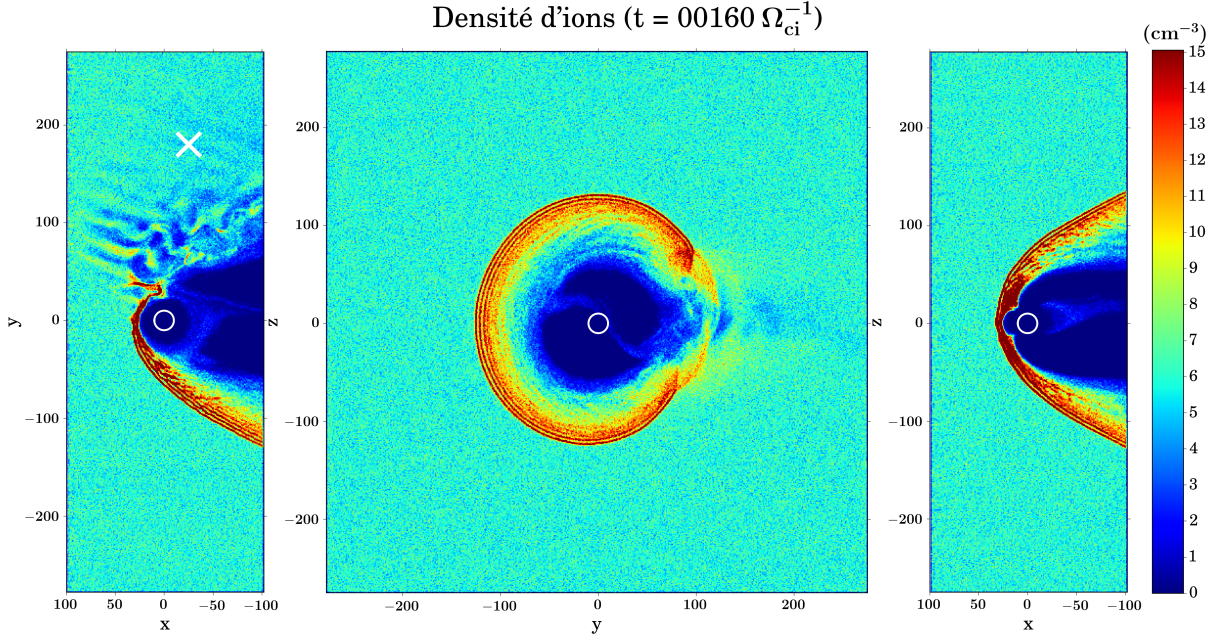


FIGURE 6.19 – Densité des ions dans le domaine de simulation à  $t = 160 \Omega_{ci}^{-1}$ , soit avant l'arrivée du nuage magnétique ( $M_A = 5, 6$ ). Les plans représentés sont les mêmes que sur la Figure 6.7.

et ceux réfléchis sur le choc, fluctue entre  $3$  et  $15 \text{ cm}^{-3}$ , tandis qu'elle reste autour de  $6 \text{ cm}^{-3}$  ailleurs dans le vent solaire. En aval du pré-choc, la magnétogaine elle-même est extrêmement fluctuante, et les variations de la densité y sont du même ordre de grandeur que du côté amont. Cela rend d'ailleurs la distinction entre pré-choc et magnétogaine difficile sur la Figure 6.19, d'autant que la compression est faible au niveau du choc quasi-parallèle, et donc celui-ci n'est pas défini par un saut bien net de la densité. Partout ailleurs, au contraire, on retrouve bien cette augmentation brusque de la densité qui nous permet d'identifier le choc.

Lorsque l'intensité du champ magnétique croît, au début du nuage magnétique, elle ne concerne que la composante  $B_y$  du champ magnétique, puisque  $B_x$  ne peut être augmentée. L'orientation du champ magnétique total est donc par la même occasion modifiée. Comme la direction du champ magnétique s'écarte de  $\vec{e}_x$ , la région quasi-parallèle a tendance à s'éloigner du point subsolaire et le pré-choc se déplace quelque peu vers les  $x$  négatifs à l'arrivée du nuage magnétique. C'est ce que montre la Figure 6.20, tracée à  $t = 240 \Omega_{ci}^{-1}$ , c'est-à-dire quand le champ magnétique a atteint son amplitude maximale.

La Figure 6.20 met aussi en évidence l'atténuation du pré-choc, comme s'il était "emporté" par le nuage magnétique. A ce temps de la simulation, le champ magnétique est incliné de  $45^\circ$  par rapport à l'axe  $x$  et le pré-choc devrait toujours s'étendre sur la majeure partie du côté soir du choc, mais la densité y présente des fluctuations bien plus faibles qu'à  $t = 160 \Omega_{ci}^{-1}$  (voir cartes de gauche des Figures 6.19 et 6.20). Dans le plan YZ en  $x = -100 c/\omega_{pi}$  de la Figure 6.20, on peut identifier le domaine quasi-parallèle du choc car il forme une sorte de "renforcement". En effet, une partie de l'énergie étant emportée par les ions réfléchis, la région quasi-parallèle est plus proche de l'obstacle que la région quasi-perpendiculaire. A la fin de la simulation (voir Figure 6.21), le secteur quasi-parallèle du

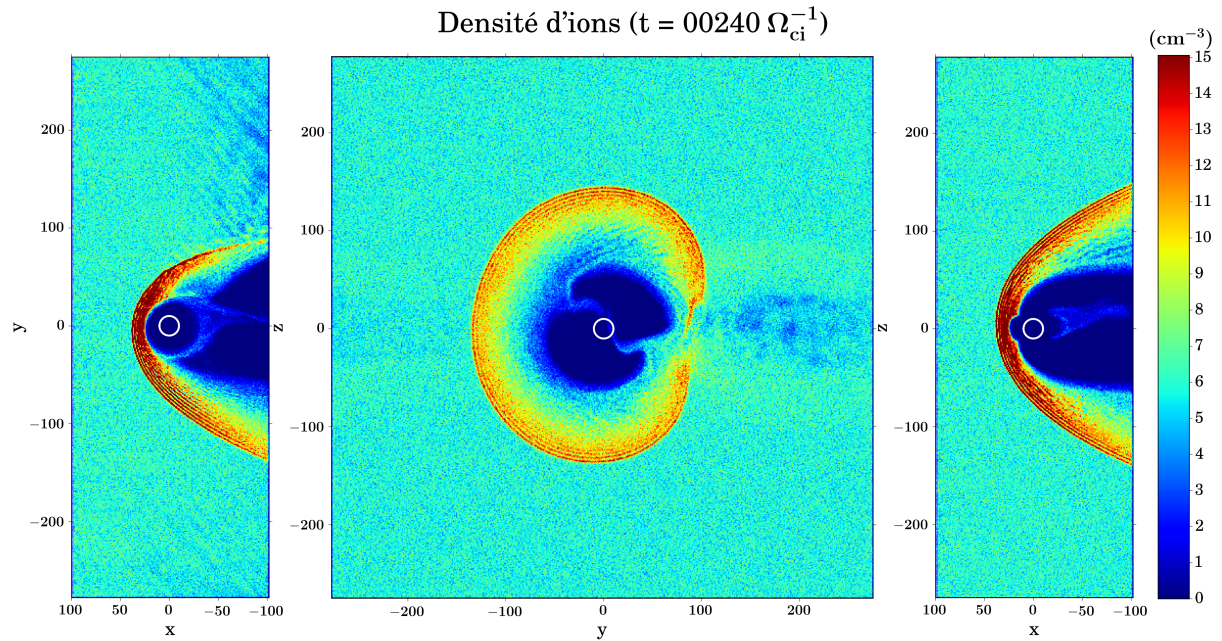


FIGURE 6.20 – Densité des ions dans le domaine de simulation à  $t = 240 \Omega_{ci}^{-1}$ , soit à la fin de l'augmentation de l'amplitude du champ magnétique et au début de sa rotation lente ( $M_A = 4$ ). Les plans représentés sont les mêmes que sur la Figure 6.7.

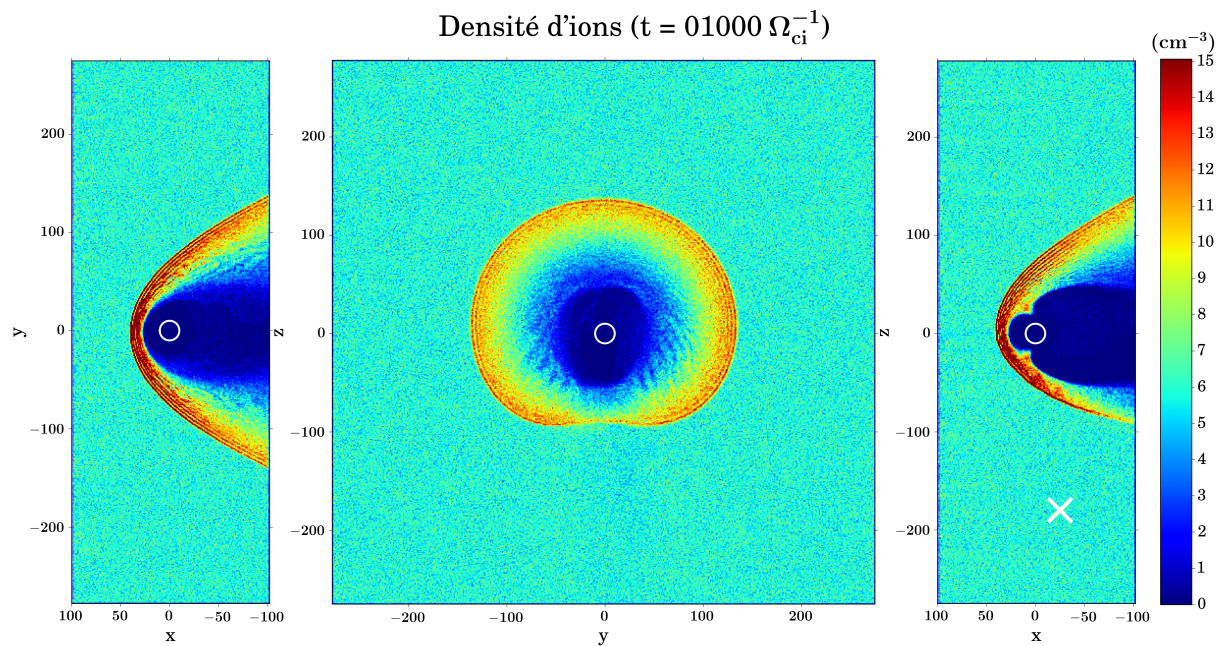


FIGURE 6.21 – Densité des ions dans le domaine de simulation à  $t = 1000 \Omega_{ci}^{-1}$ , soit à la fin du passage du nuage magnétique ( $M_A = 4$ ). Les plans représentés sont les mêmes que sur la Figure 6.7.

choc a tourné et se trouve dans le plan XZ (à droite), comme en témoigne la forme très asymétrique de la magnétogaine dans ce plan. Cette déformation est aussi bien visible verticalement dans le plan YZ en  $x = -100 c/\omega_{pi}$  (carte centrale de la Figure 6.21).

La position du pré-choc change au cours du passage du nuage magnétique. Au départ, il se trouve dans le plan équatorial (voir Figure 6.20), puis tourne peu à peu au fur et à

mesure de la variation de l'orientation du champ magnétique en amont du choc, jusqu'à se trouver dans le plan XZ à la fin de la simulation. La rotation du champ magnétique est donc suffisamment lente par rapport aux échelles caractéristiques du pré-choc pour que celui-ci puisse se reformer tout en suivant la direction du champ magnétique tout au long du passage du nuage magnétique.

Cependant, bien que la forme de l'onde de choc témoigne de la présence de la configuration quasi-parallèle, les fluctuations de la densité ont considérablement diminué entre les temps  $t = 160 \Omega_{ci}^{-1}$  et  $t = 240 \Omega_{ci}^{-1}$ , c'est-à-dire quand l'intensité du champ magnétique augmente dans la simulation. L'écoulement du vent solaire conserve une vitesse constante au cours du passage du nuage magnétique, de telle sorte que cette atténuation du pré-choc ne puisse pas être attribuée à une vitesse trop grande, qui empêcherait les ions de remonter suffisamment les lignes de champ pour perturber notablement le vent solaire incident. Le seul paramètre que nous faisons varier est le champ magnétique, et, par l'intermédiaire de son intensité, le nombre de Mach d'Alfvén. Ce dernier caractérise la quantité d'énergie devant être dissipée au niveau du choc pour passer d'un écoulement supersonique à un écoulement subsonique. Si le nombre de Mach diminue, il y a moins d'énergie à dissiper. Par conséquent, il y aura moins de particules réfléchies au niveau du choc, ce qui expliquerait l'atténuation du pré-choc que nous observons.

Afin de valider cette hypothèse, nous avons effectué une autre simulation de ce nuage magnétique, mais en prenant cette fois-ci une vitesse de vent solaire plus élevée  $V = 715 \text{ km.s}^{-1}$ . Nous avons donc  $M_A = 8$  avec les paramètres d'entrée initiaux, puis  $M_A = 5,6$  lorsque l'intensité du champ magnétique est maximum. De même que dans le cas précédent, le pré-choc se forme avant l'arrivée du nuage magnétique et tourne avec la direction du champ magnétique en amont du choc. Toutefois, les fluctuations associées à cette région restent cette fois bien visibles jusqu'à la fin de la simulation.

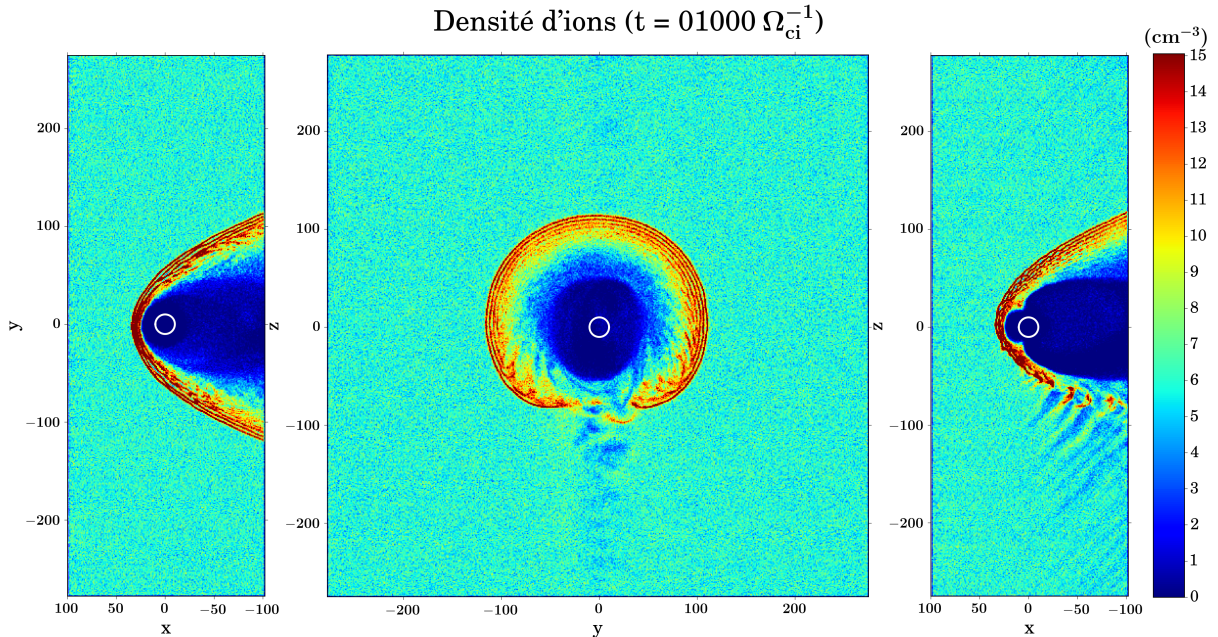


FIGURE 6.22 – Densité des ions dans le domaine de simulation à  $t = 10000 \Omega_{ci}^{-1}$ , soit à la fin du passage du nuage magnétique ( $M_A = 5,6$ ). Les plans représentés sont les mêmes que sur la Figure 6.7.



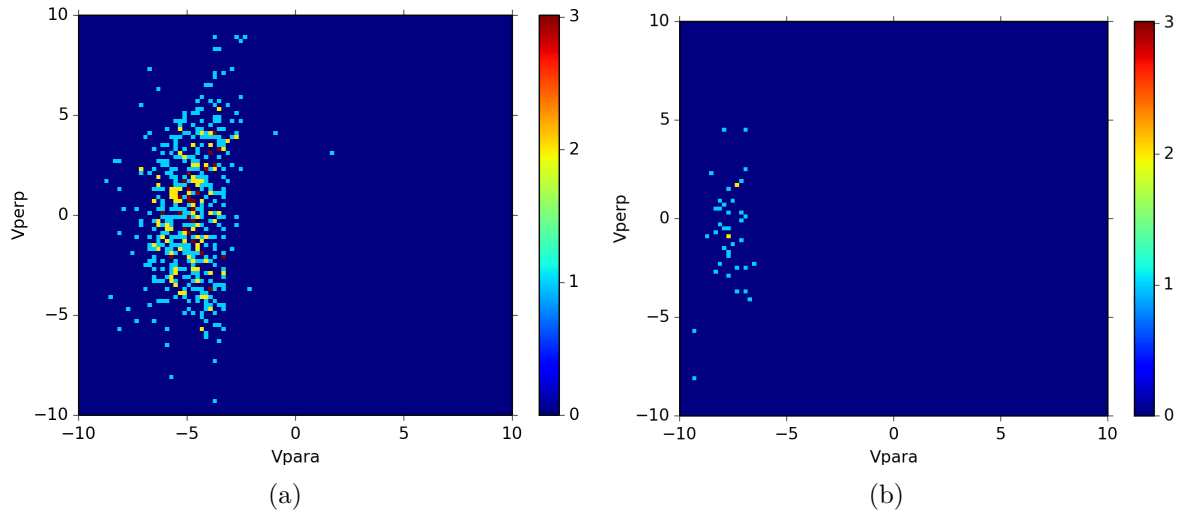


FIGURE 6.23 – Fonctions de distribution des ions dans le pré-choc, calculées à  $t = 160 \Omega_{ci}^{-1}$  en  $x = -25 c/\omega_{pi}$ ,  $y = 180 c/\omega_{pi}$  et  $z = 0 c/\omega_{pi}$  (à gauche) et à  $t = 1000 \Omega_{ci}^{-1}$  en  $x = -25 c/\omega_{pi}$ ,  $y = 0 c/\omega_{pi}$  et  $z = -180 c/\omega_{pi}$  (à droite) — Les deux fonctions de distribution sont calculées dans des plans différents à cause de la rotation du pré-choc, qui suit celle du champ magnétique.

La densité des ions à  $t = 1000 \Omega_{ci}^{-1}$ , est présentée sur la Figure 6.22. Comme le nombre de Mach est plus élevé que dans le cas précédent, la magnétogaine  $y$  est plus étroite que sur la Figure 6.21. En revanche, nous observons bien cette fois-ci la présence du pré-choc en amont de la région quasi-parallèle, dans le plan XZ (à droite) et verticalement dans le plan YZ à  $x = -100$ . Il est moins marqué que sur la Figure 6.19 (à gauche), malgré un nombre de Mach identique, car la vitesse du vent solaire  $y$  est plus grande et donc les particules remontant les lignes de champ sont plus rapidement convectées vers l'aval par l'écoulement incident.

Il semblerait donc bien que la diminution du nombre de Mach d'Alfvén soit à l'origine de l'atténuation du pré-choc. Pour examiner plus en détail cette région, nous allons nous intéresser aux fonctions de distribution des ions dans l'espace des vitesses. La partie gauche de la Figure 6.23 donne un exemple de fonction de distribution caractéristique des ions dans le pré-choc. Cette fonction de distribution a été calculée au temps  $t = 160 \Omega_{ci}^{-1}$  sur un volume de  $10 \times 10 \times 10$  cellules dont le centre (situé en  $x = -25 c/\omega_{pi}$ ,  $y = 180 c/\omega_{pi}$ ,  $z = 0 c/\omega_{pi}$ ) est repéré par la croix blanche sur la Figure 6.19. Les vitesses parallèle et perpendiculaires ont été déterminées par rapport au champ magnétique local. Le faisceau d'ions du vent solaire, centré en  $(0,0)$ , a été masqué par souci de lisibilité de la figure.

Cette fonction de distribution révèle la présence d'ions plus énergétiques que ceux du vent solaire ambiant et se propageant le long des lignes de champ magnétique, vers l'amont, comme l'indique leur vitesse parallèle négative importante. Leur distribution est symétrique de part et d'autre de l'axe  $V_{\perp} = 0$ , et est typique des faisceaux d'ions observés dans le pré-choc. Au temps  $t = 160 \Omega_{ci}^{-1}$ , le nombre de Mach vaut encore 5,6 et le pré-choc est bien visible (voir Figure 6.19).

A la fin de la simulation, au contraire, les cartes de densité de la Figure 6.21 laissent supposer que le pré-choc a complètement disparu. Le secteur quasi-parallèle du choc se

trouve alors dans le plan XZ, dans la partie  $z < 0$ . Afin de tenir compte de la nouvelle position de cette région, du fait de la rotation du champ magnétique, nous allons déterminer la fonction de distribution des ions en  $(x = -25 c/\omega_{pi}, y = 0 c/\omega_{pi}, z = -180 c/\omega_{pi})$  à  $t = 1000 \Omega_{ci}^{-1}$  (croix blanche sur la Figure 6.21). La fonction de distribution ainsi obtenue est tracée sur la partie droite de la Figure 6.23. Nous y retrouvons bien la signature caractéristique des ions du pré-choc, malgré le faible nombre d'ions réfléchis observés.

Le passage du nuage magnétique joue un rôle majeur sur les caractéristiques de la région quasi-parallèle du choc. L'orientation du champ magnétique en amont de l'onde de choc contrôle les valeurs de  $\Theta_{Bn}$  et donc la position du domaine quasi-parallèle et du pré-choc qui lui est associé. Par conséquent, la rotation lente de sa direction au cours du nuage magnétique entraîne une rotation de la région turbulente du pré-choc. Par ailleurs, l'augmentation de l'intensité du champ magnétique à l'arrivée du nuage magnétique occasionne une diminution du nombre de Mach d'Alfvén. Celle-ci provoque une atténuation du pré-choc en réduisant la quantité d'énergie qui y est dissipée.

### 6.5.3 Impact du nuage magnétique sur la magnétogaine

Nous avons souligné au paragraphe 6.5.1 que tous les satellites virtuels dans la magnétogaine observaient d'importantes fluctuations du champ magnétique, qui sont dues à la présence d'une configuration quasi-parallèle au niveau du choc. Ceci est en accord avec les résultats obtenus avec les données de Cluster, présentés aux Chapitres 2 et 5, où nous avons vu que ces fluctuations étaient la signature du régime quasi-parallèle.

En ce qui concerne les accélérations dans la magnétogaine dans la direction perpendiculaire au champ magnétique mises en évidence en configuration quasi-perpendiculaire (voir paragraphe 6.4.2), elles ne sont pas observées au tout début de cette nouvelle simulation, mais apparaissent ensuite lors de l'augmentation de l'amplitude du champ magnétique. Cela est vraisemblablement dû à l'orientation initialement quasi-radiale du champ magnétique, car les lignes de champ ne se drapent alors pas autour de la magnétosphère de la même manière que lorsque le champ magnétique interplanétaire est majoritairement perpendiculaire à l'écoulement. Pour un champ magnétique interplanétaire quasi-radial, les lignes de champ n'ont pas tendance à s'accumuler à l'avant de la magnétopause, mais sont déviées de part et d'autre de celle-ci. Par la suite, lorsque  $B_y$  augmente et que le champ magnétique fait un angle de  $45^\circ$  avec la direction de l'écoulement, on retrouve une situation assez similaire à celle vue au paragraphe 6.4, avec une distribution asymétrique de la tension magnétique qui accélère le plasma dans la direction perpendiculaire au champ magnétique. On y observe alors à nouveau des vitesses supérieures à celle du vent solaire au voisinage de la magnétopause.

## Conclusions

A l'aide du code développé par Modolo et al. (2005), nous avons effectué les premières simulations hybrides tridimensionnelles de l'interaction de la structure magnétique d'un nuage magnétique avec une onde de choc planétaire. Pour cela, nous avons adapté les paramètres d'initialisation du code afin d'injecter un champ magnétique variable, reproduisant celui d'un nuage magnétique, à l'entrée du domaine de simulation, et nous avons défini un nouvel environnement planétaire de façon à avoir une géométrie de choc similaire

à celle du choc terrestre.

Ces simulations numériques nous ont offert l'opportunité d'examiner les conséquences du passage d'un nuage magnétique sur le choc et la magnétogaine, qui sont les suivantes :

- L'onde de choc s'éloigne de l'obstacle et s'évase, du fait de la diminution du nombre de Mach d'Alfvén associée au renforcement de l'intensité du champ magnétique dans le nuage magnétique.
- L'onde de choc n'est pas symétrique par rotation autour de l'axe  $x$ . Sa coupe dans le plan YZ n'est pas circulaire, mais forme une ellipse, dont le grand axe est dirigé dans la direction perpendiculaire au champ magnétique interplanétaire. Cette déformation de l'onde de choc se modifie au cours du passage du nuage magnétique car la direction de l'élongation tourne avec le champ magnétique du nuage.
- De même, la magnétopause n'est pas non plus symétrique par rotation autour de l'axe  $x$ , mais apparaît comme ellipsoïdale dans le plan YZ. A nouveau, les axes de cette ellipse tournent avec le champ magnétique du nuage. Cependant, l'élongation de cette frontière se fait cette fois dans le plan contenant les lignes de champ magnétique.
- Dans la magnétogaine, on observe une accélération du plasma localisée dans le plan perpendiculaire au champ magnétique interplanétaire et au voisinage de la magnétopause. Dans cette région, l'écoulement atteint une vitesse environ 1,4 fois supérieure à celle du vent solaire.

Ces effets du nuage magnétique sur l'environnement terrestre sont en accord avec les observations de satellites au voisinage de la Terre (*Farrugia et al.*, 1995; *Lepping et al.*, 1996; *Fairfield et al.*, 2001; *Lavraud et al.*, 2007; *Lavraud et Borovsky*, 2008; *Lavraud et al.*, 2013) et avec des simulations MHD antérieures (*Lavraud et al.*, 2007; *Lavraud et Borovsky*, 2008; *Lavraud et al.*, 2013)

L'analyse des différents termes de pression dans la magnétogaine montre que la distribution de la pression dynamique est fortement asymétrique, en raison des vitesses importantes présentes dans les secteurs de la magnétogaine perpendiculaires au champ magnétique interplanétaire. La pression dynamique plus forte dans ces régions entraîne une compression de la magnétopause, ce qui explique la déformation de cette frontière. Pour identifier la cause de cette asymétrie, nous comparons les contributions des différentes forces en présence, et en particulier leur composante suivant  $x$ , c'est-à-dire le long de l'écoulement. En ce qui concerne les gradients de pression magnétique et thermique, leur composante suivant  $x$  présente une distribution symétrique par rotation autour de l'axe  $x$  dans la magnétogaine. Ce n'est en revanche pas le cas pour la tension magnétique, dont la composante  $T_x$  change de signe selon que l'on se place dans un secteur de la magnétogaine où la vitesse du plasma dépasse ou non celle du vent solaire.

Dans le plan contenant les lignes de champ magnétique, la tension magnétique s'oppose à l'écoulement des particules et diminue donc leur vitesse. Au contraire, dans le plan qui leur est perpendiculaire, son action, cumulée à celle des autres forces entrant en jeu, accélère les particules jusqu'à une vitesse supérieure à celle du vent solaire. Par conséquent, la tension magnétique est à l'origine de la distribution asymétrique des vitesses dans la magnétogaine. Ce résultat est en accord avec les conclusions tirées par *Chen et al.* (1993) et *Lavraud et al.*, 2007. La présence de telles accélérations localisées sur les flancs de la magnétosphère dans les secteurs de la magnétogaine perpendiculaires aux lignes de champ magnétique interplanétaire aura vraisemblablement un impact sur la magnétopause, en particulier dans le développement de l'instabilité de Kelvin-Helmholtz.

Il a notamment été observé que des ondes de surface se forment alors sur cette frontière dont les caractéristiques suggèrent qu'elles sont générées par cette instabilité (*Chen et al.*, 1993).

Deux exemples de nuages magnétiques, correspondant à deux configurations de champ magnétique, ont été présentés dans ce chapitre. Le premier, décrit par une corde de flux de type plein nord, est directement comparable au cas modélisé qui a été présenté au paragraphe 4.3.1. La simulation hybride confirme les résultats du modèle de magnétogaine et en affine les conclusions. Lorsque le choc est en configuration quasi-perpendiculaire, la rotation lente du champ magnétique est peu modifiée dans la magnétogaine, sauf au voisinage de la magnétopause où le drapé des lignes de champ altère la structure du nuage magnétique. Ce résultat est aussi cohérent avec les observations de satellites.

Dans une seconde simulation, nous nous sommes penchés plus particulièrement sur le régime quasi-parallèle. Les résultats ainsi obtenus confirment également ceux du modèle de magnétogaine et sont en bon accord avec les observations, puisque nous retrouvons que la structure du nuage magnétique est fortement altérée en aval d'un choc quasi-parallèle. Le code hybride nous offre de surcroît une description plus réaliste de cette configuration du choc que ne pouvait nous fournir le modèle de magnétogaine. La compression magnétique est alors très réduite dans la magnétogaine, et nous observons de plus de larges fluctuations de la densité et du champ magnétique. Ces dernières sont observées par Cluster dans le cas 4 du Chapitre 5 mais ne peuvent pas être reproduites par notre modèle semi-analytique.

Dans la simulation hybride, la présence d'une configuration quasi-parallèle à la surface du choc entraîne la formation du pré-choc en amont de cette frontière. Cette région se développe autour du point où le champ magnétique est parallèle à la normale au choc. Le pré-choc se caractérise par un fort niveau de turbulence et les grandeurs macroscopiques du plasma y fluctuent largement. Dans la magnétogaine en aval du choc en régime quasi-parallèle, on observe aussi d'importantes fluctuations de ces paramètres, à tel point que la séparation entre vent solaire et magnétogaine n'est plus discernable.

La rotation du champ magnétique au cours du nuage magnétique occasionne une rotation du pré-choc, car la région quasi-parallèle se déplace à la surface du choc. Au début de la simulation, le pré-choc se trouve dans le plan équatorial, sur le flanc soir, et à la fin de la simulation il est localisé sur le flanc sud. D'autre part, le pré-choc est atténué par l'arrivée du nuage magnétique, à cause de la diminution du nombre de Mach d'Alfvén. A  $M_A = 4$ , les fluctuations associées au pré-choc ne sont quasiment plus discernables, alors qu'elles sont observées pour des nombres de Mach plus élevés. Avant même d'atteindre la magnétosphère, le nuage magnétique a déjà un fort impact sur les parties externes de l'environnement terrestre, c'est-à-dire le pré-choc, le choc et la magnétogaine.



# Chapitre 7

## Conclusions et perspectives

Les nuages magnétiques jouent un rôle central dans les relations Soleil-Terre, notamment parce qu'ils sont à l'origine des tempêtes géomagnétiques les plus intenses. L'étude de leur interaction avec l'environnement terrestre présente un intérêt majeur, d'une part dans le cadre du développement de la météorologie de l'espace, donc dans un souci de prédiction des perturbations engendrées au voisinage de notre planète, mais aussi parce qu'elle soulève des questions plus fondamentales, telles que la façon dont s'effectue le couplage entre vent solaire et magnétosphère, le rôle joué par les différentes régions de l'environnement terrestre, depuis le choc jusqu'à la queue magnétique, ou encore la façon dont l'énergie est transférée de l'une à l'autre. Si le scénario global du déclenchement de tempêtes géomagnétiques causées par les nuages magnétiques, dont les grandes étapes sont illustrées par la Figure 7.1, peut être considéré comme relativement bien connu, il présente néanmoins de nombreuses failles. En effet, dans certains cas, il ne permet pas toujours d'expliquer pourquoi certaines structures sont géoeffectives ou non, c'est-à-dire si elles génèrent ou non des perturbations dans la magnétosphère. Afin d'aboutir à une meilleure compréhension, et éventuellement à une meilleure prédiction, de ces processus, il est nécessaire de s'intéresser dans le détail à l'interaction des nuages magnétiques avec l'environnement terrestre.

### 7.1 Résultats obtenus

Dans le cadre de cette thèse, nous nous sommes focalisés sur les premières étapes de ce phénomène, à savoir la traversée du choc d'étrave et la propagation dans la magnétogaine, jusqu'à la magnétopause. Notre intérêt est stimulé par des études récentes qui ont mis en exergue le rôle important joué par la magnétogaine dans le couplage entre le vent solaire et la magnétosphère et qui n'a que peu été analysé jusqu'à présent. Nos objectifs étaient de comprendre dans quelle mesure l'onde de choc altère la structure des nuages magnétiques, si altération il y a lorsqu'ils franchissent cette frontière, puis comment cette structure se propage en aval pour finalement interagir avec la magnétosphère. Sachant que la géoeffectivité d'un nuage magnétique est généralement estimée à partir de sa structure dans le vent solaire, nous avons cherché à savoir si la traversée de l'onde de choc pouvait ou non modifier ses effets possibles sur l'environnement terrestre. Afin de répondre à ces questions, nous avons adopté trois approches différentes et complémentaires de l'étude

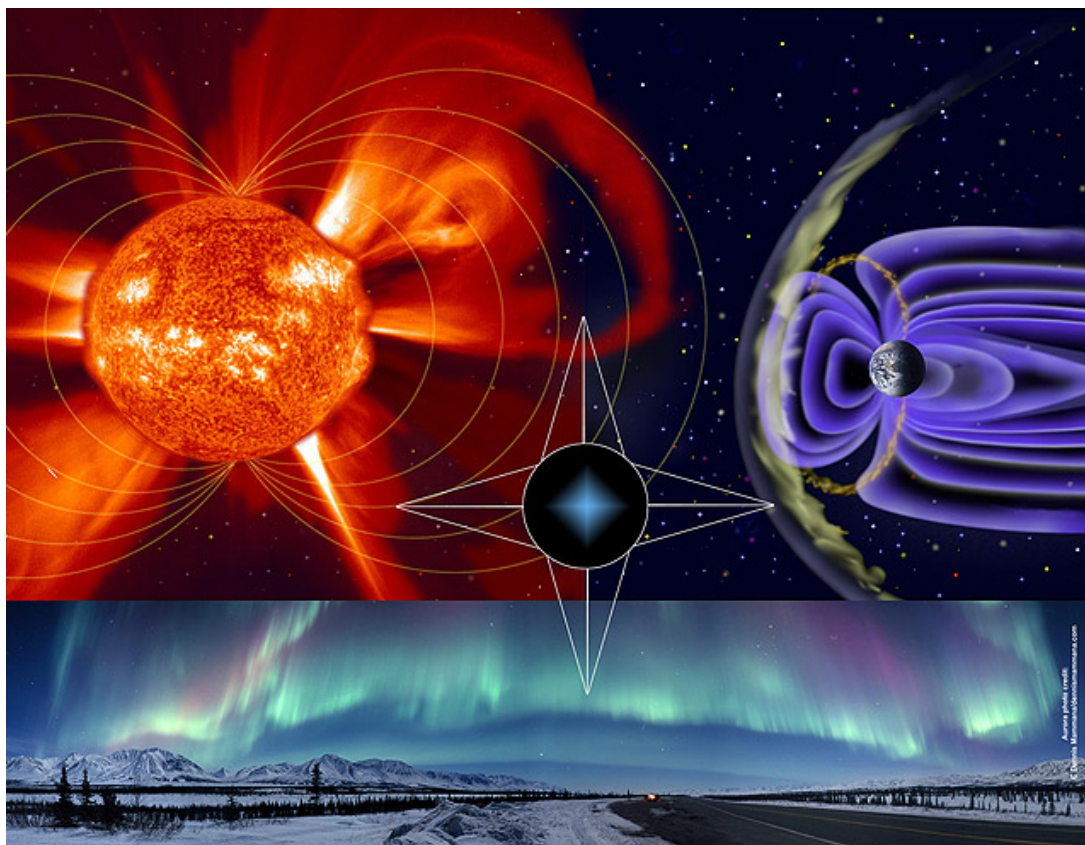


FIGURE 7.1 – Les relations Soleil-Terre en trois étapes clés : éjection de masse coronale, interaction avec l’environnement magnétique terrestre et aurores polaires (Source : SOHO).

de l’interaction des nuages magnétiques avec le choc terrestre : l’analyse d’observations effectuées par des satellites, un travail de modélisation reposant sur les équations fluides de la MHD et enfin des simulations numériques incluant les effets cinétiques des ions.

### 7.1.1 Analyse des observations de satellites

Dans un premier temps, j’ai utilisé conjointement les données de différents satellites, ACE dans le vent solaire, et Cluster et Geotail dans la magnétogaine, pour comparer la structure des nuages magnétiques en amont et en aval du choc. Une première étude de cas, présentée dans le Chapitre 2 de ce mémoire, a mis en évidence des signatures différentes dans la magnétogaine selon les événements. On observe tantôt une rotation lente similaire de part et d’autre du choc, et tantôt des différences notables. De plus, ces deux comportements peuvent se succéder lors du passage d’un même nuage magnétique. L’altération de la structure magnétique du nuage dans la magnétogaine peut donc varier au cours du temps. Enfin, la comparaison des données de deux satellites situés dans des régions différentes de la magnétogaine nous permet de mettre en évidence des variations spatiales de la modification de la structure magnétique du nuage au passage du choc.

L’estimation directe de l’angle  $\Theta_{Bn}$ , entre la normale au choc et le champ magnétique en amont de celui-ci, a permis de montrer que ces disparités semblaient être liées

à la configuration du choc rencontrée par le nuage magnétique. Si le choc traversé est en régime quasi-perpendiculaire, la structure magnétique du nuage magnétique est peu modifiée dans la magnétogaine, tandis qu'elle varie fortement au passage d'un choc quasi-parallèle. Cependant, la position des satellites dans la magnétogaine n'offre pas toujours la possibilité de remonter à la valeur de l'angle  $\Theta_{Bn}$  car ils ne franchissent pas forcément le choc au cours du passage du nuage magnétique.

### 7.1.2 Modélisation

Il devient alors nécessaire de s'appuyer sur un modèle de magnétogaine, dont le développement et l'application a constitué la deuxième grande partie de mon travail de recherche. J'ai tout d'abord sélectionné parmi les modèles existants un modèle de choc adapté aux conditions spécifiques associées aux nuages magnétiques, c'est-à-dire notamment un nombre de Mach d'Alfvén particulièrement faible. La position du choc et la valeur de l'angle  $\Theta_{Bn}$  prédites par différents modèles ont été confrontées aux observations de Cluster. Nous avons ainsi pu montrer que d'une part tous les modèles testés évaluent correctement, à  $10^\circ$  près, l'angle  $\Theta_{Bn}$ , et que d'autre part le modèle de *Jeřáb et al. (2005)* donne une estimation plus fiable de la position de l'onde de choc. Cette étude, détaillée dans le Chapitre 3, a fait l'objet d'une publication dans la revue *Annales Geophysicae* (*Turc et al., 2013*).

Ensuite, un modèle simplifié de l'interaction d'un nuage magnétique avec le choc terrestre a été construit, de façon à nous donner un premier aperçu du rôle joué par l'onde de choc. Ce modèle s'appuie sur le modèle d'écoulement dans la magnétogaine proposé par *Soucek et Escoubet (2012)*. Il est combiné aux modèles de frontières de notre choix, à savoir le modèle de choc de *Jeřáb et al. (2005)* et le modèle de magnétopause de *Shue et al. (1998)*. Enfin, j'ai inclus dans ce modèle le calcul du champ magnétique dans la magnétogaine à partir des équations de la MHD idéale. L'élaboration de ce modèle et sa validation sont décrites dans la première partie du Chapitre 4. Ce modèle suppose que le vent solaire est dans un état quasi-stationnaire, ce qui est une approximation valable pour les nuages magnétiques, car ceux-ci se caractérisent par une variation lente des paramètres du plasma.

Nous avons dans un premier temps appliqué notre modèle de magnétogaine à des nuages magnétiques représentés par des cordes de flux théoriques. Les résultats ainsi obtenus ont confirmé que la variation de l'orientation du champ magnétique à la traversée de l'onde de choc dépend de la valeur de l'angle  $\Theta_{Bn}$ . Si le choc est en régime quasi-perpendiculaire, la structure du nuage magnétique est peu modifiée, tandis que s'il est en régime quasi-parallèle, la direction du champ magnétique peut varier de plusieurs dizaines de degrés, ce qui est en bon accord avec les observations de satellites analysées précédemment.

La composante  $B_z$  du champ magnétique a une importance cruciale pour la géoeffectivité d'un nuage magnétique. En effet, selon qu'elle soit orientée vers le sud ou vers le nord, elle sera dans une configuration favorable ou non à la reconnexion avec le champ magnétique de la Terre. Ce mécanisme permet l'entrée de plasma du vent solaire dans la magnétosphère et conduit à l'augmentation de l'activité géomagnétique. Nous avons trouvé que dans certaines configurations de nuages magnétiques, lorsqu'une partie du choc est en régime quasi-parallèle et que la composante  $B_z$  en amont du choc est faible, son signe s'inversait dans une partie de la magnétogaine. Ceci peut avoir de fortes implica-



tions sur l'interaction du nuage magnétique avec la magnétosphère, qui n'est pas prise en compte dans les modèles standards.

Nous avons aussi pu examiner l'influence de l'orientation de la corde de flux et de son paramètre d'impact sur la variation de sa structure au passage du choc. Nous en avons conclu que les nuages magnétiques dont l'axe est perpendiculaire à l'axe Terre-Soleil sont peu modifiés dans la magnétogaine car le choc reste alors en configuration quasi-perpendiculaire, du fait de l'absence de composante  $B_x$  notable. Au contraire, si les nuages magnétiques sont fortement inclinés par rapport au plan perpendiculaire à la direction Terre-Soleil, ou s'ils sont rencontrés loin de leur partie centrale, la composante  $B_x$  devient importante, voire dominante, et un domaine quasi-parallèle est présent sur le choc. L'orientation du champ magnétique du nuage magnétique est alors fortement altérée dans une région de la magnétogaine, cette modification dépassant parfois les  $60^\circ$ , et peut aussi simultanément être pratiquement inchangée dans un autre secteur, où sa direction varie de moins de  $20^\circ$ . Ces variations différentes du champ magnétique à la traversée de l'onde de choc sont à l'origine de grandes disparités au sein de la magnétogaine, qui ont très probablement un impact sur la magnétosphère. Cette distribution asymétrique du champ magnétique au voisinage de la magnétopause pourrait occasionner des déformations de cette frontière, mais aussi avoir des conséquences sur les systèmes de courant à l'intérieur de la magnétosphère.

Le couplage du modèle de magnétogaine avec le modèle de magnétosphère de *Tsyganenko* (1995) nous a offert l'opportunité d'évaluer l'impact attendu de ces nuages magnétiques sur la magnétosphère. La présence de champs antiparallèles de part et d'autre de la magnétopause nous donne en effet une estimation des régions favorables à la reconnexion le long de cette frontière. La prise en compte de toutes les composantes du champ magnétique, et non pas de sa composante  $B_z$  seule, et ce dans la magnétogaine plutôt que dans le vent solaire, nous permet d'évaluer plus précisément où se trouvent ces champs antiparallèles. Nous avons ainsi mis en évidence la présence de régions favorables à la reconnexion proches du point subsolaire même lorsque  $B_z$  est seulement faiblement négatif dans le vent solaire et que les autres composantes sont dominantes, mais aussi dans certains cas lorsque  $B_z$  est positif en amont du choc, à cause de son renversement dans une partie de la magnétogaine. Par conséquent, l'impact d'un tel nuage magnétique sur la magnétosphère pourrait être bien plus important que ce que pourrait laisser supposer son champ magnétique en amont de l'onde de choc.

Le modèle de magnétogaine, sa validation et les résultats obtenus pour des nuages magnétiques synthétiques dans la magnétogaine et au niveau de la magnétopause ont été présentés dans un article publié dans *Annales Geophysicae* (*Turc et al.*, 2014a).

Finalement, dans le Chapitre 5, nous nous sommes appuyés sur ce modèle pour approfondir l'analyse des événements observés par Cluster et Geotail et présentés au Chapitre 2. Il est apparu que, malgré sa simplicité, notre modèle reproduit remarquablement bien les observations dans la magnétogaine à partir de la seule donnée des paramètres de vent solaire amont, tout particulièrement pour l'orientation du champ magnétique. Il nous donne de plus accès aux conditions rencontrées au choc à tout instant au cours du nuage magnétique, mettant ainsi en évidence une anti-corrélation entre  $\Theta_{Bn}$  et l'angle entre le champ magnétique dans la magnétogaine et celui dans le vent solaire. Un article décrivant cette étude de cas et l'application du modèle pour analyser les données des satellites dans la magnétogaine a été soumis à la revue *Annales Geophysicae* (*Turc et al.*, 2014b). Cependant, cette comparaison aux observations révèle aussi les limites de cette modélisation,

car la description fluide sur laquelle elle repose ne permet pas de reproduire la complexité du régime quasi-parallèle du choc.

### 7.1.3 Simulations numériques

Ceci nous amène finalement à la troisième et dernière grande partie de cette thèse, qui fait l'objet du Chapitre 6, où nous avons utilisé un code hybride pour simuler l'interaction de la structure magnétique d'un nuage magnétique avec une onde de choc. Ce type de code inclut de manière auto-cohérente la cinétique des ions, permettant une simulation "réaliste" de la dynamique du choc d'étrave, et plus particulièrement des différents domaines de propagation, quasi-perpendiculaire et quasi-parallèle, ainsi que le pré-choc associé à ce dernier. Nous sommes ici partis d'un code existant développé au LPP et au LATMOS (*Modolo et al., 2005*), que j'ai adapté aux besoins de notre étude. D'une part, j'ai implémenté des paramètres d'entrée variant au cours du temps, de façon à reproduire la structure magnétique des nuages magnétiques, c'est-à-dire le renforcement de l'intensité du champ magnétique et la rotation lente de sa direction. D'autre part, nous avons généré un nouvel environnement planétaire, dont les paramètres ont été optimisés de manière à obtenir une configuration se rapprochant autant que possible de celle rencontrée dans l'environnement terrestre. Notre étude s'intéressant à l'impact des différents régimes de choc sur le nuage magnétique, nous avons cherché à obtenir un choc avec une courbure suffisante pour que les configurations quasi-parallèle et quasi-perpendiculaire puissent y être présentes simultanément.

Nous avons effectué essentiellement deux types de simulations : dans les premières, le choc est uniquement en régime quasi-perpendiculaire, afin de valider notre approche dans une configuration relativement simple, et les suivantes explorent tous les domaines de propagation. En ce qui concerne l'impact de la traversée du choc sur la structure du nuage magnétique, les résultats obtenus confirment les conclusions tirées du modèle et des observations : plus  $\Theta_{Bn}$  est faible et plus la structure est altérée. En aval d'un choc quasi-parallèle, la direction du champ magnétique varie de plus de  $50^\circ$  par rapport à celle observée dans le vent solaire. Dans ce régime de choc, nous retrouvons les fluctuations de densité et de champ magnétique observées par Cluster qui n'étaient pas reproduites par le modèle de magnétogaine.

Les simulations nous donnent de plus accès à l'impact du nuage magnétique sur le choc et la magnétogaine, et montrent qu'il modifie la structure à grande échelle de ces régions de l'environnement planétaire. A cause de la grande amplitude du champ magnétique qui leur est associée, le  $\beta$  du plasma est faible pendant ces événements, en amont comme en aval du choc, et donc les forces magnétiques sont dominantes. En particulier, la tension magnétique due au drapé des lignes de champ tend à accélérer efficacement les particules dans les secteurs de la magnétogaine perpendiculaires au champ magnétique en amont du choc. Du fait de la rotation lente du champ magnétique au sein du nuage magnétique, ces régions se déplacent au fur et à mesure de son passage. Ces accélérations de particules à la frontière de la magnétosphère sont susceptibles d'avoir un impact sur le développement d'instabilités de Kelvin-Helmholtz au niveau de la magnétopause, qui sont responsables d'échanges entre les plasmas magnétosphérique et du vent solaire (*Chen et al., 1993*). Par ailleurs, l'arrivée du nuage magnétique a aussi un impact important sur le pré-choc car la diminution du nombre de Mach d'Alfvén provoque une atténuation des fluctuations présentes dans cette région. De plus, la position du pré-choc est contrôlée

par l'orientation du champ magnétique, et tourne donc avec elle au cours de la simulation.

En conclusion, ces trois approches différentes s'accordent toutes pour mettre en évidence que l'impact du choc sur la structure magnétique des nuages magnétiques est très fortement contraint par l'angle entre le champ magnétique en amont du choc et la normale à ce dernier,  $\Theta_{\text{Bn}}$ . Si le choc est en configuration quasi-perpendiculaire, avec  $\Theta_{\text{Bn}} \in [60^\circ, 90^\circ]$ , on retrouvera pratiquement la même rotation lente de part et d'autre du choc. Si sa configuration est plus oblique, typiquement  $\Theta_{\text{Bn}} \in [30^\circ, 60^\circ]$ , la rotation lente sera décalée de plus de  $20^\circ$  par rapport à celle observée dans le vent solaire, mais restera bien identifiable dans la magnétogaine. Enfin, si  $\Theta_{\text{Bn}} \in [0^\circ, 30^\circ]$ , le choc est en régime quasi-parallèle et la structure du nuage magnétique sera alors fortement modifiée, avec de plus l'apparition d'importantes fluctuations du champ magnétique.

Pour savoir si l'onde de choc altère de façon significative ou non la structure d'un nuage magnétique, il est donc nécessaire de connaître la valeur de l'angle  $\Theta_{\text{Bn}}$ . En première approximation, l'importance relative de la composante  $B_x$  du champ magnétique dans le nuage peut nous permettre d'évaluer où se trouve le domaine quasi-parallèle à la surface de l'onde de choc. En effet, plus  $B_x$  sera dominant et plus la région quasi-parallèle sera proche du point subsolaire. Le champ magnétique du nuage magnétique sera alors profondément modifié dans la région où la reconnexion magnétique est la plus efficace. Un nuage magnétique dont le champ magnétique a une orientation quasi-radiale, donc avec un  $B_x$  très fort, aura donc vraisemblablement un impact important sur la magnétosphère. Des études récentes s'intéressent à cette configuration spécifique du champ magnétique interplanétaire et montrent qu'elle affecte considérablement les caractéristiques de la magnétogaine et de la magnétopause (voir par exemple *Shue et al.*, 2009 ; *Jelínek et al.*, 2010 ; *Suvorova et al.*, 2010 ; *Samsonov et al.*, 2012). Mon travail de thèse confirme qu'un champ magnétique interplanétaire quasi-radial donne lieu à des conditions très particulières dans la magnétogaine, en raison de la présence du domaine quasi-parallèle du choc près de la région subsolaire.

Enfin, l'angle  $\Theta_{\text{Bn}}$  est un paramètre local. L'altération de la structure du nuage magnétique pourra donc être très variable d'une région de la magnétogaine à une autre, causant ainsi d'importantes asymétries en aval de l'onde de choc. Par exemple, la composante  $B_z$  du champ magnétique peut être orientée vers le nord dans une partie de la magnétogaine, et vers le sud dans une autre, comme l'ont montré à la fois notre modèle de magnétogaine et les simulations numériques. Selon le secteur de la magnétogaine considéré, le nuage magnétique pourra interagir différemment avec la magnétopause et avoir des conséquences différentes dans la magnétosphère.

Ces résultats montrent qu'il est indispensable de prendre en compte la magnétogaine pour atteindre une compréhension plus fine de l'impact de ces structures sur l'environnement terrestre, car l'orientation de leur champ magnétique peut varier de façon significative en aval du choc, le plasma est accéléré à des vitesses pouvant être supérieures à celle du vent solaire sur les flancs de la magnétosphère et des régions turbulentes apparaissent au voisinage du choc quasi-parallèle, en amont comme en aval.

## 7.2 Perspectives

### 7.2.1 Etude statistique

Au cours de ce travail de thèse, j'ai dans un premier temps identifié une dizaine de nuages magnétiques au cours desquels des observations étaient disponibles simultanément en amont et en aval du choc. Ce faible nombre de cas est dû à la difficulté d'avoir des mesures dans la magnétogaine pendant le passage de nuages magnétiques, car les satellites ne traversent qu'occasionnellement cette région. Parmi ces nuages magnétiques, nous avons sélectionné les cas les plus représentatifs, c'est-à-dire couvrant tout le spectre des modifications possibles de la structure des nuages magnétiques au passage du choc. De plus, nous avons choisi des événements comprenant des traversées de l'onde de choc, de façon à pouvoir pousser plus loin notre investigation. Les quatre cas ainsi retenus ont été analysés dans le détail et ont été présentés dans ce mémoire. Le bon accord obtenu lors de la confrontation des sorties du modèle de magnétogaine aux données de Cluster et de Geotail attestent que nous pouvons raisonnablement utiliser cet outil pour exploiter et interpréter tous les cas où les satellites ne franchissent pas le choc. Jusqu'à présent, ces cas ont été laissés de côté, faute de pouvoir remonter aux conditions rencontrées lors de leur entrée dans la magnétogaine.

De plus, une liste d'événements a été constituée en collaboration avec nos collègues finlandais lors de mes séjours à l'Université d'Helsinki. Elle comprend une centaine de cas de nuages magnétiques identifiés dans le vent solaire entre 2000 et 2010, et indique la position de divers satellites, tels que Cluster, Geotail ou Themis, au cours des différentes parties de ces événements, à savoir l'arrivée du choc interplanétaire, la gaine du nuage, le nuage lui-même, etc. Elle contient notamment une trentaine de cas où des observations sont disponibles dans la magnétogaine pendant le passage d'un nuage magnétique.

Cette liste, combinée à notre modèle de magnétogaine, nous ouvre la possibilité d'effectuer une étude statistique de la variation de la structure des nuages magnétiques au passage du choc, élargissant ainsi l'étude de cas réalisée dans cette thèse. Dans la continuité des travaux présentés au Chapitre 5, nous envisageons d'appliquer notre modèle à chacun de ces cas où un satellite, ou plus, se trouve dans la magnétogaine. Nous pourrions ainsi relier les observations dans la magnétogaine aux conditions rencontrées au niveau du choc d'étrave, puisque le modèle nous donne accès à la valeur de  $\Theta_{Bn}$  en amont du satellite. Cette étude nous permettra en particulier d'examiner plus en détail l'anti-corrélation entre  $\Theta_{Bn}$  et l'angle entre le champ magnétique dans la magnétogaine et celui dans le vent solaire que nous avons mise en évidence au Chapitre 5.

Par ailleurs, le lancement prochain de la mission MMS de la NASA, qui est prévu dans le courant de l'année 2015, devrait contribuer à enrichir notre base d'événements. Les satellites Cluster, Themis et Geotail étant toujours en opération, les possibilités d'avoir des observations simultanées dans différentes régions de la magnétogaine, voire au niveau du choc, seront accrues.

Enfin, la mission Solar Orbiter de l'ESA, qui devrait être lancée en 2017, nous fournira des observations à distance et *in situ* des éjections de masse coronales et des nuages magnétiques dans le voisinage proche du Soleil, puisque la sonde se trouvera à moins de 0,3 UA de notre étoile à son périapse. Les données fournies par Solar Orbiter nous permettront d'étudier l'évolution de la structure des nuages magnétiques du Soleil à la

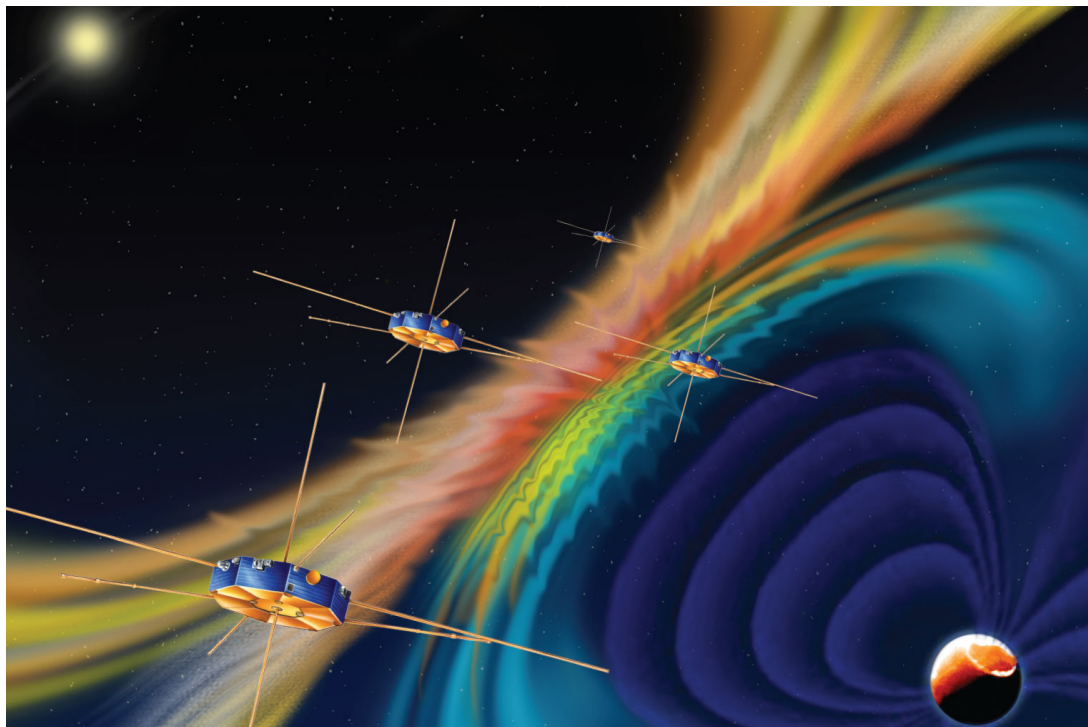


FIGURE 7.2 – Vue d’artiste des quatre satellites de la mission MMS étudiant la reconnexion magnétique dans la magnétosphère terrestre (Source : NASA).

Terre, pour ensuite mieux comprendre leur interaction avec l’environnement terrestre.

### 7.2.2 Couplage vent solaire/magnétosphère et géoeffectivité

Une autre application possible de notre modèle de magnétogaine serait de modéliser des cas réels, comme dans le Chapitre 5, mais en nous penchant cette fois-ci sur le champ magnétique au niveau de la magnétopause, afin d’avoir une estimation des régions favorables à la reconnexion. Il serait particulièrement intéressant de reproduire des nuages magnétiques dont la géoeffectivité, ou l’absence de géoeffectivité, n’est pas reliée directement au signe de la composante  $B_z$ , et analyser plus en détail leur interaction avec l’environnement terrestre.

En plus des nuages magnétiques observés depuis la magnétogaine, la liste d’évènements que nous avons constituée recense aussi de nombreux cas où un ou plusieurs satellites se trouvent dans la magnétosphère, nous renseignant ainsi sur l’état du plasma à l’intérieur de cette région. En utilisant ces données, nous pourrions étudier plus en détail l’impact de ces évènements solaires dans la magnétosphère, par exemple sur le feuillet de plasma, dont nous pourrions examiner l’évolution au cours du passage de nuages magnétiques. Nous pourrions aussi chercher à relier les phénomènes qui se produisent dans la magnétosphère aux conditions rencontrées à la magnétopause, en tenant compte du passage du choc et de la propagation dans la magnétogaine des nuages magnétiques.

Enfin, nous avons uniquement examiné dans ce mémoire la structure magnétique des nuages magnétiques. La comparaison des paramètres du plasma de part et d’autre de l’onde de choc au cours de ces mêmes évènements serait une continuation logique de

l'étude menée dans le cadre de cette thèse, car ceux-ci jouent également un rôle dans l'interaction vent solaire/magnétosphère.

### 7.2.3 Simulations numériques

Un examen plus approfondi de la région quasi-parallèle du choc pourrait être effectuée à partir des sorties obtenues avec le code hybride. En particulier, nous comptons poursuivre notre étude de l'impact du nuage magnétique sur le pré-choc en confrontant les résultats obtenus dans nos simulations aux observations de Cluster dans le pré-choc terrestre. Deux cas où le satellite se trouve dans cette région au cours du passage d'un nuage magnétique ont déjà été identifiés.

D'autres pistes envisageables pour poursuivre l'exploitation des simulations numériques présentées dans cette thèse sont par exemple l'étude de l'influence du pré-choc sur la structure d'un nuage magnétique, ou encore le couplage entre magnétogaine et magnétopause. Nous nous sommes intéressés ici uniquement à l'interaction à grande échelle entre le nuage magnétique et le choc, mais il est aussi possible d'examiner les phénomènes se produisant à petite échelle, comme l'évolution de la turbulence et des processus microphysiques à l'œuvre dans le pré-choc et la magnétogaine au cours du passage du nuage magnétique.

Par ailleurs, dans nos simulations, comme dans le reste de cette étude, seule la structure magnétique du nuage magnétique a été modélisée, et nous avons fait abstraction de la gaine et du choc qui la précède généralement. L'inclusion d'une variation de vitesse et de densité dans le code afin de simuler cette gaine est une extension envisagée de mon travail de thèse. Il deviendrait alors possible d'examiner l'interaction choc-choc qui a lieu à l'arrivée du nuage magnétique, puis l'impact du passage de la gaine sur l'environnement terrestre. Les phénomènes entrant en jeu seront alors très différents de ceux que nous avons détaillés dans ce mémoire.

La puissance de calcul disponible au Laboratoire de Physique des Plasmas a été suffisante pour l'étude menée au cours de cette thèse, mais les développements envisagés nécessiteront des ressources supplémentaires, notamment pour nous permettre d'améliorer la résolution et/ou d'agrandir la taille de notre domaine de simulation pour se rapprocher quelque peu des dimensions de l'environnement terrestre. Des heures de calcul ont récemment été obtenues sur deux machines de l'Institut du Développement et des Ressources en Informatique Scientifique sur lesquelles le code hybride devrait prochainement être opérationnel.

### 7.2.4 Perspectives en planétologie

Enfin, le code hybride nous offre l'opportunité d'étudier l'interaction de nuages magnétiques avec d'autres ondes de choc planétaires, comme celles de Mars ou de Mercure pour lesquelles le programme a déjà été adapté, dans le cadre d'autres travaux. Ces deux planètes ont un environnement magnétique assez différent de celui de la Terre. Leur champ magnétique est faible, et même négligeable dans le cas de Mars. Leur onde de choc est beaucoup plus proche de la surface de la planète, et les dimensions de leur environnement magnétique sont bien plus réduites que dans le cas terrestre, ce qui permettrait de les simuler à leur taille réelle. L'étude comparative de l'impact de nuages magnétiques sur ces différents chocs planétaires serait sans nul doute instructive. Les conditions très dif-

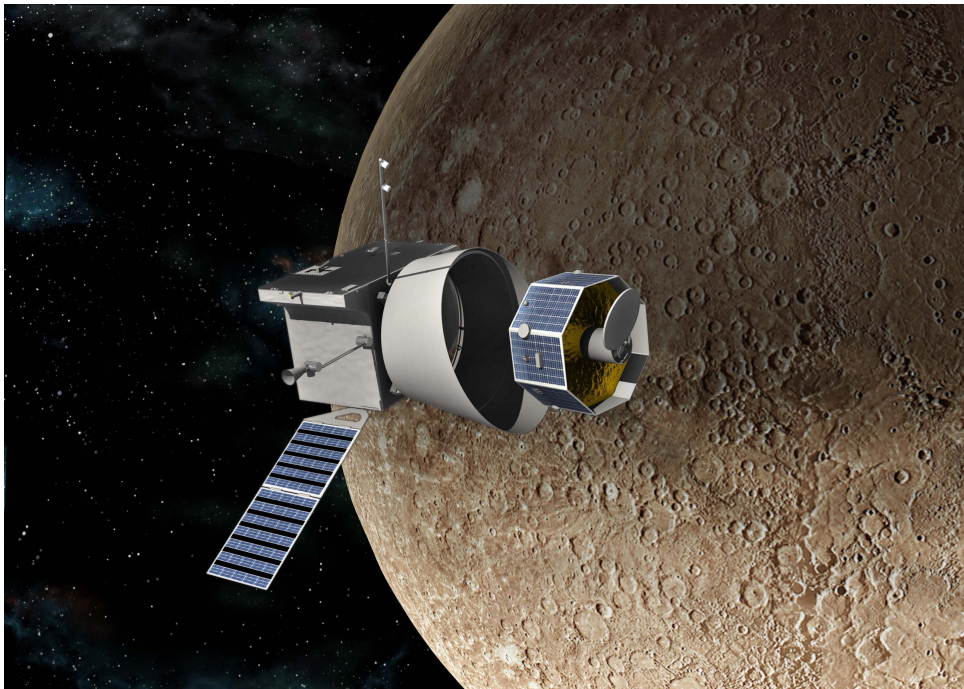


FIGURE 7.3 – Vue d’artiste de la sonde Bepi-Colombo lors du détachement de l’orbiteur planétaire à son arrivée à Mercure (Source : Astrium).

férentes rencontrées au niveau des autres planètes de notre système solaire nous donne la possibilité d’examiner l’interaction de nuages magnétiques avec des chocs planétaires dans des configurations très variées mais reposant sur une même physique, pour nous permettre d’aboutir au final à une meilleure compréhension des phénomènes se produisant dans l’environnement terrestre.

Mercure présente un intérêt tout particulier car elle est très proche du Soleil, et donc les nuages magnétiques y possèdent un champ magnétique beaucoup plus fort qu’au niveau de l’orbite terrestre. Leur interaction avec l’environnement herméen engendrera vraisemblablement d’importantes émissions d’ions depuis la surface de la planète, via le criblage de celle-ci, dont il sera intéressant de suivre la dynamique dans la magnétosphère. Par ailleurs, le champ magnétique interplanétaire moyen, indépendamment des nuages magnétiques, est lui aussi plus intense à l’orbite de Mercure qu’au voisinage de la Terre. L’interaction entre le vent solaire et la magnétosphère de Mercure a donc lieu dans des conditions de nombre de Mach d’Alfvén faible, ce qui correspond à celles étudiées dans cette thèse. Dans une perspective plus lointaine, les résultats obtenus avec le code hybride pourront être confrontés aux observations du satellite Bepi-Colombo (voir Figure 7.3) qui nous offrira une occasion unique d’étudier l’impact direct sur une petite magnétosphère d’évènements solaires intenses dans le courant des années 2020.

# Bibliographie

- Acuña, M. H., K. W. Ogilvie, D. N. Baker, S. A. Curtis, D. H. Fairfield et W. H. Mish (1995), *The Global Geospace Science Program and Its Investigations*, in : *Space Sci. Rev.* 71, p. 5–21, DOI : 10.1007/BF00751323.
- Akasofu, S.-I. (1981), *Prediction of development of geomagnetic storms using the solar wind-magnetosphere energy coupling function epsilon*, in : *Planet. Space Sci.* 29, p. 1151–1158, DOI : 10.1016/0032-0633(81)90121-5.
- Balogh, A., M. W. Dunlop, S. W. H. Cowley, D. J. Southwood, J. G. Thomlinson, K. H. Glassmeier, G. Musmann, H. Luhr, S. Buchert, M. H. Acuna, D. H. Fairfield, J. A. Slavin, W. Riedler, K. Schwingenschuh et M. G. Kivelson (1997), *The Cluster Magnetic Field Investigation*, in : *Space Sci. Rev.* 79, p. 65–91, DOI : 10.1023/A:1004970907748.
- Bisi, M. M. et al. (2010), *From the Sun to the Earth: The 13 May 2005 Coronal Mass Ejection*, in : *Solar Physics* 265, p. 49–127, DOI : 10.1007/s11207-010-9602-8.
- Blanco-Cano, X., N. Omidi et C. T. Russell (2006), *ULF waves and their influence on bow shock and magnetosheath structures*, in : *Advances in Space Research* 37, p. 1522–1531, DOI : 10.1016/j.asr.2005.10.043.
- Bobrov, M. S. (1979), *Magnetic classification of solar wind streams*, in : *Planet. Space Sci.* 27, p. 1461–1467, DOI : 10.1016/0032-0633(79)90092-8.
- Borovsky, J. E. (2008), *The rudiments of a theory of solar wind/magnetosphere coupling derived from first principles*, in : *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* 113, A08228, p. 8228, DOI : 10.1029/2007JA012646.
- Borovsky, J. E. (2013), *Physical improvements to the solar wind reconnection control function for the Earth's magnetosphere*, in : *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* 118, p. 2113–2121, DOI : 10.1002/jgra.50110.
- Borovsky, J. E., M. Hesse, J. Birn et M. M. Kuznetsova (2008), *What determines the reconnection rate at the dayside magnetosphere?*, in : *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* 113, A07210, p. 7210, DOI : 10.1029/2007JA012645.
- Bothmer, V. et R. Schwenn (1998), *The structure and origin of magnetic clouds in the solar wind*, in : *Annales Geophysicae* 16, p. 1–24, DOI : 10.1007/s00585-997-0001-x.
- Burlaga, L. F. (1988), *Magnetic clouds and force-free fields with constant alpha*, in : *J. Geophys. Res.* 93, p. 7217–7224, DOI : 10.1029/JA093iA07p07217.
- Burlaga, L. F. (1991), *Magnetic Clouds*, in : *Physics of the Inner Heliosphere II*, sous la dir. de Schwenn, R. & Marsch, E., p. 1–22.
- Burlaga, L. F. et K. W. Behannon (1982), *Magnetic clouds - Voyager observations between 2 and 4 AU*, in : *Solar Physics* 81, p. 181–192, DOI : 10.1007/BF00151989.
- Burlaga, L. F., L. Klein, N. R. Sheeley Jr., D. J. Michels, R. A. Howard, M. J. Koomen, R. Schwenn et H. Rosenbauer (1982), *A magnetic cloud and a coronal mass ejection*, in : *Geophys. Res. Lett.* 9, p. 1317–1320, DOI : 10.1029/GL009i012p01317.



- Burlaga, L. F., R. P. Lepping et J. A. Jones (1990), *Global configuration of a magnetic cloud*, in : *Washington DC American Geophysical Union Geophysical Monograph Series* 58, p. 373–377.
- Burlaga, L. F., S. P. Plunkett et O. C. St. Cyr (2002), *Successive CMEs and complex ejecta*, in : *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* 107, 1266, p. 1266, DOI : 10.1029/2001JA000255.
- Burlaga, L. F., E. Sittler, F. Mariani et R. Schwenn (1981), *Magnetic loop behind an interplanetary shock - Voyager, Helios, and IMP 8 observations*, in : *J. Geophys. Res.* 86, p. 6673–6684, DOI : 10.1029/JA086iA08p06673.
- Cahill, L. J. et P. G. Amazeen (1963), *The Boundary of the Geomagnetic Field*, in : *J. Geophys. Res.* 68, p. 1835–1843, DOI : 10.1029/JZ068i007p01835.
- Cairns, I. H., D. H. Fairfield, R. R. Anderson, V. E. H. Carlton, K. I. Paularena et A. J. Lazarus (1995), *Unusual locations of Earth's bow shock on September 24 - 25, 1987: Mach number effects*, in : *J. Geophys. Res.* 100, p. 47–62, DOI : 10.1029/94JA01978.
- Cairns, I. H. et C. L. Grabbe (1994), *Towards an MHD theory for the standoff distance of Earth's bow shock*, in : *Geophys. Res. Lett.* 21, p. 2781–2784, DOI : 10.1029/94GL02551.
- Cairns, I. H. et J. G. Lyon (1995), *MHD simulations of Earth's bow shock at low Mach numbers: Standoff distances*, in : *J. Geophys. Res.* 100, p. 17173–17180, DOI : 10.1029/95JA00993.
- Cane, H. V., I. G. Richardson et G. Wibberenz (1997), *Helios 1 and 2 observations of particle decreases, ejecta, and magnetic clouds*, in : *J. Geophys. Res.* 102, p. 7075–7086, DOI : 10.1029/97JA00149.
- Chapman, J. F. et I. H. Cairns (2003), *Three-dimensional modeling of Earth's bow shock: Shock shape as a function of Alfvén Mach number*, in : *J. Geophys. Res.* 108, 1174, p. 1174, DOI : 10.1029/2002JA009569.
- Chen, J., S. P. Slinker et I. Triandaf (2012), *Bayesian prediction of geomagnetic storms: Wind data, 1996-2010*, in : *Space Weather* 10, 04005, p. 4005, DOI : 10.1029/2011SW000740.
- Chen, S.-H., M. G. Kivelson, J. T. Gosling, R. J. Walker et A. J. Lazarus (1993), *Anomalous aspects of magnetosheath flow and of the shape and oscillations of the magnetopause during an interval of strongly northward interplanetary magnetic field*, in : *J. Geophys. Res.* 98, p. 5727–5742, DOI : 10.1029/92JA02263.
- Cocconi, G., T. Gold, K. Greisen, S. Hayakawa et P. Morrison (1958), *The cosmic ray flare effect*, in : *Nuovo Cimento* 8, p. 161–168, DOI : 10.1007/BF02962516.
- Coleman, I. J. (2005), *A multi-spacecraft survey of magnetic field line draping in the dayside magnetosheath*, in : *Annales Geophysicae* 23, p. 885–900, DOI : 10.5194/angeo-23-885-2005.
- Coleman Jr., P. J. (1964), *Characteristics of the Region of Interaction between the Interplanetary Plasma and the Geomagnetic Field: Pioneer 5*, in : *J. Geophys. Res.* 69, p. 3051–3076, DOI : 10.1029/JZ069i015p03051.
- Cornilleau-Wehrin, N. et al. (1997), *The Cluster Spatio-Temporal Analysis of Field Fluctuations (STAFF) Experiment*, in : *Space Sci. Rev.* 79, p. 107–136, DOI : 10.1023/A:1004979209565.
- Crooker, N. U. (1979), *Dayside merging and cusp geometry*, in : *J. Geophys. Res.* 84, p. 951–959, DOI : 10.1029/JA084iA03p00951.

- Crooker, N. U., T. E. Eastman et G. S. Stiles (1979), *Observations of plasma depletion in the magnetosheath at the dayside magnetopause*, in : *J. Geophys. Res.* 84, p. 869–874, DOI : 10.1029/JA084iA03p00869.
- Dasso, S., M. S. Nakwacki, P. Démoulin et C. H. Mandrini (2007), *Progressive Transformation of a Flux Rope to an ICME. Comparative Analysis Using the Direct and Fitted Expansion Methods*, in : *Solar Physics* 244, p. 115–137, DOI : 10.1007/s11207-007-9034-2, arXiv : 0706.2889.
- Démoulin, P. (2009), *Why Do Temperature and Velocity Have Different Relationships in the Solar Wind and in Interplanetary Coronal Mass Ejections?*, in : *Solar Physics* 257, p. 169–184, DOI : 10.1007/s11207-009-9338-5.
- Dimmock, A. P. et K. Nykyri (2013), *The statistical mapping of magnetosheath plasma properties based on THEMIS measurements in the magnetosheath interplanetary medium reference frame*, in : *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* 118, p. 4963–4976, DOI : 10.1002/jgra.50465.
- Dungey, J. W. (1961), *Interplanetary Magnetic Field and the Auroral Zones*, in : *Physical Review Letters* 6, p. 47–48, DOI : 10.1103/PhysRevLett.6.47.
- Dyadechkin, S., E. Kallio et R. Jarvinen (2013), *A new 3-D spherical hybrid model for solar wind interaction studies*, in : *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* 118, p. 5157–5168, DOI : 10.1002/jgra.50497.
- Echer, E., M. V. Alves et W. D. Gonzalez (2005), *A statistical study of magnetic cloud parameters and geoeffectiveness*, in : *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics* 67, p. 839–852, DOI : 10.1016/j.jastp.2005.02.010.
- Echer, E., W. D. Gonzalez et B. T. Tsurutani (2008a), *Interplanetary conditions leading to superintense geomagnetic storms ( $Dst \leq -250$  nT) during solar cycle 23*, in : *Geophys. Res. Lett.* 35, L06S03, p. 6, DOI : 10.1029/2007GL031755.
- Echer, E., W. D. Gonzalez, B. T. Tsurutani et A. L. C. Gonzalez (2008b), *Interplanetary conditions causing intense geomagnetic storms ( $Dst \leq -100$  nT) during solar cycle 23 (1996-2006)*, in : *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* 113, A05221, p. 5221, DOI : 10.1029/2007JA012744.
- El-Alaoui, M., R. L. Richard, M. Ashour-Abdalla et M. W. Chen (2004), *Low Mach number bow shock locations during a magnetic cloud event: Observations and magnetohydrodynamic simulations*, in : *Geophys. Res. Lett.* 31, L03813, p. 3813, DOI : 10.1029/2003GL018788.
- Escoubet, C. P., R. Schmidt et M. L. Goldstein (1997), *Cluster - Science and Mission Overview*, in : *Space Sci. Rev.* 79, p. 11–32, DOI : 10.1023/A:1004923124586.
- Fairfield, D. H. (1967), *The ordered magnetic field of the magnetosheath*, in : *J. Geophys. Res.* 72, p. 5865–5877, DOI : 10.1029/JZ072i023p05865.
- Fairfield, D. H. (1971), *Average and unusual locations for the earth's magnetopause and bow shock*. In : *J. Geophys. Res.* 76, p. 6700–6716, DOI : 10.1029/JA076i028p06700.
- Fairfield, D. H. et L. J. Cahill Jr. (1966), *Transition region magnetic field and polar magnetic disturbances*, in : *J. Geophys. Res.* 71, p. 155–169, DOI : 10.1029/JZ071i001p00155.
- Fairfield, D. H., I. H. Cairns, M. D. Desch, A. Szabo, A. J. Lazarus et M. R. Aellig (2001), *The location of low Mach number bow shocks at Earth*, in : *J. Geophys. Res.* 106, p. 25361–25376, DOI : 10.1029/2000JA000252.

- Farris, M. H., S. M. Petrinec et C. T. Russell (1991), *The thickness of the magnetosheath - Constraints on the polytropic index*, in : *Geophys. Res. Lett.* 18, p. 1821–1824, DOI : 10.1029/91GL02090.
- Farris, M. H. et C. T. Russell (1994), *Determining the standoff distance of the bow shock: Mach number dependence and use of models*, in : *J. Geophys. Res.* 99, p. 17681, DOI : 10.1029/94JA01020.
- Farrugia, C. J., N. V. Erkaev, V. K. Jordanova, N. Lugaz, P. E. Sandholt, S. Mühlbacher et R. B. Torbert (2013), *Features of the interaction of interplanetary coronal mass ejections/magnetic clouds with the Earth's magnetosphere*, in : *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics* 99, p. 14–26, DOI : 10.1016/j.jastp.2012.11.014.
- Farrugia, C. J., V. A. Osherovich et L. F. Burlaga (1995), *Magnetic flux rope versus the spheromak as models for interplanetary magnetic clouds*, in : *J. Geophys. Res.* 100, p. 12293–+, DOI : 10.1029/95JA00272.
- Fedder, J. A. et J. G. Lyon (1995), *The Earth's magnetosphere is 165 Re long: Self-consistent currents, convection, magnetospheric structure, and processes for northward interplanetary magnetic field*, in : *J. Geophys. Res.* 100, p. 3623–3635, DOI : 10.1029/94JA02633.
- Formisano, V. (1979), *Orientation and shape of the earth's bow shock in three dimensions*, in : *Planet. Space. Sci.* 27, p. 1151–1161, DOI : 10.1016/0032-0633(79)90135-1.
- Formisano, V., P. C. Hedgecock, G. Moreno, J. Sear et D. Bollea (1971), *Observations of Earth's bow shock for low mach numbers*, in : *Planet. Space Sci.* 19, p. 1519–1531, DOI : 10.1016/0032-0633(71)90011-0.
- Forsslund, D. W., K. B. Quest, J. U. Brackbill et K. Lee (1984), *Collisionless dissipation in quasi-perpendicular shocks*, in : *J. Geophys. Res.* 89, p. 2142–2150, DOI : 10.1029/JA089iA04p02142.
- Fuselier, S. A., K. J. Trattner et S. M. Petrinec (2000), *Cusp observations of high- and low-latitude reconnection for northward interplanetary magnetic field*, in : *J. Geophys. Res.* 105, p. 253–266, DOI : 10.1029/1999JA900422.
- Génot, V., L. Broussillou, E. Budnik, P. Hellinger, P. M. Trávníček, E. Lucek et I. Dandouras (2011), *Timing mirror structures observed by Cluster with a magnetosheath flow model*, in : *Ann. Geophys.* 29, p. 1849–1860, DOI : 10.5194/angeo-29-1849-2011.
- Gold, T. (1959), *Plasma and Magnetic Fields in the Solar System*, in : *J. Geophys. Res.* 64, p. 1665–1674, DOI : 10.1029/JZ064i011p01665.
- Gold, T. (1962), *Magnetic Storms*, in : *Space Sci. Rev.* 1, p. 100–114, DOI : 10.1007/BF00174637.
- Goldstein, H. (1983), “On the field configuration in magnetic clouds”, in : *NASA Conference Publication*, t. 228, NASA Conference Publication, p. 731–733.
- Gombosi, T. I., D. L. DeZeeuw, C. P. T. Groth, K. G. Powell et Q. F. Stout (2000), *Multiscale MHD simulation of a coronal mass ejection and its interaction with the magnetosphere-ionosphere system*, in : *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics* 62, p. 1515–1525, DOI : 10.1016/S1364-6826(00)00091-2.
- Gonzalez, W. D., A. dal Lago, A. L. Clúa de Gonzalez, L. E. A. Vieira et B. T. Tsurutani (2004), *Prediction of peak-Dst from halo CME/magnetic cloud-speed observations*, in : *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics* 66, p. 161–165, DOI : 10.1016/j.jastp.2003.09.006.

- Gonzalez, W. D., J. A. Joselyn, Y. Kamide, H. W. Kroehl, G. Rostoker, B. T. Tsurutani et V. M. Vasyliunas (1994), *What is a geomagnetic storm?*, in : *J. Geophys. Res.* 99, p. 5771–5792, DOI : 10.1029/93JA02867.
- Gonzalez, W. D. et B. T. Tsurutani (1987), *Criteria of interplanetary parameters causing intense magnetic storms (Dst of less than -100 nT)*, in : *Planet. Space Sci.* 35, p. 1101–1109, DOI : 10.1016/0032-0633(87)90015-8.
- Goodrich, C. C., J. G. Lyon, M. Wiltberger, R. E. Lopez et K. Papadopoulos (1998), *An overview of the impact of the January 10-11 1997 magnetic cloud on the magnetosphere via global MHD simulation*, in : *Geophys. Res. Lett.* 25, p. 2537–2540, DOI : 10.1029/98GL01159.
- Gopalswamy, N., S. Akiyama, S. Yashiro, G. Michalek et R. P. Lepping (2008), *Solar sources and geospace consequences of interplanetary magnetic clouds observed during solar cycle 23*, in : *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics* 70, p. 245–253, DOI : 10.1016/j.jastp.2007.08.070.
- Gosling, J. T., J. Birn et M. Hesse (1995), *Three-dimensional magnetic reconnection and the magnetic topology of coronal mass ejection events*, in : *Geophys. Res. Lett.* 22, p. 869–872, DOI : 10.1029/95GL00270.
- Gosling, J. T., V. Pizzo et S. J. Bame (1973), *Anomalously low proton temperatures in the solar wind following interplanetary shock waves - evidence for magnetic bottles?*, in : *J. Geophys. Res.* 78, p. 2001, DOI : 10.1029/JA078i013p02001.
- Grabbe, C. L. et I. H. Cairns (1995), *Analytic MHD theory for Earth's bow shock at low Mach numbers*, in : *J. Geophys. Res.* 100, p. 19941–19950, DOI : 10.1029/95JA01286.
- Greenstadt, E. W. (1976), *Energies of backstreaming protons in the foreshock*, in : *Geophys. Res. Lett.* 3, p. 553–556, DOI : 10.1029/GL003i009p00553.
- Hanuise, C., J. C. Cerisier, F. Auchère, K. Bocchialini, S. Bruinsma, N. Cornilleau-Wehrlin, N. Jakowski, C. Lathuillère, M. Menvielle, J.-J. Valette, N. Vilmer, J. Wattermann et P. Yaya (2006), *From the Sun to the Earth: impact of the 27-28 May 2003 solar events on the magnetosphere, ionosphere and thermosphere*, in : *Annales Geophysicae* 24, p. 129–151, DOI : 10.5194/angeo-24-129-2006.
- Harned, Douglas S. (1982), *Quasineutral hybrid simulation of macroscopic plasma phenomena*, in : *Journal of Computational Physics* 47.3, p. 452–462, ISSN : 0021-9991, DOI : [http://dx.doi.org/10.1016/0021-9991\(82\)90094-8](http://dx.doi.org/10.1016/0021-9991(82)90094-8), URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0021999182900948>.
- Harris, B., C. J. Farrugia, N. V. Erkaev et R. B. Torbert (2013), *Observational aspects of IMF draping-related magnetosheath accelerations for northward IMF*, in : *Annales Geophysicae* 31, p. 1779–1789, DOI : 10.5194/angeo-31-1779-2013.
- Hidalgo, M. A., J. J. Blanco, F. J. Alvarez et T. Nieves-Chinchilla (2011), *On the relationship between magnetic clouds and the great geomagnetic storms associated with the period 1995-2006*, in : *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics* 73, p. 1372–1379, DOI : 10.1016/j.jastp.2011.02.017.
- Hidalgo, M. A., C. Cid, J. Medina et A. F. Viñas (2000), *A new model for the topology of magnetic clouds in the solar wind*, in : *Solar Physics* 194, p. 165–174.
- Hidalgo, M. A., T. Nieves-Chinchilla et C. Cid (2002), *Elliptical cross-section model for the magnetic topology of magnetic clouds*, in : *Geophys. Res. Lett.* 29.13, p. 1637, DOI : 10.1029/2001GL013875.
- Hietala, H. (2012), *Multi-spacecraft studies on space plasma shocks*, thèse de doct., Department of Physics, University of Helsinki.

- Hu, Q. et B. U. Ö. Sonnerup (2001), *Reconstruction of magnetic flux ropes in the solar wind*, in : *Geophys. Res. Lett.* 28, p. 467–470, DOI : 10.1029/2000GL012232.
- Huttunen, K. E. J. et H. E. J. Koskinen (2004), *Importance of post-shock streams and sheath region as drivers of intense magnetospheric storms and high-latitude activity*, in : *Annales Geophysicae* 22, p. 1729–1738, DOI : 10.5194/angeo-22-1729-2004.
- Huttunen, K. E. J., R. Schwenn, V. Bothmer et H. E. J. Koskinen (2005), *Properties and geoeffectiveness of magnetic clouds in the rising, maximum and early declining phases of solar cycle 23*, in : *Annales Geophysicae, vol. 23, Issue 2, pp.625-641* 23, p. 625–641, DOI : 10.5194/angeo-23-625-2005.
- Ivanov, K. G., A. F. Harshiladze, E. G. Eroshenko et V. A. Stiazhkin (1989), *Configuration, structure, and dynamics of magnetic clouds from solar flares in light of measurements on broad VEGA 1 and VEGA 2 in January-February 1986*, in : *Solar Physics* 120, p. 407–419, DOI : 10.1007/BF00159888.
- Jelínek, K., Z. Němeček, J. Šafránková, J.-H. Shue, A. V. Suvorova et D. G. Sibeck (2010), *Thin magnetosheath as a consequence of the magnetopause deformation: THEMIS observations*, in : *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* 115, A10203, p. 10203, DOI : 10.1029/2010JA015345.
- Jeřáb, M., Z. Němeček, J. Šafránková, K. Jelínek et J. Měrka (2005), *Improved bow shock model with dependence on the IMF strength*, in : *Planet. Space. Sci.* 53, p. 85–93, DOI : 10.1016/j.pss.2004.09.032.
- Jian, L., C. T. Russell, J. G. Luhmann et R. M. Skoug (2006), *Properties of Interplanetary Coronal Mass Ejections at One AU During 1995–2004*, in : *Solar Physics* 239, p. 393–436, DOI : 10.1007/s11207-006-0133-2.
- Johnstone, A. D., C. Alsop, S. Burge, P. J. Carter, A. J. Coates, A. J. Coker, A. N. Fazakerley, M. Grande, R. A. Gowen, C. Gurgiolo, B. K. Hancock, B. Narheim, A. Preece, P. H. Sheather, J. D. Winningham et R. D. Woodliffe (1997), *Peace: a Plasma Electron and Current Experiment*, in : *Space Sci. Rev.* 79, p. 351–398, DOI : 10.1023/A:1004938001388.
- Kallio, E. J. et H. E. J. Koskinen (2000), *A semiempirical magnetosheath model to analyze the solar wind-magnetosphere interaction*, in : *J. Geophys. Res.* 105, p. 27469–27480, DOI : 10.1029/2000JA900086.
- Kane, R. P. (2005), *How good is the relationship of solar and interplanetary plasma parameters with geomagnetic storms?*, in : *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* 110, A02213, p. 2213, DOI : 10.1029/2004JA010799.
- Kataoka, R., D. H. Fairfield, D. G. Sibeck, L. Rastätter, M.-C. Fok, T. Nagatsuma et Y. Ebihara (2005), *Magnetosheath variations during the storm main phase on 20 November 2003: Evidence for solar wind density control of energy transfer to the magnetosphere*, in : *Geophys. Res. Lett.* 32, L21108, p. 21108, DOI : 10.1029/2005GL024495.
- Kilpua, E. K. J., A. Isavnin, A. and Vourlidas, H. E. J. Koskinen et L. Rodriguez (2013), *On the relationship between interplanetary coronal mass ejections and magnetic clouds*, in : *Annales Geophysicae* 31.7, p. 1251–1265, DOI : 10.5194/angeo-31-1251-2013, URL : <http://www.ann-geophys.net/31/1251/2013/>.
- Kilpua, E. K. J., L. K. Jian, Y. Li, J. G. Luhmann et C. T. Russell (2011), *Multipoint ICME encounters: Pre-STEREO and STEREO observations*, in : *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics* 73, p. 1228–1241, DOI : 10.1016/j.jastp.2010.10.012.

- Kilpua, E. K. J., Y. Li, J. G. Luhmann, L. K. Jian et C. T. Russell (2012), *On the relationship between magnetic cloud field polarity and geoeffectiveness*, in : *Annales Geophysicae* 30.7, p. 1037–1050, DOI : 10.5194/angeo-30-1037-2012, URL : <http://www.ann-geophys.net/30/1037/2012/>.
- Klein, L. W. et L. F. Burlaga (1982), *Interplanetary magnetic clouds at 1 AU*, in : *J. Geophys. Res.* 87, p. 613–624, DOI : 10.1029/JA087iA02p00613.
- Kobel, E. et E. O. Flückiger (1994), *A model of the steady state magnetic field in the magnetosheath*, in : *J. Geophys. Res.* 99, p. 23617, DOI : 10.1029/94JA01778.
- Kokubun, S., Yamamoto T., Acuña M. H., K. Hayashi, K. Shiokawa et H. Kawano (1994), *The GEOTAIL Magnetic Field Experiment*, in : *J. Geomag. Geoelectr.* 46, p. 7–21.
- Koskinen, H. E. J. et K. E. J. Huttunen (2006), *Geoeffectivity of Coronal Mass Ejections*, in : *Space Sci. Rev.* 124, p. 169–181, DOI : 10.1007/s11214-006-9103-0.
- Landau, L. Q. et E. M. Lifshitz (1959), *Fluid Mechanics*, Pergamon, New York.
- Lavraud, B. et J. E. Borovsky (2008), *Altered solar wind-magnetosphere interaction at low Mach numbers: Coronal mass ejections*, in : *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* 113, A00B08, DOI : 10.1029/2008JA013192.
- Lavraud, B., J. E. Borovsky, A. J. Ridley, E. W. Pogue, M. F. Thomsen, H. Rème, A. N. Fazakerley et E. A. Lucek (2007), *Strong bulk plasma acceleration in Earth's magnetosheath: A magnetic slingshot effect?*, in : *Geophys. Res. Lett.* 34, L14102, p. 14102, DOI : 10.1029/2007GL030024.
- Lavraud, B., E. Larroque, E. Budnik, V. Génot, J. E. Borovsky, M. W. Dunlop, C. Foullon, H. Hasegawa, C. Jacquy, K. Nykyri, A. Ruffenach, M. G. G. T. Taylor, I. Dandouras et H. Rème (2013), *Asymmetry of magnetosheath flows and magnetopause shape during low Alfvén Mach number solar wind*, in : *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* 118, p. 1089–1100, DOI : 10.1002/jgra.50145.
- Lavraud, B., A. Ruffenach, A. P. Rouillard, P. Kajdic, W. B. Manchester et N. Lugaz (2014), *Geo-effectiveness and radial dependence of magnetic cloud erosion by magnetic reconnection*, in : *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* 119, p. 26–35, DOI : 10.1002/2013JA019154.
- Lembège, B. et P. Savoini (1992), *Nonstationarity of a two-dimensional quasiperpendicular supercritical collisionless shock by self-reformation*, in : *Physics of Fluids B* 4, p. 3533–3548, DOI : 10.1063/1.860361.
- Lembège, B., P. Savoini, P. Hellinger et P. M. Trávníček (2009), *Nonstationarity of a two-dimensional perpendicular shock: Competing mechanisms*, in : *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* 114, A03217, p. 3217, DOI : 10.1029/2008JA013618.
- Lepping, R. P., D. B. Berdichevsky, L. F. Burlaga, A. J. Lazarus, J. Kasper, M. D. Desch, C.-C. Wu, D. V. Reames, H. J. Singer, C. W. Smith et K. L. Ackerson (2001), *The Bastille day Magnetic Clouds and Upstream Shocks: Near-Earth Interplanetary Observations*, in : *Solar Physics* 204, p. 285–303, DOI : 10.1023/A:1014264327855.
- Lepping, R. P., D. B. Berdichevsky, C.-C. Wu, A. Szabo, T. Narock, F. Mariani, A. J. Lazarus et A. J. Quivers (2006), *A summary of WIND magnetic clouds for years 1995-2003: model-fitted parameters, associated errors and classifications*, in : *Annales Geophysicae* 24, p. 215–245, DOI : 10.5194/angeo-24-215-2006.
- Lepping, R. P., L. F. Burlaga et J. A. Jones (1990), *Magnetic field structure of interplanetary magnetic clouds at 1 AU*, in : *J. Geophys. Res.* 951, p. 11957–11965, DOI : 10.1029/JA095iA08p11957.

- Lepping, R. P., A. Szabo, C. E. DeForest et B. J. Thompson (1997), “Magnetic Flux in Modeled Magnetic Clouds at 1 AU and Some Specific Comparisons to Associated Photospheric Flux”, in : *Correlated Phenomena at the Sun, in the Heliosphere and in Geospace*, sous la dir. d’A. Wilson, t. 415, ESA Special Publication, p. 163.
- Lepping, R. P., A. Szabo, K. W. Ogilvie, R. J. Fitzenreiter, A. J. Lazarus et J. T. Steinberg (1996), *Magnetic cloud-bow shock interaction: WIND and IMP-8 observations*, in : *Geophys. Res. Lett.* 23, p. 1195–1198, DOI : 10.1029/96GL01287.
- Lin, Y. et X. Y. Wang (2005), *Three-dimensional global hybrid simulation of dayside dynamics associated with the quasi-parallel bow shock*, in : *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* 110, A12216, p. 12216, DOI : 10.1029/2005JA011243.
- Longmore, M., S. J. Schwartz, J. Geach, B. M. A. Cooling, I. Dandouras, E. A. Lucek et A. N. Fazakerley (2005), *Dawn-dusk asymmetries and sub-Alfvénic flow in the high and low latitude magnetosheath*, in : *Annales Geophysicae* 23, p. 3351–3364, DOI : 10.5194/angeo-23-3351-2005.
- Longmore, M., S. J. Schwartz et E. A. Lucek (2006), *Rotation of the magnetic field in Earth’s magnetosheath by bulk magnetosheath plasma flow*, in : *Annales Geophysicae* 24, p. 339–354, DOI : 10.5194/angeo-24-339-2006.
- Lopez, R. E., C. Goodrich, M. Wiltberger et J. Lyon (2000), *Solar wind-magnetosphere energy coupling under extreme interplanetary conditions: MHD simulations*, in : *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics* 62, p. 865–874, DOI : 10.1016/S1364-6826(00)00058-4.
- Lopez, R. E., J. G. Lyon, M. J. Wiltberger et C. C. Goodrich (2001), *Comparison of global MHD simulation results with actual storm and substorm events*, in : *Advances in Space Research* 28, p. 1701–1706, DOI : 10.1016/S0273-1177(01)00535-X.
- Lopez, R. E., M. Wiltberger, S. Hernandez et J. G. Lyon (2004), *Solar wind density control of energy transfer to the magnetosphere*, in : *Geophys. Res. Lett.* 31, L08804, p. 8804, DOI : 10.1029/2003GL018780.
- Lu, Q., L. Zhou et S. Wang (2010), *Particle-in-cell simulations of whistler waves excited by an electron kappa distribution in space plasma*, in : *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* 115, A02213, p. 2213, DOI : 10.1029/2009JA014580.
- Lugaz, N., W. B. Manchester IV et T. I. Gombosi (2005), *Numerical Simulation of the Interaction of Two Coronal Mass Ejections from Sun to Earth*, in : *Astrophysical Journal* 634, p. 651–662, DOI : 10.1086/491782.
- Luhmann, J. G., C. T. Russell et R. C. Elphic (1986), *Spatial distributions of magnetic field fluctuations in the dayside magnetosheath*, in : *J. Geophys. Res.* 91, p. 1711–1715, DOI : 10.1029/JA091iA02p01711.
- Luhmann, J. G., S. C. Solomon, J. A. Linker, J. G. Lyon, Z. Mikic, D. Odstrcil, W. Wang et M. Wiltberger (2004), *Coupled model simulation of a Sun-to-Earth space weather event*, in : *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics* 66, p. 1243–1256, DOI : 10.1016/j.jastp.2004.04.005.
- Lundquist, S. (1950), *Magnetohydrostatic fields*, in : *Ark. Fys.* 2, p. 361–365.
- Lynnyk, A. et M. Vandas (2009), *Fitting of expanding magnetic clouds: A statistical study*, in : *Planet. Space Sci.* 57, p. 1375–1380, DOI : 10.1016/j.pss.2009.06.015.
- Maksimovic, M., S. D. Bale, T. S. Horbury et M. André (2003), *Bow shock motions observed with CLUSTER*, in : *Geophys. Res. Lett.* 30, 1393, p. 1393, DOI : 10.1029/2002GL016761.

- Manchester, W. B., J. U. Kozyra, S. T. Lepri et B. Lavraud (2014), *Simulation of magnetic cloud erosion during propagation*, in : *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, n/a–n/a, ISSN : 2169-9402, DOI : 10.1002/2014JA019882, URL : <http://dx.doi.org/10.1002/2014JA019882>.
- Marubashi, K. (1986), *Structure of the interplanetary magnetic clouds and their solar origins*, in : *Advances in Space Research* 6, p. 335–338, DOI : 10.1016/0273-1177(86)90172-9.
- Matthews, Alan P. (1994), *Current Advance Method and Cyclic Leapfrog for 2D Multispecies Hybrid Plasma Simulations*, in : *Journal of Computational Physics* 112.1, p. 102–116, ISSN : 0021-9991, DOI : <http://dx.doi.org/10.1006/jcph.1994.1084>, URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0021999184710849>.
- Mayaud, P.N. (1980), *Derivation, Meaning, and Use of Geomagnetic Indices*, Washington DC American Geophysical Union Geophysical Monograph Series.
- McComas, D. J., S. J. Bame, P. Barker, W. C. Feldman, J. L. Phillips, P. Riley et J. W. Griffiee (1998), *Solar Wind Electron Proton Alpha Monitor (SWEPAM) for the Advanced Composition Explorer*, in : *Space Sci. Rev.* 86, p. 563–612, DOI : 10.1023/A:1005040232597.
- Měrka, J., A. Szabo, T. W. Narock, J. H. King, K. I. Paularena et J. D. Richardson (2003), *A comparison of IMP 8 observed bow shock positions with model predictions*, in : *J. Geophys. Res.* 108, 1077, p. 1077, DOI : 10.1029/2002JA009384.
- Měrka, J., A. Szabo, T. W. Narock, J. D. Richardson et J. H. King (2005a), *Three decades of bow shock observations by IMP 8 and model predictions*, in : *Planet. Space. Sci.* 53, p. 79–84, DOI : 10.1016/j.pss.2004.09.031.
- Měrka, J., A. Szabo, J. A. Slavin et M. Peredo (2005b), *Three-dimensional position and shape of the bow shock and their variation with upstream Mach numbers and interplanetary magnetic field orientation*, in : *J. Geophys. Res.* 110, A04202, p. 4202, DOI : 10.1029/2004JA010944.
- Modolo, R. (2004), *Modélisation de l'interaction du vent solaire, ou du plasma kronien, avec les environnements neutres de Mars et de Titan*, thèse de doct., Université de Versailles St Quentin en Yvelines.
- Modolo, R. et G. M. Chanteur (2008), *A global hybrid model for Titan's interaction with the Kronian plasma: Application to the Cassini Ta flyby*, in : *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* 113, A01317, p. 1317, DOI : 10.1029/2007JA012453.
- Modolo, R., G. M. Chanteur, E. Dubinin et A. P. Matthews (2005), *Influence of the solar EUV flux on the Martian plasma environment*, in : *Annales Geophysicae* 23, p. 433–444, DOI : 10.5194/angeo-23-433-2005.
- Montgomery, M. D., J. R. Asbridge, S. J. Bame et W. C. Feldman (1974), *Solar wind electron temperature depressions following some interplanetary shock waves: Evidence for magnetic merging?*, in : *J. Geophys. Res.* 79, p. 3103, DOI : 10.1029/JA079i022p03103.
- Morrison, P., S. Olbert et B. Rossi (1954), *The Origin of Cosmic Rays*, in : *Physical Review* 94, p. 440–453, DOI : 10.1103/PhysRev.94.440.
- Mulligan, T., C. T. Russell et J. G. Luhmann (1998), *Solar cycle evolution of the structure of magnetic clouds in the inner heliosphere*, in : *Geophys. Res. Lett.* 25, p. 2959–2962, DOI : 10.1029/98GL01302.
- Němeček, Z., M. Hayosh, J. Šafránková, G. N. Zastenker et J. D. Richardson (2003), *The dawn-dusk asymmetry of the magnetosheath: INTERBALL-1 observations*, in :



- Advances in Space Research* 31, p. 1333–1340, DOI : 10.1016/S0273-1177(03)00007-3.
- Němeček, Z. et J. Šafránková (1991), *The earth's bow shock and magnetopause position as a result of the solar wind-magnetosphere interaction*, in : *J. Atmos. Terr. Phys.* 53, p. 1049–1054.
- Ness, N. F., C. S. Scearce et J. B. Seek (1964), *Initial Results of the Imp 1 Magnetic Field Experiment*, in : *J. Geophys. Res.* 69, p. 3531–3569, DOI : 10.1029/JZ069i017p03531.
- Newell, P. T., T. Sotirelis, K. Liou, C.-I. Meng et F. J. Rich (2007), *A nearly universal solar wind-magnetosphere coupling function inferred from 10 magnetospheric state variables*, in : *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* 112, A01206, p. 1206, DOI : 10.1029/2006JA012015.
- Nishida, A. (1994), *The GEOTAIL mission*, in : *Geophys. Res. Lett.* 21, p. 2871–2873, DOI : 10.1029/94GL01223.
- Odstrčil, D. (2003), *Modeling 3-D solar wind structure*, in : *Advances in Space Research* 32, p. 497–506, DOI : 10.1016/S0273-1177(03)00332-6.
- Omidi, N., X. Blanco-Cano, C. T. Russell et H. Karimabadi (2004), *Dipolar magnetospheres and their characterization as a function of magnetic moment*, in : *Advances in Space Research* 33, p. 1996–2003, DOI : 10.1016/j.asr.2003.08.041.
- Omidi, N., D. Sibeck, O. Gutynska et K. J. Trattner (2014), *Magnetosheath filamentary structures formed by ion acceleration at the quasi-parallel bow shock*, in : *Journal of Geophysical Research: Space Physics* 119.4, p. 2593–2604, ISSN : 2169-9402, DOI : 10.1002/2013JA019587, URL : <http://dx.doi.org/10.1002/2013JA019587>.
- Omidi, N., H. Zhang, D. Sibeck et D. Turner (2013), *Spontaneous hot flow anomalies at quasi-parallel shocks: 2. Hybrid simulations*, in : *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* 118, p. 173–180, DOI : 10.1029/2012JA018099.
- Ontiveros, V. et J. A. Gonzalez-Esparza (2010), *Geomagnetic storms caused by shocks and ICMEs*, in : *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* 115, A10244, p. 10244, DOI : 10.1029/2010JA015471.
- Osherovich, V. A., C. J. Farrugia et L. F. Burlaga (1993), *Dynamics of aging magnetic clouds*, in : *Advances in Space Research* 13, p. 57–62, DOI : 10.1016/0273-1177(93)90391-N.
- Paschmann, G., N. Sckopke, G. Haerendel, J. Papamastorakis, S. J. Bame, J. R. Asbridge, J. T. Gosling, E. W. Hones Jr. et E. R. Tech (1978), *ISEE plasma observations near the subsolar magnetopause*, in : *Space Sci. Rev.* 22, p. 717–737, DOI : 10.1007/BF00212620.
- Paularena, K. I., J. D. Richardson, M. A. Kolpak, C. R. Jackson et G. L. Siscoe (2001), *A dawn-dusk density asymmetry in Earth's magnetosheath*, in : *J. Geophys. Res.* 106, p. 25377–25394, DOI : 10.1029/2000JA000177.
- Peredo, M., J. A. Slavin, E. Mazur et S. A. Curtis (1995), *Three-dimensional position and shape of the bow shock and their variation with Alfvénic, sonic and magnetosonic Mach numbers and interplanetary magnetic field orientation*, in : *J. Geophys. Res.* 100, p. 7907–7916, DOI : 10.1029/94JA02545.
- Petrinec, S. M. (2013), *On the magnetic field configuration of the magnetosheath*, in : *Terrestrial, Atmospheric and Oceanic Sciences* 24, p. 265–272, DOI : 10.3319/TAO.2012.10.17.02(SEC).
- Phan, T.-D., G. Paschmann, W. Baumjohann, N. Sckopke et H. Luehr (1994), *The magnetosheath region adjacent to the dayside magnetopause: AMPTE/IRM observations*, in : *J. Geophys. Res.* 99, p. 121–141, DOI : 10.1029/93JA02444.

- Piddington, J. H. (1958), *Interplanetary Magnetic Field and Its Control of Cosmic-Ray Variations*, in : *Physical Review* 112, p. 589–596, DOI : 10.1103/PhysRev.112.589.
- Reme, H. et al. (1997), *The Cluster Ion Spectrometry (cis) Experiment*, in : *Space Sci. Rev.* 79, p. 303–350, DOI : 10.1023/A:1004929816409.
- Richardson, I. G. et H. V. Cane (2010), *Near-Earth Interplanetary Coronal Mass Ejections During Solar Cycle 23 (1996 - 2009): Catalog and Summary of Properties*, in : *Solar Physics* 264, p. 189–237, DOI : 10.1007/s11207-010-9568-6.
- Richer, E., R. Modolo, G. M. Chanteur, S. Hess et F. Leblanc (2012), *A global hybrid model for Mercury's interaction with the solar wind: Case study of the dipole representation*, in : *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* 117, A10228, p. 10228, DOI : 10.1029/2012JA017898.
- Ridley, A., T. Gombosi et D. Dezeew (2004), *Ionospheric control of the magnetosphere: conductance*, in : *Annales Geophysicae* 22, p. 567–584, DOI : 10.5194/angeo-22-567-2004.
- Romashets, E. P., S. Poedts et M. Vandas (2008), *Modeling of the magnetic field in the magnetosheath region*, in : *J. Geophys. Res.* 113, A02203, p. 2203, DOI : 10.1029/2006JA012072.
- Rosenqvist, L., A. Kullen et S. Buchert (2007), *An unusual giant spiral arc in the polar cap region during the northward phase of a Coronal Mass Ejection*, in : *Annales Geophysicae* 25, p. 507–517, DOI : 10.5194/angeo-25-507-2007.
- Ruffenach, A., B. Lavraud, M. J. Owens, J.-A. Sauvaud, N. P. Savani, A. P. Rouillard, P. Démoulin, C. Foullon, A. Opitz, A. Fedorov, C. J. Jacquey, V. Génot, P. Louarn, J. G. Luhmann, C. T. Russell, C. J. Farrugia et A. B. Galvin (2012), *Multispacecraft observation of magnetic cloud erosion by magnetic reconnection during propagation*, in : *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* 117, A09101, p. 9101, DOI : 10.1029/2012JA017624.
- Russell, C. T. (1999), *Magnetic stress in solar system plasmas*. In : *Australian Journal of Physics* 52, p. 733–751.
- Russell, C. T. (2000), *The solar wind interaction with the Earth's magnetosphere: a tutorial*, in : *IEEE Transactions on Plasma Science* 28, p. 1818–1830, DOI : 10.1109/27.902211.
- Russell, C. T., M. M. Mellott, E. J. Smith et J. H. King (1983), *Multiple spacecraft observations of interplanetary shocks Four spacecraft determination of shock normals*, in : *J. Geophys. Res.* 88, p. 4739–4748, DOI : 10.1029/JA088iA06p04739.
- Šafránková, J., M. Hayosh, O. Gutynska, Z. Němeček et L. Přech (2009), *Reliability of prediction of the magnetosheath  $B_z$  component from interplanetary magnetic field observations*, in : *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* 114, A12213, p. 12213, DOI : 10.1029/2009JA014552.
- Samsonov, A. A., Z. Němeček, J. Šafránková et K. Jelínek (2012), *Why does the subsolar magnetopause move sunward for radial interplanetary magnetic field?*, in : *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* 117, A05221, p. 5221, DOI : 10.1029/2011JA017429.
- Savoini, P. et B. Lembège (1994), *Electron dynamics in two- and one-dimensional oblique supercritical collisionless magnetosonic shocks*, in : *J. Geophys. Res.* 99, p. 6609–6635, DOI : 10.1029/93JA03330.
- Savoini, P., B. Lembège et J. Stienlet (2010), *Origin of backstreaming electrons within the quasi-perpendicular foreshock region: Two-dimensional self-consistent PIC simulation*,

- in : *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* 115, A09104, p. 9104, DOI : 10.1029/2010JA015263.
- Schatten, K. H., N. F. Ness et J. M. Wilcox (1968), *Influence of a Solar Active Region on the Interplanetary Magnetic Field*, in : *Solar Physics* 5, p. 240–256, DOI : 10.1007/BF00147968.
- Schild, M. A. (1969), *Pressure balance between solar wind and magnetosphere*. In : *J. Geophys. Res.* 74, p. 1275–1286, DOI : 10.1029/JA074i005p01275.
- Schwartz, S.J. (1998), *Analysis Methods for Multi-spacecraft Data. ISSI Scientific Report*, in : sous la dir. de G. Paschmann et W. Daly, chap. Shock and Discontinuity Normals, Mach Numbers, and Related Parameters, p. 249–270.
- Seiff, A. (1962), *Recent Information on Hypersonic Flow Fields*, in : *NASA Special Publication* 24, p. 19.
- Shevryev, N. N., G. N. Zastenker et J. Du (2007), *Statistics of low-frequency variations in solar wind, foreshock and magnetosheath: INTERBALL-1 and CLUSTER data*, in : *Planet. Space Sci.* 55, p. 2330–2335, DOI : 10.1016/j.pss.2007.05.014.
- Shue, J.-H., J. K. Chao, H. C. Fu, C. T. Russell, P. Song, K. K. Khurana et H. J. Singer (1997), *A new functional form to study the solar wind control of the magnetopause size and shape*, in : *J. Geophys. Res.* 102, p. 9497–9512, DOI : 10.1029/97JA00196.
- Shue, J.-H., J.-K. Chao, P. Song, J. P. McFadden, A. Suvorova, V. Angelopoulos, K. H. Glassmeier et F. Plaschke (2009), *Anomalous magnetosheath flows and distorted subsolar magnetopause for radial interplanetary magnetic fields*, in : *Geophys. Res. Lett.* 36, L18112, p. 18112, DOI : 10.1029/2009GL039842.
- Shue, J.-H., P. Song, C. T. Russell, J. T. Steinberg, J. K. Chao, G. Zastenker, O. L. Vaisberg, S. Kokubun, H. J. Singer, T. R. Detman et H. Kawano (1998), *Magnetopause location under extreme solar wind conditions*, in : *J. Geophys. Res.* 103, p. 17691–17700, DOI : 10.1029/98JA01103.
- Smith, C. W., J. L’Heureux, N. F. Ness, M. H. Acuña, L. F. Burlaga et J. Scheifele (1998), *The ACE Magnetic Fields Experiment*, in : *Space Sci. Rev.* 86, p. 613–632, DOI : 10.1023/A:1005092216668.
- Sonett, C. P., D. S. Colburn, L. Davis, E. J. Smith et P. J. Coleman (1964), *Evidence for a Collision-Free Magnetohydrodynamic Shock in Interplanetary Space*, in : *Physical Review Letters* 13, p. 153–156, DOI : 10.1103/PhysRevLett.13.153.
- Song, P., D. L. DeZeeuw, T. I. Gombosi, C. P. T. Groth et K. G. Powell (1999), *A numerical study of solar wind-magnetosphere interaction for northward interplanetary magnetic field*, in : *J. Geophys. Res.* 104, p. 28361–28378, DOI : 10.1029/1999JA900378.
- Sonnerup, B. U. Ö. et M. Scheible (1998), *Analysis Methods for Multi-spacecraft Data. ISSI Scientific Report*, in : sous la dir. de G. Paschmann et W. Daly, chap. Minimum and maximum variance analysis.
- Soucek, J. et C. P. Escoubet (2012), *Predictive model of magnetosheath plasma flow and its validation against Cluster and THEMIS data*, in : *Annales Geophysicae* 30, p. 973–982, DOI : 10.5194/angeo-30-973-2012.
- Spreiter, J. R. et S. S. Stahara (1994), *Gasdynamic and magnetohydrodynamic modeling of the magnetosheath: A tutorial*, in : *Advances in Space Research* 14, p. 5–19, DOI : 10.1016/0273-1177(94)90042-6.
- Spreiter, J. R., A. L. Summers et A. Y. Alksne (1966), *Hydromagnetic flow around the magnetosphere*, in : *Planet. Space Sci.* 14, p. 223, DOI : 10.1016/0032-0633(66)90124-3.

- Stahara, S. S. (2002), *Adventures in the magnetosheath: two decades of modeling and planetary applications of the Spreiter magnetosheath model*, in : *Planet. Space Sci.* 50, p. 421–442, DOI : 10.1016/S0032-0633(02)00023-5.
- Stone, E. C., A. M. Frandsen, R. A. Mewaldt, E. R. Christian, D. Margolies, J. F. Ormes et F. Snow (1998), *The Advanced Composition Explorer*, in : *Space Sci. Rev.* 86, p. 1–22, DOI : 10.1023/A:1005082526237.
- Stone, R. G. et B. T. Tsurutani, éd. (1985), *Collisionless shocks in the heliosphere: A tutorial review*, t. 34, Washington DC American Geophysical Union Geophysical Monograph Series.
- Suvorova, A. V., J.-H. Shue, A. V. Dmitriev, D. G. Sibeck, J. P. McFadden, H. Hasegawa, K. Ackerson, K. Jelínek, J. Šafránková et Z. Němeček (2010), *Magnetopause expansions for quasi-radial interplanetary magnetic field: THEMIS and Geotail observations*, in : *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* 115, A10216, p. 10216, DOI : 10.1029/2010JA015404, arXiv : 1302.3789 [physics.space-ph].
- Tan, B., Y. Lin, J. D. Perez et X. Y. Wang (2011), *Global-scale hybrid simulation of dayside magnetic reconnection under southward IMF: Structure and evolution of reconnection*, in : *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* 116, A02206, p. 2206, DOI : 10.1029/2010JA015580.
- Tousey, R. (1973), “The solar corona.”, in : *Space Research Conference*, sous la dir. de M. J. Rycroft et S. K. Runcorn, p. 713–730.
- Trattner, K. J., S. A. Fuselier et S. M. Petrinec (2004), *Location of the reconnection line for northward interplanetary magnetic field*, in : *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* 109, A03219, p. 3219, DOI : 10.1029/2003JA009975.
- Trattner, K. J., J. S. Mulcock, S. M. Petrinec et S. A. Fuselier (2007), *Probing the boundary between antiparallel and component reconnection during southward interplanetary magnetic field conditions*, in : *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* 112, A08210, p. 8210, DOI : 10.1029/2007JA012270.
- Treumann, R. A. et C. H. Jaroschek (2008), *Fundamentals of Non-relativistic Collisionless Shock Physics: I. The Shock Problem*, in : *ArXiv e-prints*, arXiv : 0805.2132.
- Tsubouchi, K., T. Terasawa, N. Shimada, T. Mukai, Y. Saito, T. Yamamoto, S. Machida, S. Kokubun, H. Matsumoto, H. Kojima, A. J. Lazarus, J. T. Steinberg et R. P. Lepping (1997), *Bow shock expansion caused by the magnetic cloud passage on october 18, 1995*, in : *Advances in Space Research* 20, p. 725–728, DOI : 10.1016/S0273-1177(97)00462-6.
- Tsurutani, B. T. et W. D. Gonzalez (1995), *The efficiency of ‘viscous interaction’ between the solar wind and the magnetosphere during intense northward IMF events*, in : *Geophys. Res. Lett.* 22, p. 663–666, DOI : 10.1029/95GL00205.
- Tsurutani, B. T. et R. G. Stone, éd. (1985), *Collisionless shocks in the heliosphere: Reviews of current research*, t. 35, Washington DC American Geophysical Union Geophysical Monograph Series.
- Tsyganenko, N. A. (1995), *Modeling the Earth’s magnetospheric magnetic field confined within a realistic magnetopause*, in : *J. Geophys. Res.* 100, p. 5599–5612, DOI : 10.1029/94JA03193.
- Tsyganenko, N. A. (1996), “Effects of the solar wind conditions in the global magnetospheric configurations as deduced from data-based field models (Invited)”, in : *International Conference on Substorms*, sous la dir. d’E. J. Rolfe et B. Kaldeich, t. 389, ESA Special Publication, p. 181.

- Turc, L., D. Fontaine, P. Savoini, H. Hietala et E. K. J. Kilpua (2013), *A comparison of bow shock models with Cluster observations during low Alfvén Mach number magnetic clouds*, in : *Annales Geophysicae* 31, p. 1011–1019, DOI : 10.5194/angeo-31-1011-2013.
- Turc, L., D. Fontaine, P. Savoini et E. K. J. Kilpua (2014a), *A model of the magnetosheath magnetic field during magnetic clouds*, in : *Annales Geophysicae* 32, p. 157–173, DOI : 10.5194/angeo-32-157-2014.
- Turc, L., D. Fontaine, P. Savoini et E. K. J. Kilpua (2014b), *Magnetic clouds’ structure in the magnetosheath as observed by Cluster and Geotail: four case studies*, in : *Ann. Geophys.* 32, p. 1247–1261, DOI : 10.5194/angeo-32-1247-2014.
- Vandas, M., S. Fischer, M. Dryer, Z. Smith, T. Detman et A. Geranios (1997), *MHD simulation of an interaction of a shock wave with a magnetic cloud*, in : *J. Geophys. Res.* 102, p. 22295–22300, DOI : 10.1029/97JA01675.
- Vandas, M., S. Fischer, P. Pelant et A. Geranios (1993a), *Evidence for a spheroidal structure of magnetic clouds*, in : *J. Geophys. Res.* 98, p. 21061, DOI : 10.1029/93JA01749.
- Vandas, M., S. Fischer, P. Pelant et A. Geranios (1993b), *Spheroidal models of magnetic clouds and their comparison with spacecraft measurements*, in : *J. Geophys. Res.* 98, p. 11467, DOI : 10.1029/93JA00055.
- Vandas, M. et E. P. Romashets (2002), “Magnetic field in an elliptic flux rope: a generalization of the Lundquist solution”, in : *Solar Variability: From Core to Outer Frontiers*, sous la dir. d’A. Wilson, t. 506, ESA Special Publication, p. 217–220.
- Verigin, M., G. Kotova, A. Szabo, J. Slavin, T. Gombosi, K. Kabin, F. Shugaev et A. Kalinchenko (2001), *Wind observations of the terrestrial bow shock: 3-D shape and motion*, in : *Earth, Planets, and Space* 53, p. 1001–1009.
- Vourlidas, A., B. J. Lynch, R. A. Howard et Y. Li (2013), *How Many CMEs Have Flux Ropes? Deciphering the Signatures of Shocks, Flux Ropes, and Prominences in Coronagraph Observations of CMEs*, in : *Solar Physics* 284, p. 179–201, DOI : 10.1007/s11207-012-0084-8, arXiv : 1207.1599 [astro-ph.SR].
- Walsh, A. P., S. Haaland, C. Forsyth, A. M. Keesee, J. Kissinger, K. Li, A. Runov, J. Soucek, B. M. Walsh, S. Wing et M. G. G. T. Taylor (2014), *Dawn-dusk asymmetries in the coupled solar wind-magnetosphere-ionosphere system: a review*, in : *Annales Geophysicae* 32.7, p. 705–737, DOI : 10.5194/angeo-32-705-2014, URL : <http://www.ann-geophys.net/32/705/2014/>.
- Walsh, B. M., D. G. Sibeck, Y. Wang et D. H. Fairfield (2012), *Dawn-dusk asymmetries in the Earth’s magnetosheath*, in : *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* 117, A12211, p. 12211, DOI : 10.1029/2012JA018240.
- Wang, Y. M., S. Wang et P. Z. Ye (2002), *Multiple magnetic clouds in interplanetary space*, in : *Solar Physics* 211, p. 333–344, DOI : 10.1023/A:1022404425398.
- Wang, Y., P. Ye et S. Wang (2007), *The Dependence of the Geoeffectiveness of Interplanetary Flux Rope on Its Orientation, with Possible Application to Geomagnetic Storm Prediction*, in : *Solar Physics* 240, p. 373–386, DOI : 10.1007/s11207-006-0101-x.
- Wu, C. C., R. P. Lepping et N. Gopalswamy (2006), *Relationships Among Magnetic Clouds, CMES, and Geomagnetic Storms*, in : *Solar Physics* 239, p. 449–460, DOI : 10.1007/s11207-006-0037-1.
- Wu, C.-C. et R. P. Lepping (2002), *Effects of magnetic clouds on the occurrence of geomagnetic storms: The first 4 years of Wind*, in : *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* 107, 1314, p. 1314, DOI : 10.1029/2001JA000161.

- Wu, C.-C. et R. P. Lepping (2011), *Statistical Comparison of Magnetic Clouds with Interplanetary Coronal Mass Ejections for Solar Cycle 23*, in : *Solar Physics* 269, p. 141–153, DOI : 10.1007/s11207-010-9684-3.
- Wu, D. J., J. K. Chao et R. P. Lepping (2000), *Interaction between an interplanetary magnetic cloud and the Earth's magnetosphere: Motions of the bow shock*, in : *J. Geophys. Res.* 105, p. 12627–12638, DOI : 10.1029/1999JA000265.
- Xiong, M., H. Zheng, Y. Wang et S. Wang (2006a), *Magnetohydrodynamic simulation of the interaction between interplanetary strong shock and magnetic cloud and its consequent geoeffectiveness*, in : *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* 111, A08105, p. 8105, DOI : 10.1029/2005JA011593, arXiv : 0904.0769 [astro-ph.SR].
- Xiong, M., H. Zheng, Y. Wang et S. Wang (2006b), *Magnetohydrodynamic simulation of the interaction between interplanetary strong shock and magnetic cloud and its consequent geoeffectiveness: 2. Oblique collision*, in : *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* 111, A11102, p. 11102, DOI : 10.1029/2006JA011901, arXiv : 0904.0766 [astro-ph.SR].
- Yang, Z. W., B. Lembège et Q. M. Lu (2011), *Impact of the nonstationarity of a supercritical perpendicular collisionless shock on the dynamics and energy spectra of pickup ions*, in : *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* 116, A08216, p. 8216, DOI : 10.1029/2010JA016360.
- Yermolaev, Y. I., N. S. Nikolaeva, I. G. Lodkina et M. Y. Yermolaev (2012), *Geoeffectiveness and efficiency of CIR, sheath, and ICME in generation of magnetic storms*, in : *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* 117, A00L07, DOI : 10.1029/2011JA017139, arXiv : 1109.1073 [physics.space-ph].
- Yin, L., M. Ashour-Abdalla, M. El-Alaoui, J. M. Bosqued et J. L. Bougeret (1998), *Plasma waves in the Earth's electron foreshock: 2. Simulations using time-of-flight electron distributions in a generalized Lorentzian plasma*, in : *J. Geophys. Res.* 103, p. 29619–29632, DOI : 10.1029/98JA02293.
- Zhang, J., P. Hess et W. Poomvises (2013), *A Comparative Study of Coronal Mass Ejections with and Without Magnetic Cloud Structure near the Earth: Are All Interplanetary CMEs Flux Ropes?*, in : *Solar Physics* 284, p. 89–104, DOI : 10.1007/s11207-013-0242-7.
- Zhang, J., M. W. Liemohn, J. U. Kozyra, B. J. Lynch et T. H. Zurbuchen (2004), *A statistical study of the geoeffectiveness of magnetic clouds during high solar activity years*, in : *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* 109, A09101, p. 9101, DOI : 10.1029/2004JA010410.
- Zurbuchen, T. H. et I. G. Richardson (2006), *In-Situ Solar Wind and Magnetic Field Signatures of Interplanetary Coronal Mass Ejections*, in : *Space Sci. Rev.* 123, p. 31–43, DOI : 10.1007/s11214-006-9010-4.



# Annexe A

## Acronymes et abréviations

ACE : Advanced Composition Explorer

AMPTE : Active Magnetospheric Particle Tracer Explorer

ESA : European Space Agency

GEOTAIL : GEOMagnetic Tail Lab

GSE : Geocentric Solar Ecliptic

GSM : Geocentric Solar Magnetic

IMP : Interplanetary Monitoring Platform

ISEE : International Sun-Earth Explorer

JAXA : Japan Aerospace eXploration Agency

$L_1$  : premier point de Lagrange du système Terre-Soleil

MHD : MagnétoHydroDynamique

MMS : Magnetospheric Multiscale Mission

NASA : National Aeronautics and Space Administration

PEACE : Plasma Electron and Current Experiment

$R_E$  : rayon terrestre,  $1 R_E = 6371\text{km}$

SDO : Solar Dynamics Observatory

THEMIS : Time History of Events and Macroscale Interactions during Substorms

UA : Unité Astronomique, définie comme la distance moyenne séparant la Terre du Soleil, soit environ 150 millions de km





## Annexe B

# A comparison of bow shock models with Cluster observations during low Alfvén Mach number magnetic clouds

L. Turc, D. Fontaine, P. Savoini, H. Hietala and E.K.J. Kilpua (2013): *A comparison of bow shock models with Cluster observations during low Alfvén Mach number magnetic clouds*, *Annales Geophysicae*, 31, 1011–1019, doi:10.5194/angeo-31-1011-2013





# A comparison of bow shock models with Cluster observations during low Alfvén Mach number magnetic clouds

L. Turc<sup>1</sup>, D. Fontaine<sup>1</sup>, P. Savoini<sup>1</sup>, H. Hietala<sup>2,\*</sup>, and E. K. J. Kilpua<sup>2</sup>

<sup>1</sup>LPP, Ecole Polytechnique-CNRS-UPMC, route de Saclay, 91128 Palaiseau, France

<sup>2</sup>Department of Physics, University of Helsinki, P.O. Box 64, 00014 Helsinki, Finland

\*now at: Blackett Laboratory, Imperial College London, South Kensington, London SW7 2AZ, UK

Correspondence to: L. Turc (lucile.turc@lpp.polytechnique.fr)

Received: 18 October 2012 – Revised: 14 March 2013 – Accepted: 9 May 2013 – Published: 11 June 2013

**Abstract.** Magnetic clouds (MCs) are very geoeffective solar wind structures. Their properties in the interplanetary medium have been extensively studied, yet little is known about their characteristics in the Earth's magnetosheath. The Cluster spacecraft offer the opportunity to observe MCs in the magnetosheath, but before MCs reach the magnetosphere, their structure is altered when they interact with the terrestrial bow shock (BS). The physics taking place at the BS strongly depends on  $\Theta_{\text{Bn}}$ , the angle between the shock normal and the interplanetary magnetic field. However, in situ observations of the BS during an MC's crossing are seldom available. In order to relate magnetosheath observations to solar wind conditions, we need to rely on a model to determine the shock's position and normal direction. Yet during MCs, the models tend to be less accurate, because the Alfvén Mach number ( $M_A$ ) is often significantly lower than in regular solar wind. On the contrary, the models are generally optimised for high  $M_A$  conditions. In this study, we compare the predictions of four widely used models available in the literature (Wu et al., 2000; Chapman and Cairns, 2003; Jeřáb et al., 2005; Měrka et al., 2005b) to Cluster's dayside BS crossings observed during five MC events. Our analysis shows that the  $\Theta_{\text{Bn}}$  angle is well predicted by all four models. On the other hand, the Jeřáb et al. (2005) model yields the best estimates of the BS position during low  $M_A$  MCs. The other models locate the BS either too far from or too close to Earth. The results of this paper can be directly used to estimate the BS parameters in all studies of MC interaction with Earth's magnetosphere.

**Keywords.** Interplanetary physics (planetary bow shocks) – magnetospheric physics (solar wind–magnetosphere interactions)

## 1 Introduction

Magnetic clouds (MCs) are a subset of coronal mass ejections characterised in the interplanetary medium by an increase of the interplanetary magnetic field (IMF) strength and a smooth rotation of its direction (Burlaga et al., 1981). They generally also present a lower proton density and temperature than the ambient solar wind. Because of the low density and the high IMF magnitude, the Alfvén Mach number ( $M_A$ ) is low during MCs, falling below 5 and even approaching 1 in some extreme events (see, for example, Ridley, 2007).

Understanding how MCs interact with Earth's environment is of major interest for space weather, as they are known to trigger intense geomagnetic storms (Yermolaev et al., 2012; Huttunen et al., 2005, and references therein). One step in the complicated chain of events leading to such a storm is their encounter with the bow shock (BS), which alters the cloud structure. The modified MCs then propagate into the magnetosheath and interact with the magnetosphere. Their structure in the magnetosheath can be observed, for example, by Cluster (Escoubet et al., 1997), the Geomagnetic Tail Lab (GEOTAIL) (Nishida, 1994) or the Time History of Events and Macroscale Interactions during Substorms (THEMIS) (Angelopoulos, 2008) spacecraft, which occasionally cross this region, while Wind (Acuña et al., 1995) and the Advanced Composition Explorer (ACE) (Stone et al., 1998) spacecraft provide a continuous monitoring of the solar wind in Lagrangian point L1. However, we seldom have observations of the MCs when they cross the BS.

In order to relate downstream observations with solar wind conditions upstream of the BS, we need to know the BS position and shape. We can then calculate the obliquity angle,

which is crucial for the shock's physics. It is defined as the angle between the normal to the BS surface at a given point and the IMF direction, and generally noted as  $\Theta_{\text{Bn}}$ . When a spacecraft crosses the BS, the shock's position and obliquity can be determined locally. But if a large coverage of the BS surface is required, or if there is no observation in the vicinity of the BS, we have to rely on a model to estimate the shock parameters. However, although MCs are one of the most important storm drivers, most existing BS models are optimised for high  $M_A$  conditions.

In this study, we will focus on a few events where Cluster encounters the BS multiple times during an MC's crossing. The spacecraft provides us with quasi-simultaneous observations upstream and downstream of the shock, and information about the shock's position. We will use these events to compare the predictions of different BS models available in the literature with in situ observations, in order to test their reliability during MC events. The aim of this work is to select an existing tool on which we could rely to estimate the shock parameters in MC conditions.

## 2 Models, data sets and methods

### 2.1 Bow shock models

Since the prediction and the discovery of Earth's BS, many models have been developed in an attempt to reproduce its stand-off distance, shape and response to changes in solar wind parameters (e.g. see Měrka et al., 2003, for review). A large part of them is based on fits of observed BS crossings combined with gasdynamic or magnetohydrodynamic (MHD) considerations (e.g. Němeček and Šafránková, 1991; Peredo et al., 1995), whereas some others rely on MHD simulation results (e.g. Cairns and Lyon, 1995).

A comparative study of BS models has already been led by Měrka et al. (2003, 2005a), who compared the predictions of six different models to 5870 BS crossings observed by the IMP 8 spacecraft. As their data set covered a large range of solar wind parameters, they were able to test them under both normal and extreme solar wind conditions. We focus here on the BS position in the range of parameters relevant to MCs, i.e. at low Mach number. The study of Měrka et al. (2005a) showed that in such conditions the Němeček and Šafránková (1991) model yields more consistent results than other models that have been specifically designed to account for Mach number dependence, such as the Farris and Russell (1994) or the Cairns and Lyon (1995) models.

On the basis of the conclusions of Měrka et al. (2005a) and taking into account the new versions of the models that have been developed since, we will compare the predictions of the following models to BS crossings observed during MCs:

- The Jeřáb et al. (2005) model (hereafter referred to as J05) is an improvement of the Němeček and Šafránková (1991) model built upon a larger data set (5270 cross-

ings instead of 21). Indeed, it has been stressed that the flaws of the Němeček and Šafránková (1991) model under normal solar wind conditions were due to the lack of data points (Měrka et al., 2005a). As the Němeček and Šafránková (1991) model, the J05 model explicitly depends on solar wind dynamic pressure and IMF strength, whereas the magnetosonic Mach number ( $M_{\text{ms}}$ ) has been replaced by  $M_A$  in the new version (see Peredo et al. (1995) for discussion about these Mach numbers);

- The Chapman and Cairns (2003) model (CC03), based on MHD simulations, adds a flaring parameter depending on  $M_A$  to Cairns and Lyon (1995) BS stand-off distance estimate. The flaring parameter depended previously only on solar wind dynamic pressure, but the model predictions under low  $M_A$  conditions have been improved by adding a  $M_A$  dependence, as suggested by Cairns et al. (1995). There are in fact two versions of this model, corresponding to different values of the angle between the solar wind speed and the IMF,  $\theta_{\text{Bv}}$ :  $90^\circ$  and  $45^\circ$ . The latter introduces a north–south asymmetry in the BS shape. In our study we will use one version per MC, according to the average value of  $\theta_{\text{Bv}}$  during this event (see the last column of Table 1);
- The Wu et al. (2000) model (Wu00) combines Farris and Russell (1994) BS stand-off distance estimate with Shue et al. (1997) magnetopause shape. It uses the same parameters as the magnetopause of Shue et al. (1997), and thus explicitly depends on the dynamic pressure and the  $B_z$  component of the IMF. It also takes into account the upstream  $M_{\text{ms}}$ , as does Farris and Russell (1994) BS stand-off distance. In their work, Wu et al. (2000) tested this model in the case of a single MC and it yielded good results for this specific case. As this event took place in 1995, before Cluster was launched, it was not included in our study which focuses on Cluster observations;
- The Měrka et al. (2005b) model (M05) is a correction to the Peredo et al. (1995) model. It is based on the same data set (550 crossings) and the same analysis method, and thus only depends on  $M_A$  and the dynamic pressure. Because of the few data points in the low  $M_A$  range, the uncertainty on the BS position is very large when  $M_A < 5$ , and Měrka et al. (2005b) recommended not to use their model for  $M_A < 3$ . However, the specific feature of this model is that the empirical  $M_A$  dependence is included in the coefficients of the equation describing the BS surface. It causes the BS shape to be much more variable than in other models. Moreover, this model does not rely on the formula of Spreiter et al. (1966) or its version modified by Farris and Russell (1994) to take into account the vanishing of the BS when the upstream Mach number reaches 1. These formulas lead to the BS stand-off distance being proportional respectively to

**Table 1.** Start and end time of the five low  $M_A$  events, observed BS crossings and solar wind parameters. The numbers between parentheses in the third column correspond to the number of BS crossings taking place when  $M_A < 5$ . The solar wind density, speed, IMF amplitude and  $B_z$  component given in columns 5 to 8 are averaged over each event. The value of  $\theta_{Bv}$  given in column 9 refers to the version of the Chapman and Cairns (2003) model used in each event.

Start time	End time	BS crossings	$M_A$	$n$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	$V$ ( $\text{km s}^{-1}$ )	$B$ (nT)	$B_z$ (nT)	$\theta_{Bv}$
19 Mar 2001 – 17:00 UT	20 Mar 2001 – 01:00 UT	11 (8)	3.3–9.7	13	460	14.4	–8.9	90°
31 Mar 2001 – 17:00 UT	31 Mar 2001 – 23:00 UT	11 (11)	2.0–4.2	13	610	27.1	–13.6	90°
22 Apr 2001 – 06:00 UT	22 Apr 2001 – 13:00 UT	7 (7)	3.6–3.9	9.9	370	14	–11.2	90°
27 Jan 2003 – 00:00 UT	27 Jan 2003 – 15:00 UT	15 (12)	2.6–7.0	3.1	530	10.5	6.7	45°
14 Apr 2006 – 00:30 UT	14 Apr 2006 – 09:30 UT	9 (9)	2.3–3.3	6.1	510	17.5	–11	90°

$1/M_A^2$  (CC03 model) and  $1/(M_A^2 - 1)$  (Wu00 and J05 models). The M05 model will be used as a means of comparison to illustrate the different  $M_A$  dependences.

Among the models presented above, only the M05 model gives explicit calculations of the variance in the predicted shock position. Thus, in the other considered models, the uncertainty of predictions is unknown. Although uncertainty estimations increase greatly a model's usability, we will apply the same analysis method to all four models.

As an example, the corresponding modelled BS shapes in quiet solar wind conditions ( $V = 400 \text{ km s}^{-1}$ ,  $B = 5 \text{ nT}$ ,  $n = 6 \text{ cm}^{-3}$ ) are displayed in Fig. 1 (solid lines – the data points will be discussed in the following part) in the  $X$ - $R$  plane, where  $R = \sqrt{Y^2 + Z^2}$  and  $X$ ,  $Y$  and  $Z$  are given in the Geocentric Solar Ecliptic (GSE) reference frame. Wu00 and M05 (black and grey curves) BS nose positions are very similar, around 14 Earth radii ( $R_E$ ). CC03 model (light blue) locates the subsolar point slightly farther, around 15  $R_E$ , whereas J05 model (dark blue) locates it 2 to 3  $R_E$  closer to Earth than the other models.

In conclusion, the models take into account different solar wind parameters and have been built upon different data sets, which can be observations or simulation results. Even during normal solar wind conditions, they display evident differences, and too few models provide error bars.

## 2.2 Used data

### 2.2.1 Cluster observations

Cluster is a fleet of four spacecraft that orbit Earth and cross the different boundaries of its magnetic environment, with an orbital period of 57 h. Their trajectory changes with time, in order to observe both dayside and nightside magnetosphere. They can regularly be found in the vicinity of the BS four to five months a year and provide us with direct observations of its position and normal direction.

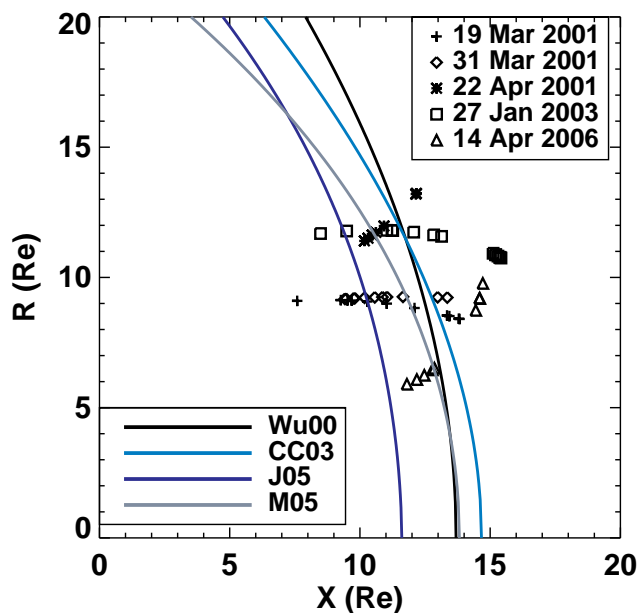
When searching for events, our selection criteria were that Cluster encounters the shock multiple times during an MC while the  $M_A$  is below 5. The selected events comprise long intervals of low  $M_A$  solar wind, at least a few hours, during

which Cluster alternately moves from solar wind to the magnetosheath. The spacecraft observes roughly a dozen crossings per event. The crossings have to be clear enough to be well identified, especially when performing minimum variance analysis (MVA) to determine the BS normal direction.

During the active part of solar cycle 23 (2001–2006), in which events fulfilling our criteria were most likely to take place, we found five MCs during which Cluster crossed the BS several times while  $M_A$  was low ( $M_A < 5$ ). These events and their main characteristics are summarised in Table 1. Column 3 shows that most of the observed BS crossings take place under low  $M_A$ . As it can be seen in columns 5 to 8 from the mean solar wind parameters, quite diverse upstream conditions were encountered. The IMF values remained always particularly high, as expected for MC events. It should be noted that these values averaged over each event are only given as general information about our data set. The solar wind parameters which will be used as inputs for the BS models are averaged over five minutes.

We did find a sixth event which also met our criteria: the 15 May 2005 MC, one of the most extreme solar wind events of solar cycle 23. The IMF strength reached values as high as 60 nT, while the density fell to  $1 \text{ cm}^{-3}$ , causing  $M_A$  to drop around 1. During this event, none of the models studied here yields good estimates of the BS geocentric distance. Cluster encountered the shock between 15 and 20  $R_E$ , whereas the models predict it to remain much farther sunward. For 13 h, the BS-estimated position displays large fluctuations, sometimes moving outward beyond 50  $R_E$ . The average distance between the BS position observed at Cluster's crossings and its estimated position ranges between 7  $R_E$  (M05 model) and 26  $R_E$  (J05 model). On the contrary, during the cases in Table 1, its position is correctly estimated by at least some of the models. As a means of comparison, the average distance between observed and predicted BS ranges between 1  $R_E$  (Wu00 model) and 3  $R_E$  (M05) during the 27 January 2003 MC, which will be discussed in Sect. 3. In the following, we will limit our study to the five MCs listed in Table 1.

Since we cannot describe all the events here in detail, we will use in following sections the 27 January 2003 MC as an



**Fig. 1.** Bow shock crossings data set and bow shock modelled shape in the  $X$ - $R$  plane – symbols: Cluster’s crossings during the studied events – solid lines: modelled bow shock shape under quiet solar wind conditions ( $V = 400 \text{ km s}^{-1}$ ,  $B = 5 \text{ nT}$ ,  $n = 6 \text{ cm}^{-3}$ ).

example, as it presents a wide variety of BS crossings.  $M_A$  ranges from 2 to 11 and remains below 5 during most of the MC passage.

Although Cluster provides us with four simultaneous data sets of solar wind parameters, we will only use measurements from a single spacecraft, since adding the other ones does not bring further information suitable for this study.

Cluster 1 BS crossings in the  $X$ - $R$  plane are shown in Fig. 1; each type of symbols corresponds to a different event. The crossings have been identified using magnetic field and electron data, respectively from the FluxGate Magnetometer (FGM) and the Plasma Electron And Current Experiment (PEACE) (Balogh et al., 1997; Johnstone et al., 1997). These crossings are located in the dayside region, from 7 to  $16 R_E$  in the  $x$ -direction and from 5 to  $14 R_E$  along  $R$ . Cluster’s orbit varies with time, and its apogee is around  $19 R_E$ , so the studied events cover the largest range of shock crossings that can be reached by this spacecraft. When comparing these data points to the average BS shapes given by the models, we notice that the BS has been observed far from its usual position.

## 2.2.2 Solar wind inputs

The unperturbed solar wind upstream of Earth is observed by several spacecraft whose measurements can be used as inputs for the BS models. Since the Wind spacecraft is located far from the Sun–Earth line during the first three events listed in Table 1, the ACE spacecraft is preferred as a solar wind proxy because it provides us with consistent data sets throughout

the five studied MCs. Though Cluster regularly observes the solar wind close to the BS, its measurements cannot be used as model inputs in our study because our analysis requires continuous solar wind measurements, as will be detailed in Sect. 2.3.

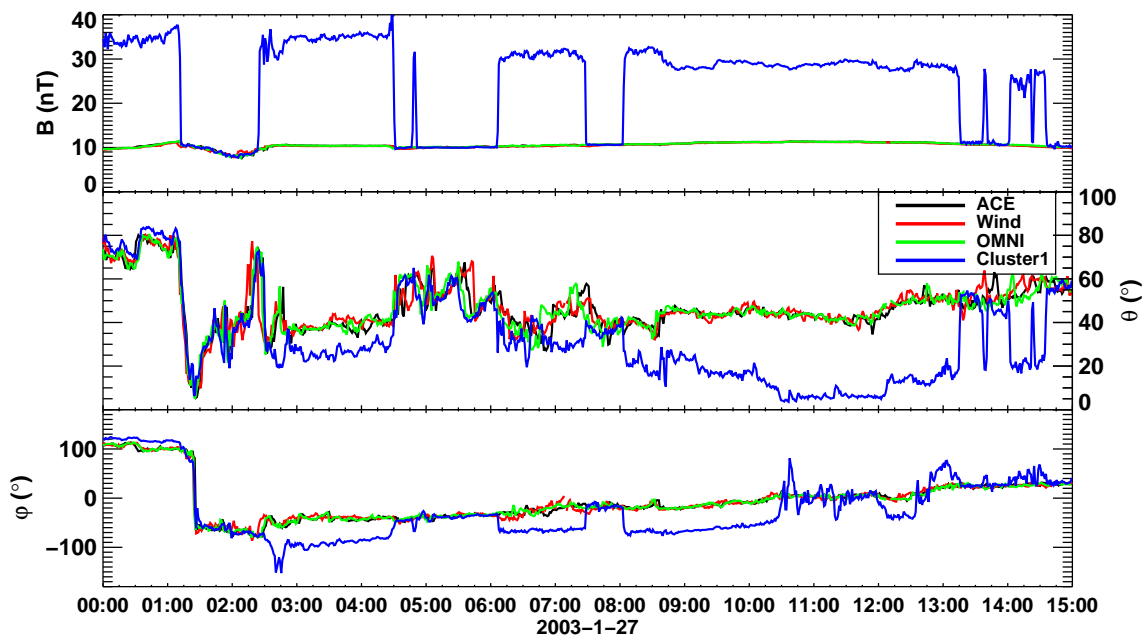
The OMNI data set, available at NASA’s Coordinated Data Analysis Web (CDAWeb), is not used for the same reason as Wind: it is built upon different spacecraft measurements for the time intervals listed in Table 1. During the first four MCs, it is based on ACE observations, but during the last event, 14 April 2006, data are taken from Wind measurements. However, when Wind or OMNI data are also available, they may be used as a means of comparison.

An example of observations from the four data sets mentioned above, ACE, Wind and Cluster 1 observations and the 1 min-resolution OMNI data which correspond here to ACE data propagated to the BS nose, is shown in Fig. 2. It displays magnetic field measurements during the 15 h of the 27 January 2003 MC when the  $M_A$  was low. ACE and Wind measurements have been shifted in time by respectively 45 and 35 min, to fit Cluster 1 time. The IMF direction is given in the GSE frame to which we associated a spherical coordinate system.  $\theta$  is here the colatitude, ranging between 0 and  $180^\circ$  and  $\varphi$  the longitude, ranging between  $-180$  and  $180^\circ$ .

The three solar wind data sets (i.e. ACE, Wind and OMNI) display very similar features. As for Cluster 1, it encounters the shock 15 times, and alternately moves from solar wind to the magnetosheath. The shock crossings take place at each sharp variation of the IMF amplitude shown in the first panel of Fig. 2. When Cluster 1 observes an IMF strength several times higher than the other spacecraft, it is located in the magnetosheath. However, whenever Cluster 1 is in the solar wind, it appears clearly that the IMF amplitude and direction are similar on the four data sets.

In the following, we use data from the ACE Magnetic Field Experiment (MAG) and Solar Wind Electron Proton Alpha Monitor (SWEPAM) (Smith et al., 1998; McComas et al., 1998) as inputs for the BS models. These data are shifted in time from L1 to the BS, assuming that the solar wind propagates along the Sun–Earth line at a constant speed and that the structures do not change during their propagation. For each event, we determine the time shift that will be applied to the entire data set using the measured solar wind speed averaged over the whole event. On the basis of the maximum and minimum speed observed during the interval, we estimated that using a constant time shift throughout an entire event leads to errors of  $\pm 5$  min on the propagation time. As our data are averaged over 5 min, a constant time shift is a reasonable approximation.

As mentioned in Sect. 2.1, the Wu00 model depends on the magnetosonic Mach number, whereas the other models take into account the Alfvén Mach number. The  $M_{ms}$  is calculated using ACE radial proton temperature measurements and assuming an isotropic temperature. Whenever Wind data were also available near L1, it has been checked that the results



**Fig. 2.** Magnetic field amplitude and direction during the 27 January 2003 MC from ACE (black), Wind (red), OMNI (green) and Cluster 1 (blue) data sets – see text for definition of  $\theta$  and  $\varphi$ .

are not sensitive to the electron temperature. Since during MCs the IMF strength is high and the temperature is low, the Alfvén and magnetosonic Mach numbers are roughly equal in such solar wind conditions. In the following sections, we will only display and discuss the  $M_A$  dependence.

### 2.3 Evaluation methods

In previous studies comparing the predictive capabilities of different BS models (e.g. Měrka et al., 2005a), the authors tried to match each observed BS crossing with a predicted one. However, since we have no information about the uncertainty of the predictions, except for the M05 model, we cannot set a validity range for the different model estimates. We use here another method to compare their accuracy, based on the plasma region, solar wind or magnetosheath, in which the spacecraft travels at a given time. Observations clearly show in which region Cluster 1 is located, because the plasma and magnetic field properties are distinctly different in the solar wind and in the magnetosheath (see the first panel of Fig. 2).

Even though we do not know the accurate BS position, we have information about its location relative to the spacecraft. We will then compare the estimated shock position with Cluster 1 location throughout the event and check if their predicted relative locations are consistent with the observations. We need to know the estimated position of the BS during the whole studied interval, hence our choice for ACE continuous solar wind measurements.

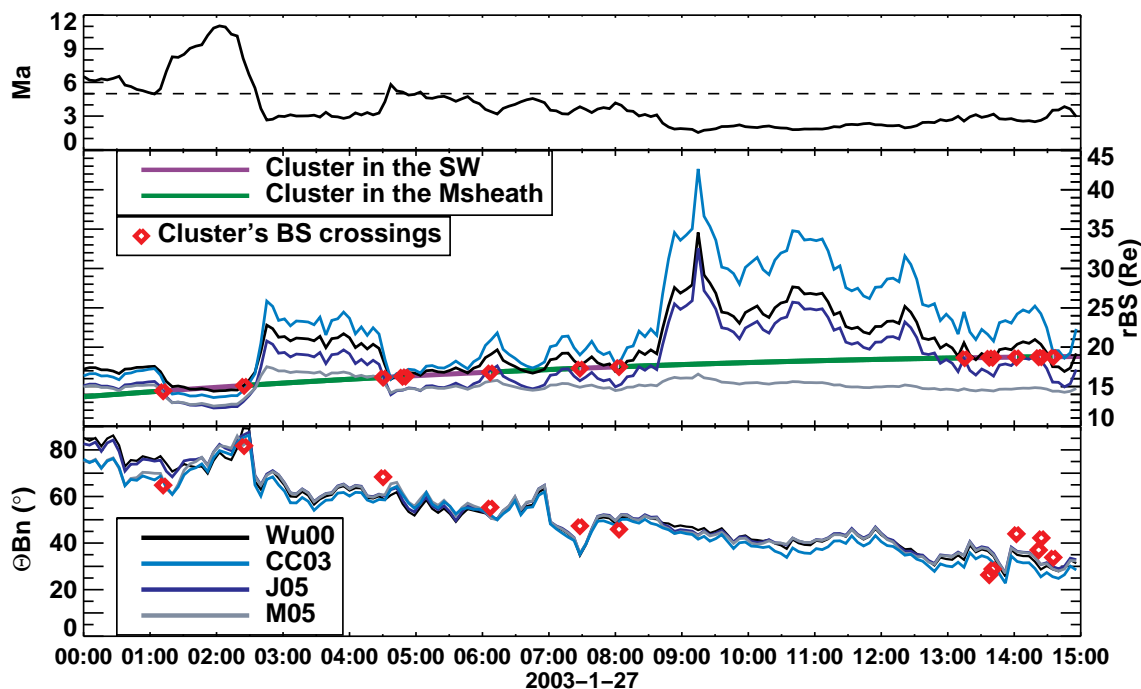
In order to compare quantitatively the models, we determine for each data point in which region each model predicts the spacecraft to be. If the predicted region corresponds to the

region where the satellite is located, then we consider that the model is correct for this data point. If not, then the model is incorrect. This allows us to calculate rates of success and failure in both regions, solar wind and magnetosheath, for each model. The results of this analysis are presented in Sect. 3.1.

A key parameter to study the BS, besides its position, is  $\Theta_{Bn}$ , defined as the angle between the IMF and the normal to the shock surface at a given point. The IMF direction is given by the solar wind monitor (e.g. ACE in our case). To determine the BS normal, we calculate the normal direction predicted by each model at the point where the Earth–Cluster line intersects the BS surface. It corresponds to the BS closest point to the spacecraft since Cluster is not located far on the flanks during these events (see Fig. 1). The shock obliquity is then determined using the ACE magnetic field propagated to Earth.

To compare these modelled shock obliquity to observations, we perform minimum variance analysis (MVA) on Cluster 1 magnetic field data. The minimum variance axis corresponds to the BS normal direction, as the normal component of the IMF is conserved when crossing the BS, according to Rankine–Hugoniot relations. We assume that MVA results are reliable when the eigenvalues of the diagonalised matrix are well distinct and when the normal direction does not depend on the time interval on which MVA is performed. To calculate the obliquity angle, we use upstream IMF values measured by Cluster 1 in the vicinity of the BS. The comparison between observed and estimated  $\Theta_{Bn}$  is presented in Sect. 3.2.





**Fig. 3.** Bow shock position and obliquity during the 27 January 2003 MC: models and observations – first panel: upstream Alfvén Mach number calculated from ACE data (time shift: 45 min) – second panel: predicted time variation of the bow shock geocentric distance in Cluster’s direction and Cluster’s trajectory – third panel: predicted time variation of  $\Theta_{Bn}$  at Cluster’s location – red diamonds: Cluster’s bow shock crossings.

### 3 Results

#### 3.1 Bow shock position

The variation of the BS geocentric distance, along the Earth–Cluster line, during the 27 January 2003 MC is shown in Fig. 3 (second panel) for the four models. From 00:00 UT to 09:00 UT, the four models display the same features, which are anti-correlated to the changes in the upstream  $M_A$  (Fig. 3, first panel) and dynamic pressure (not shown but similar to  $M_A$ ). Even if the Wu00 model does not depend on  $M_A$  but on  $M_{ms}$ , its variations are similar to the other models, as expected from MC conditions.

In Wu00, CC03 and J05 models, we also notice that the lower the Mach number is, the larger the fluctuations of the BS position are. This is in agreement with the Wu et al. (2000) observation that the BS position depends more sensitively on small changes in  $M_A$  when its values are very low because of the  $1/M_A^2$  or  $1/(M_A^2 - 1)$  dependence of the BS stand-off distance.

The fast BS dynamics seem to be mostly driven by the upstream  $M_A$ , since we observe that the four models inversely follow its variations (see the first and second panels of Fig. 3; the behaviour of the M05 model after 09:00 UT will be discussed below). However, the amplitude of the response to the  $M_A$  fluctuations differs from one model to another. Indeed, the equations that govern the BS shape and position

do not depend on  $M_A$  in exactly the same way, though often quite similarly as mentioned earlier. They also take into account different fitting parameters, specific to each model. Moreover, the J05 and Wu00 models explicitly depend on  $B$  and  $B_z$  respectively. The specific features of each model lead to different amplitudes of the response of the BS position to changes in the upstream solar wind parameters.

Besides the amplitude of the fluctuations in the BS position, there is another major difference between the models: their relative position. Wu00 and CC03 are found farther from Earth than M05 and J05. This trend remains until the end of this event, and is also observed during the other studied MCs for the CC03, Wu00 and M05 models. On the contrary, J05 position with respect to the other models varies during some of the events, though it is not observed in the case shown here.

Starting shortly before 09:00 UT and until the end of this event, the M05 model estimates, which were previously as accurate as the others, display completely different features, showing only a smooth decrease while the others display large fluctuations. These discrepancies are due to the fact that the second part of this event falls beyond the M05 model validity range, as  $M_A$  remains below 3. However, it is interesting to notice that the M05 model presents less variability than the others in the low  $M_A$  range because the BS stand-off distance is not directly proportional to  $1/(M_A^2 - 1)$  or  $1/M_A^2$ , unlike the other models. The Mach number dependence is

included in the shock's shape parameters and causes a large flaring of the flanks, but the BS nose position is less sensitive to small  $M_A$  fluctuations. In contrast, the CC03 model displays the largest variations, retreating more than  $40 R_E$  sunward (see Fig. 3 around 09:15 UT).

The green/purple line in the second panel of Fig. 3 corresponds to Cluster 1 trajectory during the 27 January 2003 event. On the basis of the spacecraft plasma and magnetic field observations, its orbit is drawn in green when Cluster 1 is in the magnetosheath, and in purple in the solar wind. The shock crossings are indicated as red diamonds. When the curve of the estimated BS distance from a given model is above Cluster 1 trajectory, the model predicts the spacecraft to be in the magnetosheath. Conversely, when the modelled BS distance is below the spacecraft orbit, the model predicts the spacecraft to be in the solar wind. We can then compare the model predictions with the actual location of the spacecraft relative to the BS.

As detailed previously in Sect. 2.3, we calculate rates of success and failure in both regions, solar wind and magnetosheath, for each model and for each event. The results of this analysis over the five events are summarised in Table 2. The second and third columns are the success rates of the models in the solar wind and in the magnetosheath. The last column corresponds to the percentage of wrong predictions in both regions. As it is calculated over the entire data set, whereas the success rates take only into account either the solar wind or the magnetosheath part, their sum is not equal to 100%.

The success rates show without ambiguity that three out of the four models locate the BS either too far (CC03 and Wu00) from or too close (M05) to Earth during these low  $M_A$  events. They have a high success rate in one of the regions but fail completely in the other one. The Wu00 model yields slightly better results, but still remains unreliable, since half of its predictions in the solar wind are incorrect. These three models also have a larger error rate than J05, which is another way to illustrate the fact that their predictions are less accurate. In the case of M05, this conclusion was expected because Měrka et al. (2005b) already pointed out that their model underestimates the BS distance in the subsolar region for  $M_A < 5$ .

On the other hand, the J05 model has high success rates both in the magnetosheath and in the solar wind, which means that its predictions agree on average quite well with Cluster 1 observations. We still have to keep in mind that it should be used carefully when it comes to really extreme events such as the 15 May 2005 MC, but during regular MCs this model predicts reasonably well the BS position.

### 3.2 Bow shock normal and shock obliquity

The variation of the  $\Theta_{Bn}$  estimated by the four models during the 27 January 2003 MC is displayed in the lowest panel of Fig. 3. According to the models, the obliquity angle de-

**Table 2.** Success and error rates of the models' predictions during the five MC events.

Model	% of success (solar wind)	% of success (magnetosheath)	% of error
Wu00	50	94	30
CC03	36	98	36
J05	90	73	18
M05	99	23	36

creases smoothly over the 15 h of data from  $90^\circ$  to  $40^\circ$ , slowly changing from a quasi-perpendicular shock to an oblique shock. It appears that the four models yield the same  $\Theta_{Bn}$  values and variation, the largest discrepancy being less than  $10^\circ$  during the first hour.

The values of  $\Theta_{Bn}$  observed by Cluster 1 at its BS crossings are also indicated in the lowest panel of Fig. 3 as red diamonds. However, there are less observed BS crossings in the third panel than in the second panel of Fig. 3, 12 instead of 15. Some crossings were discarded because MVA did not yield satisfactory results: the eigenvalues of the diagonalised matrix were not well distinct and/or the normal direction depended on the time interval on which MVA is performed. The observed  $\Theta_{Bn}$  values display a similar decrease from quasi-perpendicular to oblique shock, and their values are very close to the models' predictions. The discrepancies stay below  $10^\circ$ .

During the other MC events we studied, the predicted  $\Theta_{Bn}$  values are also in good agreement with MVA results, the discrepancies between the different models and between the models and the observations never exceeding  $20^\circ$ . The four models lead to similar results and predict very well the shock obliquity.

## 4 Discussion and conclusions

In this study we have compared the predictions of four different BS models to Cluster observations on the dayside during MCs, when the  $M_A$  was low. The variations of the modelled BS distances appear to be anti-correlated to changes in upstream  $M_A$  and dynamic pressure, which drive the global BS dynamics. However, the amplitude of these variations changes from one model to another because of the specific features inherent in each model. Another evident difference is their relative position, as some models always locate the shock closer to Earth than others. We then compared the BS distance estimates to Cluster observations and calculated how accurately the models predicted the spacecraft to be in the plasma region, solar wind or magnetosheath, where it actually was. This brought us to the conclusion that the Jeřáb et al. (2005) model yielded on average the best results.

It should be stressed that, unlike the other models studied here, the Jeřáb et al. (2005) model takes explicitly into

account the IMF magnitude. The IMF strength might play an important part in determining the BS position when the  $M_A$  is low. This could be tested in future BS modelling, but it lies beyond the scope of this paper.

In the second part of our study, we focused on the BS normal direction and especially the obliquity angle  $\Theta_{Bn}$ , and compared the model estimates with Cluster observations. It appeared that, unlike the BS distance, all models predict quite accurately the shock obliquity during the studied events.

In this work, although low  $M_A$  solar wind is not limited to MCs, we only considered MC events because of the geomagnetic activity they trigger. Outside MCs, a low  $M_A$  solar wind is generally due to low density and low speed, as it happened during the famous “day the solar wind almost disappeared”, 11 May 1999, described, for example, by Farrugia et al. (2005). The  $M_A$  was low, but the IMF strength remained close to its usual value, and the dynamic pressure was very small because of the tenuous and slow solar wind. These conditions are quite different from MCs, where the low  $M_A$  is caused by a low density and high magnetic field amplitude, but the speed is generally high, and consequently the dynamic pressure is not so low. Moreover, the densities observed during MCs are not dramatically low, as it can be seen in the fifth column of Table 1.

The models not only depend on the  $M_A$ , but also on the dynamic pressure, and in the case of the Wu et al. (2000) and the Jeřáb et al. (2005) models on the IMF  $B_z$  component and strength, respectively. Low  $M_A$  solar wind outside MCs corresponds to different solar wind conditions, which may lead to different conclusions on the models’ predictive capabilities. This could be the topic of a future analysis. Here we have focused on MCs because of their importance in driving activity in Earth’s magnetosphere.

In MC studies focusing on the cloud interaction and alteration through the BS, the events with direct observations of MCs crossing the BS are seldom available. Most of the time, events are identified downstream in the magnetosheath, while the solar wind conditions are continuously monitored upstream by spacecraft at L1 or elsewhere. A model is therefore needed to relate downstream observations with upstream solar wind parameters and especially to estimate the shock configuration through  $\Theta_{Bn}$ . In such a case, we suggest that one may use any of the models studied here with reasonable confidence to estimate the obliquity angle, and thus the shock configuration (quasi-perpendicular, oblique or quasi-parallel). However, regarding the results on the BS position, the Jeřáb et al. (2005) model seems to be the most reliable for low  $M_A$  events and thus should be preferred to other models in the specific case of MCs.

*Acknowledgements.* The authors thank J. Merka for fruitful discussions on bow shock models, P. Robert for providing the MVA software and K. Andreeva for her advice on normal determination.

We thank the ACE SWEPAM and MAG instrument teams and the CDAWeb for providing the ACE data. We also acknowledge Cluster FGM and PEACE teams and the Cluster Active Archive for providing Cluster data.

Topical Editor R. Nakamura thanks J. Merka and one anonymous referee for their help in evaluating this paper.

## References

- Acuña, M. H., Ogilvie, K. W., Baker, D. N., Curtis, S. A., Fairfield, D. H., and Mish, W. H.: The Global Geospace Science Program and Its Investigations, *Space Sci. Rev.*, 71, 5–21, doi:10.1007/BF00751323, 1995.
- Angelopoulos, V.: The THEMIS Mission, *Space Sci. Rev.*, 141, 5–34, doi:10.1007/s11214-008-9336-1, 2008.
- Balogh, A., Dunlop, M. W., Cowley, S. W. H., Southwood, D. J., Thomlinson, J. G., Glassmeier, K. H., Musmann, G., Luhr, H., Buchert, S., Acuna, M. H., Fairfield, D. H., Slavin, J. A., Riedler, W., Schwingschuh, K., and Kivelson, M. G.: The Cluster Magnetic Field Investigation, *Space Sci. Rev.*, 79, 65–91, doi:10.1023/A:1004970907748, 1997.
- Burlaga, L., Sittler, E., Mariani, F., and Schwenn, R.: Magnetic loop behind an interplanetary shock – Voyager, Helios, and IMP 8 observations, *J. Geophys. Res.*, 86, 6673–6684, doi:10.1029/JA086iA08p06673, 1981.
- Cairns, I. H., Fairfield, D. H., Anderson, R. R., Carlton, V. E. H., Paularena K. I., and Lazarus A. J.: Unusual locations of Earth’s bow shock on September 24–25, 1987: Mach number effects, *J. Geophys. Res.*, 100, 47–62, doi:10.1029/94JA01978, 1995.
- Cairns, I. H. and Lyon, J. G.: MHD simulations of Earth’s bow shock at low Mach numbers: Standoff distances, *J. Geophys. Res.*, 100, 17173–17180, doi:10.1029/95JA00993, 1995.
- Chapman, J. F. and Cairns, I. H.: Three-dimensional modeling of Earth’s bow shock: Shock shape as a function of Alfvén Mach number, *J. Geophys. Res.*, 108, 1174, doi:10.1029/2002JA009569, 2003.
- Escoubet, C. P., Schmidt, R., and Goldstein, M. L.: Cluster – Science and Mission Overview, *Space Sci. Rev.*, 79, 11–32, doi:10.1023/A:1004923124586, 1997.
- Farris, M. H. and Russell, C. T.: Determining the standoff distance of the bow shock: Mach number dependence and use of models, *J. Geophys. Res.*, 99, 17681, doi:10.1029/94JA01020, 1994.
- Farrugia, C. J., Gratton, F. T., Gnani, G., Matsui, H., Torbert, R. B., Fairfield, D. H., Ogilvie, K. W., Lepping, R. P., Terasawa, T., Mukai, T., and Saito, Y.: Magnetosheath waves under very low solar wind dynamic pressure: Wind/Geotail observations, *Ann. Geophys.*, 23, 1317–1333, doi:10.5194/angeo-23-1317-2005, 2005.
- Huttunen, K. E. J., Schwenn, R., Bothmer, V., and Koskinen, H. E. J.: Properties and geoeffectiveness of magnetic clouds in the rising, maximum and early declining phases of solar cycle 23, *Ann. Geophys.*, 23, 625–641, doi:10.5194/angeo-23-625-2005, 2005.
- Jeřáb, M., Němeček, Z., Šafránková, J., Jelínek, K., and Měrka, J.: Improved bow shock model with dependence on the IMF strength, *Planet. Space Sci.*, 53, 85–93, doi:10.1016/j.pss.2004.09.032, 2005.
- Johnstone, A. D., Alsop, C., Burge, S., Carter, P. J., Coates, A. J., Coker, A. J., Fazakerley, A. N., Grande, M., Gowen, R. A., Gur-

- giolo, C., Hancock, B. K., Narheim, B., Preece, A., Sheather, P. H., Winningham, J. D., and Woodliffe, R. D.: Peace: a Plasma Electron and Current Experiment, *Space Sci. Rev.*, 79, 351–398, doi:10.1023/A:1004938001388, 1997.
- McComas, D. J., Bame, S. J., Barker, P., Feldman, W. C., Phillips, J. L., Riley, P., and Griffée, J. W.: Solar Wind Electron Proton Alpha Monitor (SWEPAM) for the Advanced Composition Explorer, *Space Sci. Rev.*, 86, 563–612, doi:10.1023/A:1005040232597, 1998.
- Měrka, J., Szabo, A., Narock, T. W., King, J. H., Paularena, K. I., and Richardson, J. D.: A comparison of IMP 8 observed bow shock positions with model predictions, *J. Geophys. Res.*, 108, 1077, doi:10.1029/2002JA009384, 2003.
- Měrka, J., Szabo, A., Narock, T. W., Richardson, J. D., and King, J. H.: Three decades of bow shock observations by IMP 8 and model predictions, *Planet. Space Sci.*, 53, 79–84, doi:10.1016/j.pss.2004.09.031, 2005a.
- Měrka, J., Szabo, A., Slavin, J. A., and Peredo, M.: Three-dimensional position and shape of the bow shock and their variation with upstream Mach numbers and interplanetary magnetic field orientation, *J. Geophys. Res.*, 110, 4202, doi:10.1029/2004JA010944, 2005b.
- Němeček, Z. and Šafránková, J.: The earth's bow shock and magnetopause position as a result of the solar wind-magnetosphere interaction, *J. Atmos. Terr. Phys.*, 53, 1049–1054, 1991.
- Nishida, A.: The GEOTAIL mission, *Geophys. Res. Lett.*, 21, 2871–2873, doi:10.1029/94GL01223, 1994.
- Peredo, M., Slavin, J. A., Mazur, E., and Curtis, S. A.: Three-dimensional position and shape of the bow shock and their variation with Alfvénic, sonic and magnetosonic Mach numbers and interplanetary magnetic field orientation, *J. Geophys. Res.*, 100, 7907–7916, doi:10.1029/94JA02545, 1995.
- Ridley, A. J.: Alfvén wings at Earth's magnetosphere under strong interplanetary magnetic fields, *Ann. Geophys.*, 25, 533–542, doi:10.5194/angeo-25-533-2007, 2007.
- Shue, J.-H., Chao, J. K., Fu, H. C., Russell, C. T., Song, P., Khurana, K. K., and Singer, H. J.: A new functional form to study the solar wind control of the magnetopause size and shape, *J. Geophys. Res.*, 102, 9497–9512, doi:10.1029/97JA00196, 1997.
- Smith, C. W., L'Heureux, J., Ness, N. F., Acuña, M. H., Burlaga, L. F., and Scheifele, J.: The ACE Magnetic Fields Experiment, *Space Sci. Rev.*, 86, 613–632, doi:10.1023/A:1005092216668, 1998.
- Spreiter, J. R., Summers, A. L., and Alksne, A. Y.: Hydromagnetic flow around the magnetosphere, *Planet. Space Sci.*, 14, 223, doi:10.1016/0032-0633(66)90124-3, 1966.
- Stone, E. C., Frandsen, A. M., Mewaldt, R. A., Christian, E. R., Margolies, D., Ormes, J. F., and Snow, F.: The Advanced Composition Explorer, *Space Sci. Rev.*, 86, 1–22, doi:10.1023/A:1005082526237, 1998.
- Wu, D. J., Chao, J. K., and Lepping, R. P.: Interaction between an interplanetary magnetic cloud and the Earth's magnetosphere: Motions of the bow shock, *J. Geophys. Res.*, 105, 12627–12638, doi:10.1029/1999JA000265, 2000.
- Yermolaev, Y. I., Nikolaeva, N. S., Lodkina, I. G., and Yermolaev, M. Y.: Geoeffectiveness and efficiency of CIR, sheath, and ICME in generation of magnetic storms, *J. Geophys. Res.*, 117, A00L07, doi:10.1029/2011JA017139, 2012.



## Annexe C

# A model of the magnetosheath magnetic field during magnetic clouds

L. Turc, D. Fontaine, P. Savoini and E.K.J. Kilpua (2014a): *A model of the magnetosheath magnetic field during magnetic clouds*, *Annales Geophysicae*, 32, 157–173, doi:10.5194/angeo-32-157-2014





# A model of the magnetosheath magnetic field during magnetic clouds

L. Turc<sup>1</sup>, D. Fontaine<sup>1</sup>, P. Savoini<sup>1</sup>, and E. K. J. Kilpua<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Ecole Polytechnique, CNRS, Sorbonne Universités, UPMC Univ Paris 06, Univ Paris-Sud, UMR7648, Laboratoire de Physique des Plasmas, 91128, Palaiseau, France

<sup>2</sup>Department of Physics, University of Helsinki, P.O. Box 64, 00014 Helsinki, Finland

Correspondence to: L. Turc (lucile.turc@lpp.polytechnique.fr)

Received: 14 November 2013 – Revised: 16 January 2014 – Accepted: 17 January 2014 – Published: 21 February 2014

**Abstract.** Magnetic clouds (MCs) are huge interplanetary structures which originate from the Sun and have a paramount importance in driving magnetospheric storms. Before reaching the magnetosphere, MCs interact with the Earth's bow shock. This may alter their structure and therefore modify their expected geoeffectivity. We develop a simple 3-D model of the magnetosheath adapted to MCs conditions. This model is the first to describe the interaction of MCs with the bow shock and their propagation inside the magnetosheath. We find that when the MC encounters the Earth centrally and with its axis perpendicular to the Sun–Earth line, the MC's magnetic structure remains mostly unchanged from the solar wind to the magnetosheath. In this case, the entire dayside magnetosheath is located downstream of a quasi-perpendicular bow shock. When the MC is encountered far from its centre, or when its axis has a large tilt towards the ecliptic plane, the MC's structure downstream of the bow shock differs significantly from that upstream. Moreover, the MC's structure also differs from one region of the magnetosheath to another and these differences vary with time and space as the MC passes by. In these cases, the bow shock configuration is mainly quasi-parallel. Strong magnetic field asymmetries arise in the magnetosheath; the sign of the magnetic field north–south component may change from the solar wind to some parts of the magnetosheath. We stress the importance of the  $B_x$  component. We estimate the regions where the magnetosheath and magnetospheric magnetic fields are anti-parallel at the magnetopause (i.e. favourable to reconnection). We find that the location of anti-parallel fields varies with time as the MCs move past Earth's environment, and that they may be situated near the subsolar region even for an initially northward

magnetic field upstream of the bow shock. Our results point out the major role played by the bow shock configuration in modifying or keeping the structure of the MCs unchanged. Note that this model is not restricted to MCs, it can be used to describe the magnetosheath magnetic field under an arbitrary slowly varying interplanetary magnetic field.

**Keywords.** Magnetospheric physics (magnetosheath; solar-wind–magnetosphere interactions)

## 1 Introduction

Coronal mass ejections (CMEs) are huge blobs of plasma released from the solar corona during eruptive events. They travel into the heliosphere, where they are called interplanetary coronal mass ejections (ICMEs) and, if they are Earth-directed, interact with the terrestrial environment. Many statistical studies point out the major role played by ICMEs in driving geomagnetic storms, especially during solar maximum (Richardson et al., 2001, 2002; Echer et al., 2008; Yermolaev et al., 2012). Around one third of the ICMEs observed in the vicinity of Earth exhibit magnetic cloud (MC) signatures (Richardson and Cane, 2010). MCs are characterised by a magnetic field strength higher than that in the ambient solar wind, a smooth and long-lasting rotation of the magnetic field direction, and a low proton temperature (Burlaga et al., 1981). Due to their slowly rotating magnetic field, MCs can contain long periods of southward magnetic fields which are expected to reconnect with Earth's dipolar field at the magnetopause and cause intense storms (see, for example, Zhang et al., 2004; Huttunen et al., 2005).



However, the accuracy of predicting the level of geomagnetic disturbances from the solar wind parameters is still rather modest (see, for example, Chen et al., 2012, and the references therein). The geoeffectivity or lack of geoeffectivity of an MC is not related at 100 % to the southward or northward orientation of its magnetic field. Some MCs containing southward fields do not trigger geomagnetic activity (Zhang et al., 2004; Gopalswamy et al., 2008). The events with only northward fields are more complex and more rarely observed; such storms are generally associated with the sheath region of the MC (Huttunen et al., 2005; Gopalswamy et al., 2008). It has been suggested that the magnetosheath would have a key role in controlling the solar-wind–magnetosphere coupling (e.g. Šafránková et al., 2009).

Before reaching the magnetosphere, the solar wind passes through the bow shock into the magnetosheath. This transition modifies the solar wind properties, and presumably the MCs' structure. It should be noted that it is ultimately the magnetosheath plasma and magnetic field which interact with the magnetopause and determine the geomagnetic response. The measurements inside the magnetosheath are sporadic, and thus the modifications of the structures from the solar wind to the magnetosheath are not well known. This limited understanding may be the key to improve solar-wind–magnetosphere coupling functions and our ability to forecast space weather consequences of MCs.

The plasma flow pattern in the magnetosheath is rather complex. The solar wind is deflected around the magnetosphere and re-accelerates at the flanks. Observations indicate the presence of dawn–dusk asymmetries in the magnetosheath speed (Longmore et al., 2005; Walsh et al., 2012). The properties of the magnetosheath during low Alfvén Mach number ( $M_A$ ) solar wind, corresponding to ICMEs and MCs conditions, have been investigated both observationally and numerically in Lavraud and Borovsky (2008) and Lavraud et al. (2013). Their results show that the solar-wind–magnetosphere coupling is altered in low  $M_A$  conditions, and phenomena such as asymmetric and enhanced flows or asymmetric magnetopause compression are observed.

In terms of the magnetic field, several processes come into play inside the magnetosheath. First, the bow shock crossing alters the interplanetary magnetic field (IMF) strength and direction, according to the Rankine–Hugoniot conservation laws. Then, as the flow is deflected around the magnetosphere, the magnetic field lines, which are frozen into the plasma, are consequently distorted. This phenomenon is known as the draping of the field lines. Statistical studies carried out by Coleman (2005) and Longmore et al. (2006) show that the orientation of the magnetic field in the plane perpendicular to the Sun–Earth line (i.e. the clock angle) differs significantly in the magnetosheath from that observed in the solar wind. Longmore et al. (2006) stress the role played by field–flow coupling in determining the distortion of the field lines inside the magnetosheath.

Discrepancies between the orientation of the magnetosheath magnetic field and the IMF are also evidenced by Šafránková et al. (2009). Using simultaneous solar wind and magnetosheath observations, Šafránková et al. (2009) compare the sign of the magnetic field north–south ( $B_z$ ) component in both regions. Statistically, the probability of observation of the same  $B_z$  sign in the magnetosheath and in the solar wind is rarely close to 1. This probability decreases with  $|B_z|$ , and is around 0.5 (i.e. a random coincidence) for small  $B_z$  values.

In the case of MCs, the magnetic structure observed in the upstream solar wind is well defined and slowly varying. But downstream of the bow shock, their smoothly rotating structure may be altered. Moreover, the magnetosheath magnetic field depends on the location inside this region because of the draping of the field lines, the dawn–dusk asymmetries and the different shock configurations. Spacecraft provide in situ observations along their orbit, but as mentioned above their coverage of the magnetosheath is limited. A magnetosheath model is thus necessary to have a global view of how MCs interact with the bow shock and how their structure changes from the solar wind to the magnetosheath. To our knowledge, there is neither a modelling nor an observational study addressing this question.

In this paper, we build a simple 3-D model describing the interaction of an MC with Earth's bow shock and its propagation into the magnetosheath. We do not intend to describe all the details of this complicated interaction. This work rather highlights the main features of this interaction, in order to pave the way for more comprehensive studies. The model is described in Sect. 2. We validate its outputs in Sect. 3. The results for different orientations of the MC's axis and different impact parameters are provided in Sect. 4 and their consequences on the MCs' geoeffectivity are discussed in Sect. 5. Section 6 concludes the paper with a summary and a discussion of our findings.

## 2 Magnetosheath model

The solar wind flow around the magnetic obstacle formed by the magnetosphere is often determined by solving the gasdynamic equations for a non-magnetised flow. The widely used hydrodynamic model of Spreiter et al. (1966) has been largely tested over the years and has shown good agreement with spacecraft observations (see, for example, the review by Stahara, 2002). However, the computational cost of this model is rather high, since the equations of gasdynamics have to be solved in the entire simulation grid.

Analytical or semi-empirical magnetosheath models have also been developed, aiming at describing the magnetosheath flow or magnetic field with a limited set of equations. The Russell et al. (1983) model introduces an analytical formula to calculate the magnetosheath streamlines and relate magnetosheath phenomena to the conditions at the bow shock. The

Kobel and Flückiger (1994) model determines the steady-state magnetosheath magnetic field, assuming that the currents are confined at the bow shock and at the magnetopause and that the magnetosheath can be considered as a current-free region. With this hypothesis, the magnetic field can be reduced to a scalar potential, satisfying the Laplace equation. As mentioned by the authors and recently applied and extended by Génot et al. (2011), this model can be used to trace the flowline pattern in the magnetosheath. Kallio and Koskinen (2000) have developed a semi-empirical model of the magnetosheath velocity and magnetic field, which requires a specific magnetospheric field model. The functional form and the free parameters of this model have been adjusted to match global fluid simulation results. More recently, Romashets et al. (2008) introduced an analytical model of the magnetic field based on the boundary conditions imposed by the bow shock and the magnetopause. These three magnetic field models (Kobel and Flückiger, 1994; Kallio and Koskinen, 2000; Romashets et al., 2008) are formulated in parabolic coordinates, and the bow shock and magnetopause shapes are prescribed to be paraboloids, generally with the same focus. Soucek and Escoubet (2012) recently introduced a method extending the applicability of the Kobel and Flückiger (1994) model to any magnetopause model and to any parabolic bow shock model.

In this study, we will use the Soucek and Escoubet (2012) model to describe the flowline pattern in the magnetosheath because of its low computational cost and the absence of strong constraints on the magnetopause and bow shock shapes. The flowline determination, the magnetic field propagation method and the inputs of our model are detailed in the following sections. Our model is formulated in Geocentric Solar Ecliptic (GSE) coordinates and all quantities will be given in this frame.

## 2.1 Boundaries

To apply the Soucek and Escoubet (2012) magnetosheath model, we need to approximate the bow shock and magnetopause shapes. Over the past decades, many different bow shock models have been developed, on the basis of observed bow shock crossings, magnetohydrodynamic (MHD) considerations or simulation results (see, for example, the review by Měrka et al. (2003), and the references therein). In most cases, the bow shock shape and position are parametrised by the upstream solar wind dynamic pressure and Mach number, either sonic (Spreiter et al., 1966), magnetosonic (Farris and Russell, 1994) or Alfvénic (Jeřáb et al., 2005). The bow shock models are generally optimised for high Mach numbers, corresponding to the most commonly encountered solar wind conditions. However, because of their high magnetic field magnitude and rather low density, MCs are characterised by a low Alfvén Mach number ( $M_A$ ). In a comparative study of the predictive capabilities of four different bow

shock models, Turc et al. (2013) concluded that the Jeřáb et al. (2005) model was the most reliable in MC conditions.

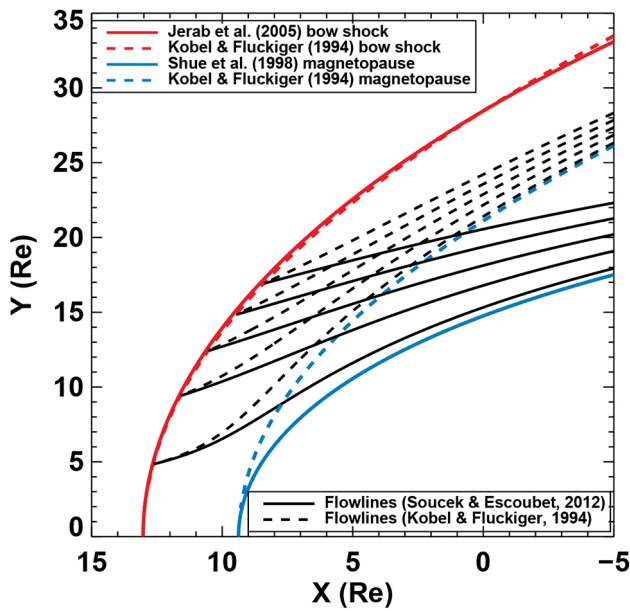
In our magnetosheath model, we will use the Jeřáb et al. (2005) bow shock model, which requires the solar wind  $M_A$ , dynamic pressure and magnetic field strength as inputs. The magnetopause will be described by the widely used Shue et al. (1998) model, which is valid even during extreme solar wind conditions. This model depends on the IMF north-south component and the solar wind dynamic pressure.

## 2.2 Flowlines

The flowlines are determined with the Soucek and Escoubet (2012) magnetosheath flow model, in which the flowline pattern is calculated with the Kobel and Flückiger (1994) model and then modified to fit the chosen boundaries. The bow shock and magnetopause shapes calculated from the Jeřáb et al. (2005) and Shue et al. (1998) models, respectively, are depicted in Fig. 1 (red and blue solid lines), for the following upstream solar wind conditions:  $V_{SW} = 400 \text{ km s}^{-1}$ ,  $n_{SW} = 5 \text{ cm}^{-3}$ ,  $M_A = 4.1$  and  $B_z = -10 \text{ nT}$  (the magnetic field is assumed to be purely southward). The Kobel and Flückiger (1994) parabolic boundary corresponding to the Jeřáb et al. (2005) bow shock is indicated by the red dashed line. It is in a very good agreement with the Jeřáb et al. (2005) model on the dayside ( $x \geq 0$ ). The dashed blue line shows the magnetopause in the Kobel and Flückiger (1994) model associated with their parabolic bow shock (in red). Between these boundaries, the flowlines can be computed analytically (dashed black lines). However, the shape of the magnetosheath in the Kobel and Flückiger (1994) model differs largely from that delineated by the Jeřáb et al. (2005) and Shue et al. (1998) models. This limitation can be circumvented using the Soucek and Escoubet (2012) rescaling method.

The flowline pattern is determined in two steps. First, the flowlines are analytically calculated in the magnetosheath bounded by the Kobel and Flückiger (1994) magnetopause and bow shock. Then these flowlines are rescaled to fit the chosen boundaries, that is, the Shue et al. (1998) (solid blue line) and the Jeřáb et al. (2005) (solid red line) models (see Soucek and Escoubet, 2012, for more detail). Figure 1 shows five example flowlines in the Kobel and Flückiger (1994) magnetosheath (dashed black lines) and their rescaled counterparts in the magnetosheath between the chosen boundaries (solid black lines) from the same starting point at the bow shock.

To determine the magnitude of the flow velocity, we have to assume a density profile inside the magnetosheath. Similarly to Soucek and Escoubet (2012) and Génot et al. (2011), we use a crude density profile defined as follows: the ratio between the density  $\rho$  at a fractional distance  $F$  and the density just downstream of the shock  $\rho_d$  is given by  $\rho/\rho_d = 0.8 + 0.2 \times \tanh(4F)$ .



**Fig. 1.** Boundaries: Jeřáb et al. (2005) bow shock model (solid red line), Kobel and Flückiger (1994) bow shock model (dashed red line), Shue et al. (1998) magnetopause model (solid blue line), Kobel and Flückiger (1994) magnetopause model (dashed blue line) – Flowlines in the magnetosheath: in the Soucek and Escoubet (2012) model (solid black lines) and in the Kobel and Flückiger (1994) model (dashed black lines)

### 2.3 Magnetic field propagation

MCs can contain very strong currents, causing their spiralling magnetic field, which will most likely be transmitted into the magnetosheath. Therefore, we cannot use the Kobel and Flückiger (1994) magnetic field model which assumes that the magnetosheath magnetic field is curl free (i.e. that there is no current in this region). Thus the magnetic field is propagated inside the magnetosheath assuming that the plasma in this region can be described with ideal MHD (i.e. the magnetic field lines are frozen into the plasma).

The propagation of the magnetic field is based on the following equations:

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (1)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\partial \mathbf{B} / \partial t \quad (2)$$

$$\mathbf{E} + \mathbf{V} \times \mathbf{B} = 0. \quad (3)$$

Combining Eqs. (1), (2) and (3) yields that the variation of the magnetic field can be written as

$$\partial \mathbf{B} / \partial t + (\mathbf{V} \cdot \nabla) \mathbf{B} = (\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{V} - \mathbf{B} (\nabla \cdot \mathbf{V}). \quad (4)$$

The magnetic field is then calculated step by step along the flowline from its origin at the bow shock to a given grid point inside the magnetosheath with Eq. (4). Moreover, we require that  $\mathbf{B}$  remains divergence free during its propagation (i.e. Eq. (1) must be satisfied at each step).

### 2.4 Model inputs

The inputs of the magnetosheath model are synthetic solar wind parameters upstream of the bow shock. The MC is assumed to have a force-free flux rope geometry with constant  $\alpha$  (Burlaga, 1988), that is, the magnetic field satisfies the equation:  $\nabla \times \mathbf{B} = \alpha \mathbf{B}$ . Moreover, we assume that the MC presents a cylindrical symmetry about its central axis. In a cylindrical frame centred on the MC axis, with  $A$  being the axis direction,  $R$  the radial direction and  $T$  the tangential direction, the magnetic field components inside the MC are given by

$$B_A = B_0 J_0(ar) \quad (5)$$

$$B_R = 0 \quad (6)$$

$$B_T = B_0 H J_1(ar), \quad (7)$$

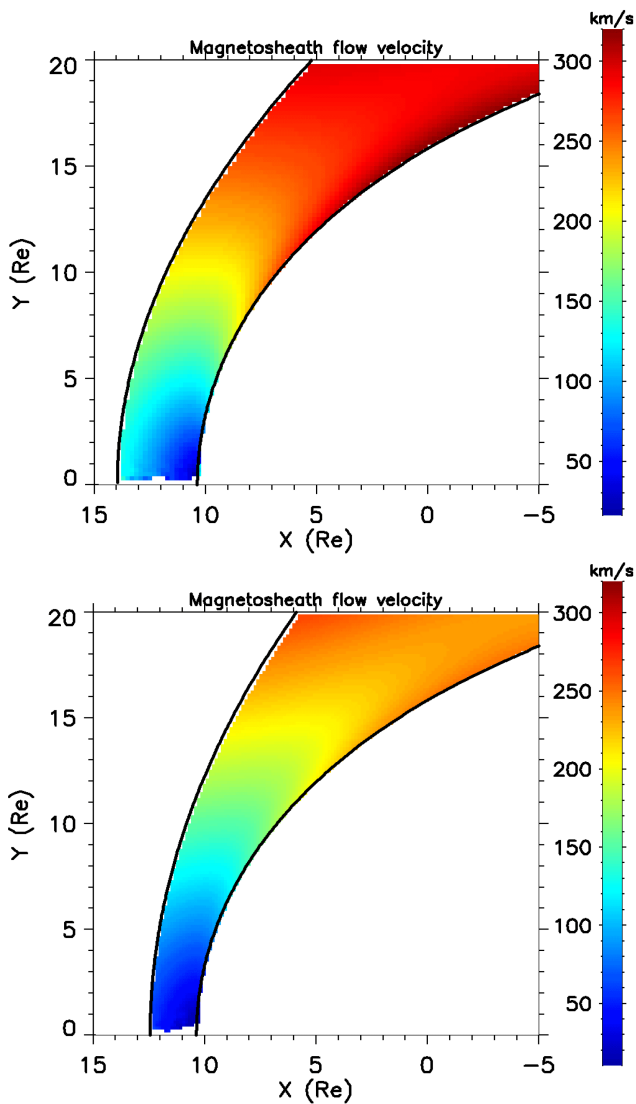
where  $J_0$  and  $J_1$  are the zeroth and first order Bessel functions,  $r$  the distance from the axis,  $a$  a constant and  $H = \pm 1$  the handedness of the MC.  $B_0$  is a constant corresponding to the MC's axial magnetic field. In the following, its value is set to  $\pm 20$  nT. Its magnitude is chosen on the basis of the observations, as the average peak magnetic field strength observed at variable distances from the MC's axis ranges between 16 and 18 nT (Echer et al., 2005; Wu and Lepping, 2011). Since the average duration of an MC passing by the Earth is about one day (Lepping et al., 2006), the radius of the MC  $R_{\max}$  is taken to be 3400 Earth radii ( $R_E$ ) for  $V_{\text{SW}} = 500 \text{ km s}^{-1}$ . At the boundary of the MC, the axial field is assumed to be zero. Therefore the constant  $a$  is set to  $J_0^0 / R_{\max}$  where  $J_0^0 \simeq 2.4048$  is the first zero of the  $J_0$  function. The MC model described above allows to consider different orientations of the MC axis, as well as different positions of its axis relative to Earth.

As in this study we focus on how the magnetic structure of MCs changes through the bow shock and during their propagation into the magnetosheath, the density and speed are kept constant throughout the modelled events, whereas the magnetic field strength and direction are allowed to vary. The solar wind is assumed to propagate along the  $x$  direction only, and  $V_{\text{SW}}$  reduces to  $V_x$ . Just downstream of the bow shock, the density, speed and magnetic field magnitude are calculated from the upstream solar wind parameters using the Rankine–Hugoniot relations.

## 3 Validation of the model

### 3.1 Comparison with the Soucek and Escoubet (2012) flow model

In order to check the magnetosheath speed calculation in our model, we compare the obtained velocity profile with the results of Soucek and Escoubet (2012) in the case of a steady solar wind, that is without an MC structure. The upper panel of Fig. 2 shows the magnitude of the flow velocity calculated



**Fig. 2.** Colour maps of the magnetosheath velocity ( $\text{km s}^{-1}$ ) calculated using the Soucek and Escoubet (2012) model – upper panel; Farris et al. (1991) bow shock model – lower panel; Jeřáb et al. (2005) bow shock model.

in our model with the same upstream solar wind parameters as in Fig. 4 in the paper from Soucek and Escoubet (2012), that is, the parameters from the 6 January 2001 at 00:00 UT ( $V_{\text{SW}} = 410 \text{ km s}^{-1}$ ,  $n_{\text{SW}} = 4.5 \text{ cm}^{-3}$  and  $B = 7.2 \text{ nT}$ ). Note that in the upper panel of Fig. 2, we have used the Farris et al. (1991) bow shock model, as in Soucek and Escoubet (2012). The speed contour lines in Fig. 2 are very similar to those presented by Soucek and Escoubet (2012) in the Fig. 4 of their paper. Analogous velocity contours are also obtained by Génot et al. (2011), when using the Kobel and Flückiger (1994) model as a flow model. Moreover, these results are in qualitative agreement with the MHD simulations performed by Spreiter and Stahara (1994). As expected, the speed is lower everywhere in the dayside magnetosheath than in the

solar wind. Its minimum is reached near the magnetopause subsolar point and the flow velocity increases as it moves tailward.

As explained in Sect. 2.1, in the case of MCs, we use the Jeřáb et al. (2005) bow shock model instead of the Farris et al. (1991) model. The result with the same upstream conditions as above is shown in the lower panel of Fig. 2, but using the Jeřáb et al. (2005) bow shock. The speed magnitude displays the same features as in the upper panel of Fig. 2. Its values change slightly because they depend directly on the solar wind speed tangential component at the bow shock. The Jeřáb et al. (2005) model has a larger flaring than the Farris et al. (1991) model, hence a smaller tangential speed. With the exception of this difference, the results remain consistent with those previously obtained.

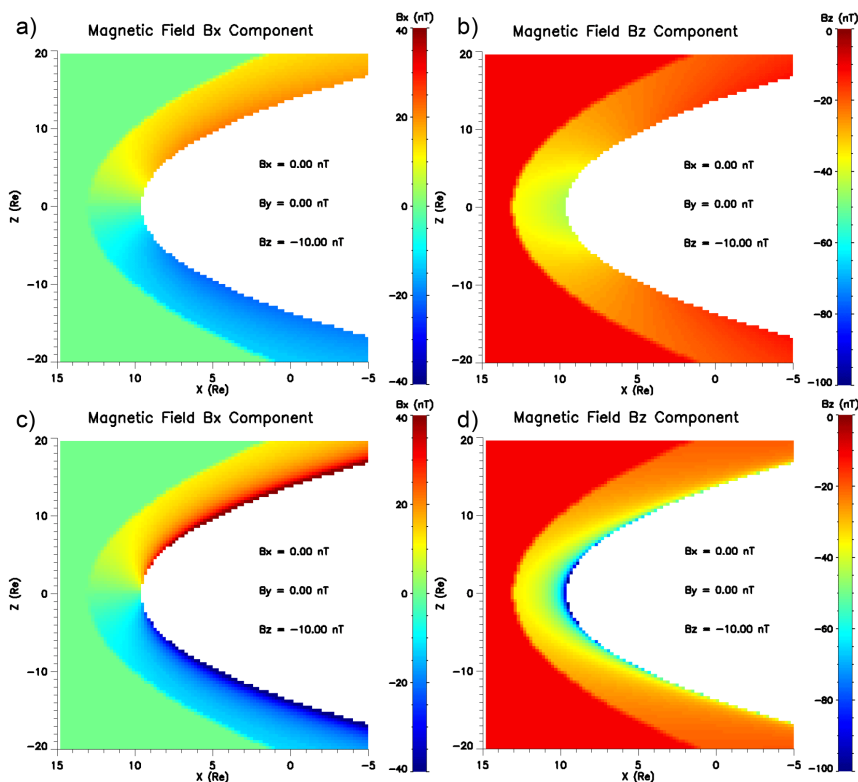
### 3.2 Comparison with the Kobel and Flückiger (1994) magnetosheath model

Figure 3 shows the  $B_x$  (first column) and  $B_z$  (second column) components of the magnetosheath magnetic field in the XZ plane. The input parameters are a purely southward IMF, where  $B_z = -10 \text{ nT}$ , and regular solar wind plasma parameters,  $V_{\text{SW}} = 400 \text{ km s}^{-1}$  and  $n_{\text{SW}} = 5 \text{ cm}^{-3}$ . The Alfvén Mach number associated with these solar wind conditions is 4.1, which falls into the range of parameters for which the predictive capabilities of the Jeřáb et al. (2005) model have been tested by Turc et al. (2013). The bow shock and magnetopause are described by paraboloids (red and blue dashed lines in Fig. 1).

The upper panels of Fig. 3 correspond to the steady-state magnetosheath magnetic field from the Kobel and Flückiger (1994) model, assuming that the magnetosheath is a current-free region. The  $B_x$  component (Fig. 3a) is positive in the northern part of the magnetosheath and negative in the southern part because of the draping of the field lines around the magnetopause. The increase of the magnetic field strength is highest along the magnetopause, and especially in the subsolar region where the field lines pile up, as it can be seen on the  $B_z$  component (Fig. 3b).

The Fig. 3c and d display our results with the same boundaries as in the Kobel and Flückiger (1994) model, but the magnetic field is propagated step by step along the flowlines, using ideal MHD equations. We find that the magnetic field components calculated by these two models are very similar. The enhancement of the magnetic field strength close to the magnetopause is higher in our MHD calculation than in the Kobel and Flückiger (1994) analytical model, due to the different approach we chose.

The  $B_y$  component (not shown) does not display any particular feature in the XZ plane. The  $B_y$  is equal to zero in the solar wind and remains very small in the magnetosheath in both models. In the equatorial plane (not shown), both magnetic field calculations yield once again very similar results. If we assume a purely northward instead of a purely



**Fig. 3.** Colour maps of the magnetosheath magnetic field (nT) – left panels:  $B_x$  – right panels:  $B_z$  – upper panels: Kobel and Flückiger (1994) analytic magnetic field model – lower panels: magnetic field propagated with MHD equations along the flowlines. The boundaries of the magnetosheath are calculated with the Kobel and Flückiger (1994) model. The  $B_x$ ,  $B_y$  and  $B_z$  indicated in each plot correspond to the upstream magnetic field components.

southward magnetic field, the only differences observed in the magnetosheath magnetic field are in the signs of  $B_x$  and  $B_z$  which are opposite to what is shown in Fig. 3.

This comparison with the Kobel and Flückiger (1994) model validates our magnetic field propagation method, since no significant difference arises between the two approaches. In the following, the magnetic field will be calculated with our propagation method, which does not require the curl-free assumption and allows time-varying magnetic fields in the solar wind.

## 4 Results

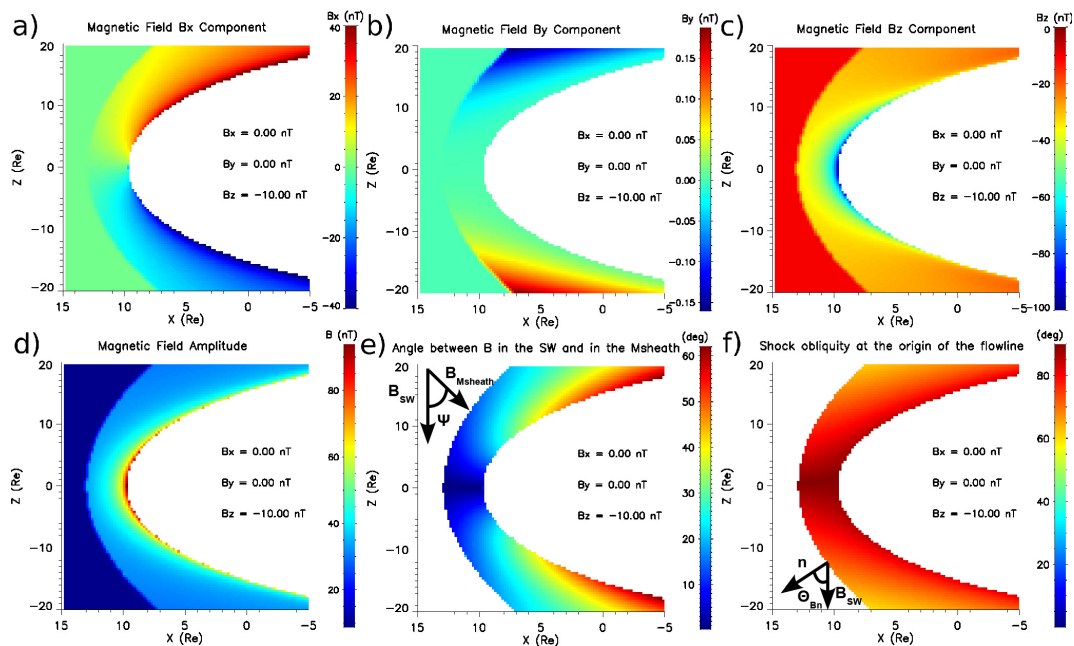
In the following, we will display and discuss the results from our model, first in the case of a steady solar wind with an  $M_A$  comparable to its value during MCs, and then in the case of MCs (i.e. with a slowly rotating magnetic field).

### 4.1 Steady solar wind with purely southward/northward magnetic field

The steady solar wind input parameters are the same as in the previous section, namely,  $B_z = -10$  nT,  $V_{SW} = 400$  km s<sup>-1</sup>

$n_{SW} = 5$  cm<sup>-3</sup> and  $M_A = 4.1$ . Figure 4 shows the outputs of our magnetosheath model in the XZ plane. Note that the colour code changes in each panel and it is indicated in the associated colour bar. Figure 4a and c, corresponding to the  $B_x$  and  $B_z$  components of the magnetic field, respectively, can directly be compared to the results in the Kobel and Flückiger (1994) magnetosheath in Fig. 3. They display very similar features as the other two models presented in Sect. 3.2, even though different models have been used to calculate the magnetosheath shape. The overall structure of the magnetosheath magnetic field, namely, the draping of the field lines, evidenced by the  $B_x$  component (Fig. 4a), and the magnetic field pile-up at the magnetopause on the  $B_z$  (Fig. 4c), remains consistent with what was previously obtained.

No significant feature is observed on the  $B_y$  component (Fig. 4b) which remains very weak, since it is equal to zero in the solar wind and corresponds to the direction perpendicular to the plane of the flow presented here. Therefore it is virtually not modified in the magnetosheath. The slight anti-symmetry between the Northern and Southern hemispheres is most likely caused by the small  $y$  component in



**Fig. 4.** Results of the model for steady solar wind conditions ( $B_z = -10$  nT,  $V_{SW} = 400$  km s $^{-1}$ ,  $n_{SW} = 5$  cm $^{-3}$  and  $M_A = 4.1$ ). The panels correspond to (a)  $B_x$ , (b)  $B_y$ , (c)  $B_z$ , (d)  $B$ , (e)  $\psi$ , the angle between the magnetic field direction in the solar wind and in the magnetosheath, and (f)  $\Theta_{Bn}$ , the shock obliquity at the origin of the flowline.

the normal direction to the bow shock surface, due to its non-axisymmetric shape.

Figure 4d displays the magnetic field magnitude, which is enhanced by a factor of close to 3 at the bow shock's crossing, as expected (Tatralay et al., 1984). Deeper in the magnetosheath, the magnetic field strength increases because of the piling-up of the field lines at the magnetopause. This effect is particularly important in the subsolar region.

In order to illustrate how the magnetic field direction varies across the bow shock, we compute the angle  $\psi$  between the magnetic fields in the magnetosheath and in the solar wind. The values of this angle are presented in the Fig. 4e. At the bow shock's crossing and in the entire subsolar region,  $\psi$  is very small (never exceed  $20^\circ$ ). In particular, in the subsolar region, the magnetic field remains virtually unchanged because the selected IMF is along the  $z$  direction and its direction is not altered by the bow shock's crossing. Since the magnetic field is already tangential to the magnetopause in this region, the draping effects do not alter its direction. When moving tailward, the draping effects come into play and  $\psi$  can reach much higher values along the magnetopause, up to  $70^\circ$ .

One of the key parameters of the bow shock is its obliquity angle, noted as  $\Theta_{Bn}$ , which is defined as the angle between the local normal to the shock's surface and the magnetic field direction in the solar wind. Basically, two different regimes can be defined: the quasi-perpendicular shock, when  $\Theta_{Bn}$  ranges between  $45^\circ$  and  $90^\circ$ , and the quasi-parallel shock, when  $\Theta_{Bn}$  is below  $45^\circ$ . The  $\Theta_{Bn}$  values displayed

in the Fig. 4f are determined at the origin of the flowline of each magnetosheath grid points, in order to relate the magnetosheath parameters to the conditions encountered at the shock. We observe that the entire dayside magnetosheath is located downstream of a quasi-perpendicular bow shock, since the  $\Theta_{Bn}$  values range between  $60^\circ$  and  $90^\circ$ . This is consistent with the absence of significant variation of the magnetic field direction just downstream of the shock (see Fig. 4e) because the magnetic field is mostly tangential to the bow shock's surface and its tangential component is increased by the compression ratio at the bow shock's crossing.

Finally, it should be noted that in the case of a purely southward magnetic field in the solar wind, the magnetosheath displays very symmetric (Fig. 4c to f) or antisymmetric (Fig. 4a and b) features. Similar symmetries and antisymmetries are also observed in the equatorial plane, perpendicular to the plane presented here.

In the case of a purely northward magnetic field, identical results are obtained. The only differences are the sign of the  $B_z$  component, which is negative in the entire magnetosheath, and the sign of  $B_x$  which is opposite to the  $B_x$  shown in Fig. 4a.

## 4.2 Reference MC orientations

We now study how the MCs' structure changes when the MCs cross the bow shock and propagate into the magnetosheath. The MC magnetic field is described by a flux rope model, as detailed in Sect. 2.4. We investigate first the cases

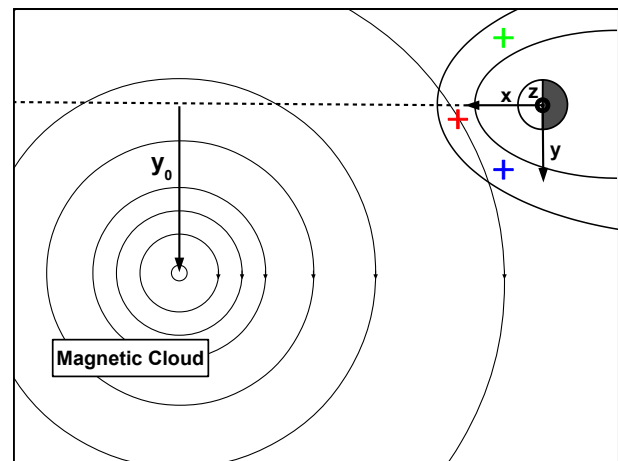
where the MC's axis is parallel to the  $z$  direction and to the  $y$  direction. The values of the solar wind plasma parameters are taken as  $V_{SW} = 500 \text{ km s}^{-1}$  and  $n_{SW} = 8.6 \text{ cm}^{-3}$  which roughly correspond to their average value during MCs (Echer et al., 2005; Wu and Lepping, 2011).

MCs can be classified into different categories, depending on the orientation of the flux rope. Many classifications can be found in the literature, generally based on the sign of  $B_z$  in the MC because of its importance for the reconnection processes (see, for example, Bothmer and Schwenn, 1998; Mulligan et al., 1998; Gopalswamy et al., 2008). We will use here the classification introduced by Gopalswamy et al. (2008). According to Gopalswamy et al. (2008), the MCs can be divided into four groups: fully north and fully south, depending on the sign of the axial magnetic field for an axis along  $z$ , and north–south and south–north, corresponding to the  $B_z$  sign in the leading and trailing parts of a flux rope with its axis along  $y$ .

The interaction of an MC propagating along the  $x$  axis towards Earth is schematised in Fig. 5 as seen from above the ecliptic plane. The concentric black circles represent the cross section of an MC modelled by a flux rope. As an example, the axis of this flux rope is perpendicular to the ecliptic plane (i.e. along the  $z$  direction). The  $y_0$  parameter (impact parameter) corresponds to the distance between the intersection of the MC axis with the ecliptic plane and the Sun–Earth line.  $y_0$  is kept constant during the MC's propagation. In a first stage, we will consider central crossings, that is, when  $y_0 = 0$ .

Virtual spacecraft will be used to illustrate the time variation of the magnetic field inside the magnetosheath. They are located in the subsolar region and on the dawn and dusk flanks of the magnetosheath, as indicated by the coloured crosses in Fig. 5, and in the north and dawn flanks (not shown). The virtual spacecraft on the flanks are placed in the dayside magnetosheath so that the draping effects will not be predominant at their location (see the panel e of Fig. 4). Their positions correspond approximately to the regions of the magnetosheath where the Cluster or Themis missions can be found.

Figure 6 shows the temporal variation of the magnetic field during the MC with its axis parallel to the  $z$  direction and with its axial magnetic field pointing to the south. At  $t = 0$ , the MC axis is located at  $x = 3400 R_E$  and  $y_0 = 0$ . It moves at  $V_{SW} = 500 \text{ km s}^{-1}$  and reaches  $x = -3400 R_E$  at the end of the modelled event. The black lines in Fig. 6 correspond to the solar wind input parameters. In the solar wind, the magnetic field magnitude (Fig. 6a) increases from 10 nT at the beginning of the cloud to 20 nT at its centre, then decreases in the second half of the event. The solar wind  $B_x$  (Fig. 6b) is equal to zero during the entire MC, while the  $B_y$  component (Fig. 6c) changes from positive to negative. The  $B_z$  component (Fig. 6d) is always negative and peaks as  $B_y$  reverses. This MC corresponds to a fully south configuration.



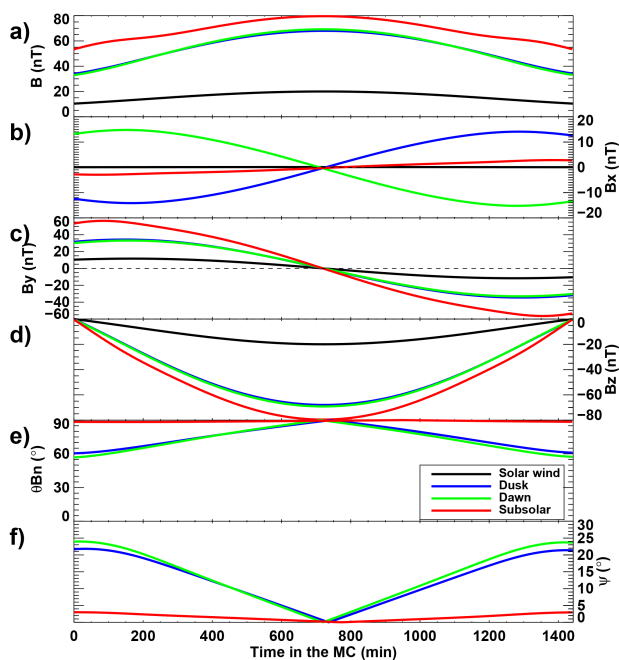
**Fig. 5.** Schematic of an MC's interaction with Earth's environment in our model in the ecliptic plane. The  $y_0$  parameter corresponds to the distance between the intersection of the MC's axis and the Sun–Earth line. The coloured crosses display the approximate location of the virtual spacecraft.

The red, green and blue curves correspond to the measurements from virtual spacecraft in the equatorial magnetosheath, in the subsolar region (red), the dawn flank (green) and the dusk flank (blue) of the magnetosheath, respectively. It is seen that the three virtual spacecraft display quite similar features, although the encountered magnitudes differ. As in the solar wind, the magnetic field strength peaks in the core of the MC (Fig. 6a). The magnetic field magnitude is higher close to the subsolar point (red curve) than farther on the flanks (blue and green curves), most likely because of the piling-up of the field lines in the subsolar region.

Although the  $B_x$  component is equal to zero in the solar wind (Fig. 6b), the bow shock crossing and the draping around the magnetopause distort the field lines and give rise to a  $B_x$  component inside the magnetosheath. The sign of  $B_x$  differs from one side of the magnetosheath (blue and red curves, on the duskside) to another (green curve, on the dawnside) and depends on the sign of the  $B_y$  component in the solar wind because of the flow around the magnetosphere and the orientation of the field lines. The  $B_y$  and  $B_z$  components exhibit similar variations as in the solar wind (Fig. 6c and d).

Figure 6e displays the  $\Theta_{Bn}$  values calculated at the origin of the flowline on which the spacecraft are located. All three spacecraft remain downstream of a quasi-perpendicular shock during the entire MC. The  $\psi$  angle (Fig. 6f) shows that there is no significant variation of the magnetic field direction from the solar wind to the spacecraft locations ( $\psi \leq 25^\circ$ ). In particular, in the subsolar region (red curve), the values of  $\psi$  remain below  $5^\circ$  during the entire MC. The magnetic structure of the MC is virtually unchanged in this region.

Similar results are obtained if we place two virtual spacecraft in the northern and southern flanks of the magnetosheath (not shown), i.e. perpendicular to the plane



**Fig. 6.** Virtual spacecraft observations of the magnetosheath magnetic field during an MC with its axis along  $z$ . Solar wind inputs (black) – spacecraft: in the subsolar magnetosheath (red), on the dusk flank (blue), on the dawn flank (green) – from top to bottom: magnetic field magnitude,  $B_x$ ,  $B_y$  and  $B_z$  components,  $\Theta_{Bn}$  values at the origin of the flowline and  $\psi$  angle between the magnetic field vectors in the solar wind and in the magnetosheath.

presented previously. If the MC's axis is oriented northward (fully north) instead of southward (not shown), the results are identical, with the exception of the signs of  $B_x$  and  $B_z$  which reverse. If the MC's axis lies along the  $y$  direction (north–south or south–north type MCs, results not shown), the  $B_y$  and  $B_z$  components display an inverted behaviour, compared to the fully south or fully north cases, but the  $B_x$ ,  $\Theta_{Bn}$  and  $\psi$  values remain very similar. Again, we note that the three virtual spacecraft in the magnetosheath observe rather similar temporal magnetic field variations as in the solar wind and are located downstream of a quasi-perpendicular shock. Observations in the XZ plane (not shown) yield similar conclusions for the north–south and south–north type MCs.

In conclusion, no major discrepancy between the virtual spacecraft observations nor between the magnetosheath and the solar wind arises for the centrally encountered MCs with their axis parallel either to the  $z$  or  $y$  direction. The only differences are due to the expected compression and draping of the field lines, but the magnetic field direction is roughly similar almost everywhere in the dayside magnetosheath and in the solar wind, as illustrated by the  $\psi$  values which remain below  $30^\circ$ . In these cases, the magnetosheath is downstream of a quasi-perpendicular bow shock. In these modelled events, the MC's magnetic structure as observed by the

virtual spacecraft does not significantly change from the solar wind to the magnetosheath.

### 4.3 Other configurations

#### 4.3.1 Far-off crossing of a fully south magnetic cloud

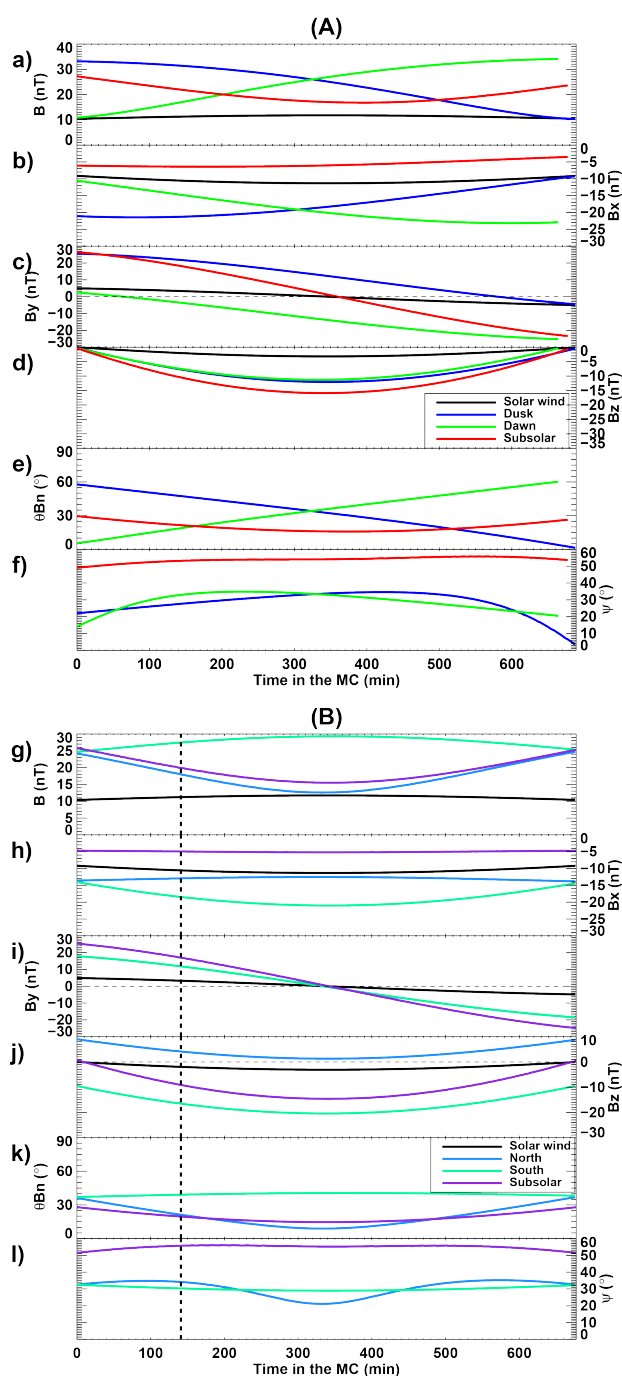
Let us now consider the case of a fully south MC, as in Sect. 4.2, but this time encountered very far from its central axis (see Fig. 5). More precisely, its axis is located at  $y_0 = 3000 R_E$  (the chosen radius of the cloud is  $3400 R_E$ ). The core of the MC passes the Earth very far on the duskside and only the MC's edge will interact with the terrestrial magnetosphere. In the cases studied in Sect. 4.2,  $B_x$  was equal to zero. In contrast, the MC magnetic field now presents a large  $B_x$  component, which roughly corresponds to the tangential component  $B_t$  in the frame of the MC (see Eq. 7).

The temporal variations of the magnetosheath magnetic field observed by the virtual spacecraft located in the XY (panel a) and XZ plane (panel b) during this event are displayed in Fig. 7. At  $t = 0$ , the MC's axis is located at  $x = 1660 R_E$ . The three spacecraft in the XZ plane probe the subsolar magnetosheath (purple curves) and the northern (light blue curves) and southern (spring green curves) flanks.

Contrary to what was observed in Sect. 4.2, the magnetosheath magnetic field, as well as its variations, differ now significantly from one spacecraft to another, and from the input parameters. Differences are particularly noticeable on the magnetic field strength (Fig. 7a and g). This parameter previously peaked at the centre of the MC both in the magnetosheath and in the solar wind. Figure 7a and g show that the magnetic field magnitude now has a more complex variation in this MC configuration. For example, the spacecraft on the duskside of the equatorial plane (dark blue line in panel a) encounters its highest magnetic field magnitude at the beginning of the MC, which then steadily decreases until the end of the event. This decrease of the magnetic field strength can be related to the  $\Theta_{Bn}$  values, which diminish concurrently upstream of the same spacecraft from  $60^\circ$  to  $0^\circ$ , because the normal component of the magnetic field becomes predominant and is not modified at the bow shock's crossing. Similar correlations between the variation of the magnetic field magnitude and  $\Theta_{Bn}$  are also observed by the other virtual spacecraft, either in the XY plane or in the XZ plane. We also note that the dawn and dusk spacecraft, as well as the north and south spacecraft, no longer observe the same magnetic field components, in absolute value (see Fig. 7b, c, h and j).

As indicated by the black curves, the magnetic field remains continuously southward in the solar wind during the MC. However, the spacecraft located in the northern magnetosheath encounters a northward  $B_z$  during the entire MC (light blue curve in Fig. 7b). Moreover, even the spacecraft located close to the subsolar region (purple curves) observes a slightly northward  $B_z$  at the beginning and the end of the MC.





**Fig. 7.** Virtual spacecraft observations of the magnetosheath magnetic field during an MC encountered far from its central axis, in the XY plane (A) and in the XZ plane (B) – spacecraft in (A) see the caption of Fig. 6 – spacecraft in (B) in the subsolar magnetosheath (purple), on the northern flank (light blue), on the southern flank (spring green).

It is also interesting to note that in the leading and the rear parts of the MC, even though the upstream  $B_z$  is close to zero, and negligible compared to the  $B_x$  and  $B_y$ , its relative

importance increases inside the magnetosheath. Indeed, the  $B_z$  values in the northern magnetosheath are around 10 nT, which is comparable to the magnitude of the  $B_x$  and  $B_y$  components, around 15 and 20 nT, respectively. A negligible  $B_z$  in the solar wind can become, if not predominant, at least significant in the magnetosheath.

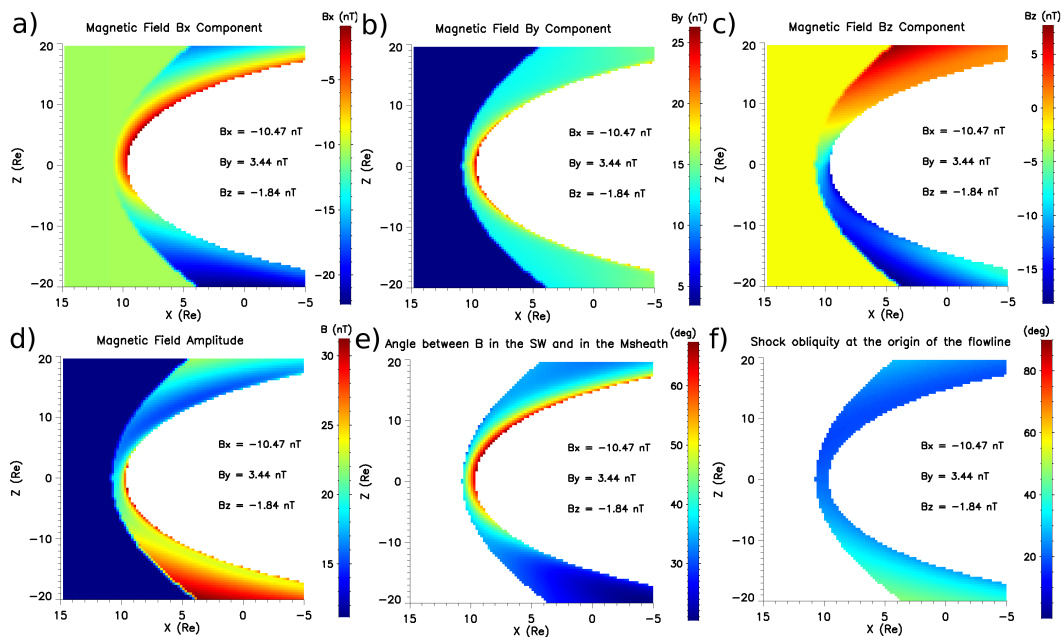
For MCs shown in Sect. 4.2, the shock configuration remains quasi-perpendicular. On the contrary, the  $\Theta_{Bn}$  values in Fig. 7e and k indicate that all the virtual spacecraft are located downstream of a quasi-parallel shock, at least during a part of the modelled event. Moreover, the variations of the  $\Theta_{Bn}$  values are much larger here than in the previous cases. In some parts of the magnetosheath, the shock configuration turns from quasi-perpendicular to quasi-parallel, or conversely (see the green and blue curves in Fig. 7e), as the MC passes by Earth's environment.

The MC's structure in the subsolar region differs now strikingly from that in the solar wind: very large variations of the magnetic field direction are observed in the subsolar region, as evidenced by the  $\psi$  values around  $60^\circ$  (Fig. 7f and l, red and purple curves). In the other four locations, the  $\psi$  values remain roughly around  $30^\circ$ . These values are comparable to that encountered during the reference MCs in Sect. 4.2. However, it should be noted that in the previous cases, the  $\psi$  values did not exceed  $20^\circ$  for more than half of the MC duration. Therefore, the changes in the MC's structure are more significant in the present case.

We note that the green, dark blue (in panel a) and light blue (in panel b) virtual spacecraft observe a decrease in  $\psi$  associated with very low  $\Theta_{Bn}$  values ( $\Theta_{Bn} \lesssim 15^\circ$ ). In the strictly parallel limit, the magnetic field direction is expected not to be altered by the bow shock crossing, as its normal component traverses unchanged. This may explain the decrease of the  $\psi$  values observed by these three virtual spacecraft.

As an example, a snapshot of the magnetosheath in the XZ plane is given in Fig. 8. It corresponds to the magnetosheath state when the MC's axis is at  $x = 1000 R_E$  upstream of Earth's environment (i.e. about 140 min after the edge of the MC reached the bow shock). The time of the snapshot is indicated by a vertical dashed line in Fig. 7.

The major difference between the case presented here and the examples detailed in Sect. 4.2 is the shock configuration which is quasi-parallel instead of quasi-perpendicular.  $\Theta_{Bn}$  ranges between  $15^\circ$  and  $45^\circ$  in the XZ plane (Fig. 8f), and is mostly below  $20^\circ$  in the northern magnetosheath. These low  $\Theta_{Bn}$  values are accompanied by a large variation of the magnetic field direction at the bow shock's crossing, as it can be seen on the angle  $\psi$  in Fig. 8e. Just downstream of the shock,  $\psi$  ranges between  $20^\circ$  and  $40^\circ$ , whereas its variation did not exceed  $20^\circ$  at the shock in the previous examples (not shown). Therefore, the magnetic field direction is already strongly modified just downstream of the bow shock. Deeper in the magnetosheath,  $\psi$  increases, up to  $65^\circ$ , because of the draping effects. Moreover, the magnetosheath magnetic field now displays very strong asymmetries. For example, the  $B_x$



**Fig. 8.** Snapshots of the magnetosheath during an MC with its axis along  $z$ , encountered far from its centre, when the axis is located at  $x = 1000 R_E$ . The panels correspond to (a)  $B_x$ , (b)  $B_y$ , (c)  $B_z$ , (d)  $B$ , (e)  $\psi$ , the angle between the magnetic field direction in the solar wind and in the magnetosheath, and (f)  $\Theta_{Bn}$ , the shock obliquity at the origin of the flowline.

component observed along the northern magnetopause (upper part of Fig. 8a) is around zero, whereas its values along the southern magnetopause are below  $-20$  nT.

More importantly, large asymmetries also arise in the magnetic field strength. Instead of a situation where the magnetic field strength increases when moving closer to the magnetopause, as in Fig. 4d, Fig. 8d evidences a much more complicated structure. Whereas some parts of the magnetosheath still display an enhancement of the magnetic field magnitude close to the magnetopause, for example in the Southern Hemisphere (lower part of Fig. 8d), low magnetic field values are observed even close to the northern magnetopause (upper part of Fig. 8d). The very small magnetic field strength is presumably due to the weak compression downstream of the quasi-parallel shock (see Fig. 8f). These large variations of the magnetic field strength imply that the magnetic pressure impacting the magnetopause will strongly depend on the location. This may result in asymmetric shapes of the magnetopause and magnetosheath, not taken into account here, and possibly in asymmetric current circulation in the magnetosheath.

One of the most interesting features of this example is the reversal of the  $B_z$  component in a large part of the northern magnetosheath (Fig. 8c). In order to illustrate the extent of this phenomenon, a map of the magnetosheath magnetic field near the magnetopause is displayed in Fig. 9. In this polar map, the distance from the centre corresponds to the zenithal angle (i.e. the angle from the Sun–Earth line) between  $0$  and  $90^\circ$ . The azimuthal direction corresponds to the

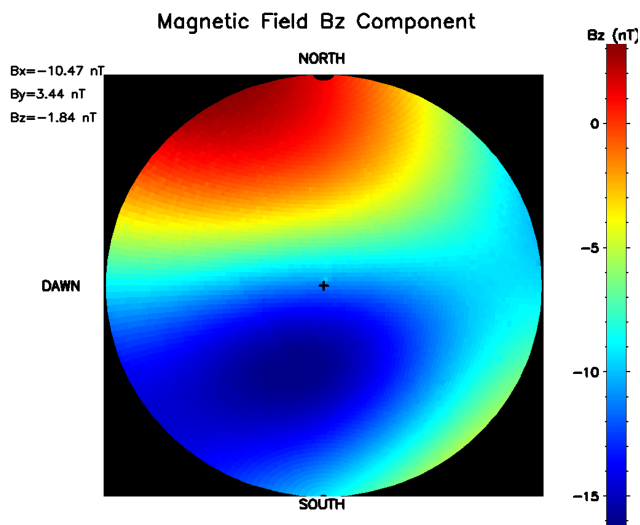
clock angle, defined as the direction in the plane perpendicular to the Sun–Earth line. The subsolar point is indicated by the black cross at the centre of the map. The map in Fig. 9 has been determined at the same time during the MC as the snapshots in Fig. 8.

Figure 9 shows that the  $B_z$  component is positive in a large part of the dawnside of the northern magnetosheath. According to this map, approximately one quarter of the dayside magnetopause actually encounters a northward  $B_z$  while the solar wind  $B_z$  is negative. Moreover, the location and the extent of the reversed  $B_z$  region vary as the MC passes by Earth’s environment (not shown). Similarly, if we consider the same MC, but with a northward axial field, the positive  $B_z$  upstream of the shock will also reverse. The dawnside of the southern magnetosheath will encounter a negative  $B_z$ .

#### 4.3.2 Central crossing of a largely tilted magnetic cloud

The last example that we will consider here is the central crossing ( $y_0 = 0$ ) of an MC with its axis largely tilted with respect to the YZ plane (the axes of the previous example MCs all lied in the YZ plane). More precisely, the axis direction is  $\theta_{MC} = 70^\circ$  and  $\phi_{MC} = 20^\circ$ , where  $\theta_{MC}$  is the colatitude and  $\phi_{MC}$  the longitude. The virtual spacecraft observations in the XZ plane during this event are displayed in Fig. 10. As in the example shown in Sect. 4.3.1, the upstream MC magnetic field has a large  $B_x$  component ( $\simeq 10$  nT).

Again, the magnetic field direction strongly differs from one spacecraft to another and compared to the input

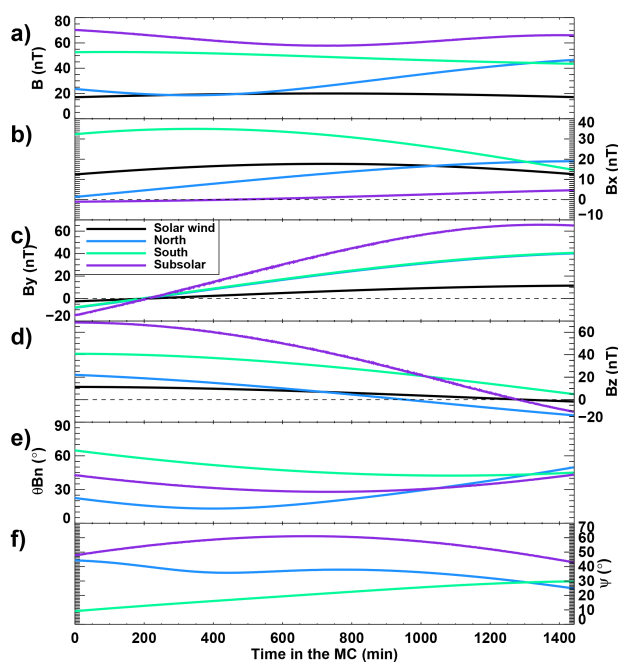


**Fig. 9.** Colour map of the  $B_z$  component in the magnetosheath along the magnetopause during a fully south MC, encountered far from its centre, when the axis is located at  $x = 1000 R_E$ . The centre of the plot corresponds to the subsolar point. The radial distance from the subsolar point is proportional to the zenithal angle. The magnetic field components indicated on the upper left of the map are the solar wind magnetic field inputs.

parameters, as shown by the magnetic field components and the angle  $\psi$ . It is interesting to note that the spacecraft in the southern magnetosheath (spring green curves) encounters a magnetic structure rather similar to that in the solar wind ( $\psi \leq 30^\circ$ ), while the two other spacecraft observe concurrently completely different magnetic field orientations ( $\psi \geq 30^\circ$ ) (Fig. 10f). The structure of the MC varies greatly depending on the considered region, and particularly in the subsolar region (purple curve) where  $\psi$  reaches values as high as  $60^\circ$ . The  $\Theta_{Bn}$  values (Fig. 10e) are rather low, corresponding to a quasi-parallel (blue and purple curves) or oblique (spring green curves) shock configuration.

The upstream values of the  $B_z$  show that this component turns south in the last hours of the MC (Fig. 10d). In the magnetosheath, however, the sign of  $B_z$  changes at different times, the earliest being for the spacecraft in the northern magnetosheath (blue curve), or even does not reverse, as observed by the spacecraft in the southern magnetosheath (spring green curve). Depending on the spacecraft we rely on, the duration of the southward  $B_z$  part of the MC differs and different conclusions would be drawn in terms of geoeffectivity.

To conclude, we have shown that in certain MC configurations, their magnetic structure can be modified from the solar wind to the magnetosheath. Moreover, this structure changes from one region of the magnetosheath to another and varies with time as the MC passes by Earth's environment. In both cases presented here, the shock configuration remains quasi-parallel during most of the MC, and even just downstream of



**Fig. 10.** Virtual spacecraft observations of the magnetosheath magnetic field during an oblique MC. See the caption of the panel B of Fig. 7 for details.

the bow shock, the magnetic field direction strongly differs from its upstream orientation.

### 5 Consequences on geoeffectivity

The geoeffectivity of MCs is generally estimated from the sign of the  $B_z$  component during the cloud. This is due to the fact that in the equatorial plane Earth's dipolar magnetic field is essentially northward. Therefore, a southward magnetic field upstream of the magnetopause, that is anti-parallel to Earth's equatorial field, is favourable to reconnection processes (Dungey, 1961). Reconnection is more effective and induces larger disturbances in Earth's magnetosphere when it occurs in the subsolar region (see, for example, the review of Paschmann, 2008). Yet reconnection can occur anywhere along the magnetopause, as soon as there are anti-parallel magnetic fields.

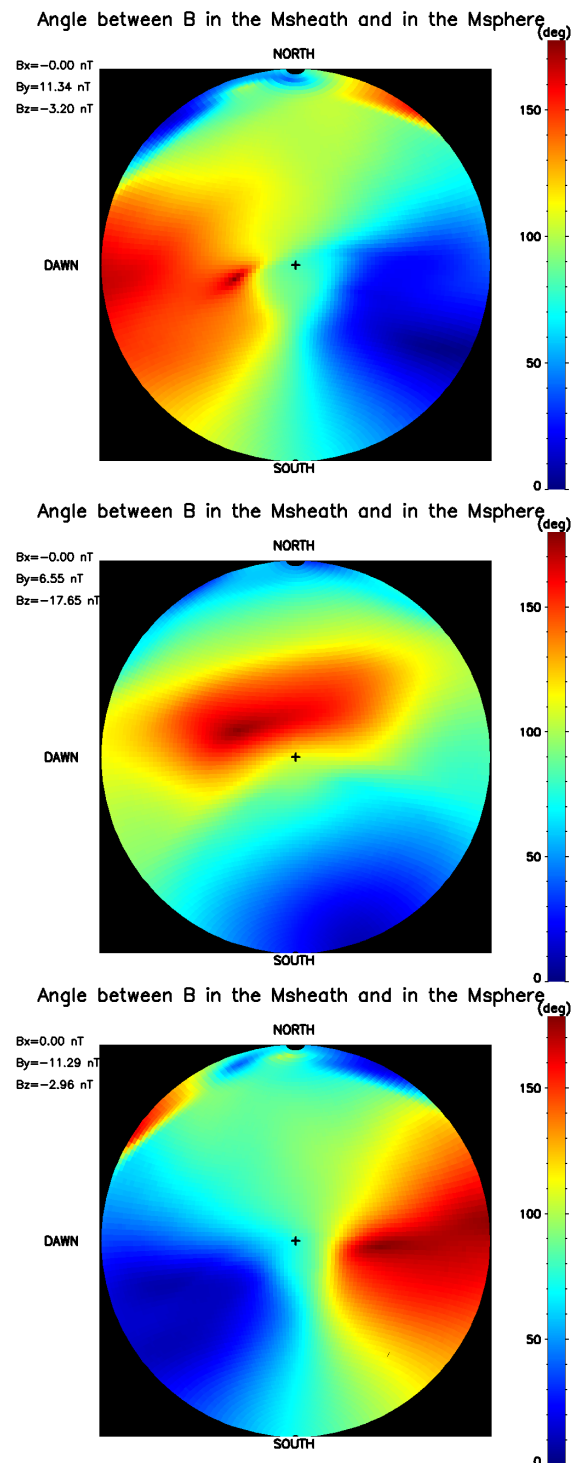
The magnetosheath model presented in this work does not describe reconnection processes. However, it can be used to determine where anti-parallel magnetic fields can be found at the magnetopause, by providing the magnetosheath magnetic field near this boundary. An example of a map of the  $B_z$  component of the magnetosheath magnetic field near the magnetopause is given in Fig. 9. Similarly, we can have access to all three components for any MC configuration. We calculate the magnetospheric magnetic field using the T96 model (Tsyganenko, 1995, 1996), available at <http://geo.phys.spbu.ru/~tsyganenko/modeling.html>. Earth's

internal magnetic field is assumed to be a dipole. Since our magnetosheath model is rather crude, using the International Geomagnetic Reference Field instead of a dipole to model more accurately the geomagnetic field would not bring further information suitable for this study. The T96 model takes into account the tilt of Earth's dipole. Since we only model here synthetic cases, which do not correspond to real events, we will arbitrarily choose the orientation of the dipole corresponding to the 21 December 2002 at noon. We checked that the results were similar for other dates. The T96 model requires the upstream solar wind speed, dynamic pressure and the  $B_y$  and  $B_z$  component of the magnetic field, as well as the disturbance storm time (Dst) index, as inputs. The Dst index is set to zero and we checked that the location of anti-parallel fields along the magnetopause is not significantly sensitive to the Dst, even with large negative Dst values which are expected to stretch the magnetospheric field. In order to estimate where anti-parallel fields can be found, we compute the shear angle along the magnetopause, i.e. the angle between the magnetosheath and magnetospheric magnetic field vectors just upstream and downstream of the magnetopause.

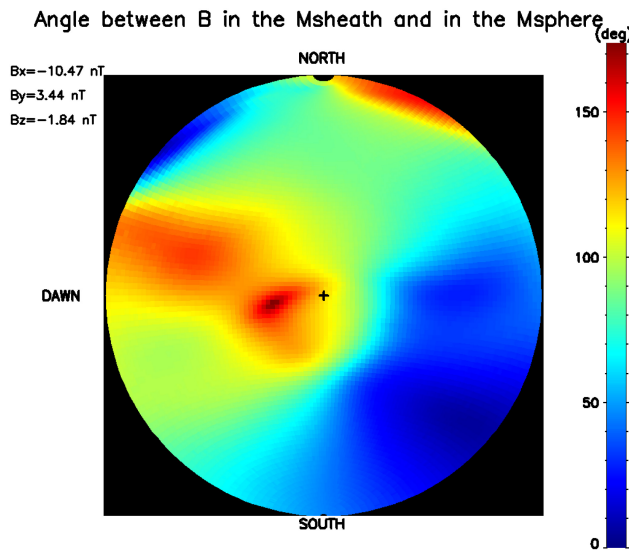
First, we will examine the case of the centrally crossed fully south MC. As the MC passes by Earth's environment, the magnetic field turns from an eastward orientation to a southward field at the centre of the cloud, and finally to a westward orientation at the rear. The magnetic field orientation in the leading and trailing parts of the MC are not expected to be favourable to reconnection. However, when moving towards the centre of the MC,  $B_z$  turns south and should become increasingly propitious to reconnection processes. Concurrently, the effects of the MC on the magnetosphere should be enhanced. The values of the shear angle along the magnetopause are displayed in Fig. 11 at three different times during the MC, corresponding roughly to these three orientations of the magnetic field, in the same frame as in Fig. 9.

The upper panel corresponds to the beginning of the MC (i.e. when its centre is located at  $x = 3000 R_E$  upstream of Earth). The upstream magnetic field is mainly along  $B_y$ . Anti-parallel fields are primarily found on the dawnside magnetopause, quite close to the subsolar region (red areas in Fig. 11). As the MC travels past the Earth, however, the location of the anti-parallel field region changes. In the core of the MC (middle panel), its position has moved closer to the subsolar point, and a little northward of it due to the dipole tilt. This middle panel is actually rather similar to the usual picture, since the upstream magnetic field is then essentially southward. Finally, at the end of the MC (bottom panel), the anti-parallel field region has rotated duskward.

The point here is that the location and the extent of the anti-parallel magnetic field region change with the orientation of the MC's magnetic field. The efficiency of reconnection processes is maximum at the subsolar point (Paschmann, 2008, and references therein). In the centre of this MC, the anti-parallel fields are found in the vicinity of the subsolar



**Fig. 11.** Colour maps of the shear angle along the magnetopause during the central crossing of a fully south MC. See the caption of Fig. 9 for details. Top panel: at the beginning of the MC ( $x = 3000 R_E$ ) – middle panel: in the core of the MC ( $x = 1000 R_E$ ) – bottom panel: at the end of the MC ( $x = -3000 R_E$ ).



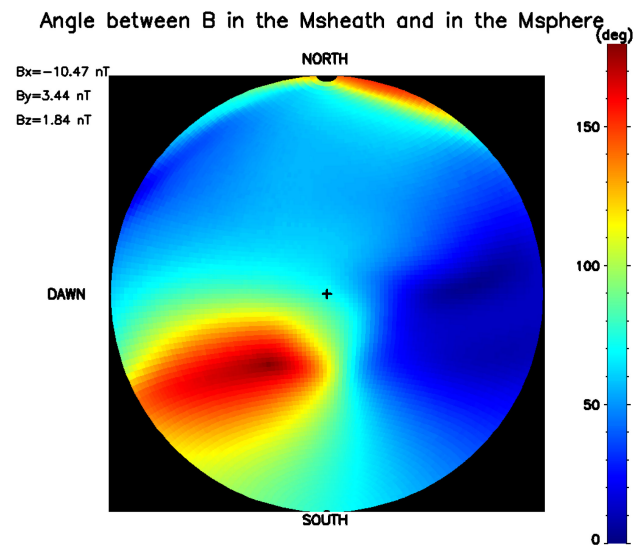
**Fig. 12.** Colour map of the shear angle along the magnetopause during the far-off crossing of a fully south MC when its axis is located at  $x = 1000 R_E$  upstream of Earth. See the caption of Fig. 9 for details.

point. The maximum reconnection rate would probably be observed at this time. Yet reconnection may also occur when the magnetic field turns east or west and may be effective since the anti-parallel field region comes rather close to the subsolar magnetopause. Therefore, geomagnetic disturbances may be observed also during the leading and trailing parts of this MC.

If the axial magnetic field inside the MC points north instead of south, anti-parallel fields are again found on the dawnside and duskside magnetopause, at the beginning and at the end of the cloud, respectively. In the centre of the MC, the magnetosheath magnetic field is essentially along  $+B_z$  and the anti-parallel field regions are observed at high latitudes, corresponding to the expected lobe reconnection for a northward magnetic field.

Similar conclusions are drawn in the case of the north-south MC. The only difference between these two configurations is the order in which these regions of anti-parallel fields arise. We first observe a northward field, during which the reconnection regions are located close to the poles. Then during the eastward and southward parts of the MC, the obtained results are comparable to the upper and middle panels of Fig. 11, respectively. Note that even if  $B_z$  is smaller in the north-south case than in the fully south or fully north cases, where  $B_z$  is the axial field, it does not affect significantly the regions of anti-parallel fields.

In Sect. 4.3.1, we have shown that when a fully south MC is crossed far from its centre, the bow shock is in a quasi-parallel configuration and that  $B_z$  reverses in the northern magnetosheath. The shear angle at the magnetopause for such an MC is displayed in Fig. 12, in the same frame as in



**Fig. 13.** Colour maps of the shear angle along the magnetopause during the far-off crossing of a fully north MC when its axis is located at  $x = 1000 R_E$  upstream of Earth. See the caption of Fig. 9 for details.

Fig. 11. It is calculated in the same conditions as the snapshots of the magnetosheath in Fig. 8 (i.e. when the axis of the MC is at  $x = 1000 R_E$  upstream of Earth). As expected from a southward  $B_z$ , anti-parallel fields are found in the equatorial plane. Similarly to the upper panel of Fig. 11, they mostly lie close to the subsolar region, on the dawnside, with the exception of a small area near the North Pole. In both cases, it is due to the positive  $B_y$  in the MC, which remains positive in the entire dayside magnetosheath, whereas the sign of the magnetospheric  $B_y$  changes from the dawnside to the duskside. When approaching the central part of the MC, the anti-parallel field region moves closer to the subsolar point. It is then observed on the duskside in the rear part of the MC (not shown).

Figure 13 corresponds to the fully north configuration. Thus, the only difference to the map in Fig. 12 is the sign of  $B_z$ , while the other magnetic field components remain identical. According to the sign of the  $B_z$  upstream of the bow shock, reconnection is only expected to take place at high latitudes. However, in the same way as  $B_z$  turns from south to north in the northern magnetosheath in the fully south configuration, the  $B_z$  component of the fully north MC reverses in the dawnside of the southern magnetosheath where it becomes negative (not shown). The shear angle at the magnetopause demonstrates that anti-parallel field lines are indeed found in this region, rather close to the subsolar point (red area in Fig. 13). These may lead to significant reconnection rates. Therefore, even if a northward  $B_z$  is observed in the solar wind, its orientation can change before it reaches the magnetopause and become favourable to reconnection.

It can also be noted that the cases shown in Figs. 12 and 13 both correspond to MCs encountered far from their central axis. It is generally admitted that centrally crossed MCs tend to be more geoeffective because of their higher magnetic field magnitude and the stronger shock ahead of them. Yet the results displayed in Figs. 12 and 13 hint at the significance of far-off encounters, which may also lead to strong geomagnetic activity.

## 6 Discussion and conclusions

In this paper, we have introduced the first magnetosheath model adapted to MCs conditions, and applied it to MCs with different axis orientations and impact parameters. This model describes how the structure of MCs is modified by the bow shock's crossing and during their propagation into the magnetosheath. The magnetosheath flow is calculated with the Soucek and Escoubet (2012) model, which is adapted to fit the Shue et al. (1998) magnetopause and the Jeřáb et al. (2005) bow shock models. The magnetic field is computed along the flowlines from ideal MHD equations. In a first stage, we focus on centrally crossed MCs with their axis along  $z$  or  $y$ . We show that in these cases the dayside bow shock is essentially in a quasi-perpendicular configuration and that the magnetic structure of the MCs is roughly preserved in the dayside magnetosheath ( $\psi \leq 30^\circ$ ). As expected, close to the magnetopause, the draping of the field lines around the magnetosphere tends to alter the MC's structure.

We then investigate other MC configurations, namely, the far-off crossing of a fully south MC and the central crossing of an MC with a large tilt towards the ecliptic plane. In both cases, it appears that the MC's magnetic structure is greatly modified inside the magnetosheath, and that these changes depend on the considered region of the magnetosheath. Just downstream of the bow shock, where the draping effects do not come into play, the magnetic field direction already strongly differs from its upstream orientation. Therefore, the observed differences can be related to the quasi-parallel shock configuration. Besides,  $B_z$  even reverses in some parts of the magnetosheath.

Finally, we use a magnetospheric magnetic field model combined with our magnetosheath magnetic field calculations to estimate the location of the regions of anti-parallel magnetic fields. We show that they vary as the MCs pass by the Earth. Moreover, these regions may arise close to the subsolar magnetopause even during a fully north MC, leading possibly to significant reconnection rates. Although the magnetospheric disturbances induced by fully north MCs are generally attributed to the sheath fields or other southward fields (Zhang et al., 2004; Huttunen et al., 2005), the magnetic fields inside the MC could contribute to the geomagnetic activity. We also stress the fact that an MC crossed far from its central part may also be geoeffective.

The results of this work point out the major role played by the shock configuration in modifying or keeping unchanged the MC's structure. If an MC encounters a quasi-perpendicular shock, its downstream structure will most likely be very similar to that observed in the solar wind, at least in the dayside magnetosheath. In such case, the magnetic field direction impacting the magnetopause can be approximated by the IMF direction. The predictions on the MC's geoeffectivity will not differ much by considering either the solar wind magnetic field or the magnetosheath magnetic field. This scenario is encountered when the MC's axis is perpendicular to the Sun–Earth line. On the contrary, if an MC encounters a quasi-parallel configuration, its structure will be altered by the shock's crossing. The assumption that the magnetic field direction remains unchanged from the solar wind to the magnetopause does no longer hold, as  $\psi$  can reach values as high as  $60^\circ$ . Thus, the MC's geoeffectivity may differ from what was expected from the solar wind observations. This is observed when the MC is encountered far from its central axis or when its axis is largely tilted towards the ecliptic plane.

The complex physics of the quasi-parallel shock cannot be described properly by our simple magnetosheath model based on ideal MHD. Many phenomena due to the quasi-parallel regime, such as turbulence and other microphysics processes, play a major role on the magnetosheath properties downstream of the quasi-parallel bow shock but cannot be included in our model. However, some features obtained with our model are consistent with what is expected downstream of the quasi-parallel shock, in particular the lesser compression as  $\Theta_{Bn}$  decreases. Consequently, in some regions of the magnetosheath, the magnetic pressure is stronger than in others. In the example presented in Sect. 4.3.1, the variations of the magnetic pressure range between 5% and 16% of the dynamic pressure at the magnetopause because of the high magnetic field strength in the MC. Therefore, the variations in the magnetic pressure may impact the magnetopause location and shape, as it will be more compressed where the magnetic pressure is higher. This asymmetric compression will probably have consequences in the magnetosphere, particularly on the current systems, but this lies beyond the scope of this paper.

The knowledge of the shock obliquity appears to be crucial to determine the MC's structure inside the magnetosheath. Yet spacecraft observations seldom provide us with this parameter, since it is generally obtained from direct observations of bow shock crossings. In most cases, we have to rely on a model to estimate the  $\Theta_{Bn}$  values, as was done in this work. But even without a bow shock model, the  $B_x$  component of the upstream magnetic field can already give information about the shock configuration. Indeed, the quasi-parallel region moves closer to the subsolar region as the importance of  $B_x$  increases in the solar wind.

Therefore, we can infer that the more predominant the  $B_x$  component is in an MC, the more likely its structure is to

be altered in the magnetosheath. In terms of flux rope orientations, it corresponds to MCs encountered far from their central axis, or with an axis lying close to the ecliptic plane (and outside the YZ plane). In such configurations, large asymmetries in the magnetosheath magnetic field are expected to arise, and the  $B_z$  component may even reverse in some parts of the magnetosheath. This reversal is observed when the upstream  $B_z$  is rather small.

Finally, we can infer that during an MC, if different spacecraft observe the same structure in the solar wind and in the magnetosheath, then the spacecraft in the magnetosheath are probably located downstream of a quasi-perpendicular shock. The MC orientation would possibly correspond to the central crossing of a flux rope whose axis lies close to the YZ plane. In this case, the  $B_x$  component remains very small relative to the others inside the MC, maintaining the quasi-perpendicular shock configuration. On the contrary, if spacecraft located at different places inside the magnetosheath observe different magnetic structures, we can infer that the shock configuration varies largely along the bow shock and that a quasi-parallel regime can presumably be found in some parts of the magnetosheath. As stated earlier, this would correspond to an MC with a substantial  $B_x$  component (i.e. a largely tilted flux rope or a far-off encounter).

The results of the present work can also directly be used to interpret spacecraft observations of MCs in the magnetosheath by complementing a limited data set along their orbit with an overview of the magnetosheath magnetic field. The comparison between spacecraft observations and this model's outputs will be the topic of an upcoming study.

In addition to MC studies, this model can also be used to describe the steady-state magnetosheath for a given IMF orientation, during low  $M_A$  conditions. Moreover, since MCs are large-scale structures, the magnetic field is roughly the same everywhere along the bow shock and its rotation is slow compared to the plasma flow time inside the magnetosheath. Therefore, the snapshots of the magnetosheath, as well as each time step of the time series, given in Sect. 4 and 5, can be interpreted as the magnetosheath state for the corresponding upstream conditions.

To conclude, even though this model is rather crude, it yields a first approach of the interaction between MCs and Earth's bow shock and of their propagation into the magnetosheath. It outlines the importance of taking into account the magnetosheath to estimate an MC's geoeffectivity.

Topical Editor L. Blomberg thanks two anonymous referees for their help in evaluating this paper.

## References

- Bothmer, V. and Schwenn, R.: The structure and origin of magnetic clouds in the solar wind, *Ann. Geophys.*, 16, 1–24, doi:10.1007/s00585-997-0001-x, 1998.
- Burlaga, L., Sittler, E., Mariani, F., and Schwenn, R.: Magnetic loop behind an interplanetary shock – Voyager, Helios, and IMP 8 observations, *J. Geophys. Res.*, 86, 6673–6684, doi:10.1029/JA086iA08p06673, 1981.
- Burlaga, L. F.: Magnetic clouds and force-free fields with constant alpha, *J. Geophys. Res.*, 93, 7217–7224, 1988.
- Chen, J., Slinker, S. P., and Triandaf, I.: Bayesian prediction of geomagnetic storms: Wind data, 1996–2010, *Space Weather*, 10, S04005, doi:10.1029/2011SW000740, 2012.
- Coleman, I. J.: A multi-spacecraft survey of magnetic field line draping in the dayside magnetosheath, *Ann. Geophys.*, 23, 885–900, doi:10.5194/angeo-23-885-2005, 2005.
- Dungey, J. W.: Interplanetary Magnetic Field and the Auroral Zones, *Phys. Rev. Lett.*, 6, 47–48, doi:10.1103/PhysRevLett.6.47, 1961.
- Echer, E., Alves, M. V., and Gonzalez, W. D.: A statistical study of magnetic cloud parameters and geoeffectiveness, *J. Atmos. Sol.-Terr. Phys.*, 67, 839–852, doi:10.1016/j.jastp.2005.02.010, 2005.
- Echer, E., Gonzalez, W. D., Tsurutani, B. T., and Gonzalez, A. L. C.: Interplanetary conditions causing intense geomagnetic storms ( $Dst \leq -100$  nT) during solar cycle 23 (1996–2006), *J. Geophys. Res.*, 113, A05221, doi:10.1029/2007JA012744, 2008.
- Farris, M. H. and Russell, C. T.: Determining the standoff distance of the bow shock: Mach number dependence and use of models, *J. Geophys. Res.*, 99, 17681, doi:10.1029/94JA01020, 1994.
- Farris, M. H., Petrínek, S. M., and Russell, C. T.: The thickness of the magnetosheath – Constraints on the polytropic index, *Geophys. Res. Lett.*, 18, 1821–1824, doi:10.1029/91GL02090, 1991.
- Génot, V., Broussillou, L., Budnik, E., Hellinger, P., Trávníček, P. M., Lucek, E., and Dandouras, I.: Timing mirror structures observed by Cluster with a magnetosheath flow model, *Ann. Geophys.*, 29, 1849–1860, doi:10.5194/angeo-29-1849-2011, 2011.
- Gopalswamy, N., Akiyama, S., Yashiro, S., Michalek, G., and Lepping, R. P.: Solar sources and geospace consequences of interplanetary magnetic clouds observed during solar cycle 23, *J. Atmos. Sol.-Terr. Phys.*, 70, 245–253, doi:10.1016/j.jastp.2007.08.070, 2008.
- Huttunen, K. E. J., Schwenn, R., Bothmer, V., and Koskinen, H. E. J.: Properties and geoeffectiveness of magnetic clouds in the rising, maximum and early declining phases of solar cycle 23, *Ann. Geophys.*, 23, 625–641, doi:10.5194/angeo-23-625-2005, 2005.
- Jeřáb, M., Němeček, Z., Šafránková, J., Jelínek, K., and Měrka, J.: Improved bow shock model with dependence on the IMF strength, *Planet. Space Sci.*, 53, 85–93, doi:10.1016/j.pss.2004.09.032, 2005.
- Kallio, E. J. and Koskinen, H. E. J.: A semiempirical magnetosheath model to analyze the solar wind-magnetosphere interaction, *J. Geophys. Res.*, 105, 27469–27480, doi:10.1029/2000JA900086, 2000.
- Kobel, E. and Flückiger, E. O.: A model of the steady state magnetic field in the magnetosheath, *J. Geophys. Res.*, 99, 23617–23622, doi:10.1029/94JA01778, 1994.

- Lavraud, B. and Borovsky, J. E.: Altered solar wind-magnetosphere interaction at low Mach numbers: Coronal mass ejections, *J. Geophys. Res.*, 113, A00B08, doi:10.1029/2008JA013192, 2008
- Lavraud, B., Larroque, E., Budnik, E., Génot, V., Borovsky, J. E., Dunlop, M. W., Foullon, C., Hasegawa, H., Jacquy, C., Nykyri, K., Ruffenach, A., Taylor, M. G. G. T., Dandouras, I., and Rème, H.: Asymmetry of magnetosheath flows and magnetopause shape during low Alfvén Mach number solar wind, *J. Geophys. Res.*, 118, 1089–1100, doi:10.1002/jgra.50145, 2013.
- Lepping, R. P., Berdichevsky, D. B., Wu, C.-C., Szabo, A., Narock, T., Mariani, F., Lazarus, A. J., and Quivers, A. J.: A summary of WIND magnetic clouds for years 1995–2003: model-fitted parameters, associated errors and classifications, *Ann. Geophys.*, 24, 215–245, doi:10.5194/angeo-24-215-2006, 2006.
- Longmore, M., Schwartz, S. J., Geach, J., Cooling, B. M. A., Dandouras, I., Lucek, E. A., and Fazakerley, A. N.: Dawn-dusk asymmetries and sub-Alfvénic flow in the high and low latitude magnetosheath, *Ann. Geophys.*, 23, 3351–3364, doi:10.5194/angeo-23-3351-2005, 2005.
- Longmore, M., Schwartz, S. J., and Lucek, E. A.: Rotation of the magnetic field in Earth's magnetosheath by bulk magnetosheath plasma flow, *Ann. Geophys.*, 24, 339–354, doi:10.5194/angeo-24-339-2006, 2006.
- Měrka, J., Szabo, A., Narock, T. W., King, J. H., Paularena, K. I., and Richardson, J. D.: A comparison of IMP 8 observed bow shock positions with model predictions, *J. Geophys. Res.*, 108, 1077, doi:10.1029/2002JA009384, 2003.
- Mulligan, T., Russell, C. T., and Luhmann, J. G.: Solar cycle evolution of the structure of magnetic clouds in the inner heliosphere, *Geophys. Res. Lett.*, 25, 2959–2963, doi:10.1029/98GL01302, 1998.
- Paschmann, G.: Recent in-situ observations of magnetic reconnection in near-Earth space, *Geophys. Res. Lett.*, 35, 19109, doi:10.1029/2008GL035297, 2008.
- Richardson, I. G. and Cane, H. V.: Near-Earth Interplanetary Coronal Mass Ejections During Solar Cycle 23 (1996–2009): Catalog and Summary of Properties, *Solar Phys.*, 264, 189–237, doi:10.1007/s11207-010-9568-6, 2010.
- Richardson, I. G., Cliver, E. W., and Cane, H. V.: Sources of geomagnetic storms for solar minimum and maximum conditions during 1972–2000, *Geophys. Res. Lett.*, 28, 2569–2572, doi:10.1029/2001GL013052, 2001.
- Richardson, I. G., Cane, H. V., and Cliver, E. W.: Sources of geomagnetic activity during nearly three solar cycles (1972–2000), *J. Geophys. Res.*, 107, 1187, doi:10.1029/2001JA000504, 2002.
- Romashets, E. P., Poedts, S., and Vandas, M.: Modeling of the magnetic field in the magnetosheath region, *J. Geophys. Res.*, 113, A02203, doi:10.1029/2006JA012072, 2008.
- Russell, C. T., Luhmann, J. G., Odera, T. J., and Stuart, W. F.: The rate of occurrence of dayside Pc 3,4 pulsations – The L-value dependence of the IMF cone angle effect, *Geophys. Res. Lett.*, 10, 663–666, doi:10.1029/GL010i008p00663, 1983.
- Šafránková, J., Hayosh, M., Gutynska, O., Němeček, Z., and Přech, L.: Reliability of prediction of the magnetosheath  $B_Z$  component from interplanetary magnetic field observations, *J. Geophys. Res.*, 114, A12213, doi:10.1029/2009JA014552, 2009.
- Shue, J.-H., Song, P., Russell, C. T., Steinberg, J. T., Chao, J. K., Zastenker, G., Vaisberg, O. L., Kokubun, S., Singer, H. J., Detman, T. R., and Kawano, H.: Magnetopause location under extreme solar wind conditions, *J. Geophys. Res.*, 103, 17691–17700, doi:10.1029/98JA01103, 1998.
- Soucek, J. and Escoubet, C. P.: Predictive model of magnetosheath plasma flow and its validation against Cluster and THEMIS data, *Ann. Geophys.*, 30, 973–982, doi:10.5194/angeo-30-973-2012, 2012.
- Spreiter, J. R., Summers, A. L., and Alksne, A. Y.: Hydromagnetic flow around the magnetosphere, *Planet. Space Sci.*, 14, 223–250, doi:10.1016/0032-0633(66)90124-3, 1966.
- Spreiter, J. R. and Stahara, S. S.: Gasdynamic and magnetohydrodynamic modeling of the magnetosheath: A tutorial, *Adv. Space Res.*, 14, 5–19, doi:10.1016/0273-1177(94)90042-6, 1994.
- Stahara, S. S.: Adventures in the magnetosheath: two decades of modeling and planetary applications of the Spreiter magnetosheath model, *Planet. Space Sci.*, 50, 421–442, doi:10.1016/S0032-0633(02)00023-5, 2002
- Tatallyay, M., Russell, C. T., Luhmann, J. G., Barnes, A., and Mihalov, J. D.: On the proper Mach number and ratio of specific heats for modeling the Venus bow shock, *J. Geophys. Res.*, 89, 7381–7392, doi:10.1029/JA089iA09p07381, 1984.
- Tsyganenko, N. A.: Modeling the Earth's magnetospheric magnetic field confined within a realistic magnetopause, *J. Geophys. Res.*, 100, 5599–5612, doi:10.1029/94JA03193, 1995.
- Tsyganenko, N. A.: Effects of the solar wind conditions in the global magnetospheric configurations as deduced from data-based field models (Invited), International Conference on Substorms, ESA Special Publication, 389, Rolfe, E. J. and Kaldeich, B., 181 pp., 1996.
- Turc, L., Fontaine, D., Savoini, P., Hietala, H., and Kilpua, E. K. J.: A comparison of bow shock models with Cluster observations during low Alfvén Mach number magnetic clouds, *Ann. Geophys.*, 31, 1011–1019, doi:10.5194/angeo-31-1011-2013, 2013.
- Walsh, B. M., Sibeck, D. G., Wang, Y., and Fairfield, D. H.: Dawn-dusk asymmetries in the Earth's magnetosheath, *J. Geophys. Res.*, 117, A12211, doi:10.1029/2012JA018240, 2012.
- Wu, C.-C. and Lepping, R. P.: Statistical Comparison of Magnetic Clouds with Interplanetary Coronal Mass Ejections for Solar Cycle 23, *Sol. Phys.*, 269, 141–153, doi:10.1007/s11207-010-9684-3, 2011.
- Yermolaev, Y. I., Nikolaeva, N. S., Lodkina, I. G., and Yermolaev, M. Y.: Geoeffectiveness and efficiency of CIR, sheath, and ICME in generation of magnetic storms, *J. Geophys. Res.*, 117, A00L07, doi:10.1029/2011JA017139, 2012
- Zhang, J., Liemohn, M. W., Kozyra, J. U., Lynch, B. J., and Zurbuchen, T. H.: A statistical study of the geoeffectiveness of magnetic clouds during high solar activity years, *J. Geophys. Res.*, 109, A09101, doi:10.1029/2004JA010410, 2004.





## Annexe D

# Magnetic clouds' structure in the magnetosheath as observed by Cluster and Geotail: four case studies

L. Turc, D. Fontaine, P. Savoini and E.K.J. Kilpua (2014b): *Magnetic clouds' structure in the magnetosheath as observed by Cluster and Geotail: four case studies*, *Annales Geophysicae*, 32, 1247–1261, doi:10.5194/angeo-32-1247-2014





# Magnetic clouds' structure in the magnetosheath as observed by Cluster and Geotail: four case studies

L. Turc<sup>1</sup>, D. Fontaine<sup>1</sup>, P. Savoini<sup>1</sup>, and E. K. J. Kilpua<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Ecole Polytechnique, CNRS, Sorbonne Universités, UPMC Univ Paris 06, Univ Paris-Sud, UMR7648, Laboratoire de Physique des Plasmas, 91128 Palaiseau, France

<sup>2</sup>Department of Physics, University of Helsinki, P.O. Box 64, 00014 Helsinki, Finland

Correspondence to: L. Turc (lucile.turc@lpp.polytechnique.fr)

Received: 6 May 2014 – Revised: 29 July 2014 – Accepted: 5 September 2014 – Published: 15 October 2014

**Abstract.** Magnetic clouds (MCs) are large-scale magnetic flux ropes ejected from the Sun into the interplanetary space. They play a central role in solar–terrestrial relations as they can efficiently drive magnetic activity in the near-Earth environment. Their impact on the Earth's magnetosphere is often attributed to the presence of southward magnetic fields inside the MC, as observed in the upstream solar wind. However, when they arrive in the vicinity of the Earth, MCs first encounter the bow shock, which is expected to modify their properties, including their magnetic field strength and direction. If these changes are significant, they can in turn affect the interaction of the MC with the magnetosphere. In this paper, we use data from the Cluster and Geotail spacecraft inside the magnetosheath and from the Advanced Composition Explorer (ACE) upstream of the Earth's environment to investigate the impact of the bow shock's crossing on the magnetic structure of MCs. Through four example MCs, we show that the evolution of the MC's structure from the solar wind to the magnetosheath differs largely from one event to another. The smooth rotation of the MC can either be preserved inside the magnetosheath, be modified, i.e. the magnetic field still rotates slowly but at different angles, or even disappear. The alteration of the magnetic field orientation across the bow shock can vary with time during the MC's passage and with the location inside the magnetosheath. We examine the conditions encountered at the bow shock from direct observations, when Cluster or Geotail cross it, or indirectly by applying a magnetosheath model. We obtain a good agreement between the observed and modelled magnetic field direction and shock configuration, which varies from quasi-perpendicular to quasi-parallel in our study. We find that the variations in the angle between the magnetic fields in the

solar wind and in the magnetosheath are anti-correlated with the variations in the shock obliquity. When the shock is in a quasi-parallel regime, the magnetic field direction varies significantly from the solar wind to the magnetosheath. In such cases, the magnetic field reaching the magnetopause cannot be approximated by the upstream magnetic field. Therefore, it is important to take into account the conditions at the bow shock when estimating the impact of an MC with the Earth's environment because these conditions are crucial in determining the magnetosheath magnetic field, which then interacts with the magnetosphere.

**Keywords.** Interplanetary physics (planetary bow shocks) – magnetospheric physics (magnetosheath; solar-wind–magnetosphere interactions)

## 1 Introduction

Coronal mass ejections (CMEs) are tremendous eruptions in the solar corona during which the solar magnetic field and plasma are ejected into the interplanetary medium. Interplanetary coronal mass ejections (ICMEs), their counterparts in the heliosphere, are central in driving disturbances in the near-Earth environment (Richardson et al., 2001, 2002; Echer et al., 2008; Yermolaev et al., 2012). According to the observations near the first Lagrangian point of the Sun–Earth system (L1), around 30% of the ICMEs display a flux-rope-like magnetic field configuration (Richardson and Cane, 2010) and are referred to as magnetic clouds (MCs). This subset of ICMEs is primarily defined by an enhanced magnetic field, relative to the surrounding solar wind, which

smoothly rotates over a large angle, and a lower temperature (Burlaga et al., 1981).

MCs are particularly geoeffective structures, i.e. they efficiently trigger geomagnetic storms (see, for example, Zhang et al., 2004; Huttunen et al., 2005). Their geoeffectivity can generally be related to the presence of a long-lasting southward magnetic field. This stems from the fact that the Earth's magnetic field is essentially northward in the equatorial plane, and thus a southward magnetic field is favourable to reconnection at the magnetopause. However, the correlation between southward fields inside the MC and the occurrence of a magnetic storm is not one to one. For example, statistical studies show that no storm is associated with a substantial fraction of MCs with southward fields, from 18% (Zhang et al., 2004) to 28% (Huttunen et al., 2005; Gopalswamy et al., 2008) of the events. Therefore, a better understanding of the interaction of MCs with the Earth's environment is needed to refine the prediction of their consequences inside the magnetosphere, and thus improve space weather forecasting.

When the relationship between the MC's parameters and its geoeffectivity is not straightforward, various scenarios can be considered. Geomagnetic storms occurring during MCs with only northward fields are frequently attributed to the sheath preceding the MC (Huttunen et al., 2005). The magnetic fields at the leading or the trailing edge of the MC are also sometimes invoked to account for the effects observed inside the magnetosphere (Zhang et al., 2004). Some recent studies hint at the pivotal role played by the magnetosheath in the solar-wind–magnetosphere coupling, which is still poorly understood (Šafránková et al., 2009; Lavraud et al., 2013; Turc et al., 2014).

The magnetosheath is the region bounded by the bow shock and the magnetopause in which the shocked solar wind is deflected around the magnetosphere. The global physics of this region have been well understood since the early work of Spreiter et al. (1966), and have been extensively confirmed by spacecraft observations. It is well known that the bow shock crossing alters the solar wind properties. Its speed decreases, while the density, temperature and magnetic field strength increase. Downstream of the bow shock, the magnetic field lines pile up and drape around the magnetopause. More recent studies suggest that other phenomena, such as field-flow coupling, may also play a role in modifying the magnetic field orientation inside the magnetosheath (Longmore et al., 2006). It is eventually this modified magnetic field, and not the interplanetary magnetic field (IMF) upstream of the bow shock, which interacts and possibly reconnects with the Earth's magnetic field.

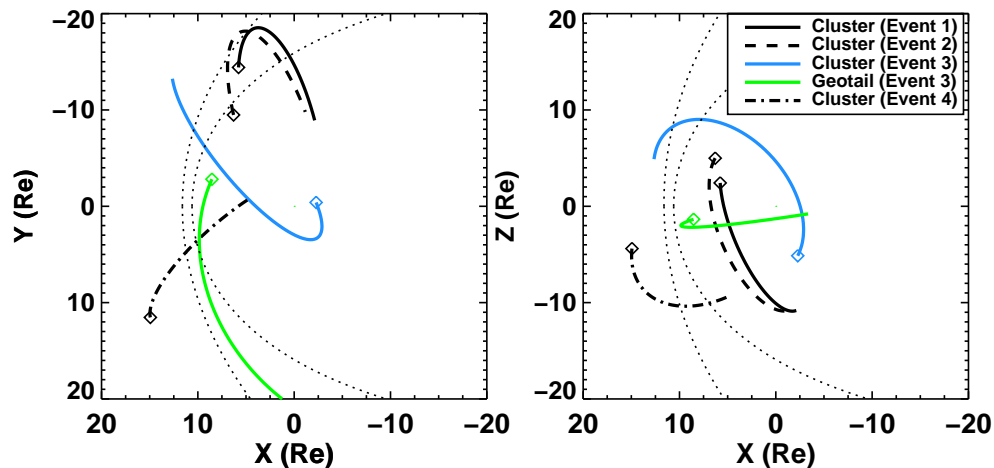
Šafránková et al. (2009) focus on the north–south component of the IMF,  $B_z$ , which is crucial for solar-wind–magnetosphere coupling, and study the probability of finding the same sign of  $B_z$  upstream and downstream of the bow shock. They find that this probability is very low: the sign of  $B_z$  is preserved only 12% of the time. During low Alfvén

Mach number conditions, which are often associated with MCs, accelerated flows, sometimes exceeding the solar wind speed, can be observed on the flanks of the magnetosheath and are attributed to the draping of the field lines (Lavraud and Borovsky, 2008; Lavraud et al., 2013). Such modifications of the magnetic field and velocity downstream of the bow shock are expected to affect the coupling between the solar wind and the magnetosphere (Lavraud and Borovsky, 2008).

However, to our knowledge, these effects are not taken into account when studying the geoeffectivity of MCs. Usually, only their properties upstream of the bow shock are considered (Zhang et al., 2004; Huttunen et al., 2005; Gopalswamy et al., 2008). Yet the physics taking place at the bow shock and inside the magnetosheath should apply to MCs as well as the quiet solar wind. The bow shock's crossing and the propagation downstream towards the magnetopause should alter the MCs' smoothly rotating magnetic field, and thus its impact on the magnetosphere.

A model of the magnetosheath magnetic field designed for MC studies has recently been introduced by Turc et al. (2014). In this paper, they investigate the impact of the bow shock's crossing on synthetic flux ropes. They find for certain flux ropes' orientations that the direction of the MC's magnetic field can vary significantly from the solar wind to the magnetosheath, sometimes exceeding  $60^\circ$  and occasionally causing a reversal of the  $B_z$  component. This is obtained in the dayside magnetosheath independently of the field line draping closer to the magnetopause. These variations are related to the configuration, quasi-parallel or quasi-perpendicular, encountered at the bow shock. In addition, Turc et al. (2014) determine the location of anti-parallel fields, that is, favourable to reconnection, along the magnetopause and find patterns very different from that expected from the MC's magnetic field orientation upstream of the shock. For example, an initially northward field during an MC can turn south in a part of the magnetosheath and result in a region of anti-parallel fields near the subsolar point. Therefore, Turc et al. (2014) suggest that the impact of an MC on the magnetosphere can be strongly modified by the processes occurring at the shock and inside the magnetosheath.

Although MCs have been the topic of intensive scrutiny in the solar wind, little is known of their properties in the Earth's magnetosheath. One of the reasons for this is that spacecraft observations in this region are sporadic. Satellites dedicated to the study of the Earth's magnetosphere, such as Cluster (Escoubet et al., 1997), the Geomagnetic Tail Lab (GEOTAIL) (Nishida, 1994), Double Star (Liu et al., 2005) or the Time History of Events and Macroscale Interactions during Substorms (THEMIS) (Angelopoulos, 2008), occasionally cross this region, but their stay in the magnetosheath generally lasts only for a few hours. As this has to coincide with the arrival of an MC in the vicinity of Earth, which has



**Figure 1.** Orbits of the spacecraft during the four studied events in the GSE  $x$ - $y$  (left panel) and  $x$ - $z$  (right panel) planes. The diamonds indicate the location of the spacecraft at the beginning of the event. The black dotted lines indicate the position of the Jeřáb et al. (2005) bow shock model and of the Shue et al. (1998) magnetopause model for typical solar wind conditions ( $n = 6 \text{ cm}^{-3}$ ,  $V = 400 \text{ km s}^{-1}$ ,  $B = 5 \text{ nT}$ ,  $B_z = 0 \text{ nT}$ ).

an even smaller occurrence, MCs are seldom observed in the magnetosheath.

This paper focuses on correlations between observations in the solar wind upstream of the bow shock and in the magnetosheath during MC events. The aim is to investigate whether the magnetic structure of MCs is modified across the bow shock and in the magnetosheath, and to quantitatively compare the spacecraft observations to the predictions of the magnetosheath model developed by Turc et al. (2014). We have selected four typical MC events during which one or several spacecraft are located inside the Earth's magnetosheath, at least for several hours during the MC's passage. We focus here on the magnetic structure of these MCs, i.e. the smooth rotation of their magnetic field, and how it evolves from the solar wind to the magnetosheath. Each of the four cases corresponds to a different evolution of the magnetic structure across the bow shock and inside the magnetosheath, and illustrates a typical example of magnetosheath observations during MCs.

The paper is organised as follows: in Sect. 2 we briefly introduce the different data sets used in this work. The four example MCs are described in Sect. 3. In Sect. 4, we investigate the conditions encountered at the bow shock, and compare our results to the Turc et al. (2014) magnetosheath model in Sect. 5. Section 6 concludes this paper with a summary and a discussion.

## 2 Data sets

To investigate how the structure of MCs evolves from the solar wind to the magnetosheath, we need simultaneous observations in these two regions. The solar wind upstream of the Earth is continuously monitored by the Advanced

Composition Explorer (ACE) (Stone et al., 1998) spacecraft, located near L1. Other data sets, such as the measurements from the Wind spacecraft (Acuña et al., 1995) or the OMNI data set propagated to Earth's bow shock nose, can also be used as solar wind monitors. However, during some of the events presented in the next sections, the Wind spacecraft was not located upstream of Earth's environment, and in one of the studied intervals the OMNI propagated data set contains a large data gap.

Therefore, we use ACE Magnetic Field Experiment (MAG) (Smith et al., 1998) data as a monitor of the magnetic structure of MCs in the unperturbed solar wind. We assume that all the large-scale structures observed in L1 actually reach the Earth's environment. As ACE is located close to the Sun–Earth line, this is generally true. The data are obtained through the CDAWeb service (<http://cdaweb.gsfc.nasa.gov/sphys/>). They are shifted in time in order to account for the propagation from L1 to the magnetosheath. The delay is obtained by dividing the distance between ACE and the spacecraft inside the magnetosheath in the  $x$  direction by the solar wind speed along  $x$ . Using a constant time lag throughout the studied events is sufficient for the purpose of our study, as we focus on long-lasting and large-scale structures. In the following, we will only display time-shifted ACE data, and the reference time will be given by Cluster's observations.

In the magnetosheath, we use data from the Cluster and the Geotail spacecraft when available in this region. However, since the spacecraft generally do not remain in the magnetosheath during the entire MC events, observations in the solar wind and/or the magnetosphere are also displayed. The magnetic field measurements are obtained from the FluxGate Magnetometer (FGM) (Balogh et al., 1997) aboard Cluster and the Magnetic Field (MGF) instrument aboard Geotail (Kokubun et al., 1994). All data from ACE, Cluster and

Geotail shown in the following sections are 1 min averages, unless otherwise indicated. The magnetic field components are given in the geocentric solar ecliptic (GSE) frame.

### 3 Description of the events

In this section, we present four MCs observed simultaneously in the solar wind and the magnetosheath. They have been selected as the most representative ones from a database of about 30 MC events during which spacecraft observations are available inside the magnetosheath. These four events comprise rather long intervals of magnetosheath measurements, and generally also bow shock crossings. Each of them illustrates a different behaviour of the MC's structure inside the magnetosheath.

The orbits of Cluster and Geotail during the studied intervals are displayed in Fig. 1, in the GSE  $x$ - $y$  (left panel) and the  $x$ - $z$  (right panel) planes. The diamonds indicate the position of the spacecraft at the beginning of the events. As a reference, the dotted lines indicate the Jeřáb et al. (2005) bow shock and the Shue et al. (1998) magnetopause models calculated for average solar wind conditions, namely  $n = 6 \text{ cm}^{-3}$ ,  $V = 400 \text{ km s}^{-1}$ ,  $B = 5 \text{ nT}$  and  $B_z = 0 \text{ nT}$ . Figure 1 shows that the spacecraft provide us with a rather good coverage of the dayside magnetosheath during these four MCs.

#### 3.1 Event 1: MC's structure unchanged in the magnetosheath

Figure 2 shows the observations of ACE (time shifted to the bow shock) in the solar wind (black curves) during 32 h starting from 20 May 2005 at 00:00 UT. Just after 04:00 UT on 20 May 2005, as indicated by the vertical dotted line, the magnetic field strength increases in the solar wind (top panel), corresponding to the beginning of the sheath of an MC. This enhancement of the magnetic field strength is accompanied by a weak shock observed on the solar wind speed (not shown). The MC arrives around 07:15 UT on 20 May 2005 and its front and rear edges are indicated by the vertical dotted-dashed lines. Between these two boundaries, we observe a slow variation of the magnetic field magnitude and components (see Fig. 2a, b, c and d), or equivalently a smooth rotation of the  $\theta$  and  $\varphi$  angles (Fig. 2e and f). These angles are defined as follows:  $\cos\theta = B_z/B$  and  $\cos\varphi = B_x / \left( \sqrt{B_x^2 + B_y^2} \right)$ .

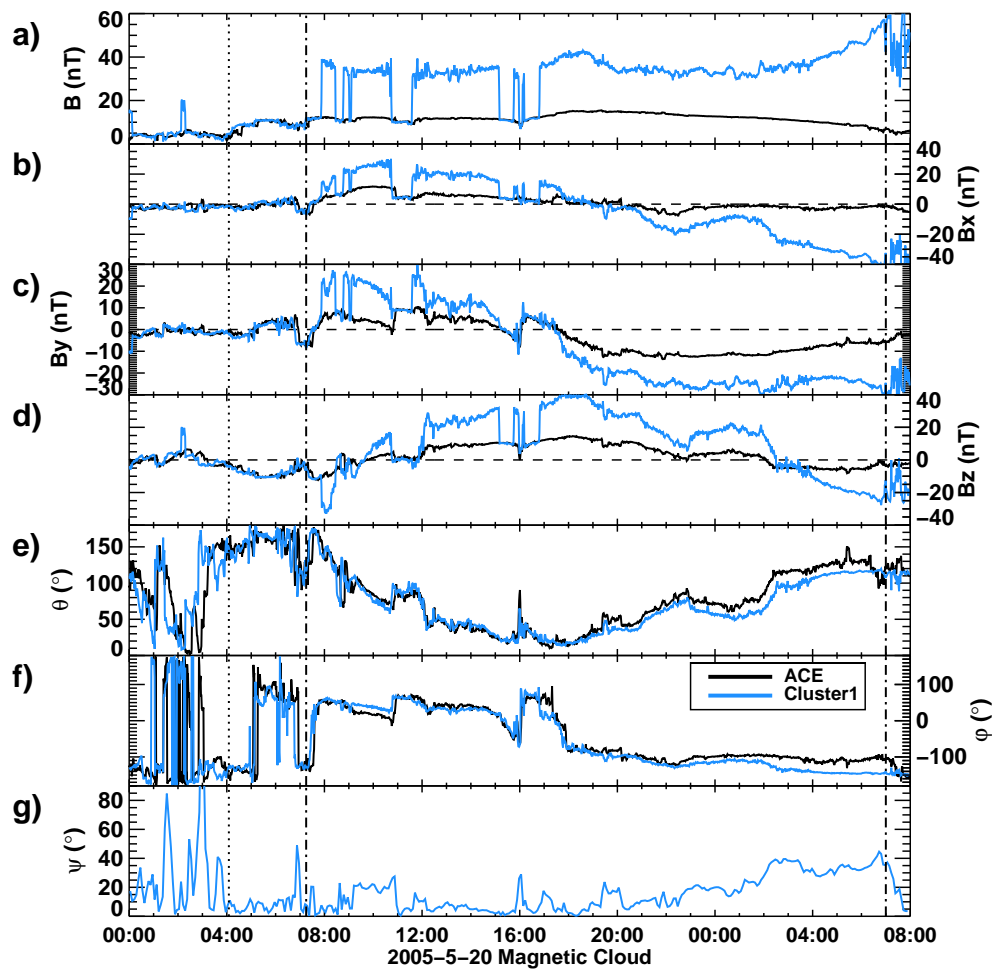
During this event, Cluster (blue curves) is located close to the Earth's bow shock (solid black curves in Fig. 1). During the few hours preceding the shock and during the sheath of the MC, the spacecraft remains mostly in the solar wind, as evidenced by the magnetic field magnitude (blue curve, Fig. 2a), which is similar to that observed by ACE. After the beginning of the MC, that is, after 07:15 UT, and until 17:00 UT on 20 May 2005, Cluster crosses the bow shock several times and then moves from the solar

wind to the magnetosheath, as indicated by the sharp increases in the magnetic field strength due to compression at the bow shock. After 17:00 UT, the spacecraft remains in the magnetosheath and reaches the magnetopause around 04:00 UT on 21 May 2005. The transition from the magnetosheath to the magnetosphere can be seen on the plasma measurements (not shown).

We now focus on the times when Cluster is located in the magnetosheath. Like the magnetic field strength, the magnetic field components (Fig. 2b, c and d) increase in absolute value from the solar wind to the magnetosheath because of the compression. However, Fig. 2e and f show that even though Cluster is located downstream of the bow shock, it observes roughly the same magnetic field direction as ACE. In particular, the bow shock crossings which are clearly seen on the magnetic field strength cannot be identified on  $\theta$  and  $\varphi$ . Starting from 19:00 UT, we observe a discrepancy between the magnetic field directions measured by ACE and Cluster, which increases as Cluster moves closer to the magnetopause. This deviation is most likely due to the draping of the field lines around the magnetosphere, which progressively alters the magnetic field direction when approaching the magnetopause, and becomes more visible when moving farther tailward. Here Cluster is located at rather high latitudes, where the draping can be important. Another small variation (below  $20^\circ$ ) is also observed between 09:00 and 11:00 UT on  $\varphi$  (Fig. 2f), although Cluster remains close to the bow shock.

The bottom panel of Fig. 2 displays the angle  $\psi$  between the magnetic field directions measured by ACE and by Cluster. This angle allows us to quantify the variation of the magnetic field direction from the solar wind to the magnetosheath with a single parameter. Contrary to the other quantities shown in Fig. 2, the angle  $\psi$  is calculated from 5 min averages, because it depends on both ACE and Cluster measurements and thus on the time shift applied on the solar wind data set. We estimated that our propagation method leads to errors of  $\pm 5$  min, due to the difference between the minimum and maximum speed during the event. Therefore, we compute the angle  $\psi$  on 5 min averages of the magnetic field data in order to reduce the errors due to the constant time shift. The peak observed at 16:00 UT is due to a sharp variation of the magnetic field encompassed in the MC's smooth rotation.

We now focus on the global trend of  $\psi$ . The values of  $\psi$  during the MC show that the variation of the magnetic field direction is mostly below  $20^\circ$ , that is, the magnetic structure of the MC observed in the magnetosheath is roughly the same as in the solar wind. We note, however, that  $\psi$  sometimes increases; for example, between 09:00 and 11:00 UT,  $\psi$  remains around  $20^\circ$  for 2 h. Also, after 00:00 UT on 21 May 2005,  $\psi$  increases up to  $40^\circ$  near the magnetopause, which is crossed around 04:00 UT on 21 May 2005.



**Figure 2.** 20 May 2005 MC: observations from ACE (black) and Cluster (blue), in GSE coordinates. Vertical dotted line: beginning of the sheath of the MC. Vertical dotted–dashed lines: beginning and end of the MC. From top to bottom: magnetic field strength;  $B_x$ ;  $B_y$ ;  $B_z$ ;  $\theta$ ;  $\varphi$  (see text for definition of  $\theta$  and  $\varphi$ ); and  $\psi$ , the angle between the magnetic field observed by Cluster and by ACE.

### 3.2 Event 2: temporal variation of the MC's structure

The second MC that we will study here features one of the most extreme solar wind events of solar cycle 23 and has been the subject of detailed studies from the eruption of the CME on the Sun to its consequences on Earth's environment (see, for example, Dasso et al., 2009; Bisi et al., 2010). The sheath of this MC arrives around 02:40 UT on 15 May 2005 at Earth's bow shock (dotted line in Fig. 3). As can be seen in the top panel of Fig. 3, the magnetic field strength observed in the solar wind by ACE (black curve) increases up to 55 nT at the beginning of the MC, indicated by the dotted–dashed line, that is, about 10 times higher than its usual value in the solar wind. Figure 3 shows the magnetic field observations from 01:00 UT on 15 May 2005 to 13:00 UT on 16 May 2005. Although it takes more than 48 h for this MC to propagate past ACE, we only display here the part of the event where we have observations from Cluster in the solar wind or in the magnetosheath. Around 11:00 UT on

16 May 2005, Cluster crosses the magnetopause and moves into the magnetosphere.

As in the previous case, Cluster (blue curves) is in the solar wind when it measures the same magnetic field as ACE and in the magnetosheath when the magnetic field is compressed. Its orbit is drawn as black dashed curves in Fig. 1. After the beginning of the MC, Cluster crosses the bow shock numerous times, and finally stays in the magnetosheath after 22:30 UT. The investigation of the magnetic field direction, shown by the angles  $\theta$  and  $\varphi$  (Fig. 3b and c), reveals that the magnetosheath observations of this MC are divided into two distinct parts. First, from 06:00 to 17:00 UT on 15 May 2005, the magnetic field direction strongly differs from that in the solar wind each time Cluster is located downstream of the bow shock. The discrepancies can exceed  $60^\circ$  and are largest on the angle  $\varphi$ . Depending on the considered magnetosheath interval, the direction of rotation of the angles  $\theta$  and  $\varphi$  varies. Moreover, the magnetic field direction and magnitude display large fluctuations inside the magnetosheath, in particular



between 09:00 and 12:00 UT, while the upstream magnetic field still rotates slowly. Then, during the latter part of the event, that is, after 17:00 UT, we get back to the same situation as in Event 1, where the magnetic field direction is strikingly similar to that in the solar wind.

The bottom panel of Fig. 3 displays the angle  $\psi$  between the magnetic field vectors at ACE and at Cluster. During the first part of the event,  $\psi$  ranges between 30 and 70° each time Cluster is in the magnetosheath, but afterwards it falls below 20°. One of the factors that might explain the variations in  $\psi$  within the MC is the distance of Cluster from the bow shock. In the first interval, Cluster remains near the bow shock, as evidenced by the multiple shock crossings. Then, in the second interval, Cluster traverses across the magnetosheath to the magnetopause. However, the multiple bow shock crossings observed between 19:00 and 22:00 UT indicate that the spacecraft is still rather close to the bow shock during the first few hours of the second part of the event. Therefore, the distance to the bow shock alone cannot explain the differences between the first and the second parts of the event.

### 3.3 Event 3: spatial variation of the MC's structure

Figure 4 shows observations of three different spacecraft (ACE, Cluster and Geotail) of an MC, between 21 April 2001 at 15:00 UT and 22 April 2001 at 16:00 UT. ACE was located at L1, while Cluster and Geotail were found in the opposite flanks of the magnetosheath, as can be seen in Fig. 1. ACE data, in the solar wind, are drawn in black in Fig. 4. The beginning of the sheath of the MC is indicated by the dotted line, and the dotted–dashed line marks the front edge of the MC. As in Event 2, we do not show the entire MC, but only the part when data are available in the dayside magnetosheath or close by ( $X_{\text{GSE}} \gtrsim -3 R_E$ ), that is, until 16:00 UT on 22 April 2001. The usual magnetic field signatures of the MC are again clearly seen in ACE measurements: the higher magnetic field strength (Fig. 4a) and the smooth rotation of its direction (Fig. 4b and c).

At the beginning of the event, from 15:00 to 22:00 UT on 21 April 2001, Cluster is located inside the magnetosphere, as shown by its orbit drawn in blue in Fig. 1. During the sheath of the cloud, around 22:00 UT on 21 April 2001, Cluster crosses the magnetopause and enters the dawnside magnetosheath, where it travels for several hours. The spacecraft observes the arrival of the MC around 00:30 UT on 22 April 2001 (dotted–dashed line in Fig. 4), then encounters the bow shock several times from 06:00 to 08:30 UT (see the blue curve in Fig. 4a). After 08:30 UT on 22 April 2001, Cluster remains almost continuously in the solar wind until the end of the MC and observes the same structure as ACE. Therefore, it provides us with only a few hours of magnetosheath observations during this event, from 00:30 to 08:30 UT. When comparing Cluster magnetosheath measurements to ACE solar wind observations, we note again that the MC's magnetic field direction observed in the magnetosheath

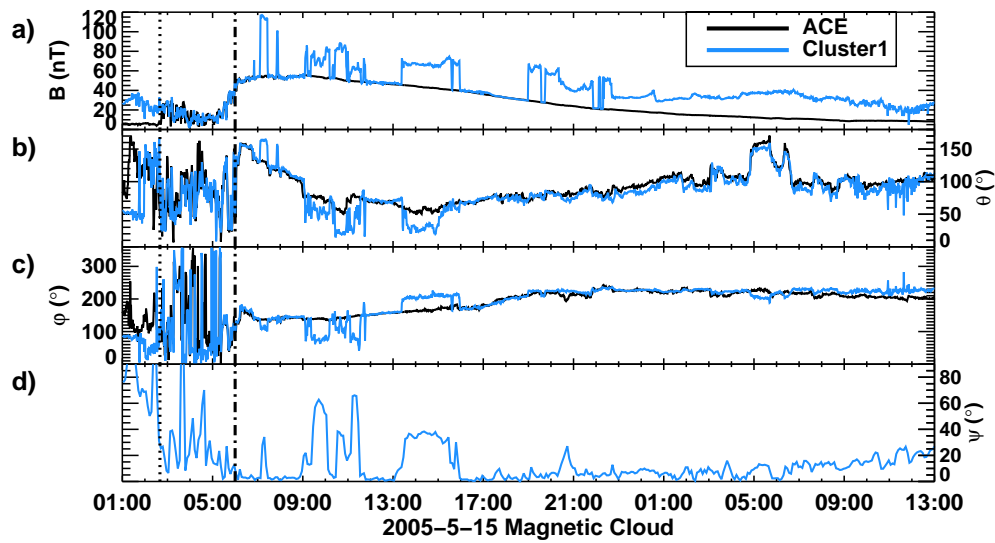
is very similar to that at L1 (Fig. 4b and c). The values of  $\psi$  (blue curve in Fig. 4d) are below 20° during the entire MC, showing that the variations in the magnetic field direction are very small, even downstream of the bow shock. Therefore, this event as observed by Cluster is rather similar to Event 1 and to the second part of Event 2.

At the MC's arrival, shortly before 01:00 UT on 22 April 2001 (dotted–dashed line), Geotail (green curves) makes an inbound crossing of the bow shock and remains in the magnetosheath during the entire event. While Cluster is located on the dawnside of the Northern Hemisphere, Geotail probes the duskside magnetosheath, close to the ecliptic plane (see the green curve in Fig. 1). During this event, Geotail travels from the dayside to the nightside magnetosheath, and crosses the terminator plane (i.e.  $X_{\text{GSE}} = 0$ ) around 11:30 UT. Because the magnetosheath properties change when moving farther tailward, we concentrate on the observations from 00:30 to 16:00 UT on 22 April 2001, although the MC lasts until 01:00 UT the next day. Figure 4b shows that the angle  $\theta$  observed by Geotail is similar to Cluster and ACE measurements, with the exception of the first 2 h of the MC, from 01:00 to 03:00 UT on 22 April 2001, when  $\theta$  displays a variation of about 30°. For the angle  $\varphi$  (Fig. 4c), however, the discrepancies between Geotail and the other data sets are much larger. From 01:00 to 16:00 UT on 22 April 2001, the green curve in Fig. 4c shows a similar rotation of the magnetic field along  $\varphi$ , but shifted by about 40° relative to that observed by ACE and Cluster.

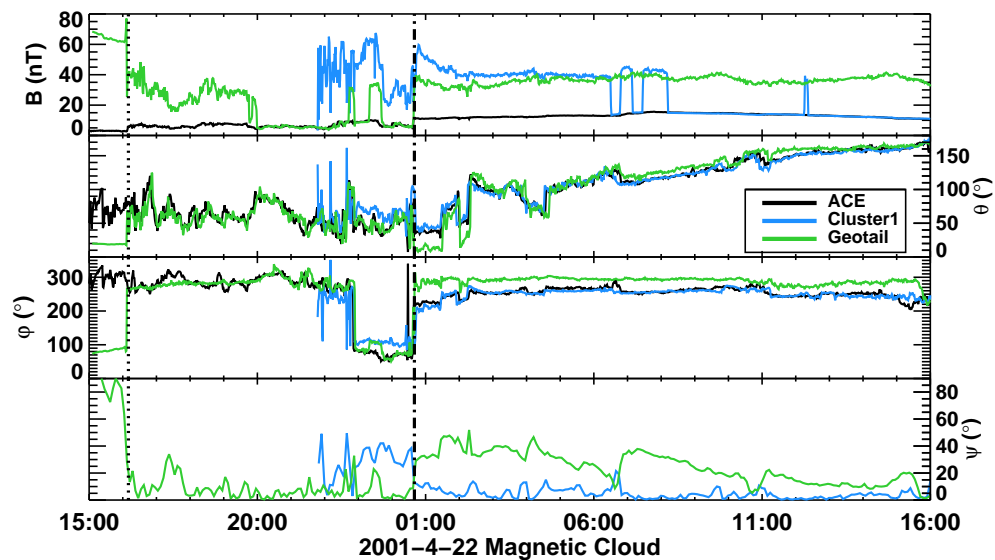
The angle  $\psi$  (green curve in Fig. 4d) varies from 50° at the beginning of the MC to 10° at the end of the event. In particular, we note that, between 01:00 and 06:00 UT on 22 April 2001, when Cluster and Geotail are both located inside the magnetosheath, the values of  $\psi$  differ largely from one observation point to another. In the dawnside, Cluster encounters roughly the same MC's structure as ACE, whereas, in the duskside, Geotail observes a magnetic field direction which is shifted by about 40° but still rotates smoothly. Therefore, the magnetic field direction in the magnetosheath can differ significantly, depending on the location inside this region.

### 3.4 Event 4: loss of the MC's structure

Observations of the ACE spacecraft (black curves) during the 22 January 2004 MC are displayed in Fig. 5. The sheath of the MC arrives shortly after 01:30 UT (dotted line), when the magnetic field strength increases from 5 to 25 nT in the solar wind (Fig. 5a). The smooth rotation of the MC begins around 10:40 UT (dotted–dashed line), as can be seen in the magnetic field direction measured by ACE (Fig. 5b and c). Cluster (blue curves) is first located in the solar wind since it observes a magnetic field magnitude very similar to that at ACE during the sheath and the beginning of the MC (see also the dotted–dashed curves in Fig. 1). It then moves to the magnetosheath. However, the time of the bow shock



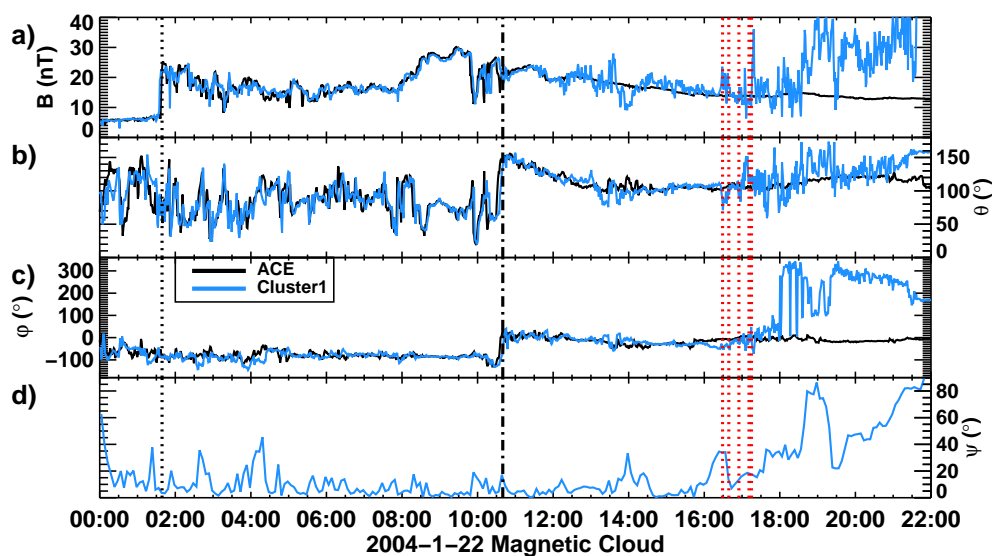
**Figure 3.** 15 May 2005 MC: observations from ACE (black) and Cluster (blue), in GSE coordinates. Vertical dashed line: beginning of the sheath of the MC. Vertical dotted dashed line: beginning of the MC. From top to bottom: magnetic field strength;  $\theta$ ;  $\phi$ ; and  $\psi$ , the angle between the magnetic field observed by Cluster and by ACE.



**Figure 4.** 22 April 2001 MC: observations from ACE (black), Cluster (blue) and Geotail (green), in GSE coordinates. Same format as Fig. 3.

crossing is unclear on the magnetic field data, which display large fluctuations from 16:00 to 22:00 UT (blue curve in Fig. 5a, b and c). Measurements from other instruments aboard the spacecraft, such as the electron and ion fluxes (not shown), indicate that there are in fact several bow shock crossings from 16:30 to 17:15 UT before Cluster remains in the magnetosheath. These crossings are indicated by the vertical red dotted lines in Fig. 5. Around 21:30 UT, Cluster crosses the magnetopause and moves to the magnetosphere. Although this MC event lasts until around 07:00 UT the next day, Fig. 5 is limited to the part of the event relevant for our study, i.e. when Cluster is outside the magnetosphere.

This case differs from the three previous events in several aspects. First, the compression downstream of the bow shock is very weak before 18:30 UT. Although the electron properties show that the spacecraft crosses the bow shock, the magnetic field strength is only slightly enhanced inside the magnetosheath, by a factor of 2 at the most. After 18:30 UT, the magnetic field magnitude increases and fluctuates around 30 nT, which is about 3 times its solar wind value. Another distinctive feature of this event is that the MC's smooth rotation is no longer observed downstream of the bow shock (see Fig. 5b and c). The slow variation of  $\theta$  and  $\phi$  observed in the solar wind by ACE is blurred by large fluctuations in



**Figure 5.** 22 January 2004 MC: observations from ACE (black) and Cluster (blue), in GSE coordinates. Same format as Fig. 3.

magnetic field strength and direction in the magnetosheath. Moreover, we note that these fluctuations are also observed when Cluster is in the solar wind, after 12:00 UT.

$\psi$  (Fig. 5d) illustrates the variation from the solar wind to the magnetosheath of the 5 min averaged magnetic field.  $\psi$  is very high during this event, generally above  $30^\circ$ , when Cluster is in the magnetosheath and exceeds  $80^\circ$  close to the magnetopause and around 19:00 UT. Even on average, the magnetic field direction inside the magnetosheath differs largely from that in the solar wind.

To conclude, we have shown that the evolution of an MC's structure from the solar wind to the magnetosheath differs largely from one event to another. In some cases, the magnetic field direction is preserved across the bow shock (Event 1, second part of Event 2, and Cluster's observations of Event 3). In other cases, the smooth rotation closely follows that in the solar wind, but at a different angle (Geotail's observations of Event 3). Finally, the structure of the MC can be strongly modified across the bow shock, as the magnetic field orientation rotates in a somewhat different fashion (first part of Event 2). Large fluctuations in the magnetic field direction can then becloud the smooth rotation of the MC inside the magnetosheath (first part of Event 2 and Event 4). In addition, we have noted that the behaviour of the magnetic field direction across the bow shock can vary with time (Event 2), as the MC passes by, and space, depending on the location inside the magnetosheath (Cluster and Geotail observations on both sides of the magnetosheath, Event 3).

#### 4 Conditions at the bow shock

In a simple magnetosheath model, Turc et al. (2014) showed that the MC's structure in the magnetosheath is largely

controlled by the conditions encountered at the bow shock. These conditions are quantified by one of the key parameters of the bow shock – the shock obliquity,  $\Theta_{Bn}$ . It is defined as the angle between the local normal to the shock's surface and the magnetic field direction in the solar wind. The  $\Theta_{Bn}$  values roughly define two regimes, associated with different physics at the bow shock: if  $\Theta_{Bn}$  ranges between  $45^\circ$  and  $90^\circ$  ( $0^\circ$  and  $45^\circ$ ), the shock is in a quasi-perpendicular (quasi-parallel) configuration. An intermediate regime is sometimes defined, i.e. when  $\Theta_{Bn}$  is around  $45^\circ$ , the so-called oblique shock configuration.

The normal to the shock's surface can be estimated locally when a satellite encounters the bow shock. The four example events were precisely chosen because the spacecraft cross the bow shock multiple times, giving us the opportunity to estimate the shock obliquity. According to Rankine–Hugoniot relations, the magnetic field component along the shock's normal is kept unchanged at the bow shock's crossing. We perform here a minimum variance analysis (MVA) on the magnetic field components measured by the spacecraft to determine the normal direction (see, for example, Sonnerup and Scheible, 1998). The magnetic field direction in the solar wind is given by ACE observations, and this combined with the results of MVA yields the value of  $\Theta_{Bn}$  at the spacecraft location and at the time of the crossing.

During the events presented in Sect. 3, Cluster encountered the bow shock several times. The values of  $\Theta_{Bn}$  estimated from these crossings are listed in Table 1. Note that we only give here the crossings where MVA yields satisfactory results, i.e. when the time window on which MVA is applied does not affect its results and when the eigenvalues of the variance matrix are well distinct, i.e. when the minimum and intermediate eigenvalues differ by at least a factor of 3.5. The Event 4 is not discussed here because the bow

**Table 1.**  $\Theta_{Bn}$  at the bow shock crossings estimated with MVA for the first three events. Note that Event 2 is divided into two parts, corresponding to the quasi-parallel and the quasi-perpendicular configuration at the bow shock.

Date	Time of crossing (UT)	$\Theta_{Bn}$ (°)
20 May 2005	07:52:41	84
20 May 2005	08:26:55	81
20 May 2005	09:00:40	64
20 May 2005	09:05:55	56
20 May 2005	11:35:24	71
20 May 2005	15:45:41	78
20 May 2005	16:07:00	73
20 May 2005	16:10:55	62
20 May 2005	16:48:46	61
15 May 2005	07:06:35	32
15 May 2005	07:26:12	30
15 May 2005	07:50:40	23
15 May 2005	07:53:55	20
15 May 2005	09:06:00	30
15 May 2005	09:12:25	40
15 May 2005	09:21:10	24
15 May 2005	10:25:23	19
15 May 2005	11:00:40	19
15 May 2005	11:04:35	44
15 May 2005	11:41:20	15
15 May 2005	11:46:40	23
15 May 2005	13:22:57	30
15 May 2005	15:57:20	26
15 May 2005	18:59:20	64
15 May 2005	19:33:47	66
15 May 2005	19:44:30	67
15 May 2005	21:51:34	81
15 May 2005	22:06:57	84
15 May 2005	22:11:43	90
22 Apr 2001	06:30:18	89
22 Apr 2001	06:47:40	86
22 Apr 2001	07:27:24	86
22 Apr 2001	12:21:38	87

shock crossings cannot be identified in the magnetic field data, since magnetic field fluctuations are of the order of the background magnetic field.

The  $\Theta_{Bn}$  values show that during Event 1 (Sect. 3.1), the bow shock was quasi-perpendicular at Cluster's location ( $56^\circ \leq \Theta_{Bn} \leq 84^\circ$ ). Similarly, the  $\Theta_{Bn}$  values indicate that the shock encountered by Cluster during Event 3 (Sect. 3.3) and during the second part of Event 2 (Sect. 3.2) is in a quasi-perpendicular configuration ( $87^\circ \leq \Theta_{Bn} \leq 89^\circ$  and  $64^\circ \leq \Theta_{Bn} \leq 90^\circ$ , respectively). In these three cases, we have seen that the MC's magnetic structure remains roughly unchanged from the solar wind to the magnetosheath. Conversely, during the first part of Event 2, the  $\Theta_{Bn}$  values are much lower ( $15^\circ \leq \Theta_{Bn} \leq 44^\circ$ ), denoting that Cluster

encounters a quasi-parallel bow shock. These low  $\Theta_{Bn}$  values are associated with a large variation of the magnetic field direction across the bow shock, and the structure of the MC differs largely from that in the solar wind. Therefore, the conservation of the MC's structure seems to be related to the crossing of a quasi-perpendicular shock, whereas a quasi-parallel configuration gives rise to a modification of its smooth rotation.

## 5 Comparison with a magnetosheath model

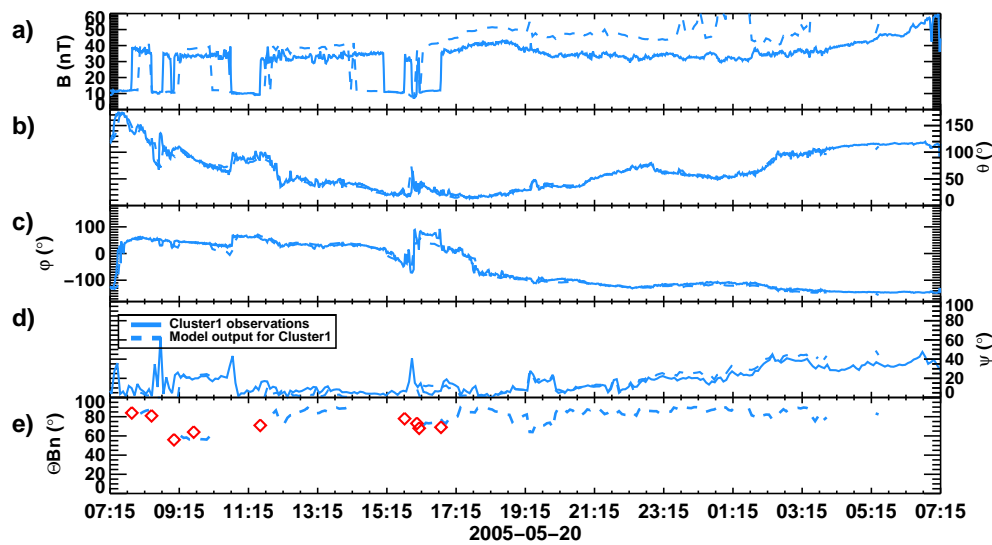
The direct determination of the shock obliquity can only be achieved when the spacecraft encounters the bow shock. Between two consecutive crossings, we cannot know with certainty whether the shock configuration has changed or not. More importantly, if the shock obliquity cannot be determined or if the spacecraft remains in the magnetosheath (for example Geotail during Event 3 presented in Sect. 3.3), we have no information about  $\Theta_{Bn}$ . In these cases, the magnetosheath observations can be related to the conditions encountered at the bow shock through modelling.

We use here a model of the magnetosheath magnetic field introduced in Turc et al. (2014) and optimised for MC conditions. Utilising the solar wind parameters as inputs, this model computes the magnetic field inside the magnetosheath. The magnetic field just downstream of the bow shock is calculated with Rankine–Hugoniot equations, and thus depends directly on the compression ratio. It is then propagated along the flowlines calculated by the Soucek and Escoubert (2012) model into the magnetosheath. The boundaries of the magnetosheath are given by the Shue et al. (1998) magnetopause and the Jeřáb et al. (2005) bow shock models. The choice of the Jeřáb et al. (2005) model results from a comparative study of bow shock models during low Alfvén Mach number ( $M_A < 5$ ) conditions, corresponding to MCs' conditions (Turc et al., 2013). More details about the magnetosheath model can be found in Turc et al. (2014).

We use ACE measurements as the input to the magnetosheath model to compute the magnetic field components at the position of the spacecraft (Cluster or Geotail) in the magnetosheath and compare them to the observations. The model gives us access to the shock conditions that the flow passing by the spacecraft encountered upon entering the magnetosheath. Note that we cannot apply the magnetosheath model to Event 2 because the bow shock model fails to correctly reproduce the bow shock position during this event, as was mentioned in Turc et al. (2013). Consequently, the flow pattern inside the magnetosheath cannot be computed during this MC.

### 5.1 Event 1: 20 May 2005 MC

Figure 6 displays the magnetic field strength (Fig. 6a) and direction (Fig. 6b and c) during the 20 May 2005 MC (Event



**Figure 6.** 20 May 2005 MC: comparison between the magnetosheath model's results (dashed blue lines) and Cluster's observations (solid blue lines), in GSE coordinates. From top to bottom: magnetic field strength,  $\theta$ ,  $\varphi$ ,  $\psi$  and  $\Theta_{Bn}$ . Red diamonds:  $\Theta_{Bn}$  estimated with MVA from the observations.

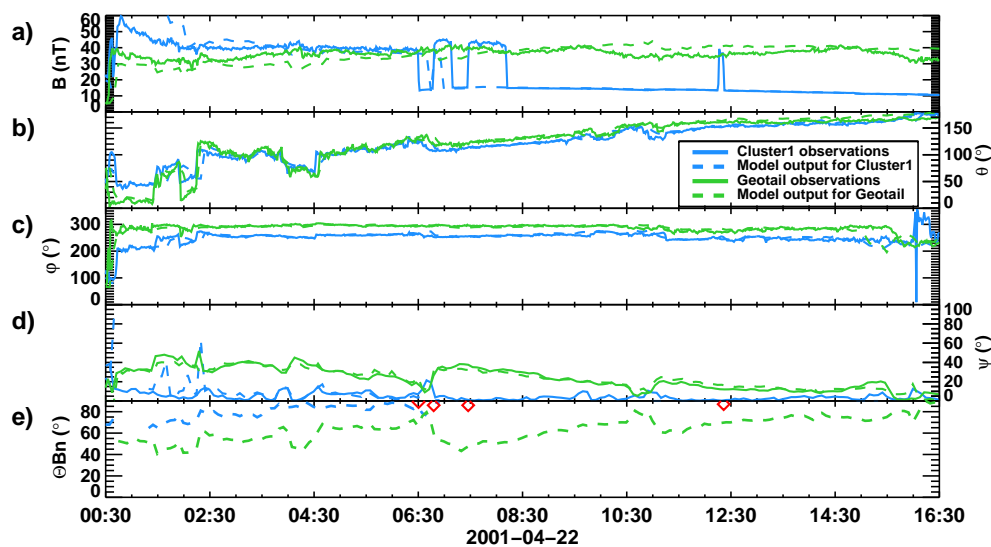
1). It corresponds to the part of Fig. 2 bounded by the two dotted–dashed lines. We show Cluster's observations (solid blue curves) and the magnetosheath model's results (dashed blue curves) during this event. Cluster encounters the shock many times during this event, but the model does not accurately reproduce the times of the bow shock crossings (see Fig. 6a). This is probably due to the bow shock model, based on statistics, which does not take into account the shock's dynamics. However, on average, the bow shock model correctly estimates in which region – magnetosheath or solar wind – the spacecraft is located. Around 04:00 UT on 21 May 2005, the magnetopause model predicts that Cluster crosses the magnetopause, which is consistent with the observations.

Inside the magnetosheath, the modelled magnetic field strength is slightly overestimated, in particular after 16:30 UT, but on the whole it is of the same order as that measured by Cluster. After 23:15 UT, the model predicts large peaks of the magnetic field magnitude which are not observed by the spacecraft. These peaks correspond to decreases in the Alfvén Mach number. The model predicts that the bow shock will retreat sunward, and thus the spacecraft appears to be located closer to the magnetopause relative to the distance between the bow shock and the magnetopause, i.e. in a region of larger magnetic compression. We will not discuss any further the discrepancies between the observed and modelled magnetic field strength because they are due to the combined effects of the approximations made in the magnetosheath model such as the compression ratio at the bow shock, the magnitude of the flow velocity, or the density profile inside the magnetosheath (see Turc et al., 2014).

The magnetic field direction given by the model is in excellent agreement with the magnetosheath observations, as

shown by the angles  $\theta$  and  $\varphi$  (Fig. 6b and c), as well as the angle  $\psi$  between the magnetic field vectors in the solar wind as measured by ACE and in the magnetosheath (Fig. 6d). Figure 6e shows the  $\Theta_{Bn}$  values encountered at the bow shock at the location connected to the spacecraft along the flow-line. Since  $\Theta_{Bn}$  is not defined upstream of the bow shock, the model only provides us with  $\Theta_{Bn}$  values when it predicts the spacecraft to be in the magnetosheath. The results of the model are drawn as a blue dashed curve. They are consistent with the  $\Theta_{Bn}$  values estimated from Cluster's measurements when the spacecraft crosses the bow shock, indicated by the red diamonds. In particular, it reproduces well the decrease in  $\Theta_{Bn}$  to about  $60^\circ$  around 09:30 UT and to about  $70^\circ$  around 16:30 UT. The model results show that the  $\Theta_{Bn}$  remains mostly close to  $90^\circ$  after Cluster's last bow shock crossing around 16:45 UT.

If we compare  $\psi$  and  $\Theta_{Bn}$  (Fig. 6d and e), we find that the variations in  $\psi$  seem to be anti-correlated to that of  $\Theta_{Bn}$  during the first half of the event, approximately until 22:00 UT on 20 May 2005. In particular, we note that the deviation between the magnetic field directions observed in the solar wind and in the magnetosheath from 09:00 to 11:00 UT on 20 May 2005, already mentioned in Sect. 3.1, corresponds to a decrease in  $\Theta_{Bn}$ . However, the higher  $\psi$  values after 22:00 UT cannot be related to a variation of the shock obliquity, since  $\Theta_{Bn}$  remains close to  $90^\circ$ . According to the magnetosheath model, which reproduces these enhanced  $\psi$  values well, this increase is due to the field line draping around the magnetosphere. Therefore, the magnetosheath model allows us to separate the impact of the shock obliquity from the effects of the draping on the magnetic field direction inside the magnetosheath.



**Figure 7.** 22 April 2001 MC: comparison between the magnetosheath model's results (dashed lines) and the observations (solid lines) at Cluster's (blue lines) and Geotail's (green lines) locations, in GSE coordinates. Same format as Fig. 6.

### 5.2 Event 3: 22 April 2001 MC

Figure 7 shows the results of the magnetosheath model during the 22 April 2001 MC at Cluster (dashed blue curves) and Geotail (dashed green curves) locations, together with Cluster (solid blue curves) and Geotail (solid green curves) observations. The plotted interval corresponds to the part on the right of the dotted–dashed line in Fig. 4. Cluster is found in the dawnside magnetosheath at the beginning of the MC, and then it moves to the solar wind after 08:30 UT. Geotail remains in the duskside magnetosheath during the entire interval displayed in Fig. 7. Again, the model provides a correct order of magnitude for the magnetic field strength inside the magnetosheath. As in the previous case, the modelled magnetic field direction is in excellent agreement with the observations (see Fig. 7b and c), and the angle  $\psi$  (Fig. 7d) shows that the model fits well with the observations for both spacecraft.  $\psi$  remains very small at Cluster's location, and decreases from 40 to 20° at Geotail's.

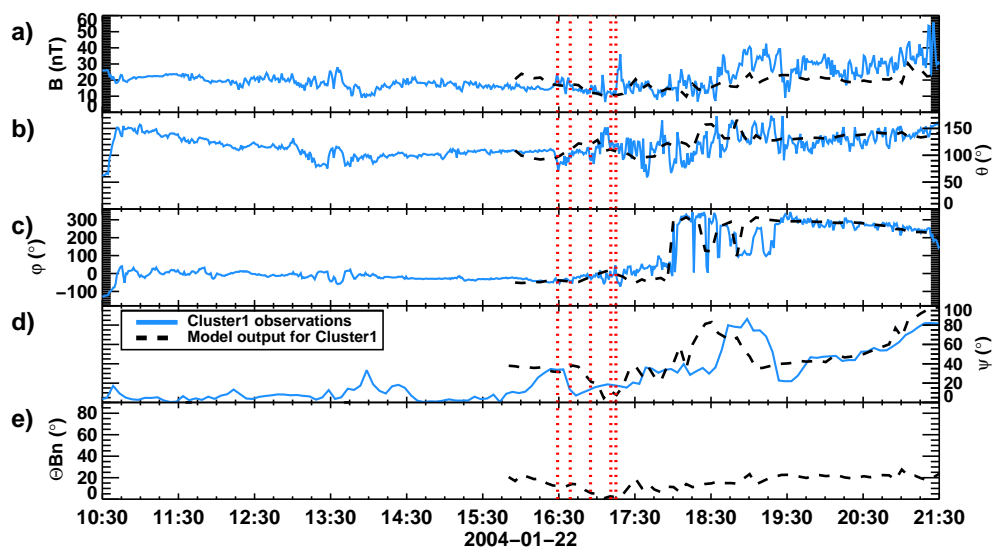
Figure 7e displays the values of  $\Theta_{Bn}$  upstream of Geotail (dashed green curve) and Cluster (dashed blue curve) when the spacecraft are located downstream of the modelled bow shock. The model shows that Cluster is found downstream of a quasi-perpendicular shock during the first part of the MC ( $\Theta_{Bn} \geq 65^\circ$ ) before moving to the solar wind. The comparison between observed and modelled  $\Theta_{Bn}$  is limited, since there are only four  $\Theta_{Bn}$  values calculated with MVA (red diamonds in panel e) because Cluster crosses the bow shock only a few times, but a very good agreement is obtained. The values of the shock obliquity upstream of Geotail are lower, ranging between 40 and 70° during the first half of the event. Geotail is then found downstream of a shock in an oblique configuration.

The differences observed between Cluster and Geotail measurements could also be interpreted in terms of their location inside the magnetosheath relative to the magnetopause and the bow shock, since the angle  $\psi$  would increase due to field line draping when moving closer to the magnetopause. We computed the angle  $\psi$  along the same flowlines as the spacecraft but just downstream of the bow shock, where there is no draping effect. The changes are negligible for Cluster; for Geotail, the angle  $\psi$  roughly exhibits the same variations, but with slightly smaller values. However, the contribution of the draping to the encountered  $\psi$  values never exceeds 10°. This confirms that the  $\psi$  values are higher at Geotail's location than at Cluster's, mainly because the  $\Theta_{Bn}$  values upstream of this spacecraft are lower.

Finally, we note that the variations in  $\psi$  and  $\Theta_{Bn}$  are anti-correlated, as was observed in Event 1. This anti-correlation is particularly noticeable on Geotail data because the variations in these two parameters can be compared for 16 consecutive hours as the spacecraft remains continuously in the magnetosheath (green curves in Fig. 7d and e). This suggests that the variation of the magnetic field direction from the solar wind to the magnetosheath is a function of the  $\Theta_{Bn}$  values.

### 5.3 Event 4: 22 January 2004 MC

Cluster's observations (solid blue curves) during the 22 January 2004 MC, from 10:30 to 21:30 UT, are displayed in Fig. 8 together with the outputs of the magnetosheath model computed at the spacecraft's location (dashed black curves). Again, this coincides with the part of Fig. 5 on the right of the vertical dotted–dashed line. During this event, Cluster observes very large fluctuations in the magnetic field during the



**Figure 8.** 22 January 2004 MC: comparison between the magnetosheath model's results (dashed black lines) and Cluster's observations (solid blue lines), in GSE coordinates. Same format as Fig. 6.

MC, both upstream and downstream of the bow shock. Because of these fluctuations, the bow shock crossings are unclear in the magnetic field data, but can be identified with the plasma properties. The model predicts the spacecraft to cross the bow shock around 15:45 UT, that is, about 45 min before the actual crossings, which are marked by the red dotted lines. As mentioned previously, this is due to the limitations of the bow shock model.

First, we note that the large fluctuations in the magnetic field magnitude and direction observed in Cluster data (solid blue curves) are not reproduced by the model (dashed black curves). Therefore, we will mostly discuss the average trend of the magnetic field measurements. On average, the modelled magnetic field strength is of the same order of magnitude as that measured by the spacecraft (Fig. 8a), although the model tends to underestimate it. In terms of the magnetic field direction, the  $\theta$  and  $\varphi$  obtained with the model are rather close to the average values of the measured  $\theta$  and  $\varphi$  (Fig. 8b and c).

Similarly, the  $\psi$  angle (Fig. 8d) given by the model (black curve) reproduces the measurements (blue curve) rather well, most likely because it is calculated from 5 min averages, which smooth the fluctuations. The major difference between the two curves in Fig. 8d is the position of the peak around 18:30–19:00 UT. According to the magnetosheath model, the increase in  $\psi$  up to  $80^\circ$  around 18:30 UT coincides with an outward motion of the magnetopause and the bow shock caused by a decrease in the Alfvén Mach number (not shown). Because of the displacement of the boundaries, the spacecraft is located much deeper inside the magnetosheath from 18:00 to 19:00 UT. Therefore, the peak of  $\psi$  is probably due to the draping of the field lines. What causes the time shift between the modelled (around 18:30 UT) and

observed (around 19:00 UT) enhancements of  $\psi$  is not clear, however. The decrease in the Alfvén Mach number occurs shortly before 18:00 UT at ACE, and should take less than 1 h to travel from L1 to the bow shock, according to the solar wind speed. The time lag between the two peaks may stem from the dynamics of the boundaries, which are not properly taken into account in the models, as demonstrated by the bow shock crossing predicted ahead of time. Apart from this peak, the modelled  $\psi$  values are quite similar to those provided by Cluster data. In particular, the increase from  $40^\circ$  to  $80^\circ$  after 19:30 UT obtained with the model is in very good agreement with the observations.

As indicated by the  $\Theta_{Bn}$  values (Fig. 8e), the spacecraft is located downstream of a strongly quasi-parallel shock:  $\Theta_{Bn}$  remains around  $20^\circ$  from 15:30 to 21:30 UT. The large variation of the mean magnetic field direction across the bow shock, denoted by the high  $\psi$  values, above  $30^\circ$ , is most likely related to these low  $\Theta_{Bn}$  values. At the end of the plot, however, the increase in  $\psi$  is not accompanied by variations in  $\Theta_{Bn}$ . Therefore, we infer that it is related to the draping of the field lines because at this time Cluster approaches the magnetopause, as was the case in Event 1. Since we are in a quasi-parallel configuration, the large fluctuations in the magnetic field observed by Cluster are expected (see, for example, Shevryev and Zastenker, 2005; Shevryev et al., 2007). In particular, from 12:00 to 16:00 UT, when Cluster is in the solar wind, it in fact probes the foreshock, which interacts with the MC. Thus the smoothly rotating magnetic field of the MC can already be altered upstream of the bow shock.

As mentioned in Turc et al. (2014), the magnetosheath model is not expected to reproduce the fluctuations observed downstream of the quasi-parallel shock, or upstream in the foreshock, because it does not take into account the

microphysical processes taking place there. However, Fig. 8 shows that the average magnetic field direction seems to be reasonably well estimated by the model, even for such low  $\Theta_{Bn}$  values. Regardless, we cannot reasonably use the magnetosheath model to further interpret the observations in this shock configuration.

## 6 Discussion and conclusions

The Earth's bow shock is known to modify the properties of the incoming solar wind to divert it around the magnetosphere. In particular, the interplanetary magnetic field (IMF) magnitude increases and its direction rotates as predicted by the Rankine–Hugoniot relations and due to the field line draping around the magnetopause. The same processes are expected to occur when an MC crosses the bow shock. This could significantly modify the orientation of the MC's magnetic field and consequently alter its interaction with the magnetosphere through reconnection or other local processes. However, the effects of the bow shock on the MC's magnetic structure are generally not taken into account when studying the geoeffectivity of MCs.

In this paper, we analyse spacecraft observations in the Earth's magnetosheath to investigate the variation of the magnetic structure of MCs caused by the bow shock's crossing. We study four events as four typical and different examples of magnetosheath observations during MCs. In the first case, the MC's structure observed in the magnetosheath is roughly the same as that in the solar wind. In contrast, the second event highlights that the MC's smooth rotation sometimes differs largely from that observed upstream of the bow shock. Moreover, the alteration of the MC's structure across the bow shock can vary with time as the MC passes by the Earth. In the third example, data from two different spacecraft are available simultaneously at two different locations inside the magnetosheath. The combined observations of Cluster and Geotail show that the structure of the MC differs from one region of the magnetosheath to another during this event. In the dawnside magnetosheath, the magnetic field orientation is the same as in the solar wind, whereas in the duskside it follows the smooth rotation observed upstream, but at a different angle. Finally, the fourth event illustrates that, in some cases, the MC's smooth rotation disappears inside the magnetosheath because of large magnetic field fluctuations. In this case, the magnetic compression downstream of the bow shock is also very weak.

The differences between these four events appear to be strongly related to the conditions encountered at the bow shock. The values of the shock obliquity,  $\Theta_{Bn}$ , are determined directly with minimum variance analysis when bow shock crossings are observed, or indirectly with a magnetosheath model (Turc et al., 2014). A good agreement between the model's results and the observations is obtained. We find that, when  $\Theta_{Bn}$  is close to  $90^\circ$ , the structure of the MC is

roughly conserved downstream of the bow shock. As  $\Theta_{Bn}$  decreases to more oblique values, the variation of the magnetic field direction from the solar wind to the magnetosheath increases. If the shock is in a quasi-parallel configuration, the MC's structure inside the magnetosheath differs significantly from that in the solar wind. In Event 2, the modification of the magnetic field orientation can exceed  $60^\circ$  just downstream of the bow shock. The temporal variation of the difference between upstream and downstream structures, observed during the 15 May 2005 MC (Event 2), can be related to the time-varying shock configuration, which progressively turns from quasi-parallel to quasi-perpendicular at Cluster's location as the MC moves past the Earth.

The results of this case study stress the important role played by the shock configuration on the MC's structure inside the magnetosheath. This is consistent with the conclusions drawn by Turc et al. (2014) when applying the magnetosheath model to synthetic MCs. On the basis of the observations of the magnetic structure of MCs in the magnetosheath, we suggest that three different scenarios can occur at the bow shock's crossing, depending on the encountered shock configuration, i.e. quasi-perpendicular, oblique or quasi-parallel. If the shock is in a quasi-perpendicular configuration (i.e.  $\Theta_{Bn} \gtrsim 60^\circ$ ), the MC's structure is almost unchanged at the bow shock's crossing, that is,  $\psi$  is below  $20^\circ$ . In an oblique configuration (i.e.  $60^\circ \gtrsim \Theta_{Bn} \gtrsim 30^\circ$ ), the magnetic field orientation varies significantly ( $\psi > 20^\circ$ ) but still follows a similar smooth rotation as in the solar wind. Finally, if the MC encounters a quasi-parallel shock (i.e.  $\Theta_{Bn} \lesssim 30^\circ$ ), the magnetic field orientation again varies largely, but in addition its slow variation changes from the solar wind to the magnetosheath, where fluctuations arise and dominate any structured magnetic field. As the quasi-parallel and the quasi-perpendicular regimes can coexist on the bow shock's surface, it is likely that the MC's structure will be strongly modified in a part of the magnetosheath. The magnetic field reaching the magnetopause during the MC's passage will most likely display pronounced asymmetries, in the same way as the Parker-spiral IMF creates dawn–dusk asymmetries, which could have an impact on its interaction and possible reconnection with the Earth's magnetic field. To investigate this in more detail, it could be worth considering an extension of the Turc et al. (2014) magnetosheath model which includes reconnection processes, as is done for example in Cooling et al. (2001), but this lies beyond the scope of this paper.

In addition to the interpretation of the observations of MCs inside the magnetosheath, the comparison of the model's results with the spacecraft measurements allows for the interests and limitations of the model to be discussed. Firstly, the magnetic field strength obtained with the model is of the same order of magnitude as that observed by the satellites. It is sometimes slightly overestimated or underestimated, and it strongly depends on the approximations made in the flow model and in the compression ratio applied at the bow shock.



Finding the precise source of these discrepancies is left for future work. Secondly, the modelled magnetic field direction is in excellent agreement with the observations. The same conclusions are drawn for the values of  $\Theta_{Bn}$  when the spacecraft cross the bow shock. We interpret the variations in the magnetic field direction from the solar wind to the magnetosheath as a function of the conditions encountered at the bow shock, that is, the  $\Theta_{Bn}$  values. In some cases, when  $\Theta_{Bn}$  cannot be invoked to account for the observed variations, the model allows us to relate them to the field line draping. We also find that the magnetosheath model yields very good results even at two distant locations inside the magnetosheath, and allows us to consistently interpret the differences between the two spacecraft observations. Thirdly, we note that the bow shock model does not reproduce the timing of the bow shock crossings exactly. This is most likely due to the fact that the bow shock model is built on statistical data sets of the bow shock position, but does not include its dynamics. Moreover, MCs correspond to rather extreme solar wind conditions, during which the accuracy of the model is expected to decrease. Therefore, there is a need for a more accurate parametrisation of the bow shock position and dynamics during MC conditions, but again this lies beyond the scope of this paper. Finally, the magnetosheath model is not reliable when the  $\Theta_{Bn}$  values are particularly low because it does not reproduce the magnetic field fluctuations and the turbulence associated with the quasi-parallel shock. However we find a rather good agreement between the average modelled and observed magnetic fields.

Therefore, even if no direct estimate of the bow shock normal is available, we can rely on this magnetosheath model to determine the shock obliquity upstream of the satellite, as was done in Sect. 5. This provides us with the means to relate dayside magnetosheath observations during MC events to the conditions encountered at the shock. Additionally, this model allows for the impact of the bow shock to be separated from the effects of the draping on the magnetic field direction.

Finally, the present study evidences that, in some cases, the MC's magnetic field varies significantly from the solar wind to the magnetosheath. Therefore, during such events, the magnetic field impinging on the magnetopause cannot be approximated by the IMF, and the magnetosheath magnetic field should be taken into account. This large variation of the magnetic field orientation occurs when an oblique or quasi-parallel configuration is encountered at the bow shock's crossing. For that reason, the knowledge of the shock obliquity seems to be crucial to better understand the impact of an MC on the Earth's environment.

*Acknowledgements.* The authors thank the ACE SWEPAM and MAG, the GEOTAIL MGF, and the Cluster FGM and PEACE instrument teams. We also thank the Coordinated Data Analysis Web (CDAWeb) service for providing ACE and GEOTAIL data, and the Cluster Active Archive for providing Cluster data. E. Kilpua acknowledges Academy of Finland projects 1267087 and 1218152.

Topical Editor C. Owen thanks two anonymous referees for their help in evaluating this paper.

## References

- Acuña, M. H., Ogilvie, K. W., Baker, D. N., Curtis, S. A., Fairfield, D. H., and Mish, W. H.: The Global Geospace Science Program and Its Investigations, *Space Sci. Rev.*, 71, 5–21, doi:10.1007/BF00751323, 1995.
- Angelopoulos, V.: The THEMIS Mission, *Space Sci. Rev.*, 141, 5–34, doi:10.1007/s11214-008-9336-1, 2008
- Balogh, A., Dunlop, M. W., Cowley, S. W. H., Southwood, D. J., Thomlinson, J. G., Glassmeier, K. H., Musmann, G., Luhr, H., Buchert, S., Acuna, M. H., Fairfield, D. H., Slavin, J. A., Riedler, W., Schwingenschuh, K., and Kivelson, M. G.: The Cluster Magnetic Field Investigation, *Space Sci. Rev.*, 79, 65–91, doi:10.1023/A:1004970907748, 1997.
- Bisi, M. M., Breen, A. R., Jackson, B. V., Fallows, R. A., Walsh, A. P., Mikić, Z., Riley, P., Owen, C. J., Gonzalez-Esparza, A., Aguilar-Rodriguez, E., Morgan, H., Jensen, E. A., Wood, A. G., Owens, M. J., Tokumaru, M., Manoharan, P. K., Chashei, I. V., Giunta, A. S., Linker, J. A., Shishov, V. I., Tyul'Bashev, S. A., Agalya, G., Glubokova, S. K., Hamilton, M. S., Fujiki, K., Hick, P. P., Clover, J. M., and Pintér, B.: From the Sun to the Earth: The 13 May 2005 Coronal Mass Ejection, *Sol. Phys.*, 265, 49–127, doi:10.1007/s11207-010-9602-8, 2010
- Burlaga, L., Sittler, E., Mariani, F., and Schwenn, R.: Magnetic loop behind an interplanetary shock – Voyager, Helios, and IMP 8 observations, *J. Geophys. Res.*, 86, 6673–6684, doi:10.1029/JA086iA08p06673, 1981
- Cooling, B. M. A., Owen, C. J., and Schwartz, S. J.: Role of the magnetosheath flow in determining the motion of open flux tubes, *J. Geophys. Res.*, 106, 18763–18775, doi:10.1029/2000JA000455, 2001
- Dasso, S., Mandrini, C. H., Schmieder, B., Cremades, H., Cid, C., Cerrato, Y., Saiz, E., Démoulin, P., Zhukov, A. N., Rodriguez, L., Aran, A., Menvielle, M. and Poedts, S.: Linking two consecutive nonmerging magnetic clouds with their solar sources, *J. Geophys. Res.*, 114, A02109, doi:10.1029/2008JA013102, 2009
- Echer, E., Gonzalez, W. D., Tsurutani, B. T. and Gonzalez, A. L. C.: Interplanetary conditions causing intense geomagnetic storms ( $Dst \leq -100$  nT) during solar cycle 23 (1996–2006), *J. Geophys. Res.*, 113, A05221, doi:10.1029/2007JA012744, 2008
- Escoubet, C. P., Schmidt, R., and Goldstein, M. L.: Cluster – Science and Mission Overview, *Space Sci. Rev.*, 79, 11–32, doi:10.1023/A:1004923124586, 1997.
- Gopalswamy, N., Akiyama, S., Yashiro, S., Michalek, G. and Lepping, R. P.: Solar sources and geospace consequences of interplanetary magnetic clouds observed during solar cycle 23, *J. Atmos. Sol.-Terr. Phys.*, 70, 245–253, doi:10.1016/j.jastp.2007.08.070, 2008.
- Huttunen, K. E. J., Schwenn, R., Bothmer, V., and Koskinen, H. E. J.: Properties and geoeffectiveness of magnetic clouds in the rising, maximum and early declining phases of solar cycle 23, *Ann. Geophys.*, 23, 625–641, doi:10.5194/angeo-23-625-2005, 2005.
- Jeřáb, M., Němeček, Z., Šafránková, J., Jelínek, K., and Měrka, J.: Improved bow shock model with depen-

- dence on the IMF strength, *Planet. Space Sci.*, 53, 85–93, doi:10.1016/j.pss.2004.09.032, 2005.
- Kokubun, S., Yamamoto, T., Acuña, M. H., Hayashi, K., Shiokawa, K., and Kawano, H.: The GEOTAIL Magnetic Field Experiment, *J. Geomag. Geoelectr.*, 46, 7–21, 1994.
- Lavraud, B. and Borovsky, J. E.: Altered solar wind-magnetosphere interaction at low Mach numbers: Coronal mass ejections, *J. Geophys. Res.*, 113, A00B08, doi:10.1029/2008JA013192, 2008.
- Lavraud, B., Larroque, E., Budnik, E., Génot, V., Borovsky, J. E., Dunlop, M. W., Foullon, C., Hasegawa, H., Jacquy, C., Nykyri, K., Ruffenach, A., Taylor, M. G. G. T., Dandouras, I., and Rème, H.: Asymmetry of magnetosheath flows and magnetopause shape during low Alfvén Mach number solar wind, *J. Geophys. Res.*, 118, 1089–1100, doi:10.1002/jgra.50145, 2013.
- Liu, Z. X., Escoubet, C. P., Pu, Z., Laakso, H., Shi, J. K., Shen, C. and Hapgood, M.: The Double Star mission, *Ann. Geophys.*, 23, 2707–2712, doi:10.5194/angeo-23-2707-2005, 2005.
- Longmore, M., Schwartz, S. J., and Lucek, E. A.: Rotation of the magnetic field in Earth's magnetosheath by bulk magnetosheath plasma flow, *Ann. Geophys.*, 24, 339–354, doi:10.5194/angeo-24-339-2006, 2006.
- Nishida, A.: The GEOTAIL mission, *Geophys. Res. Lett.*, 21, 2871–2873, doi:10.1029/94GL01223, 1994.
- Richardson, I. G. and Cane, H. V.: Near-Earth Interplanetary Coronal Mass Ejections During Solar Cycle 23 (1996 - 2009): Catalog and Summary of Properties, *Solar Physics*, 264, 189–237, doi:10.1007/s11207-010-9568-6, 2010.
- Richardson, I. G., Cliver, E. W., and Cane, H. V.: Sources of geomagnetic storms for solar minimum and maximum conditions during 1972–2000, *Geophys. Res. Lett.*, 28, 2569–2572, doi:10.1029/2001GL013052, 2001.
- Richardson, I. G., Cane, H. V., and Cliver, E. W.: Sources of geomagnetic activity during nearly three solar cycles (1972–2000), *J. Geophys. Res.*, 107, 1187, doi:10.1029/2001JA000504, 2002.
- Šafránková, J., Hayosh, M., Gutynska, O., Němeček, Z., and Přeč, L.: Reliability of prediction of the magnetosheath B<sub>Z</sub> component from interplanetary magnetic field observations, *J. Geophys. Res.*, 114, A12213, doi:10.1029/2009JA014552, 2009.
- Shevryev, N. N. and Zastenker, G. N.: Some features of the plasma flow in the magnetosheath behind quasi-parallel and quasi-perpendicular bow shocks, *Planet. Space Sci.*, 53, 95–102, doi:10.1016/j.pss.2004.09.033, 2005.
- Shevryev, N. N., Zastenker, G. N., and Du, J.: Statistics of low-frequency variations in solar wind, foreshock and magnetosheath: INTERBALL-1 and CLUSTER data, *Planet. Space Sci.*, 55, 2330–2335, doi:10.1016/j.pss.2007.05.014, 2007.
- Shue, J.-H., Song, P., Russell, C. T., Steinberg, J. T., Chao, J. K., Zastenker, G., Vaisberg, O. L., Kokubun, S., Singer, H. J., Detman, T. R., and Kawano, H.: Magnetopause location under extreme solar wind conditions, *J. Geophys. Res.*, 103, 17691–17700, doi:10.1029/98JA01103, 1998.
- Smith, C. W., L'Heureux, J., Ness, N. F., Acuña, M. H., Burlaga, L. F., and Scheifele, J.: The ACE Magnetic Fields Experiment, *Space Sci. Rev.*, 86, 613–632, doi:10.1023/A:1005092216668, 1998.
- Sonnerup, U. Ö. and Scheible, M.: Minimum and maximum variance analysis, in: *Analysis Methods for Multi-spacecraft Data*, edited by: Paschmann, G. and Daly, W., ISSI Scientific Report, 1998.
- Soucek, J. and Escoubet, C. P.: Predictive model of magnetosheath plasma flow and its validation against Cluster and THEMIS data, *Ann. Geophys.*, 30, 973–982, doi:10.5194/angeo-30-973-2012, 2012.
- Spreiter, J. R., Summers, A. L., and Alksne, A. Y.: Hydromagnetic flow around the magnetosphere, *Planet. Space Sci.*, 14, 223–253, doi:10.1016/0032-0633(66)90124-3, 1966.
- Stone, E. C., Frandsen, A. M., Mewaldt, R. A., Christian, E. R., Margolies, D., Ormes, J. F., and Snow, F.: The Advanced Composition Explorer, *Space Sci. Rev.*, 86, 1–22, doi:10.1023/A:1005082526237, 1998.
- Turc, L., Fontaine, D., Savoini, P., Hietala, H., and Kilpua, E. K. J.: A comparison of bow shock models with Cluster observations during low Alfvén Mach number magnetic clouds, *Ann. Geophys.*, 31, 1011–1019, doi:10.5194/angeo-31-1011-2013, 2013.
- Turc, L., Fontaine, D., Savoini, P., and Kilpua, E. K. J.: A model of the magnetosheath magnetic field during magnetic clouds, *Ann. Geophys.*, 32, 157–173, doi:10.5194/angeo-32-157-2014, 2014.
- Yermolaev, Y. I., Nikolaeva, N. S., Lodkina, I. G., and Yermolaev, M. Y.: Geoeffectiveness and efficiency of CIR, sheath, and ICME in generation of magnetic storms, *J. Geophys. Res.*, 117, A00L07, doi:10.1029/2011JA017139, 2012.
- Zhang, J., Liemohn, M. W., Kozyra, J. U., Lynch, B. J., and Zurbuchen, T. H.: A statistical study of the geoeffectiveness of magnetic clouds during high solar activity years, *J. Geophys. Res.*, 109, A09101, doi:10.1029/2004JA010410, 2004.





## Résumé

Les nuages magnétiques sont des structures émises par le Soleil lors d'éruptions violentes et qui se propagent ensuite dans le système solaire à des vitesses supersoniques. Ils se démarquent du vent solaire ambiant par un renforcement de l'intensité du champ magnétique et une rotation lente de sa direction. Ils sont à l'origine de fortes perturbations dans l'environnement magnétique terrestre qui peuvent avoir des conséquences importantes sur les activités humaines. Lorsque les nuages magnétiques arrivent au voisinage de la Terre, ils rencontrent tout d'abord le choc d'étrave. Dans ce travail de thèse, nous nous sommes intéressés à l'altération de la structure magnétique des nuages magnétiques à la traversée de l'onde de choc terrestre et lors de leur propagation en aval de celui-ci. En effet, toute modification significative aurait alors d'importantes implications pour la prédiction des perturbations induites dans l'environnement terrestre. Ce problème a été abordé sous trois angles complémentaires : l'analyse comparative de données de satellites en orbite autour de la Terre, le développement d'un modèle décrivant de façon globale la traversée du choc et la propagation du nuage en aval de celui-ci, et enfin l'utilisation de simulations numériques reproduisant de façon plus réaliste certains éléments de la physique de cette interaction. Les résultats obtenus à l'aide de ces trois approches s'accordent pour montrer que la variation de la structure magnétique des nuages magnétiques au passage de l'onde de choc est étroitement liée à la configuration de choc rencontrée, définie par la valeur de  $\Theta_{Bn}$ , angle entre la normale au choc et le champ magnétique du nuage en amont du choc. Nous montrons qu'une configuration quasi-perpendiculaire ( $\Theta_{Bn} \sim 90^\circ$ ) au niveau du choc modifie peu la structure magnétique du nuage. Au contraire, en configuration quasi-parallèle, sa structure est complètement perturbée. Dans ce dernier cas, on peut observer une inversion du champ magnétique du nuage et le développement de turbulence en aval de l'onde de choc. La modélisation de la région aval permet de localiser des régions favorables à la reconnexion magnétique et donc au développement d'activité magnétique dans l'environnement terrestre. A l'aide des simulations numériques, nous examinons les régions turbulentes en aval et aussi en amont de l'onde de choc. Au final, du fait de l'altération de leur structure au passage du choc, certains nuages magnétiques peuvent avoir un impact sur l'environnement terrestre très différent de celui attendu à partir de leurs caractéristiques en amont du choc.

## Abstract

Magnetic clouds are huge structures released from the Sun through violent eruptions, which then propagate into the solar system at supersonic speeds. They are characterised in the solar wind by an enhanced and smoothly-rotating magnetic field. They cause large disturbances in the Earth's environment which sometimes have an impact on human activities. When magnetic clouds arrive in the vicinity of Earth, they first encounter the bow shock. In this thesis, we focus on the alteration of the magnetic structure of the clouds at the bow shock's crossing and during their propagation in the downstream region. Any significant modification would indeed have important implications on the prediction of geomagnetic disturbances. Three different approaches are employed to address this issue: we first analyse data from different spacecraft orbiting Earth, then we develop a model describing as a whole the bow shock's crossing and the propagation of the magnetic cloud in the downstream region, and finally we use numerical simulations to study in more detail some aspects of the physics of this interaction. The results obtained with these three methods consistently show that the variation of the cloud's structure across the bow shock is strongly related to the shock configuration, defined by the value of  $\Theta_{Bn}$ , the angle between the normal to the shock's surface and the magnetic cloud's magnetic field in the solar wind. We show that a quasi-perpendicular configuration ( $\Theta_{Bn} \sim 90^\circ$ ) keeps the cloud's magnetic structure roughly unchanged. On the contrary, in a quasi-parallel geometry, the magnetic cloud's structure is strongly altered. Its magnetic field direction can then reverse and a high level of turbulence is observed downstream of the shock. Using the model we developed, we estimate the location of the regions favourable to reconnection processes, which give rise to disturbances in the Earth's environment. The numerical simulations allow us to investigate the turbulent regions downstream and also upstream of the bow shock. Finally, we find that, owing to the modification of their magnetic structure across the bow shock, the impact of certain magnetic clouds on the Earth's environment can differ from that estimated from their characteristics in the solar wind.