HAL
open science

# Origine et évolution des éjections coronales de masse dans l'héliosphère

Florian Regnault

## To cite this version:

Florian Regnault. Origine et évolution des éjections coronales de masse dans l'héliosphère. Astrophysique stellaire et solaire [astro-ph.SR]. Université Paris-Saclay, 2021. Français. NNT : 2021UPASP072 . tel-03419653

**HAL Id: tel-03419653**

**https://theses.hal.science/tel-03419653**

Submitted on 8 Nov 2021

**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.

# Origine et Évolution des Éjections Coronales de Masse dans l'Héliosphère

*Origin and Evolution of Coronal Mass Ejections in the Heliosphere*

**Thèse de doctorat de l'Université Paris-Saclay**

École doctorale n° 572 Ondes et Matière (EDOM)
Spécialité de doctorat : Physique
Unité de recherche : Université Paris-Saclay, CNRS, Institut d'astrophysique spatiale, 91405, Orsay, France
Référent : Faculté des sciences d'Orsay

**Thèse présentée et soutenue à Paris-Saclay, le 13 septembre 2021, par**


## Florian REGNAULT


### Composition du jury

| | |
|---|---|
| **Karine BOCCHIALINI**<br>Professeure, IAS - Université Paris-Saclay | Présidente |
| **Stefaan POEDTS**<br>Professeur, Department of Mathematics, KU Leuven | Rapporteur & Examinateur |
| **Andrei ZHUKOV**<br>Professeur, Royal Observatory of Belgium | Rapporteur & Examinateur |
| **Emilia KILPUA**<br>Professeure, Department of physics, University of Helsinki | Examinatrice |
| **Sophie MASSON**<br>Astronome-Adjointe, LESIA - Université PSL | Examinatrice |
| **Alexis ROUILLARD**<br>Chargé de recherche, IRAP - Université Toulouse III | Examinateur |

### Direction de thèse

| | |
|---|---|
| **Frédéric AUCHÈRE**<br>Astronome, IAS - Université Paris-Saclay | Directeur de thèse |
| **Miho JANVIER**<br>Astronome-Adjointe, IAS - Université Paris-Saclay | Co-encadrante |
| **Antoine STRUGAREK**<br>Ingénieur/chercheur (équivalent CR), CEA Saclay | Co-encadrant |

Thèse de doctorat


NNT : 2021UPASP072

# Remerciements

Je tiens à remercier l'ensemble des membres du jury. Je remercie particulièrement Karine BOCCHIALINI d'avoir présidé la soutenance ainsi que Andrei ZHUKOV et Stefaan POEDTS d'avoir rapporté le manuscrit de thèse. Je remercie également Emilia KILPUA, Sophie MASSON et Alexis ROUILLARD d'avoir examiné cette thèse.

Je remercie sincèrement les 3 personnes qui m'ont encadré durant ces 3 années très intenses. Merci Frédéric pour m'avoir aiguillé et aidé tant sur les parties administratives que scientifiques de cette thèse. Tes conseils m'ont énormément servi. Merci également Antoine pour ta très grande disponibilité et ton enthousiasme tout au long de cette thèse, j'ai vraiment apprécié travailler avec toi. Et enfin merci à Miho, personne sans qui ce projet n'aurait pas pu voir le jour, tu m'as énormément appris tant sur le monde de la recherche que sur le monde de la vulgarisation scientifique, je t'en suis très reconnaissant.

Je tiens également à remercier les collaborateurs avec lesquels j'ai travaillé durant ma thèse Jingnan GUO, Sergio DASSO, Christian GUTIERREZ et particulièrement Pascal DÉMOULIN.

Je remercie aussi les membres de l'équipe solaire et stellaire de l'IAS et du LDE3 au Département d'Astrophysique pour ces 3 années passées avec vous. J'ai une petite pensée pour mes camarades thésards de ces 2 labos et je vous souhaite bon courage pour la suite !

Je tiens à faire une mention spéciale à l'équipe administrative de l'IAS pour leur efficacité et leur disponibilité. Ils ont réussi à rendre les étapes administratives *presque* agréables à quelqu'un qui déteste faire ces tâches.

Au cours de ma thèse, j'ai eu l'honneur de partager des bureaux avec des gens vraiment super ! Merci à Barbara et Gabriel avec qui j'ai pu partager d'une part le bureau 413 mais aussi de nombreuses astuces Pythonesques ou PLUTOesques (même en distanciel !).

Je n'oublie pas, bien sûr, le bureau 232, lieu de concentration de bruits étranges et de blagues de mauvais goût du bâtiment 709. Sincèrement, merci à vous, membres du bureau 232 passés ou présents. J'ai passé de très bon moments dans ce bureau je ne risque pas de les oublier de si tôt. Aurélie, petit ange partie trop tôt, merci ~~d'avoir essayé~~ pour toutes ces discussions autour de l'open source et pour ces bons moments. L'open source vaincra ! Cher Quentin, bon courage pour la relève ! Le bureau te paraitra bien silencieux

sans Jérémy et moi je pense. Bon courage à toi pour la suite ! Quant à toi Jérémy, ressource de sel infini depuis 4 ans quasiment que nous nous connaissons. Ce fût de très bons moments que nous avons passés ensemble, je ne les oublierais pas et je suis sûr qu'il y en aura encore plein d'autres !

Je tiens également à remercier Aurélien et Pierre G. pour tous les bons moments passés : des fois à réparer le saint C14 et ses instruments, d'autres à partager une bonne bouffe mais aussi à faire de la *démocratie*. Tout ça depuis maintenant 6 ans ! Ça ne nous rajeunit pas…

Chers Clément et Pierre D., vous avez été une source de questionnements sur des aspects bien plus que scientifiques au cours de la thèse. Vous avez certainement été des acteurs notables de mon évolution au cours de ces dernières années et je vous en remercie sincèrement.

Ma passion pour la physique et les maths a largement été alimentée par les cours que j'ai pu suivre durant mes études et pour cela je remercie les enseignants que j'ai pu avoir en prépa ou durant ma licence et mon master !

Je tiens également à remercier ma famille pour son soutien tout au long de mes longues années d'études (avec un parcours assez biscornu) et qui m'a permis d'en arriver là aujourd'hui.

Et enfin : Alice. Je te remercie énormément pour ces 6 dernières années passée ensembles, je suis chanceux de t'avoir à mes côtés et surtout je te remercie de m'avoir supporté durant ces années ! C'est actuellement à ton tour de passer l'épreuve de la thèse. C'est une épreuve difficile, mais je suis sûr que tu peux y arriver et que tu en as les capacités. Il faut que tu t'accordes plus de confiance !

# Résumé

Les éjections coronales de masse interplanétaires (ICMEs ci-après, pour Interplanetary Coronal Mass Ejections en anglais) proviennent de l'éruption de structures magnétiques complexes dans l'atmosphère solaire. Elles se propagent dans le milieu interplanétaire, où elles peuvent être analysées par des sondes spatiales. Les ICMEs sont connues pour générer des tempêtes géomagnétiques capables de perturber nos technologies sur Terre. L'étude des ICMEs pourrait nous permettre de prévoir et de réduire leur impact sur notre technologie.

Lorsqu'elles sont assez rapides, les ICMEs peuvent accumuler assez de plasma de vent solaire pour former une gaine devant elles. Elles sont donc constituées de deux sous-structures principales : une gaine et un éjecta magnétique (ME). L'éjecta magnétique est la partie principale d'une ICME où le champ magnétique est plus intense et plus régulier que celui du vent solaire. L'objectif de cette thèse est d'étudier les mécanismes physiques qui se produisent pendant la propagation d'une ICME dans le système solaire.

Pour ce faire, nous effectuons d'abord une étude statistique, que l'on appelle la méthode des époques superposées, sur un catalogue de plus de 300 ICMEs où nous considérons les profils des paramètres physiques (tels que l'intensité du champ magnétique, la vitesse, la température, etc) des ICMEs détectées proches de la Terre par la sonde spatiale Advanced Composition Explorer (ACE). En particulier, nous étudions différentes classifications possibles des ICMEs, par exemple en fonction de leur vitesse, de la phase du cycle solaire où elles sont détectées, et de la détection d'un nuage magnétique ou non (MC). Il s'agit d'un sous-ensemble des MEs avec une rotation claire du champ magnétique et une faible température du plasma par rapport au vent solaire. Nous trouvons que les ICMEs ne sont pas distribuées en groupes distincts, mais plutôt dans un continuum dans leur espace de paramètres. Nous confirmons que les ICMEs lentes ont un profil plus symétrique que les ICMEs rapides, généralisant ainsi le travail effectué sur un échantillon de 44 ICMEs avec des nuages magnétiques identifiés par Masias-Meza et al. 2016. Les ICMEs rapides montrent également des signes de compression dans leur éjecta magnétique et dans leur gaine. Ce travail soulève alors la question de l'effet du vent solaire sur les profils des ICMEs plus loin dans le système solaire.

Parallèlement à cette étude, nous présentons les résultats de la simulation de la propagation d'un ensemble de tubes de flux Titov-Démoulin (Titov et al. 2014) avec différents champs magnétiques et tailles au sein d'un vent solaire idéalisé. Ceci est réalisé avec le

module magnétohydrodynamique 3D du code PLUTO sur une grille à maillage adaptatif. Notre grille commence dans la basse couronne et va jusqu'à 2 unités astronomiques. On peut alors étudier l'effet de l'intensité du champ magnétique ou de la taille d'un tube de flux à l'initiation sur ses propriétés durant la propagation. Ceci met alors en évidence les processus physiques qui se produisent durant la propagation. Nous constatons que les tubes de flux plus minces tournent différemment des tubes de flux plus épais durant les premières phases de propagation. L'évolution du champ magnétique du tube de flux au cours de sa propagation est en accord avec les lois d'évolution déduites des observations. Les profils in situ synthétiques au niveau de Mercure et de la Terre issus de nos simulations s'accordent bien avec les résultats de Janvier et al. 2019 et Regnault et al. 2020. Les composantes magnétiques des tubes de flux simulés correspondent bien à ce que nous attendons de la théorie (Lundquist et al. 1950).

Cette thèse présente ainsi les bases pour modéliser de manière auto-cohérente en 3D l'éruption et la propagation des ICMEs depuis la basse couronne jusqu'à l'orbite de la Terre.

# Abstract

Interplanetary Coronal Mass Ejections (ICMEs) originate from the eruption of complex magnetic structures occurring in our star's atmosphere. They propagate in the interplanetary medium, where they can be probed by spacecraft. ICMEs are known to generate geomagnetic storms that can disturb our technologies on earth. Studying ICMEs could, therefore, allow us to predict and lower their impact in our technology. When they are fast enough, ICMEs can accumulate enough solar wind plasma to form a sheath ahead of them. They therefore consist of two main substructures : a sheath and a magnetic ejecta (ME). The magnetic ejecta is the main body of an ICME where the magnetic field is more intense and with less variance than that of the ambient solar wind. The aim of this PhD is to study the physical mechanisms that happen during the propagation of an ICME.

To do so, we first run a statistical study using the superposed epoch analysis technique on a catalogue of more than 300 ICMEs where we consider the profiles of the physical parameters (like the magnetic field intensity, the speed, the temperature, etc) of the ICMEs detected close to the earth by the Advanced Composition Explorer (ACE) spacecraft. In particular, we investigate different possible classifications of ICMEs, for example based on their speeds, the phase of the solar cycle when they are detected, and the detection of an associated magnetic cloud (MC) or not. MCs are a subset of MEs with a clear rotation of the magnetic field as well as a low plasma temperature compared with the solar wind. We show that ICMEs are not distributed in distinct clusters, but rather in a continuum in their parameter space. We confirm that slow ICMEs have a more symmetric profile than fast ICMEs, therefore generalizing the work made on a sample of 44 ICMEs with clearly identified magnetic clouds by Masias-Meza et al. 2016. We also find that fast ICMEs show signs of compression in both their magnetic ejecta and in their sheath, this work raises the question of the role of the solar wind in shaping ICME profiles further in the heliosphere.

In parallel, we present the simulation results of the propagation of a set of Titov-Démoulin flux ropes (Titov et al. 2014) with different magnetic fields and sizes within an idealized solar wind. This is done with the 3D magnetohydrodynamic module of the PLUTO code on an adaptative mesh refinement grid. Our grid starts in the low corona and goes up to 2 astronomical units. This allows us to study the effect of the magnetic field intensity or of the size of the flux rope at the initiation on its properties during the propagation, highlighting the physical processes happening during the propagation. We find that thinner flux ropes rotate differently than thicker ones in the initial phase of the propagation.

The evolution of the magnetic field of the flux rope during the propagation agrees with evolution laws deduced from observations. Synthetic in situ profiles at Mercury and at the Earth in the simulations agree with the results of Janvier et al. 2019 and Regnault et al. 2020. The magnetic components of the simulated flux rope match well with what we are expecting from theory (Lundquist et al. 1950).

This thesis therefore presents the grounds for modelling self-consistently in 3D the eruption and propagation of ICMEs from the low corona up to the orbit of the Earth.

# Table des matières


**1 Introduction** **7**

1.1 La météorologie de l'espace . . . . . 8

1.1.1 Les effets de l'activité solaire . . . . . 8

Les aurores polaires . . . . . 9

Perturbations des systèmes électriques . . . . . 10

Perturbations des communications . . . . . 12

Perturbations des satellites . . . . . 12

Perturbations biologiques . . . . . 12

1.1.2 Prédire l'activité du Soleil . . . . . 13

1.2 Le Soleil et son atmosphère . . . . . 13

1.3 La dynamique du Soleil et de son atmosphère . . . . . 16

1.3.1 Le cycle solaire . . . . . 16

1.3.2 Les éjections coronales de masse . . . . . 18

Origine de l'éruption . . . . . 18

Observation de l'éruption . . . . . 19

1.3.3 Les événements solaires à particules . . . . . 21

1.4 Objectifs de cette thèse . . . . . 23

**2 Étude statistique des caractéristiques des profils typiques d'ICME à 1 ua** **25**

2.1 Introduction . . . . . 26

2.1.1 Signatures typiques d'une ICME . . . . . 26

La gaine . . . . . 27

L'éjecta magnétique . . . . . 28

Les nuages magnétiques : un sous-ensemble des MEs dans les données *in situ* . . . . . 28

Les événements sans gaine . . . . . 30

2.1.2 Données . . . . . 30

2.1.3 Un exemple d'ICME . . . . . 32

2.1.4 Catalogue d'évènements . . . . . 34

2.2 Méthode des époques superposées . . . . . 35

2.2.1 Principe . . . . . 35

2.2.2 Raffinement du catalogue d'événements . . . . . 38

2.2.3 Une étape de la SEA : les histogrammes empilés . . . . . 38

2.3 Distribution des paramètres physiques dans les différentes régions d'une ICME . . . . . 39

2.3.1 Distribution log-normale . . . . . 40

2.3.2 Détail des histogrammes dans chaque sous structure . . . . . 42

2.3.3 Les propriétés typiques des différentes sous structures . . . . . 44

2.4 La classification des ICMEs . . . . . 46

2.4.1 L'intérêt de la classification . . . . . 46

2.4.2 Classifications avec l'algorithme k-means . . . . . 47

2.4.3 Classifications des ICME avec le k-means . . . . . 49

2.4.4 Conclusions . . . . . 52

2.5 Application de la SEA aux données de ACE à 1 ua . . . . . 52

2.5.1 Résumé de Regnault et al., 2020 . . . . . 52

ICMEs avec une gaine . . . . . 52

ICMEs sans gaine . . . . . 53

ICMEs triées selon leur vitesse relative . . . . . 54
ICMEs triées en fonction du cycle solaire . . . . . 54
ICMEs triées en fonction de la signature d'un MC . . . . . 56
2.5.2 Article Regnault et al., 2020 . . . . . 57
2.5.3 Contribution . . . . . 81
2.6 Conclusion . . . . . 81

**3 Initiation de la propagation d'une ICME simulée 83**

3.1 Modéliser le vent solaire . . . . . 84
3.1.1 Le modèle de Parker . . . . . 85
3.1.2 Vent solaire polytropique . . . . . 87
3.1.3 La structure magnétique . . . . . 88
3.2 Modèle de couronne et de vent solaire avec le code PLUTO . . . . . 90
3.2.1 Présentation et système d'équations . . . . . 90
3.2.2 Grille à maillage adaptatif (AMR) . . . . . 92
3.2.3 Étalonner le modèle de vent . . . . . 94
Calcul de $\dot{M}$ et $\dot{J}$ dans la simulation . . . . . 95
Estimation de $\dot{M}_\odot$ et $\dot{J}_\odot$ à partir des observations . . . . . 96
3.2.4 Propriétés du modèle de vent étalonné . . . . . 97
3.2.5 Les conditions aux bords . . . . . 99
3.3 Une première approche de la propagation de tube de flux avec une simulation 2.5D . . . . . 100
3.4 Simulation numérique d'un tube de flux TDm . . . . . 102
3.4.1 Construire un tube de flux stable . . . . . 103
3.4.2 Ajouter un tube TDm dans une simulation PLUTO . . . . . 104
3.4.3 Phase de relaxation . . . . . 107
3.4.4 Conditions aux limites . . . . . 107
3.5 Conclusion . . . . . 108

**4 Analyse de la propagation** **109**

4.1 Présentation des cas étudiés . . . . . 110

4.2 Éruption du modèle TDm . . . . . 111

4.2.1 Les premiers instants . . . . . 111

4.2.2 Début de la propagation . . . . . 115

La gaine . . . . . 115

La structure magnétique de l'ICME simulée . . . . . 118

4.3 Coupes de la propagation du tube de flux . . . . . 119

4.3.1 Forme du choc . . . . . 122

4.3.2 La gaine . . . . . 122

4.3.3 Éjecta magnétique . . . . . 124

4.3.4 L'orientation des tubes de flux . . . . . 125

4.4 Profils de l'ICME . . . . . 127

4.4.1 Profils instantanés à différentes distances . . . . . 127

Le champ magnétique . . . . . 129

La densité et la vitesse . . . . . 130

La taille du tube de flux . . . . . 130

4.4.2 Traversées synthétiques . . . . . 132

Gaine . . . . . 133

Ejecta magnétique . . . . . 133

Le sillage . . . . . 137

4.5 Effet de la trajectoire du satellite . . . . . 137

4.5.1 Effet de la position dans le plan méridien . . . . . 138

4.5.2 Effet de la position dans le plan équatorial . . . . . 139

4.6 Évolution du tube de flux durant sa propagation . . . . . 140

4.6.1 Suivre le tube de flux . . . . . 140

4.6.2 Comparaison aux observations . . . . . 141

4.6.3 Comparaison à la simulation EUHFORIA . . . . . 144

Le champ magnétique . . . . . 145

La température . . . . . 146

Le paramètre plasma $\beta$ . . . . . 146

La densité . . . . . 146

La vitesse . . . . . 147

4.6.4 Synthèse . . . . . 147

4.7 Conclusion . . . . . 148

**5 Conclusion et perspectives** **151**

5.1 Synthèse des résultats et conclusions . . . . . 151

5.2 Perspectives . . . . . 152

5.2.1 Contributions à d'autres études scientifiques . . . . . 152

5.2.2 Perspectives de la simulation . . . . . 153

Amélioration du modèle de vent solaire . . . . . 153

Approfondir l'étude des tubes de flux TDm . . . . . 154

Propagation dans une structure magnétique héliosphérique issue des observations . . . . . 154

5.2.3 Perspectives observationnelles . . . . . 154

Étude statistique des MCs . . . . . 155

Multiplier les sources de données . . . . . 155

# 1

# Introduction

## Sommaire


**1.1 La météorologie de l'espace** . . . . . **8**
1.1.1 Les effets de l'activité solaire . . . . . 8
1.1.2 Prédire l'activité du Soleil . . . . . 13
**1.2 Le Soleil et son atmosphère** . . . . . **13**
**1.3 La dynamique du Soleil et de son atmosphère** . . . . . **16**
1.3.1 Le cycle solaire . . . . . 16
1.3.2 Les éjections coronales de masse . . . . . 18
1.3.3 Les événements solaires à particules . . . . . 21
**1.4 Objectifs de cette thèse** . . . . . **23**


Le 13 mars 1989, 6 millions de Canadiens subissent une coupure d'électricité qui plonge une partie du pays dans le noir pendant plusieurs heures [1] [2]. L'origine de cette coupure d'électricité n'est pas terrestre, mais solaire. En effet, une éjection produite par le Soleil environ 3 jours auparavant a déclenché une suite de phénomènes physiques qui vont mener à une surtension du réseau électrique, provoquant ainsi les coupures électriques observées.

Cet évènement n'est pas un cas isolé, il s'agît d'un des nombreux exemples de l'effet du Soleil sur la Terre et nos vies. Bien que des événements de cette intensité soient rares, le Soleil interagit régulièrement avec les objets du système solaire (dont la Terre) par le biais de l'éjection de structures magnétiques, de matière, ou encore par l'émission de particules très énergétiques. Les travaux réalisés dans le cadre de cette thèse se concentrent sur l'étude de la propagation des structures magnétiques du Soleil à la Terre. Comment évoluent ces structures magnétiques au cours de leur propagation ? Quels sont les mécanismes sous-jacents à la propagation de ses structures magnétiques ? Cette thèse a pour objectif d'apporter des éléments de réponses à ces questions.

1. **https://www.nasa.gov/topics/earth/features/sun_darkness.html**
2. **https://ici.radio-canada.ca/ohdio/premiere/emissions/les-annees-lumiere/segments/chronique/111258/panne-electricite-mars-1989-hydro-quebec**

Dans ce chapitre introductif, nous allons d'abord discuter dans la section 1.1 de l'effet de l'activité du Soleil sur les technologies que nous utilisons dans notre société. Nous présentons comment l'atmosphère du Soleil est structurée en section 1.2. Nous allons voir, par la suite, dans la section 1.3 la dynamique de cette atmosphère avec les événements *éruptifs* qui se déroulent sur des échelles de temps de l'ordre de la minute à plusieurs heures et qui sont en partie responsables des événement décrits dans la section 1.1. Puis, nous verrons la variation cyclique de l'activité du Soleil et de son atmosphère. Enfin, nous verrons en section 1.4 les objectifs scientifiques qui ont été fixés pour cette thèse.

## 1.1 La météorologie de l'espace

Une cause de perturbations technologiques (comme des coupures de courant, ou la perturbation du signal GPS) est les tempêtes solaire émises par le Soleil. Elles correspondent à l'éjection de plasma et de champ magnétique dans le milieu interplanétaire. De plus, le Soleil est également le lieu d'accélération de particules qui peuvent devenir très énergétiques et interagir avec l'atmosphère terrestre. On parle alors d'événement solaire à particules.

Dans cette section, nous décrivons les effets que ces 2 types d'événements peuvent avoir sur notre société. Une description un peu plus détaillée sur leur origine physique peut être trouvée dans les sections 1.3.2 et 1.3.3.

### 1.1.1 Les effets de l'activité solaire

Lors de leur propagation dans le milieu interplanétaire, les tempêtes solaires peuvent rencontrer la Terre et interagir avec le champ magnétique terrestre, la magnétosphère. Une façon de quantifier cette interaction est de calculer l'index *Dst* (en nano-Testla, nT). Il mesure la modification de l'intensité du champ magnétique Terrestre à basse latitude.

On parle de tempête géomagnétique lorsque l'index $Dst < -150$ nT. La tempête solaire de 1989 (citée au début de ce chapitre) a provoqué un $Dst < -600$ nT. La figure 1.1 montre le paramètre $Dst$ durant le mois de Mars 1989. On repère aux alentours du 14 Mars une très forte baisse du $Dst$ correspondant à la tempête géomagnétique provoquée par l'éruption solaire émise 3 jours auparavant.

Pour donner un ordre d'idée de la violence de cette tempête géomagnétique, on estime que la tempête solaire la plus intense jamais observée par les humains avait un $Dst < -850$ nT (Siscoe et al., 2006). Cet évènement est connu sous le nom de l'évènement de Carrington (Carrington, 1859).

Il n'est cependant pas nécessaire d'avoir des tempêtes solaires de l'intensité de l'évènement de Carrington ou de la tempête qui a provoqué la coupure de courant au Canada pour obtenir des effets sur notre société. Selon Schrijver et al., 2014, le coût financier des

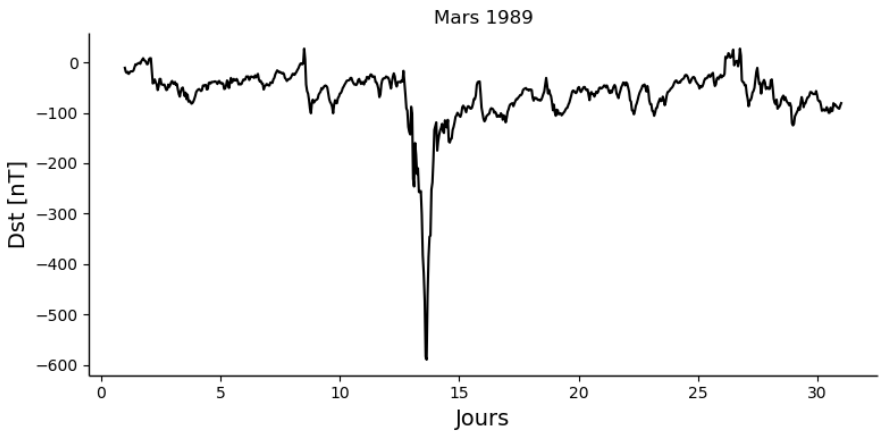



**FIGURE 1.1** – Évolution de l'index $Dst$ durant le mois de Mars 1989. Les données issues de cette figure proviennent du WDC for Geomagnetism, Kyoto **http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/wdc/Sec3.html**

dégradations ou de pertes de matériels électroniques provoqués par des phénomènes issus de la météorologie de l'espace aux États-Unis est estimé à quelques milliards de dollars par an. Ceci montre alors que les phénomènes liés à l'activité solaire ont un effet sur les infrastructures présentes sur Terre.

Nous allons maintenant voir quelques exemples d'effets des tempêtes solaires et des événements à particules sur les planètes du système solaire et sur les technologies qui font partie de nos vies quotidiennes.

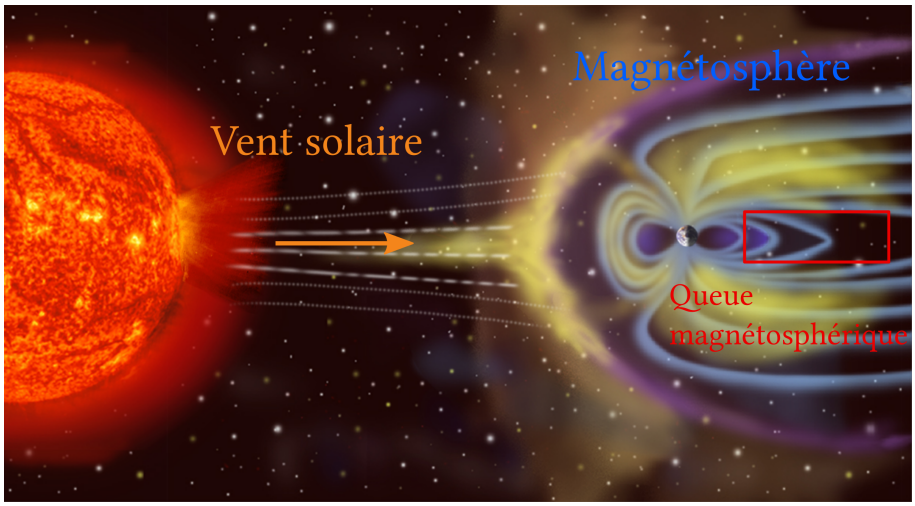



**FIGURE 1.2** – Vue d'artiste de l'interaction entre le Soleil et la Terre. Crédits : NASA

### LES AURORES POLAIRES

La magnétosphère est compressée par le flot permanent de particules chargées émis par le Soleil que l'on appelle le vent solaire. Ce flot de particules est défléchi par le cocon

magnétique que forme la magnétosphère. Cette dernière se retrouve donc compressée du côté jour de la Terre, comme on peut le voir dans la figure 1.2.

Lorsqu'une tempête solaire se propage dans le milieu interplanétaire et atteint la Terre, alors la compression subie par la magnétosphère est plus forte. Ceci provoque un rapprochement des lignes de champ au niveau de la queue de la magnétosphère (encadré rouge). Si le rapprochement subi par les lignes de champ magnétique au niveau de la queue est assez intense alors la topologie du champ magnétique se réarrange à cet endroit. C'est ce que l'on appelle la reconnexion magnétique.

Lors de la reconnexion, l'énergie accumulée sous forme magnétique se convertit en énergie thermique et cinétique. Ceci accélère les particules à cet endroit, et qui se propagent au niveau des pôles magnétiques de la Terre en suivant les lignes de champ magnétique.

Lorsque que ces particules énergétiques entrent dans l'atmosphère de la Terre, elles excitent les atomes de l'atmosphère. La figure 1.3a montre un exemple d'une aurore polaire vue depuis la station spatiale internationale (ISS, pour l'acronyme en anglais). La lumière des aurores polaires provient donc de l'émission provoquée par la désexcitation des éléments présents dans la haute atmosphère. Par exemple, l'oxygène produit la couleur verte ($\approx 557$ nm) bien connue des aurores polaires.

Les tempêtes solaires ne sont pas la seule source d'aurores polaires, des régions de vent solaire rapide peuvent également provoquer une compression suffisante de la magnétosphère et ainsi faire apparaître des aurores polaires.

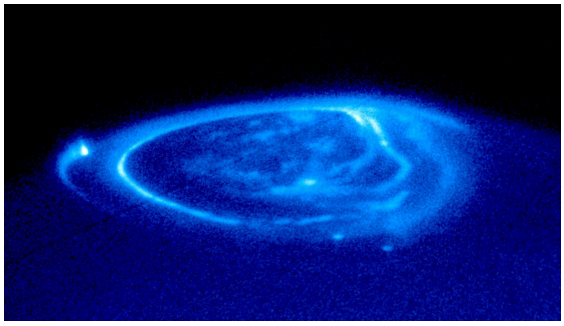
Les aurores polaires sont également observables sur d'autres planètes du système solaire. On en observe par exemple sur Jupiter et Saturne (Kurth et al., 2017 ; Bunce et al., 2008). Les figures 1.3b et 1.3c montrent des exemples d'observations en ultraviolet d'aurores polaires sur Jupiter et Saturne. Ces observations ont été réalisées par Hubble, un télescope spatial en orbite autour de la Terre (Kurth et al., 2017). En plus de l'émission aurorale, la figure 1.3b présente la trace des pieds d'interaction magnétique avec les satellites galiléens de Jupiter.

#### Perturbations des systèmes électriques

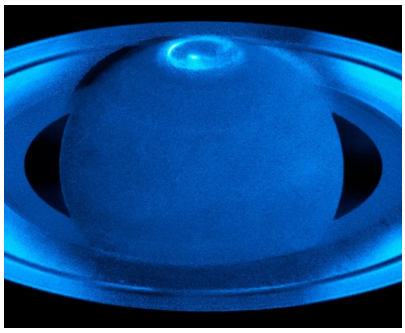
Historiquement, le premier système électrique qui fût perturbé par une tempête solaire est le télégraphe. Alors que des aurores polaires très brillantes apparaissaient dans le ciel, W. H. Barlow, 1849 observa un dysfonctionnement des télégraphes. Ce dysfonctionnement était dû à la formation de courants dans les lignes électriques du télégraphe induits par la variation du champ magnétique terrestre lors d'une tempête géomagnétique.

Ce courant supplémentaire dans les lignes électriques provoque des pannes notamment au niveau des transformateurs (Kappernman et Albertson, 1990). C'est ce qui a causé les coupures de courants lors de tempêtes géomagnétiques intenses comme celle qui est arrivée au Canada en 1989.

**(a)** Aurore polaire vue depuis la station spatiale internationale en orbite à 400 km de la surface Terrestre.
Crédits : Jack Fischer, Expedition 52, NASA



**(b)** Aurore polaire vue en ultraviolet au pôle de Jupiter par le télescope spatiale Hubble.
Crédits : Clarke et al., 2002



**(c)** Aurore polaire vue en ultraviolet par le télescope spatiale Hubble.
Crédits : ESA/Hubble, NASA & L. Lamy (Observatoire de Paris))

**Figure 1.3** – Aurores polaires sur les planètes Terre, Jupiter et Saturne.

### Perturbations des communications

Beaucoup de services (police, armée, aviation, etc) utilisent les communications sans fils via des signaux à hautes fréquences (HF). Le principe de fonctionnement de cette technologie réside dans le fait que le signal est émis en direction de l'espace pour être réfléchi sur l'ionosphère et pouvoir être reçu par une personne sur un autre continent par exemple.

Or, lors d'une tempête géomagnétique, des scintillations ionosphériques peuvent se créer (Bothmer et Daglis, 2007 ; Basu et al., 2010). Ce sont des perturbations de l'ionosphère qui peuvent endommager le signal qui se réfléchit dessus, le rendant ainsi impossible à comprendre par le receveur.

### Perturbations des satellites

Les systèmes sur Terre ne sont pas les seuls affectés par les évènements solaires. Lors de fortes tempêtes solaires, on observe des anomalies sur les satellites, voire une perte complète de ces derniers. Une série d'éruptions solaires et d'événements à particules, ayant eu lieu entre le 19 octobre et le 5 novembre 2003, a provoqué des anomalies sur une trentaine de satellites (Webb et Allen, 2004). Certains ont complètement été perdus suite à ces évènements. En effet, l'électronique à bord des satellites et même les panneaux solaires peuvent être fortement endommagés par les événements SEP (*Solar energetic particles* en anglais).

Alors que les communications HF sont envoyées d'un continent à l'autre par le biais d'une réflexion sur l'ionosphère, les communications avec les satellites doivent se faire à travers cette dernière. Les mêmes scintillations décrites précédemment peuvent rendre impossible la communication entre la Terre et les satellites dans l'espace. De plus, un réchauffement de l'ionosphère provoqué par l'arrivée d'une tempête solaire au niveau de la Terre modifie les propriétés de son atmosphère, notamment son indice optique. Or, le GPS se base sur la valeur de cet indice optique pour connaître sa position. La localisation par GPS peut donc être fortement affectée par les évènements solaires.

### Perturbations biologiques

La santé du personnel à bord des avions est également sensible à la météorologie de l'espace. En effet, en dehors de toutes tempêtes géomagnétiques, le taux de radiation à l'altitude de vol des avions est 100 fois supérieur à celui mesuré au sol (Bothmer et Daglis, 2007, chapitre 11, figure 11.40).

Des études montrent également que le comportement des animaux (notamment les espèces sensibles au champ magnétique terrestre) est affecté par l'activité solaire (Krylov, 2017). Par exemple, on trouve que les évènements solaires extrêmes peuvent mener à

l'échouage des cachalots dans la mer du Nord à cause des perturbations magnétiques provoquées par ces dernières (Vanselow et Ricklefs, 2005).

Les astronautes à bord de l'ISS orbitent à une distance approximative de 400 km de la surface. À cette distance, les astronautes sont moins protégés par l'atmosphère terrestre et subissent donc un taux de radiation supérieur. La quantité de radiation reçue par une personne sur Terre est d'environ 2.4 mSv/an alors qu'à une telle distance de la surface terrestre le taux de radiation atteint 1 mSv/jour, hors événement solaire. Si un flux de particules énergétiques est émis en direction de la Terre, on peut alors atteindre 100 mSv en quelques jours (Berger, 2008).

La question de la prévision et de la protection face aux radiations solaires est de première importance d'une part pour la santé des astronautes à bord de l'ISS et d'autre part si un vol habité vers Mars est envisagé.

### 1.1.2 Prédire l'activité du Soleil

La liste d'exemples de perturbations liées à l'activité du Soleil présentée précédemment est non exhaustive. Elle montre cependant bien la diversité des domaines de la physique impliqués dans la recherche de la limitation de ces effets sur nos vies quotidiennes.

Des instituts tels que la NOAA (*National Oceanic and Atmospheric Administration's* )/SWPC [3] (*Space Weather Prediction Center*) créé en 1941 au États-Unis et le ISES [4] (*International Space Environment Service*) ont pour mission de mettre en place des services opérationnels de prévision de météorologie utilisables par le service de l'aviation par exemple.

Nous venons de voir comment l'activité du Soleil avait un impact sur notre société. Dans la section qui suit nous allons discuter de l'origine physique des phénomènes cités ci-dessus.

## 1.2 Le Soleil et son atmosphère

Le Soleil est une boule de plasma (gaz ionisé) principalement composée d'hydrogène. Il est né de l'effondrement gravitationnel d'un nuage de gaz, il y a $\approx 4.57$ milliards d'années. Au cœur du Soleil se déroulent des réactions de fusion nucléaire convertissant progressivement l'hydrogène en hélium. Le cœur du Soleil a une température de $\approx 15$ MK. Les très fortes quantités d'énergie relâchées lors de ces réactions garantissent l'équilibre entre les forces de gravitation qui attirent les couches extérieures vers son cœur et la pression de radiation produite par les réactions de fusion.

Le Soleil émet des photons en son cœur et ces photons peuvent mettre 300 000 ans à sortir de l'intérieur du Soleil à cause de sa très forte densité, le rendant opaque. La surface

3. **https://www.swpc.noaa.gov/**
4. **http://www.spaceweather.org/**

du Soleil est définie comme le rayon auquel le plasma solaire devient transparent et les photons circulent ainsi librement dans le système solaire. La surface du Soleil est appelée la photosphère et possède une température de $\approx 5770$ K.

Contrairement à sa surface, l'atmosphère du Soleil n'est pas aussi brillante dans le visible. Ainsi, cette dernière est très peu visible. Les premières observations de l'atmosphère solaire ont eu lieu lors d'éclipses solaires qui permettent de cacher le disque solaire et de révéler son atmosphère. La figure 1.4 présente une photo composite de l'éclipse solaire de juillet 2019. On reconnaît au milieu la Lune et ses cratères. Sur son bord, on observe des zones rouges qui correspondent à des protubérances. De plus, sur cette image on observe que l'atmosphère du Soleil possède une structure filamentaire. Cette dernière est la manifestation du champ magnétique du Soleil et permet de se rendre compte de la structure magnétique du Soleil et de son atmosphère.

**Figure 1.4** – Photo composite de l'éclipse solaire de juillet 2019. Crédits : ESO/P. Horálek/Solar Wind Sherpas project

La figure 1.5 montre l'évolution de la température et de la densité électronique en fonction de la distance à la surface du Soleil. Au-dessus de la photosphère se trouve la chromosphère, c'est une région légèrement plus froide. Le passage de la chromosphère à la couronne solaire (partie extérieure de l'atmosphère solaire) est marqué par la région de transition. Dans cette région, on observe une augmentation très forte de la température et une diminution très forte de la densité du plasma.

La température très forte de la couronne solaire a été mise en avant par la présence d'espèces chimiques très ionisées. Typiquement, on observe du Fe XIII, il s'agît de l'élément Fer auquel 12 électrons ont été arrachés à cause de la forte température de la couronne. On observe également du Ne VI, O VI, Fe X et bien d'autres encore. L'existence de tels

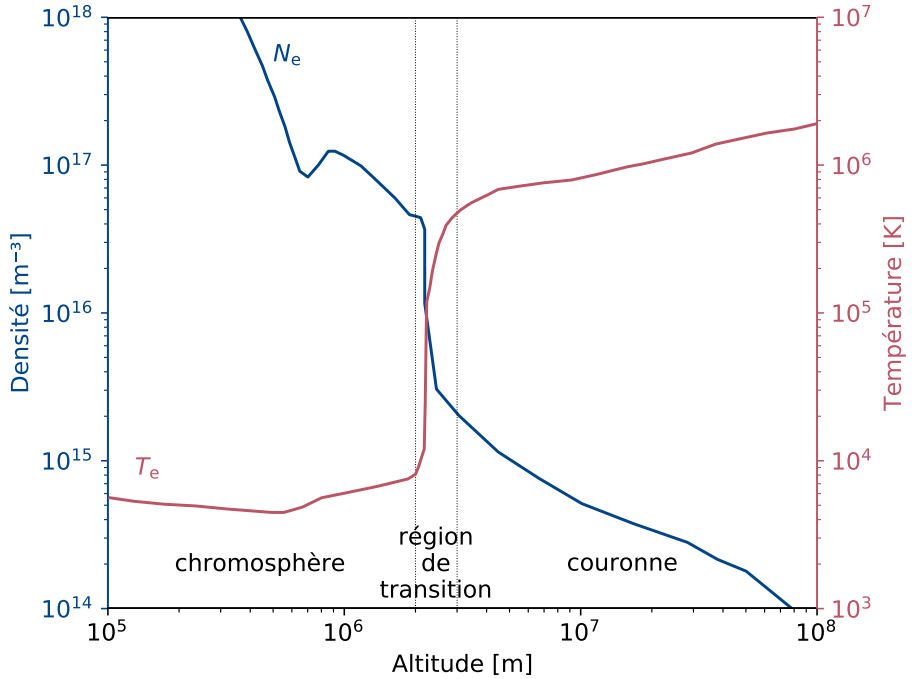



**Figure 1.5** – Évolution de la température (en rouge) et de la densité (en bleu) en fonction de la distance à la surface. Crédits : Pelouze, 2019

ions dans la couronne suggère une température de l'ordre de $10^6$ K. L'origine du chauffage n'est pas connue de façon complète et constitue ce que l'on appelle le *problème du chauffage coronal*. Cependant, des mécanismes comme le chauffage par des *nanoflares* comme suggéré dans Parker, 1988 ou du chauffage par ondes d'Alfvèn Wentzel, 1974 sont encore à l'étude aujourd'hui pour expliquer cette forte température. Pour avoir plus de détails sur ce problème, voir la revue Klimchuk, 2006.

Une façon d'étudier la couronne lointaine et sa dynamique est d'utiliser des coronographes. Ce sont des télescopes qui masquent le disque solaire et la basse couronne afin de pouvoir observer la couronne solaire en lumière visible sans avoir à attendre une éclipse solaire totale. Une image provenant du coronographe LASCO à bord du satellite SOHO est montrée en figure 1.6. Le disque solaire, qui est complètement masqué, est représenté par le cercle blanc. Les zones plus brillantes correspondent à des zones où de champ magnétique est fermé. On appelle cela des streamers. Tandis que les zones les plus sombres correspondent à des régions moins denses appelées des trous coronaux dans lequel le champ magnétique est ouvert.

Une autre façon d'étudier la couronne est de regarder dans l'extrême ultraviolet (EUV). En effet, à cause de sa forte température, la couronne émet dans ces longueurs d'onde alors que la photosphère n'y émet que faiblement. On peut ainsi observer la couronne sur le disque solaire et non seulement en dehors.

Le Soleil émet en permanence un flot continu de particules chargées que l'on appelle le vent solaire. Ce dernier remplit complètement le système solaire. On distingue deux populations de vent solaire : une composante lente et une composante rapide, respective-

ment à environ 400 km/s et 800 km/s (McComas et al., 2003) à 1 unité astronomique (ua, distance Terre-Soleil moyenne). Le vent solaire est discuté plus en détail dans la Section 3.1 de ce manuscrit.

De temps en temps, des évènements impulsifs tels que les éruptions qui éjectent de la matière et des structures magnétiques perturbent le vent solaire émis par le Soleil. On appelle cela des éjections coronales de masse (*Coronal Mass Ejections* ou CME, en anglais). Ces CMEs, lorsqu'elles s'échappent de la basse atmosphère du Soleil, sont au cœur du travail présenté dans cette thèse.

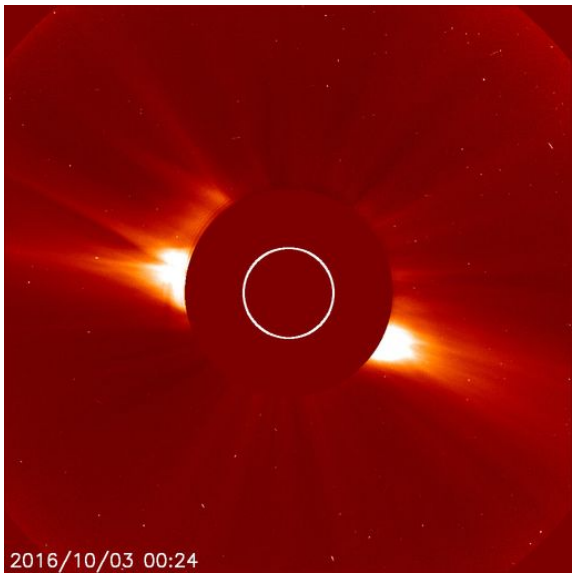



**Figure 1.6** – Image en lumière visible de la couronne solaire provenant du coronographe LASCO C2 à bord de la sonde SOHO. Le disque solaire est représenté par un disque blanc. La date de la prise d'image apparaît en bas à gauche.

## 1.3 La dynamique du Soleil et de son atmosphère

### 1.3.1 Le cycle solaire

Le champ magnétique solaire est connu pour changer de façon globale et cyclique sur des échelles de temps de l'ordre de 11 ans, c'est ce que l'on appelle le cycle solaire (Hathaway, 2010).

Historiquement, ce cycle a été mis en avant par le suivi du nombre de taches solaire à la surface du Soleil en lumière visible. Une tache solaire est une région où le champ magnétique est très intense. Tellement intense qu'il bloque le mouvement de convection, qui en temps normal permet le chauffage de la photosphère. La région de la tache solaire apparaît donc plus sombre puisqu'elle est plus froide. Comparée à la température de surface du Soleil qui est de $\approx$ 5770 K, les taches solaires possèdent une température se situant entre 3000 et 4000 K.

La figure 1.7 montre un complexe de taches solaires. La Terre, à l'échelle, est affichée en bas à gauche montrant que ces taches atteignent des tailles de plusieurs milliers à une dizaine de milliers de km.

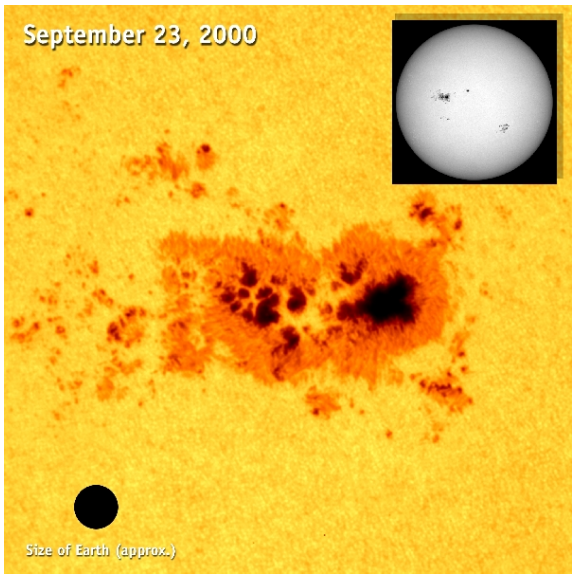



**Figure 1.7** – Complexe de taches solaires observé par le satellite SOHO. La date de la prise de vue apparaît en haut à gauche. La Terre mise à échelle apparaît en bas à gauche. Le disque solaire complet apparaît en haut à droite.
Crédits : **https://sohowww.nascom.nasa.gov**

On peut voir en figure 1.8 l'évolution du nombre de taches solaires depuis 1749 jusqu'à nos jours. On constate une évolution cyclique du nombre de taches solaires. On définit alors une phase calme du cycle solaire, lorsque le Soleil a peu de taches à sa surface et une phase active, quand le soleil a beaucoup de taches. Ce cycle provient de l'effet dynamo se déroulant à l'intérieur du Soleil. L'effet dynamo permet la création du champ magnétique du Soleil. Voir Hathaway, 2010 ; Brun et Browning, 2017 pour plus de détails.

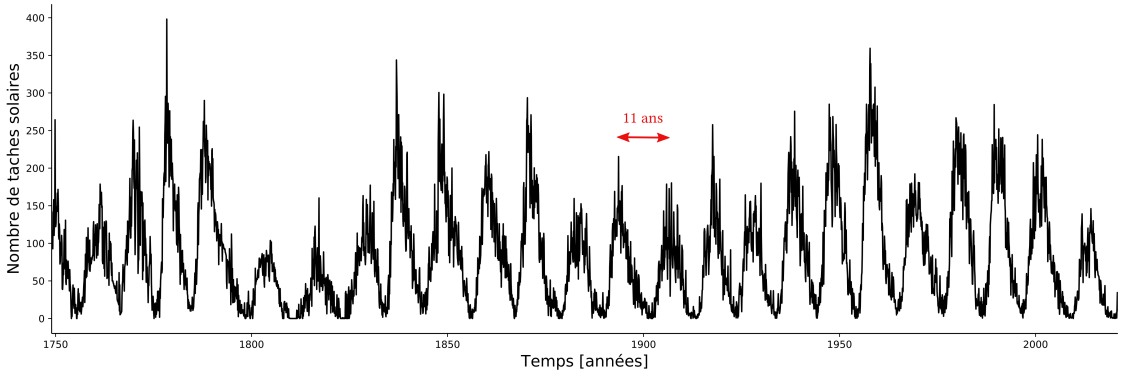



**Figure 1.8** – Évolution du nombre de taches solaire (moyenne mensuelle) depuis les années 1749 à nos jours. Les données sont disponibles sur **http://www.sidc.be/silso/**

L'évolution du nombre de taches solaires est observable dans le domaine du visible. Cependant, si on observe le Soleil en rayonnement ultraviolet pendant une période de 11

ans grâce à un instrument spatial (afin de ne pas être gênés par l'atmosphère terrestre qui bloque les ultraviolets), on obtient les images en figure 1.9. Ces images ont été prises grâce à la sonde spatiale SOHO.

Ces images montrent l'intensité lumineuse à la longueur d'onde de 284 Å (Angstrom, $10^{-10}$ m) sur une période de 10 ans. Cette longueur d'onde particulière correspond à l'émission de Fe XV (Fer ionisé 14 fois) dans l'atmosphère très chaude du Soleil.

Les zones brillantes que l'on observe sont des régions actives, ce sont des lieux où le plasma est chaud et le champ magnétique est intense et complexe. Les taches solaires se situent sous ces régions actives. Elles correspondent à la manifestation d'un champ magnétique très intense qui traverse la photosphère et s'étend jusque dans la couronne solaire.

On peut voir que de 1996 à 2001 le Soleil possèdent de plus en plus de régions actives. Puis de 2001 à 2006, c'est le phénomène inverse qui est observé.

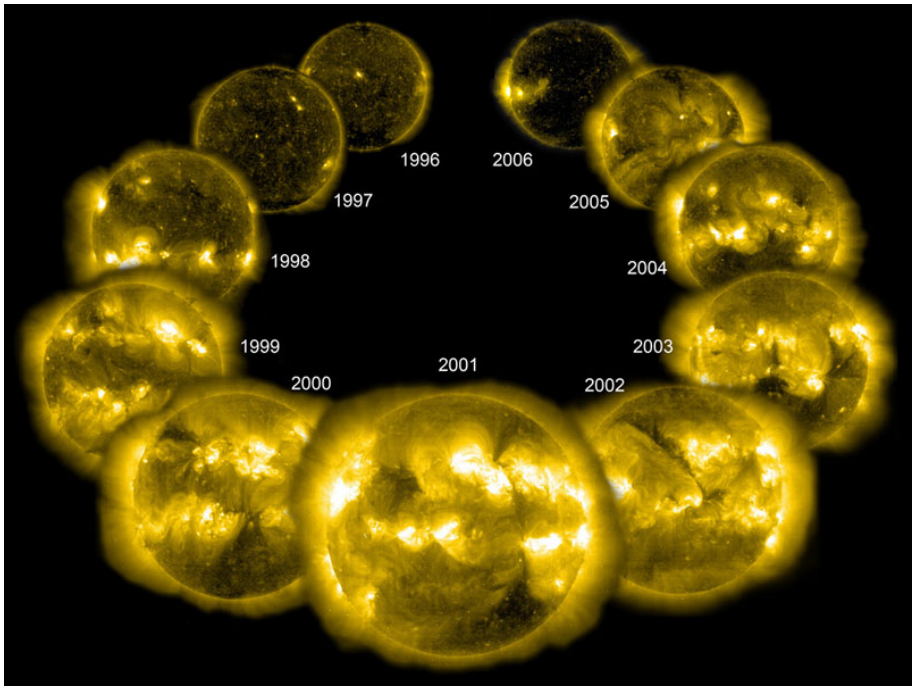



**Figure 1.9** – Assemblage de 11 images du Soleil en ultraviolet (171 Å) chacune à 1 an d'intervalle afin de mettre en avant l'évolution de l'atmosphère du Soleil au cours de l'un de ses cycles. Crédits : nasa.gov

### 1.3.2 Les éjections coronales de masse

#### Origine de l'éruption

Le Soleil possède toute une diversité de structures dans son atmosphère. On trouve parmi elles les protubérances. Elles correspondent à de la matière qui est suspendue dans l'at-

mosphère du Soleil d'une façon encore mal comprise aujourd'hui. Toutefois, des structures magnétiques telles que les tubes de flux torsadés pourraient expliquer cette suspension de matière. Ces protubérances sont liées à de forts flux magnétiques traversant la photosphère. Malheureusement, les limitations observationnelles nous empêchent de connaître la structure magnétique précise de ces protubérances. On ne sait pas aujourd'hui où exactement ces structures se reconnectent dans l'intérieur solaire, et ainsi plusieurs théories existent pour expliquer leur formation. D'un côté, elles peuvent provenir de la déstabilisation de structures organisées en profondeur dans la zone convective du Soleil, et ainsi émerger par *flottaison* à travers celle-ci (Fan, 2009). Elles pourraient aussi être formées très proche de la photosphère, au sein d'une fine couche par un mécanisme NEMPI (instabilité de pression magnétique effective négative), pour plus de détail voir Jabbari et al., 2014.

Quelle que soit leur origine, les tubes de flux torsadés dans l'atmosphère du Soleil peuvent être sujets à un équilibre entre les gradients de pression magnétique qui tendent à étendre cette structure et la tension magnétique exercée par les lignes de champ magnétique autour de la structure qui tendent à maintenir la structure magnétique en équilibre (Aulanier, 2013).

Lorsque cet équilibre est perdu, la structure magnétique peut s'effondrer (si la tension est plus grande que la pression magnétique) ou entrer en éruption (si la pression est plus grande que la tension magnétique). Si elle entre en éruption, alors l'énergie magnétique stockée dans la structure (sous forme de torsion magnétique par exemple) va ainsi se libérer et la mettre en mouvement.

#### Observation de l'éruption

La figure 1.10 montre une image de l'instrument AIA à bord de la sonde SDO d'une protubérance en pleine éruption. La Terre est montrée en bas à gauche pour donner une indication de la taille de la structure qui entre en éruption. La matière de la protubérance étant éjectée est encore à ce stade en forme d'arche. Cette éruption a eu lieu le 31 août 2012 et n'était pas orientée directement vers la Terre. Elle a tout de même interagi avec le champ magnétique de la Terre pour produire des aurores boréales $\approx 3$ jours plus tard.

On peut étudier la propagation de ces éruptions dans la couronne solaire en utilisant les coronographes. Les 2 images en figure 1.11 montrent le déplacement d'une CME vue en lumière visible dans les données de l'instrument LASCO. La plupart des CMEs possèdent une structure en trois parties comme indiqué sur la figure 1.11b (Illing et Hundhausen, 1985). Le front brillant correspond à la compression du plasma de la couronne sur la trajectoire de la CME. La cavité correspond à une zone où la densité est plus faible, c'est là où se situe la structure magnétique qui est entrée en éruption et le cœur brillant correspond à la protubérance.

Chen, 2011 présente une revue des propriétés typiques des CMEs. La masse éjectée lors de ces événement se situe entre $1 \times 10^{11}$ et $4 \times 10^{13}$ kg avec des vitesses allant de 20 km/s jusqu'à 2000 km/s et même 3500 km/s occasionnellement.

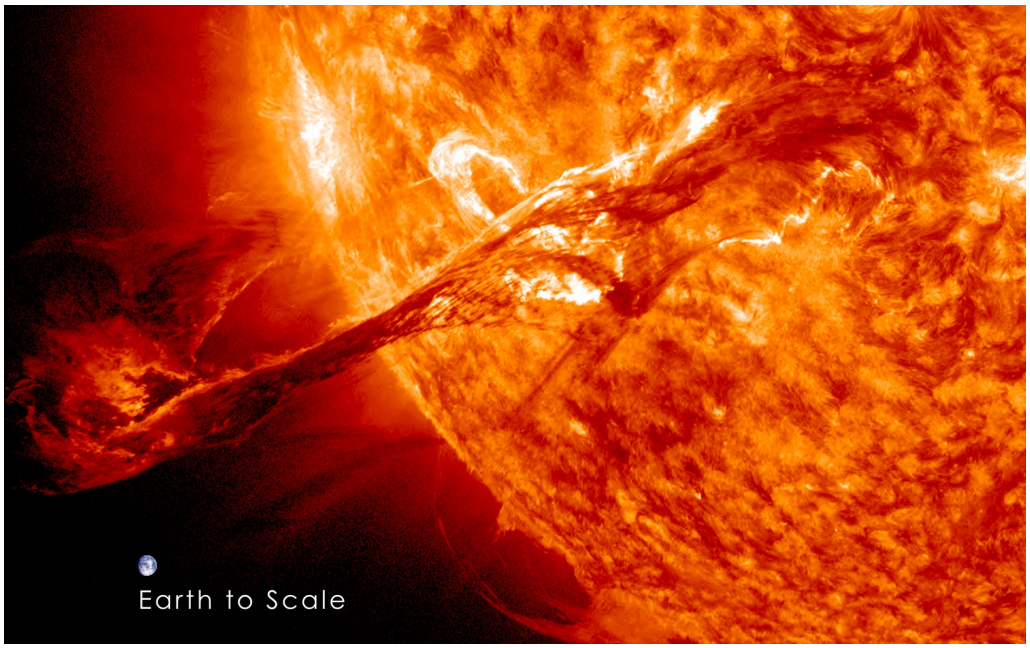
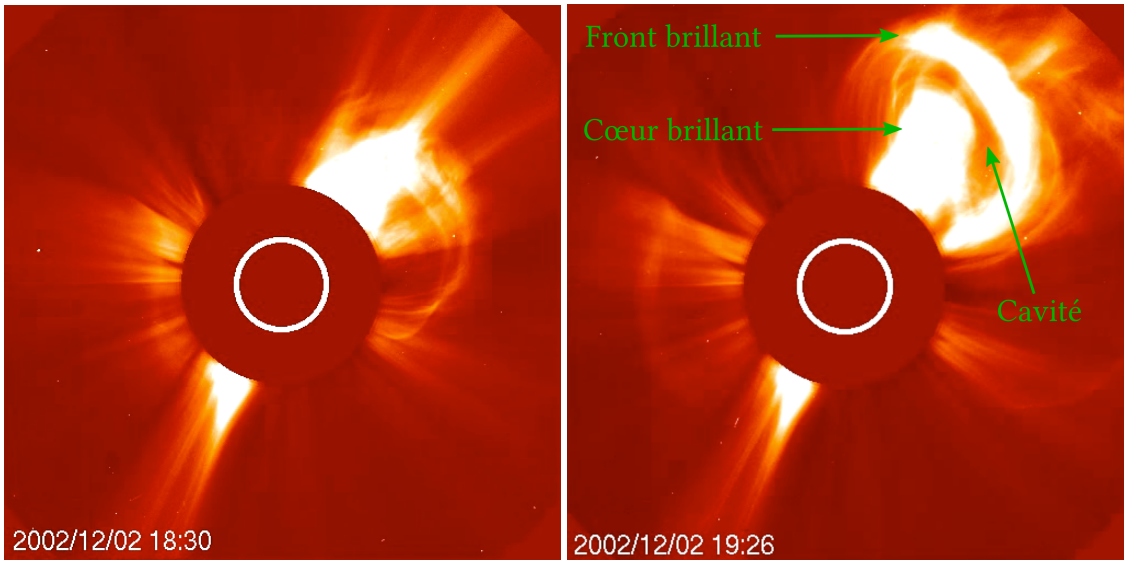



**Figure 1.10** – Image de l'éruption du 31 août 2012 vue en ultraviolet par l'instrument AIA (301 Å) à bord de la sonde SDO. La Terre est montrée en bas à gauche pour donner une indication de la taille de la structure. Crédits : Nasa.gov




**(a)** **(b)**

**Figure 1.11** – Données du coronographe LASCO C2 à bord de la mission SOHO montrant le départ d'une CME. On peut voir dans **(b)** la structure en trois parties (front brillant, cavité et cœur brillant d'une CME.

Une fois éjectées du Soleil, les CMEs se propagent dans le milieu interplanétaire. Durant leur propagation, ces dernières interagissent avec le vent solaire et sa structure dans l'héliosphère (sphère d'influence du Soleil) mais aussi avec le champ magnétique des différents objets du système solaire.

La fréquence temporelle des CMEs arrivant à la Terre varie en fonction du temps. Par exemple, en regardant le catalogue de Richardson et Cane, 2010 recensant les ICMEs (CMEs interplanétaires) détectées au niveau de la Terre, on observe que lors de l'année 2009, 11 ICMEs ont été détectées et en 2001, 48 ICMEs ont été détectées (soit quasiment une par semaine).

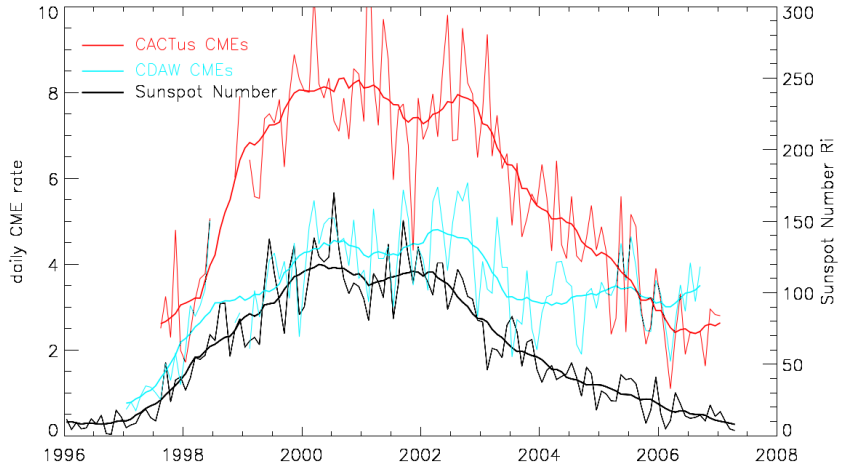



**Figure 1.12** – Évolution de 1996 à 2008 du nombre de taches solaires en noir, du nombre de CMEs dans les archives CDAW (*Coordinated Data Analysis Workshops* en anglais) en bleu et dans le catalogue CACTus en rouge. Crédits : **https://sohowww.nascom.nasa.gov**

Robbrecht et al., 2009 montrent également une modulation la fréquence des CMEs dans le temps. La figure 2 de cette étude est montrée en figure 1.12. Cette figure met en avant l'évolution de la fréquence des CMEs détectées par l'algorithme de détection automatique CACTus [5] (en rouge) et les CMEs présentes dans l'archive CDAW (*Coordinated Data Analysis Workshops*, en anglais) qui apparaissent en bleu de 1996 à 2007. À cette figure, on superpose le nombre de taches solaires que l'on observe sur cette même période. On observe alors que le nombre de CMEs que l'on détecte suit relativement bien le nombre de taches solaires à la surface du Soleil.

### 1.3.3 Les événements solaires à particules

On observe souvent, lors d'une CME, un embrillancement (ou *flare* en anglais) du plasma. Ceci peut s'expliquer par le réarrangement du champ magnétique lors de l'éruption qui libère de l'énergie thermique et cinétique. Un rayonnement UV-X est alors émis, provoquant l'embrillancement que l'on observe dans la figure 1.13 qui montre une image du Soleil en UV.

5. **http://www.sidc.be/cactus/**

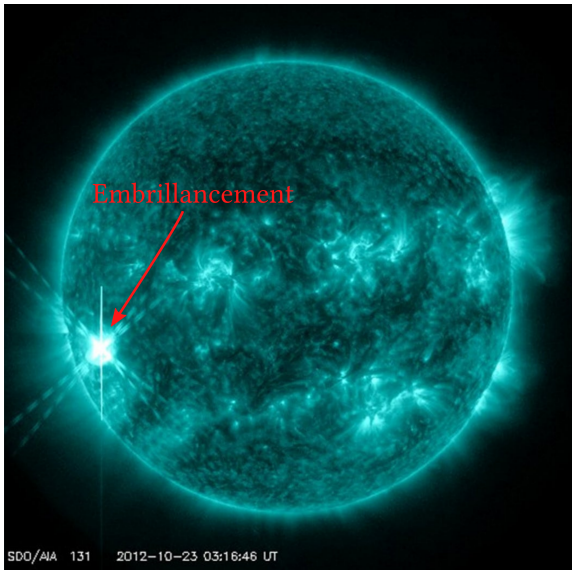



**Figure 1.13** – Image provenant l'instrument AIA à bord de la sonde SDO montrant le Soleil à 131 Å ($10^{-10}$ m, ultraviolet) lors d'un embrillancement. La date et l'heure apparaissent en bas à gauche de l'image.

Aarnio et al., 2011 ont mis en avant la corrélation spatiale et temporelle entre les embrillancements et les CMEs. La figure 1.14 montre un histogramme de la distance angulaire séparant un embrillancement et une CME séparés de moins de 2h. Les tirets noirs montrent les angles $\pm 45°$. On observe que le maximum de l'histogramme se situe aux alentours de 0. Cette figure montre alors une corrélation spatiale et temporelle de ces 2 phénomènes. Ces derniers sont donc potentiellement reliés.

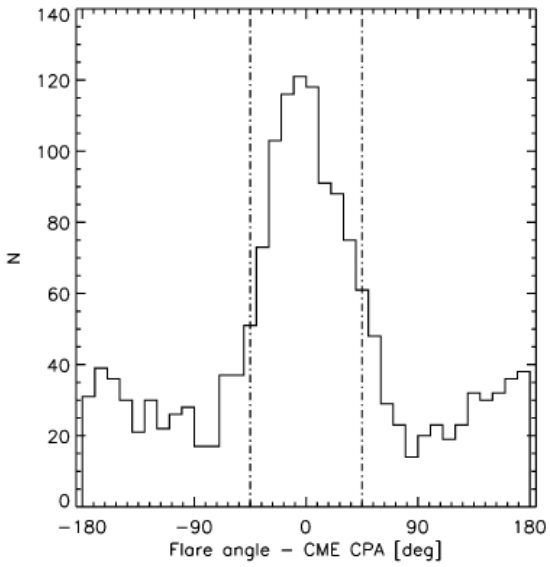



**Figure 1.14** – Histogramme de la différence d'angle entre une CME et un flare séparés par moins de 2h de 1996 à 2006. Crédits : Aarnio et al., 2011

Toutefois, tous les embrillancements ne sont pas forcément liés à des CMEs. Ils peuvent également se produire dans des boucles magnétiques présentes dans la couronne sans qu'il y ait d'éjection de matière dans le milieu interplanétaire. On parle alors d'embrillancement confiné.

Des évènements solaires à particules appelés SEP peuvent surgir de ces embrillancements. Il s'agît de l'accélération de particules telles que des électrons, des protons et des ions lourds qui peuvent entrer en contact avec l'atmosphère terrestre et interagir avec elle. On en distingue deux types en fonction de la source d'accélération (Reames, 2013) :

- SEP "impulsive" : Ces particules sont certainement accélérées par le réarrangement du champ magnétique qui est aussi à la source des embrillancements. Le mécanisme détaillé est cependant encore mal compris (Kunow, 2006). Leur manifestation est très courte dans le temps.
- SEP "graduel" : Ces particules sont accélérées dans les chocs des CMEs très rapides (Reames, 2013). Les particules émises sont plus énergétiques que les SEPs "impulsives".

## 1.4 Objectifs de cette thèse

Le travail réalisé dans le cadre de cette thèse a pour but d'étudier les ICMEs, et les manifestations interplanétaires des CMEs observées dans les données *in situ*. Cette étude n'aspire pas directement à prédire le temps de parcours des ICMEs jusqu'à la Terre ni prévoir leurs effets sur Terre, qui sont les objectifs principaux de la météorologie de l'espace. Toutefois, une étude telle que présentée dans cette thèse permet une meilleure connaissance des mécanismes responsables de la propagation des ICMEs et permet *in fine* de réaliser de meilleures prédictions.

L'objectif du travail de thèse est d'apporter des éléments de compréhension sur la physique se déroulant durant la propagation des CMEs.

- Quels sont les propriétés génériques des ICMEs au niveau de la Terre ?
- Est-ce qu'il existe des classes distinctes d'ICMEs ?
- Quels sont les phénomènes physiques intrinsèques à l'ICME qui modifient ses propriétés ?
- Quels sont les phénomènes physiques externes à l'ICME qui modifient ses propriétés ?
- Quel est l'impact des propriétés intiales du tube de flux lors de l'éruption sur ses propriétés observées à 1 au ?

Afin de répondre à ces questions, nous allons analyser les données de sondes spatiales afin de déterminer les propriétés statistiques des ICMEs au niveau de la Terre (chapitre 2). Cette analyse nous permet d'observer que les ICMEs ne se répartissent pas en classes distinctes, puis d'obtenir les profils *in situ* typiques de paramètres physiques des ICMEs

au niveau de la Terre. Nous étudions par la même occasion les relations entre les différents paramètres physiques (tels que la vitesse relative de l'ICME ou bien le cycle solaire) et les profils les plus probables. Nous développons ensuite en utilisant le code PLUTO des simulations numériques permettant d'étudier l'éruption puis la propagation d'un tube de flux torsadé depuis la basse couronne du Soleil jusqu'à la Terre. L'initialisation numérique est présentée dans le chapitre 3. Nous étudions ensuite l'évolution des propriétés du tube de flux lors de sa propagation et nous comparons aux observations (aux résultats du chapitre 2 entre autres) ainsi qu'à d'autres simulations numériques de propagation d'ICME (chapitre 4). Nous verrons enfin dans le chapitre 5 les conclusions que nous pouvons apporter sur la physique de la propagation des ICMEs à la lumière de tous les résultats obtenus dans le cadre de cette thèse. Nous présentons également certaines des opportunités d'études futures qui se sont ouvertes grâce au travail novateur accompli durant cette thèse.

# 2

# Étude statistique des caractéristiques des profils typiques d'ICME à 1 ua

## Sommaire


**2.1 Introduction** . . . . . **26**
2.1.1 Signatures typiques d'une ICME . . . . . 26
2.1.2 Données . . . . . 30
2.1.3 Un exemple d'ICME . . . . . 32
2.1.4 Catalogue d'évènements . . . . . 34
**2.2 Méthode des époques superposées** . . . . . **35**
2.2.1 Principe . . . . . 35
2.2.2 Raffinement du catalogue d'événements . . . . . 38
2.2.3 Une étape de la SEA : les histogrammes empilés . . . . . 38
**2.3 Distribution des paramètres physiques dans les différentes régions d'une ICME** . . . . . **39**
2.3.1 Distribution log-normale . . . . . 40
2.3.2 Détail des histogrammes dans chaque sous structure . . . . . 42
2.3.3 Les propriétés typiques des différentes sous structures . . . . 44
**2.4 La classification des ICMEs** . . . . . **46**
2.4.1 L'intérêt de la classification . . . . . 46
2.4.2 Classifications avec l'algorithme k-means . . . . . 47
2.4.3 Classifications des ICME avec le k-means . . . . . 49
2.4.4 Conclusions . . . . . 52
**2.5 Application de la SEA aux données de ACE à 1 ua** . . . . . **52**
2.5.1 Résumé de Regnault et al., 2020 . . . . . 52
2.5.2 Article Regnault et al., 2020 . . . . . 57
2.5.3 Contribution . . . . . 81
**2.6 Conclusion** . . . . . **81**

## 2.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous allons étudier les CMEs interplanétaires (ICMEs ci-après, pour *Interplanetary CMEs*), les manifestations interplanétaires des CMEs. Afin de les étudier, on utilise les séries temporelles des mesures *in situ* réalisées par des instruments à bord de sondes spatiales comme Wind et ACE. Ces deux sondes étudient les propriétés plasmas et magnétiques du milieu interplanétaire. Lorsque qu'une ICME se propage dans le milieu interplanétaire, elle perturbe les propriétés de celui-ci. Par exemple, lors du passage d'une ICME, on observe typiquement une augmentation soudaine du champ magnétique interplanétaire et/ou de la vitesse des protons suivie d'une période où pendant laquelle le plasma est plus froid (Burlaga et al., 1981).

Dans ce chapitre, nous allons discuter de la façon dont nous pouvons obtenir les profils les plus probables des paramètres physiques d'une ICME. Tout d'abord, nous détaillerons les signatures attendues d'une ICME puis nous verrons la méthode statistique qui sera utilisée pour construire les profils génériques. Ensuite, nous parlerons des propriétés statistiques que nous pouvons en déduire. Enfin, nous discuterons de la classification des ICMEs et des informations physiques sur leur propagation que nous pouvons en extraire.

### 2.1.1 Signatures typiques d'une ICME

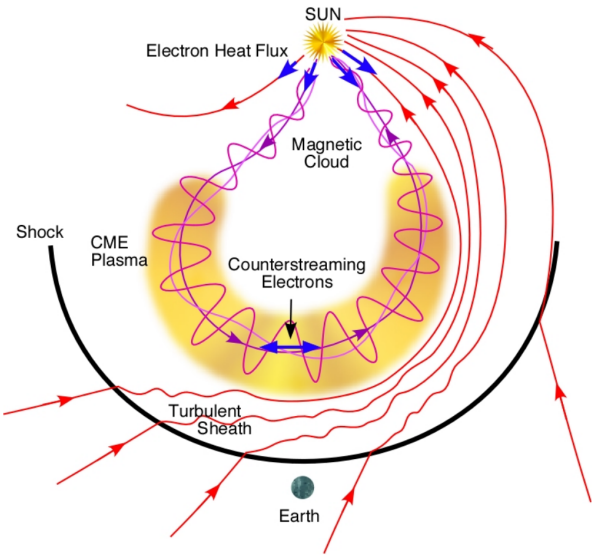



**Figure 2.1** – Schéma représentant la structure d'une ICME. Les lignes de champ magnétique du vent solaire apparaissent en rouge. Les lignes violettes correspondent aux lignes de champ magnétique de l'éjecta magnétique, représenté ici en tube de flux torsadé. Le trait noir correspond au choc. Crédits : Zurbuchen et Richardson, 2006

La figure 2.1 présente un schéma montrant une ICME et ses différentes régions. La structure magnétique qui est éjectée de l'atmosphère du Soleil (représentée par des lignes de

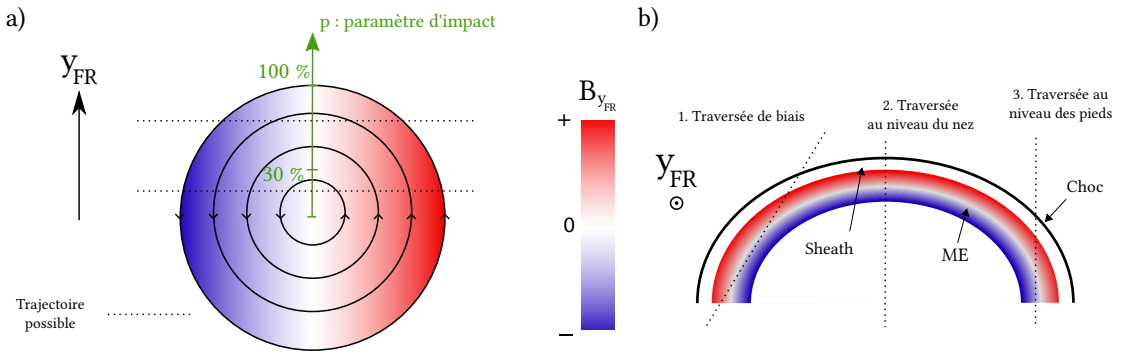



**Figure 2.2** – Représentation schématique des différentes configurations possibles lors de la traversée d'une sonde à travers une ICME. L'axe $y_{\mathrm{FR}}$ représente l'axe perpendiculaire au plan contenant l'axe du nuage magnétique . Il est dirigé vers le haut dans la figure a) et se dirige vers nous dans la figure b). La couleur correspond à la valeur du champ magnétique selon l'axe $y_{\mathrm{FR}}$, rouge pour valeur positive, en bleu pour négative. À gauche : coupe transversale de la structure magnétique avec une traversée de la sonde proche de son cœur (faible paramètre d'impact) et une traversée proche de son bord (grand paramètre d'impact). À droite : coupe longitudinale de la structure magnétique, la ligne noire épaisse correspond au choc, la zone blanche juste en dessous est la gaine et la zone colorée correspond à l'éjecta magnétique. Différentes trajectoires possibles sont représentées : 1 - traversée de biais, 2 - traversée au niveau du nez de la structure et 3 - traversée le long des pieds de la structure.

champ violettes) et qui se propage dans le système solaire s'appelle l'éjecta magnétique (*magnetic ejecta* en anglais, ME). Durant sa propagation, cette dernière va interagir avec le vent solaire qui compose le milieu interplanétaire, mais également s'étendre. Cette expansion est principalement causée par la décroissance de la pression du vent solaire avec la distance (Démoulin, 2009).

### La gaine

Le ME va notamment accumuler du vent solaire devant lui. Si sa vitesse (d'expansion et de propagation) est assez rapide alors le vent solaire ne s'écoule pas assez rapidement vers les flancs de la structure et forme ce que l'on appelle la gaine. Cette accumulation de vent solaire à son front avant est renforcée par l'expansion longitudinale de l'éjecta (Siscoe et Odstrcil, 2008). De plus, si le vent solaire dans la gaine est suffisamment accéléré et qu'il devient plus rapide que la vitesse d'Alfvén et magnétosonique rapide locale, alors un choc se crée au niveau du front avant de la gaine.

Le choc se manifeste par la présence d'une discontinuité de la densité des protons $n_{\mathrm{p}}$, de la température des protons $T_{\mathrm{p}}$, de la vitesse des protons $V_{\mathrm{p}}$ et du champ magnétique $B$ au début de la gaine. Ce dernier provoque une compression du plasma, augmentant ainsi $n_{\mathrm{p}}$, $T_{\mathrm{p}}$ et $B$ dans la région de la gaine.

De plus, des études ont montré que la région de la gaine était plus turbulente que le vent solaire (Moissard et al., 2019 ; Kilpua et al., 2020). Cela se manifeste notamment par une plus faible anisotropie du champ magnétique : l'orientation du champ magnétique de la gaine est plus erratique dans la gaine que dans le vent solaire, mais aussi par une plus grande variabilité de l'intensité du champ magnétique dans la gaine que dans le vent solaire.

La structure de la gaine est complexe et encore mal comprise, voir Kilpua et al., 2017 (section 4) pour une revue plus détaillée des propriétés connues de la gaine. Kilpua et al., 2020 a montré que les propriétés de turbulence (anisotropie, intermittence) de la gaine ne sont pas homogènes dans la gaine, notamment la portion de gaine qui est la plus turbulente est celle qui est la plus proche du choc. Ceci montre que la présence du choc joue un rôle important dans les propriétés de la gaine.

#### L'éjecta magnétique

La transition de la gaine vers l'éjecta magnétique est en général marquée par une baisse de $n_\mathrm{p}$ et $T_\mathrm{p}$ causée par l'expansion du nuage magnétique.

Dans le cadre de l'approximation du champ gelé de la MHD idéale valable pour des plasmas chauds et fortement magnétisés (Priest, 1984), le champ magnétique et la matière sont liés. L'expansion de la structure magnétique mène donc à une expansion de la matière présente dans l'éjecta magnétique. Comme il n'y a pas de matière provenant de l'extérieur de la structure magnétique, alors on observe un refroidissement et une baisse de la densité du plasma dans le tube de flux. Richardson et Cane, 1995 ont montré que les zones du vent solaire dans lesquelles $T_\mathrm{p} < T_\mathrm{exp}/2$ permettent de localiser les MEs dans les données. $T_\mathrm{exp}$ est la température que le vent solaire aurait s'il avait la même vitesse que la vitesse mesurée dans le ME.

On observe en général un profil de vitesse monotone décroissante dans le ME. Ceci est est provoqué par l'expansion du ME mais aussi par le fait que la vitesse du ME n'est pas la même durant toute la traversée de la sonde à travers ce dernier. Cet dernier effet s'appelle le vieillissement (*aging effect*, en anglais) de l'ICME. Démoulin et al., 2008 ont montré que la différence de vitesse entre le front avant et arrière de la structure est principalement causée par l'expansion de la structure magnétique.

Le ME est également une zone de $B$ intense et plus régulier que dans la gaine, car la structure magnétique du ME est plus cohérente que dans la gaine.

#### Les nuages magnétiques : un sous-ensemble des MEs dans les données *in situ*

Sur l'ensemble des MEs que l'on observe, environ $1/3$ présentent ce que l'on appelle le retournement (ou la rotation) de l'une des composantes du champ magnétique. (Richardson et Cane, 2004 ; Wu et Lepping, 2011) Il s'agît du changement de signe de façon

régulière d'une des composantes de $B$. On interprète ceci comme le signe d'une structure magnétique en forme de tube de flux torsadé.

Ainsi, on définit un nuage magnétique (*magnetic cloud* en anglais, MC) comment étant une région possédant les signatures d'un ME avec le retournement de l'une des composantes du champ magnétique en plus.

L'origine de ce rapport $1/3$ est encore mal comprise. Toutefois, Zhang et al., 2013 suggèrent que la trajectoire de la sonde à travers l'ICME conditionne la présence des signatures d'un éjecta magnétique. La figure 2.2b schématise ce problème. Elle représente plusieurs possibilités de trajectoire de la sonde à travers l'ICME dans le plan contenant l'axe du tube de flux magnétique. La traversée n°2 correspond au cas idéal, c'est-à-dire une traversée au niveau du nez de la structure. Le retournement de $B_{y_{\mathrm{FR}}}$ sera bien visible dans ce cas-là. Cependant, dans les situations n°1 et 3 le retournement de $B_{y_{\mathrm{FR}}}$ ne sera pas très visible puisque beaucoup plus étalé. Les auteurs de Zhang et al., 2013 ont étudié la traversée de deux ICMEs similaires sur les images de coronographe par une sonde dans une configuration proche de la n°2 et de la n°3 sur la figure 2.2. Ils ont observé les signatures d'un MC pour l'ICME dans la configuration n°2, c'est-à-dire la configuration où la sonde passe proche du nez et pas pour l'ICME dans la configuration n°3. La position de la sonde par rapport au tube de flux peut être déterminée par un ajustement d'un modèle de tube de flux cylindrique *force-free* sur les données (Lepping et al., 1990).

En plus de la trajectoire dans le plan contenant l'axe du tube de flux, la trajectoire dans le plan perpendiculaire (figure 2.2a) a également son importance. On définit le paramètre d'impact comme la distance au cœur normalisée à la taille de la structure. Il est exprimé en %. À 0 % la trajectoire de la sonde passe au niveau du cœur de la structure et à son bord à 100 %. Il est parfois exprimé entre 0 et 1. Ainsi, quand la sonde passe dans l'ICME avec un fort paramètre d'impact (donc proche du bord de la structure), alors la sonde est très éloignée du cœur et le retournement de $B_{y_{\mathrm{FR}}}$ dans ce cas sera très ténu, car nous passons d'un $B_{y_{\mathrm{FR}}}$ peu positif à un $B_{y_{\mathrm{FR}}}$ peu négatif. Jian et al., 2006 ; Démoulin et al., 2013 ont aussi trouvé que la trajectoire de la sonde à travers l'ICME était importante.

Les signatures physiques des différentes régions de l'ICME, dont nous venons de discuter, correspondent aux caractéristiques physiques que l'on s'attend à observer dans les données *in situ* et ces dernières nous permettent donc de détecter le passage d'une ICME dans ces données. Cependant, il est important de noter d'une part que toutes les ICMEs ne présentent pas forcément tous les signes décrits dans cette section, et d'autre part, que la position de certaines frontières entre les différentes régions peut être très difficile à établir. La frontière du choc est la mieux définie, car elle se manifeste souvent par une discontinuité des paramètres physiques. Cependant, la transition de la gaine au ME ou bien du ME vers le sillage du ME peut être très difficile à estimer notamment à cause d'interactions entres ces différents milieux par le biais de reconnexion magnétique (Ruffenach et al., 2012 ; Ruffenach et al., 2015).

La figure 2.3 schématise l'interaction entre le champ magnétique d'un nuage magnétique et celui de la gaine. Les lignes de champ magnétique sur le bord avant de la structure se reconnectent avec le champ magnétique à l'arrière de la gaine. Ceci permet à du vent solaire de rentrer dans le MC (comme la matière suit les lignes de champ magnétique) suite

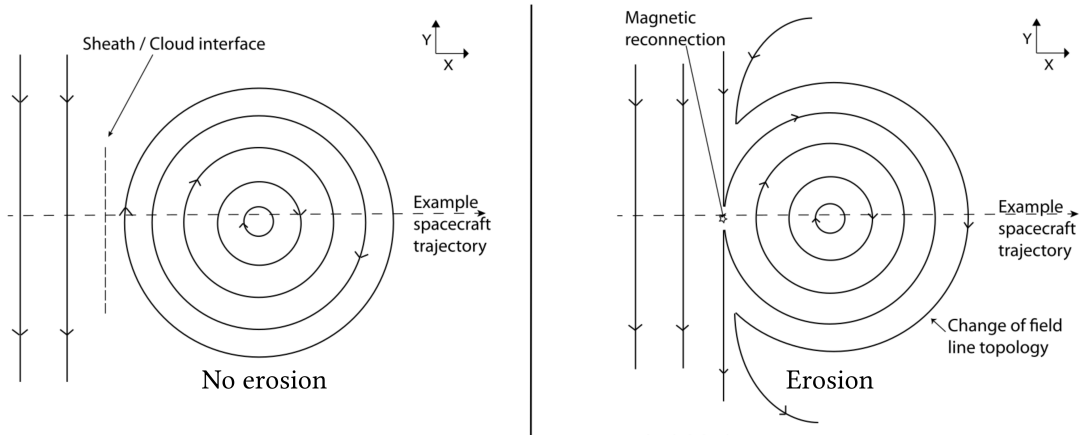



**Figure 2.3** – Schéma du mécanisme d'érosion des nuages magnétiques. À gauche on voit la structure magnétique du MC et celui de la gaine avant interaction et, à droite, on voit la nouvelle structure magnétique issue de la reconnexion entre la gaine et le MC. Crédits : Ruffenach et al., 2012

au réarrangement de la configuration magnétique, altérant ainsi les propriétés plasma du nuage magnétique. Ce phénomène peut également avoir lieu à l'arrière du nuage magnétique.

Selon Ruffenach et al., 2015, 20 à 50 % des MCs que l'on observe subissent de l'érosion à leur frontière gaine-MC ou MC-vent solaire. C'est donc un processus qui arrive régulièrement et qui peut rendre difficile la détermination des frontières pour certains cas d'ICME.

#### Les événements sans gaine

Il se peut également que la structure magnétique qui se propage dans le milieu interplanétaire ne se déplace pas assez vite pour pouvoir accumuler du vent solaire à son front. On observe alors toujours les signes typiques d'un éjecta magnétique ($T_\mathrm{p}$, $n_\mathrm{p}$ faibles et $B$ fort par exemple) mais sans observer de région où le plasma du vent solaire est compressé. Ces événements sont dits "sans gaine". Ces événements sont intéressants à observer car ils permettent d'observer la structure magnétique d'une ICME sans les potentiels aspects de compression de la gaine sur cette dernière.

### 2.1.2 Données

Nous avons vu en section 2.1.1 que les ICMEs et leurs différentes régions se manifestent par une modification des propriétés plasmas et magnétiques du vent solaire. Ce type de mesure n'étant pas possible sur Terre, nous nous tournons donc vers les missions spatiales. Toute mission spatiale réalisant des mesures *in situ* de champ magnétique ou alors des mesures des propriétés plasmas (ou bien les deux) permet d'étudier les ICMEs,

dès lors qu'elle se situe assez loin d'une planète. Notre étude a pour but d'obtenir le profil typique des différents paramètres physiques en réalisant une étude statistique. Il nous faut donc une sonde qui soit dans l'espace depuis un certain temps pour avoir un nombre suffisant d'événements afin que la statistique que l'on réalise soit pertinente, mais aussi à une distance similaire au Soleil afin de pouvoir comparer des ICMEs comparables. La sonde *Advanced Composition Explorer* (ACE) a été lancée dans l'espace en août 1997 et est en orbite autour du Soleil, près du point de Lagrange 1 (L1) depuis décembre 1997. Le point de Lagrange 1 est un des 5 points de libration du système Terre - Soleil. Ce point est en permanence entre la Terre et le Soleil à 1.5 million de km de la Terre. À bord de cette sonde se trouvent les instruments SWEPAM (McComas et al., 1998) et MAG (Smith et al., 1998) qui réalisent respectivement des mesures des propriétés plasmas (vitesse, densité, température) à une cadence de 64 s et de l'intensité du champ magnétique à une cadence de 1 s. Les composantes du champ magnétique sont données en coordonnées GSE (Geocentric solar ecliptic). L'axe des $x$ pointe dans la direction du Soleil tandis que l'axe des $z$ est perpendiculaire au plan écliptique orienté vers le nord magnétique de la Terre. L'axe $y$ est tel que ($x$,$y$,$z$) est une base orthogonale directe. Les données de ces deux instruments sont disponibles en ligne [1].

Pour notre étude, nous utilisons une cadence de 16 s (moyenne des 16 mesures réalisées en 16 secondes à la cadence maximale de l'instrument) pour le champ magnétique et de 64 s pour les paramètres plasmas. On utilise la cadence maximale pour l'instrument SWEPAM. Nous n'avons pas besoin de plus de résolution temporelle pour les données provenant de l'instrument MAG (voir section 2.2.1). Les données que nous utilisons débutent à la fin de l'année 1997 et s'arrêtent à la fin de l'année 2017. Chaque mesure de champ magnétique est associée à une qualité de 0, 1 ou 2. La valeur 0 signifie que les données sont utilisables sans problème, la valeur 1 signifie que ces mesures ont été réalisées durant une manœuvre ou alors une période de forte nutation (oscillation périodique autour de son axe de rotation) et enfin, la valeur 2 signifie que les données sont mauvaises ou manquantes. Nous prenons uniquement les données dont la qualité vaut 0. Pour les mesures de SWEPAM, les données qui sont mauvaises ou manquantes sont mises à -9999.9 et sont retirées de cette étude.

Grâce à ces deux instruments, nous avons donc des mesures locales du champ magnétique $B$, de la densité des protons $n_{\mathrm{p}}$, de la température des protons $T_{\mathrm{p}}$ et enfin de la vitesse des protons $V_{\mathrm{p}}$. Cependant, comme décrit en section 2.1.1, les fluctuations du champ magnétique semblent être un bon indicateur pour les frontières du ME, nous introduisons alors le $rmsBoB$ (comme défini dans l'étude Masías-Meza et al., 2016) c'est-à-dire :

$$rmsB(t) = \sqrt{\sum_{i=1}^{3} \langle (B_i - \langle B_i \rangle)^2 \rangle} \tag{2.1}$$

$$rmsBoB(t) = \frac{rmsB(t)}{B(t)} \tag{2.2}$$

où $\langle\rangle$ correspond à la moyenne temporelle sur 64 s. $rmsBoB$(t) permet de quantifier les

1. **http://www.srl.caltech.edu/ACE/ASC/level2/new/intro.html**

fluctuations du champ magnétique ($rmsB$(t)) par rapport à l'intensité du champ magnétique ($rmsB$ over $B$).

On a également vu dans la section 2.1.1 que l'éjecta magnétique était associé à un champ magnétique élevé ainsi qu'une température et densité faibles. La pression magnétique ($\propto B^2$) est donc élevée et la pression thermique faible ($\propto n_\mathrm{p} T_\mathrm{p}$). On définit le paramètre $\beta$ comme étant le rapport de la pression thermique à la pression magnétique. On attend alors un paramètre $\beta$ faible dans l'éjecta magnétique. Le $\beta$ que nous utilisons pour cette étude est celui qui est utilisé dans la base de données d'OMNI [2]. Cette dérivation prend en compte les différentes espèces présentes dans le plasma solaire pour le calcul du $\beta$ : les protons, les particules $\alpha$ et les électrons. Ce calcul de $\beta$ suppose que la température des particules alpha $T_\alpha$ est donnée par $T_\alpha = 4T_\mathrm{p}$ avec $T_\mathrm{p}$ la température des protons et que la température des électrons $T_\mathrm{\acute{e}}$ est constante et vaut environ $1.4 \times 10^5$ K (Newbury et al., 1998).

### 2.1.3 Un exemple d'ICME

La figure 2.4 montre les données *in situ* mesurées par les instruments MAG et SWEPAM lors du passage d'une ICME. La ligne verticale noire correspond à la discontinuité. La gaine se situe entre la ligne noire et la zone orange. L'éjecta magnétique est représenté par la zone orange. L'axe des $x$ correspond au temps, il est indiqué en format aaaa-mm-jj. De haut en bas sont montrés : l'évolution de $B = \sqrt{B_x^2 + B_y^2 + B_z^2}$ en nT, de $rmsBoB$ , de $V_\mathrm{p}$, de $T_\mathrm{p}$, de $n_\mathrm{p}$ et enfin du paramètre plasma $\beta$. La courbe jaune correspond au $rmsBoB$ auquel on a appliqué un filtre médian d'une taille de 25 points (400 s) qui réduit fortement les fluctuations à hautes fréquences (≈Hz) et permettant de regarder l'évolution globale du profil de $rmsBoB$.

On retrouve dans cet exemple certaines des signatures typiques décrites en section 2.1.1. Le début de la gaine est marqué par une discontinuité pour les paramètres $B$, $n_\mathrm{p}$, $V_\mathrm{p}$ et $T_\mathrm{p}$ suivie d'une région où le champ magnétique est très irrégulier et plus intense que le champ magnétique du vent solaire. Le paramètre $\beta$, lui, reste à peu près constant avec une valeur de $\approx 0.5$ dans la gaine en dépit des modifications de $B$, $n_\mathrm{p}$ et $T_\mathrm{p}$ dans la gaine, cela signifie donc que la pression magnétique et la pression thermique sont augmentées par un même facteur.

On observe dans l'éjecta magnétique que le paramètre $\beta$ est plus faible, il descend jusqu'à 0.02, montrant ainsi que la pression magnétique est dominante dans cette région puisqu'elle est environ 50 fois supérieure à la pression thermique. On observe également que le $rmsBoB$ est plus faible dans l'éjecta magnétique montrant une baisse des fluctuations du champ magnétique, couplée à une augmentation de ce dernier dans cette région. Il oscille autour de la valeur de $10^{-1}$ dans la gaine et le vent solaire précédent la gaine tandis qu'il descend jusqu'à une valeur de $2 \times 10^{-2}$ à peu près au cœur de la structure. On observe également que $V_\mathrm{p}$ décroît de façon quasi monotone de 600 km/s jusqu'à 470

2. **https://omniweb.gsfc.nasa.gov/ftpbrowser/magnetopause/Reference.html#Details**

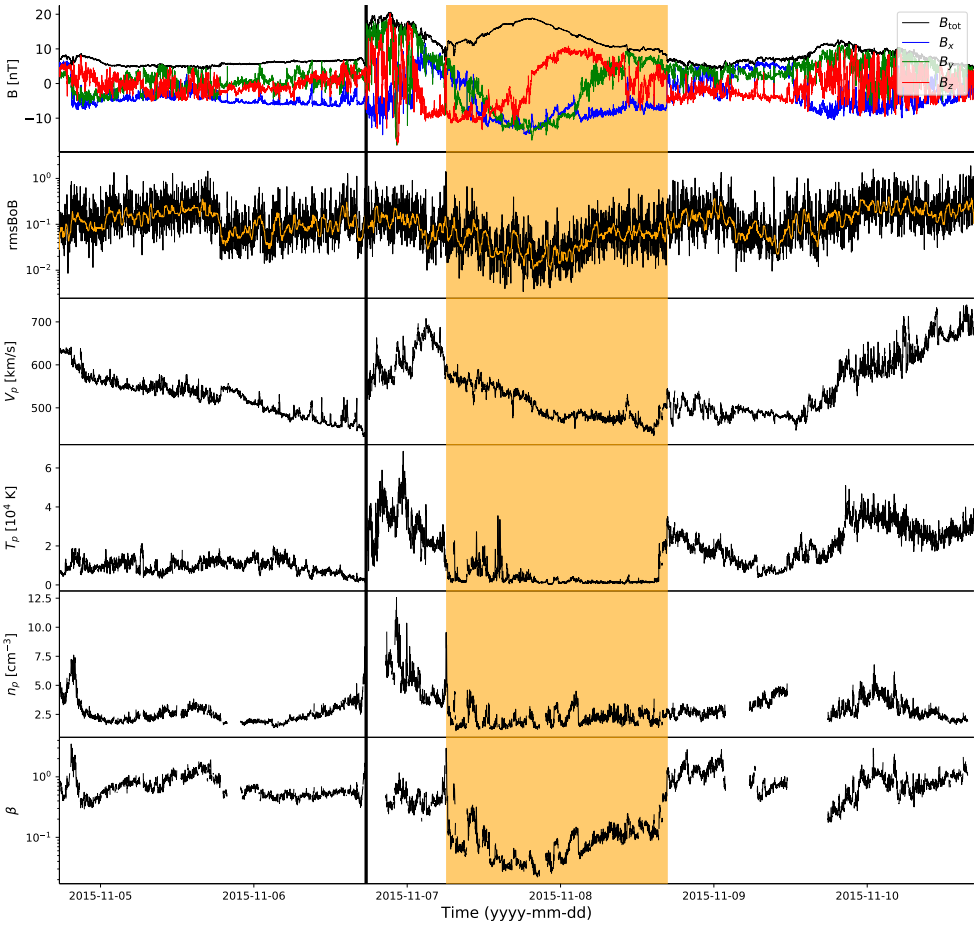



**FIGURE 2.4** – Séries temporelles provenant des instruments MAG et SWEPAM montrant un exemple d'ICME. Du haut vers le bas se trouvent le champ magnétique en nT, les fluctuations du champ magnétique $rmsBoB$ (équations (2.1) et (2.2)) sur une échelle logarithmique, $V_\mathrm{p}$ en km/s, $T_\mathrm{p}$ en $10^4$ k, $n_\mathrm{p}$ en cm$^{-3}$ et enfin le paramètre plasma $\beta$. La ligne noire épaisse montre le début de la gaine et la zone orange correspond à la région de l'éjecta magnétique.

km/s à l'arrière du ME. On observe sur la série temporelle du champ magnétique que la composante $z$ de $B$ change de signe et passe de $\approx -10nT$ au début du ME à $\approx 10$ nT de façon relativement régulière. C'est un exemple du retournement du champ magnétique décrit en section 2.1.1.

Nous venons de voir dans cette partie un exemple d'ICME qui présente bien les signatures typiques décrites dans la section précédente. Nous allons maintenant voir un exemple de catalogue recensant les ICME qui ont été détectées au niveau de la Terre.

### 2.1.4 Catalogue d'évènements

Richardson et Cane (R&C) ont réalisé un catalogue [3] d'ICMEs détectées près de la Terre. Il débute en 1996 et est encore régulièrement mis à jour avec les dernières détections d'ICMEs. Ce catalogue utilise les données de différentes missions spatiales en fonction de leur disponibilité. Les missions utilisées sont notamment ACE, WIND (Franz et al., 2001), SOHO (Fleck et St. Cyr, 2015), IMP 8 (Sibeck et Kudela, 1999, p145). Pour chaque événement détecté plusieurs informations sont disponibles. Les informations qui nous intéressent principalement dans ce catalogue sont le début de la gaine dans les données (si elle existe) ainsi que le début et la fin de l'éjecta magnétique. Afin de construire cette liste, les auteurs recherchent d'abord grossièrement les zones de plasma froid dans les données *in situ* avec le critère $T_{\mathrm{p}} < T_{\mathrm{exp}}/2$ puis recherchent dans ces zones les signatures d'ICMEs (Richardson et Cane, 1995 ; Richardson et Cane, 2010).

En se basant sur le catalogue de R&C, nous avons construit notre propre catalogue d'événements qui est disponible en ligne [4]. Un extrait est présenté en figure 2.5 Nous avons repris tous les événements et redéfini les frontières quand nous n'étions pas d'accord sur leur placement. La majorité des modifications sur les frontières que nous faisons sont de l'ordre de plusieurs heures. Or, Janvier et al., 2019 ont montré qu'un changement de frontière de quelques heures ne changeait pas significativement les propriétés statistiques des ICMEs. Cependant, revisiter l'ensemble des frontières du catalogue de R&C nous a permis de vérifier par nous même les frontières du catalogue que nous utilisons mais cela peut aussi servir à d'autres études qui voudraient comparer différents catalogues d'ICMEs à 1 ua.

En plus de modifier les frontières, nous avons noté chaque événement selon 4 niveaux de qualité, la meilleure qualité étant la 1 et la moins bonne la 4 :

**Qualité 1** (123 ICMEs) les frontières et les signatures des différentes régions de cette ICME sont claires

**Qualité 2** (201 ICMEs) les signatures sont bien visibles, mais les frontières sont plus difficiles à définir

**Qualité 3** (101 ICMEs) les signatures sont également bien visibles mais des portions de données sont manquantes, ce qui rend difficile l'estimation de certaines frontières

**Qualité 4** (73 ICMEs) ni les frontières ni les signatures ne sont claires. Ce sont également des événements qui possèdent de larges trous de données.

Pour le catalogue d'ICMEs, nous décidons de garder uniquement les ICMEs qui ont une qualité entre 1 et 3 inclus. Le catalogue étant maintenant construit, nous pouvons donc réaliser notre étude statistique sur cet ensemble.

3. **http://www.srl.caltech.edu/ACE/ASC/DATA/level3/icmetable2.htm**
4. **https://idoc.ias.u-psud.fr/sites/idoc/files/CME_catalog/html/ACE-ICMEs-list-dates-quality-nosheath-forweb.html**

| Index | t_Disturbance | t_ME_start | t_ME_end | No_Sheath_Event | MC | Quality |
|---|---|---|---|---|---|---|
| 17 | 1997-09-21 15:50:00 | 1997-09-21 21:28:00 | 1997-09-22 16:46:00 | 0 | 1 | 1 |
| 18 | 1997-10-01 00:51:00 | 1997-10-01 16:16:00 | 1997-10-02 22:56:00 | 0 | 0 | 2 |
| 19 | 1997-10-10 03:03:00 | 1997-10-10 15:27:00 | 1997-10-11 22:05:00 | 0 | 1 | 1 |
| 20 | 1997-10-10 15:27:00 | 1997-10-10 22:32:00 | 1997-10-11 22:05:00 | 0 | 0 | 4 |
| 21 | 1997-10-26 16:34:00 | 1997-10-27 01:04:00 | 1997-10-28 06:27:00 | 0 | 1 | 2 |
| 22 | 1997-11-06 22:01:00 | 1997-11-07 05:08:00 | 1997-11-08 14:38:00 | 0 | 1 | 3 |
| 23 | 1997-11-22 09:06:00 | 1997-11-22 18:44:00 | 1997-11-23 12:21:00 | 0 | 1 | 1 |
| 24 | 1997-11-23 18:44:00 | 1997-11-23 23:24:00 | 1997-11-24 22:29:00 | 0 | 0 | 4 |
| 26 | 1997-12-30 01:15:00 | 1997-12-30 09:49:00 | 1997-12-31 04:59:00 | 0 | 0 | 2 |
| 27 | 1998-01-06 13:31:00 | 1998-01-07 02:55:00 | 1998-01-08 21:13:00 | 0 | 1 | 1 |
| 28 | 1998-01-09 09:23:00 | 1998-01-09 09:23:00 | 1998-01-10 08:59:00 | 0 | 0 | 4 |
| 29 | 1998-01-20 00:06:00 | 1998-01-20 17:07:00 | 1998-01-21 03:54:00 | 0 | 0 | 4 |
| 30 | 1998-01-21 03:57:00 | 1998-01-21 05:17:00 | 1998-01-22 10:57:00 | 0 | 0 | 2 |
| 31 | 1998-01-28 15:40:00 | 1998-01-29 19:50:00 | 1998-01-30 23:07:00 | 0 | 1 | 2 |
| 32 | 1998-02-03 13:29:00 | 1998-02-04 03:57:00 | 1998-02-05 23:00:00 | 0 | 1 | 1 |

**Figure 2.5** – Extrait du catalogue d'ICME revisité. La première colonne correspond à l'index de l'événement dans le catalogue R&C, la seconde correspond au début de la gaine (si elle existe, sinon le temps correspond au début du ME), la 3ème et 4ème colonne correspondent au début et à la fin du ME, la 5ème colonne vaut 1 si l'évènement n'a pas de gaine visible, 0 sinon, la 6ème colonne montre si l'ICME présente les signes d'un nuage magnétique et enfin la 7ème colonne montre la qualité de l'évènement comme décrit dans la section 2.1.4. Les numéros d'index qui n'apparaissent pas correspondent à des événements dont les données de ACE n'étaient pas disponibles à cet instant.

## 2.2 Méthode des époques superposées

Nous avons vu en section 2.1 les signatures typiques des ICMEs ainsi qu'un exemple qui présentait ces signatures. Un des objectifs de cette thèse est de caractériser ces signatures non pas au cas par cas, mais en réalisant une étude statistique sur un ensemble d'ICMEs afin de chercher si les différents profils typiques que l'on obtient peuvent être corrélés à des mécanismes de propagation. Cet ensemble est obtenu par le catalogue de R&C que nous revisitons. Dans cette section sera présentée l'étude statistique qui sera réalisée : la méthode des époques superposées (SEA, *Superposed Epoch Analysis* en anglais).

### 2.2.1 Principe

La méthode des époques superposées aussi connue sous le nom de l'analyse de Chree (C. Chree, 1914), permet de faire une étude statistique d'un ensemble de séries temporelles présentant des caractéristiques communes. Appliquée à notre étude, cette méthode nous permet de réaliser une étude statistique sur les profils d'évolution des différents paramètres physiques dans les différentes régions de l'ICME. Cette méthode a déjà été utilisée pour obtenir les propriétés statistiques des ICMEs à différentes distances héliosphériques (Janvier et al., 2019) mais également des MCs en particulier (Masías-Meza et al., 2016 ;

Rodriguez et al., 2016) ou bien les régions d'interactions entre le vent solaire lent et rapide aussi appelé CIR (*Corotating Interaction Regions* en anglais, Borovsky et Denton, 2010 ; Yermolaev et al., 2015).

Toutes les ICMEs n'ont pas la même durée, il faut donc normaliser temporellement ces évènements avant de les superposer. De plus, afin d'avoir le même nombre de points sur tous nos profils, nous effectuons un rééchantillonage temporel.

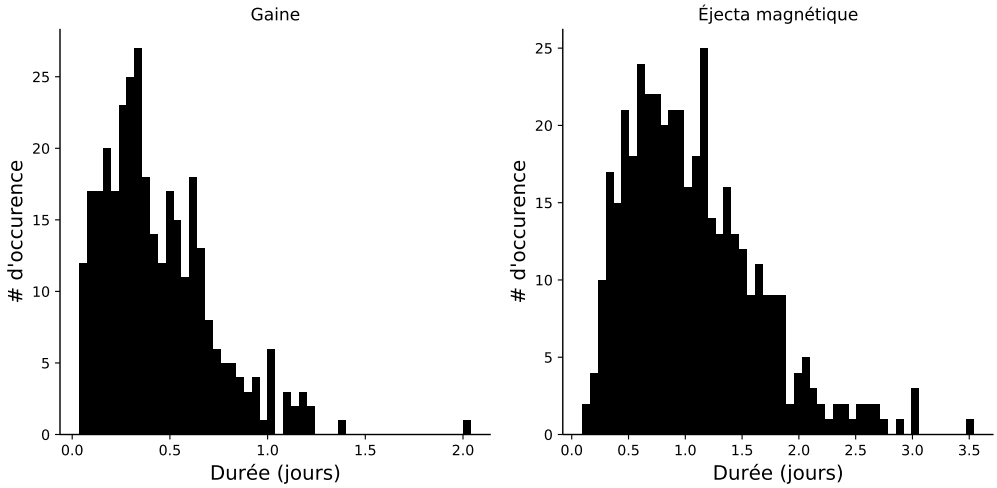



**Figure 2.6** – Distribution de la durée de la gaine (à gauche) et du ME (à droite) en jour pour chacune des ICMEs.

Le nombre de points utilisés pour rééchantillonner dans chaque région de l'ICME a été choisi en fonction de la durée relative du ME par rapport à celle de la gaine. Dans notre jeu de données, en calculant la moyenne, la médiane ou la valeur la plus probable du rapport $\frac{\text{durée ME}}{\text{durée gaine}}$ pour tous les évènements, on obtient des valeurs entre 1.5 et 3.5. Nous avons donc décidé de choisir un rapport 3 :1, le même rapport de durée que dans l'étude Masías-Meza et al., 2016 qui étudie les propriétés typiques des MCs et de leur gaine en fonction de leur vitesse avec la SEA. Nous savons donc que nous allons mettre trois fois plus de points pour le ME que pour la gaine. Il reste maintenant à choisir le nombre de points pour la gaine. Dans l'étude Masías-Meza et al., 2016, 50 intervalles ont été choisis pour échantillonner la gaine. Dans chacun de ses 50 intervalles, on calcule la valeur moyenne de toutes les mesures se trouvant dans chacun de ces intervalles qui vont ainsi former les 50 points de la gaine. Dans notre ensemble, la gaine la plus petite dure 0.9 h. Ainsi avec la cadence de mesure de l'instrument SWEPAM soit 1 mesure toutes les 64 secondes, on obtient environ 50 mesures pour la gaine. Notre plus petit évènement possède donc une mesure par point. Ceci veut donc dire que le rééchantillonnage n'a pas d'effet sur cette gaine. Notre ME le plus petit lui dure 2.24 h. Avec une mesure toutes les 64 secondes, on a donc uniquement 126 points de mesure pour cet événement. Dans ce cas, des valeurs NaN (*Not a Number* en anglais) sont placées aux intervalles de temps ne possédant pas de points de mesures. C'est le seul ME qui est dans cette situation.

La question du nombre de points est un compromis entre le fait d'avoir assez de points dans chaque bin afin que la moyenne que l'on calcule soit représentative de cette région

temporelle que l'on réduit à un point, et le fait d'avoir une résolution temporelle et donc un nombre de bin suffisants pour résoudre temporellement les phénomènes que nous souhaitons étudier. Comme nous nous intéressons à l'évolution à grandes échelles des profils, 150 points pour le ME et 50 pour la gaine sont suffisants.

La figure 2.7 présente l'évolution de $B$ pour l'évènement de la figure 2.4 non rééchantillonnée (courbe noire) et en version rééchantillonée (points rouges). Le rééchantillonage diminue les fluctuations à hautes fréquences des paramètres que nous étudions, il agît comme un filtre passe-bas. On peut notamment voir dans la figure 2.7 que la courbe noire (non rééchantillonée) présente des pics vers $t$ = 5.5 et 6.5 qui ne sont pas présents sur la courbe rééchantillonée. Le calcul des fluctuations magnétiques avec le $rmsBoB$ (qui sont réduites dans le ME) est effectué avant le rééchantillonage afin que ces dernières ne soient pas diminuées artificiellement par cette opération sans que cela soit dû aux propriétés de la région de l'ICME que l'on étudie.

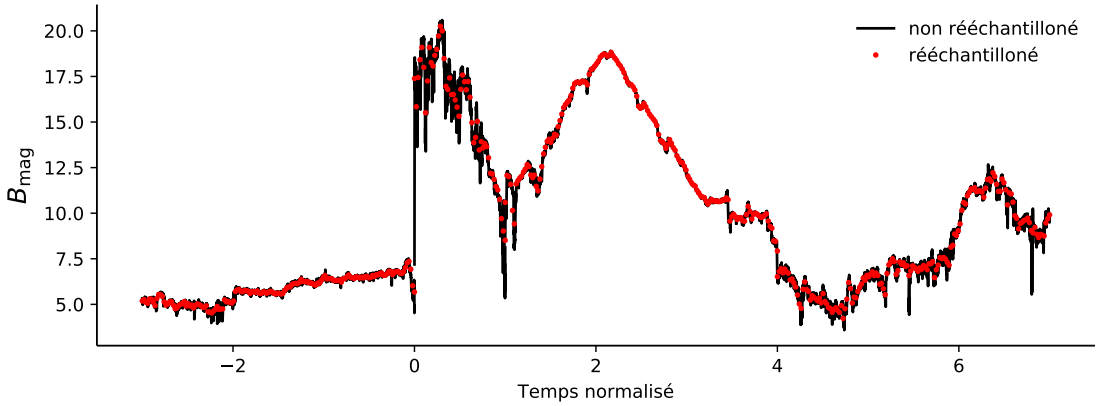



**FIGURE 2.7** – Superposition du champ magnétique rééchantillonné et non rééchantilloné pour l'ICME présentée en figure 2.4. La courbe noire représente le champ magnétique avec une cadence de 16s tandis que la courbe rouge représente le champ magnétique rééchantilloné. L'axe des $x$ représente le temps normalisé de telle sorte à ce que le début de la gaine soit t = 0, que sa durée soit de 1 et que la durée du ME soit de 3.

De plus, nous nous intéressons également aux propriétés du plasma environnant l'ICME notamment le sillage de l'ICME afin de pouvoir étudier, par exemple, le temps que mettent certains paramètres à revenir à leur valeur d'avant le passage de l'ICME. Dans Janvier et al., 2019, on observe notamment que le champ magnétique prend environ une durée de ME pour retrouver sa valeur avant le passage de l'ICME. Afin d'étudier également ce temps de récupération sur notre ensemble d'ICMEs, nous prenons une durée de ME avant (le SW pour *solar wind* en anglais) et après l'ICME (le sillage), donc échantillonnés sur 150 points. Le SW nous permet d'avoir un repère des propriétés du vent solaire avant le passage de l'ICME et d'ainsi pouvoir comparer à celles du sillage.

### 2.2.2 Raffinement du catalogue d'événements

Pour notre étude, nous avons sélectionné les ICMEs qui étaient de qualité 1 à 3 (1 à 3 inclus), ce qui correspond à un total de 425 événements. Sur cet ensemble, la disponibilité des données *in situ* est variable en fonction de l'instrument. De façon générale, la disponibilité de MAG est supérieure à celle de SWEPAM. Ainsi, certaines ICMEs n'ont, par exemple, pas du tout de données pour la densité, mais en ont pour la vitesse. On construit alors une liste d'ICMEs qui est différente pour chaque paramètre physique selon la disponibilité de ceux-ci. De plus, dans certaines situations un trou de données empêche de définir la fin du ME, mais ne nous empêche pas de bien définir la gaine. Ainsi, nous associons la région du vent solaire avant l'ICME et la gaine de telle sorte que si l'une des deux a des trous de données trop importants (nombre de données manquantes > à 30% de la taille de la région) alors on ne prend aucune des deux pour notre étude. Le même raisonnement est appliqué pour l'éjecta magnétique et pour le sillage. Ceci permet donc de pouvoir conserver une partie d'ICME (gaine et vent solaire avant par exemple) qui est intacte tandis que l'autre partie possède un gros trou de données (ME et sillage). On a donc une liste d'ICMEs pour chaque paramètre physique que nous utilisons, mais également pour chaque "partie" de l'ICME définie précédemment.

Maintenant que les profils ont le même nombre de points et sont normalisés nous pouvons ainsi les superposer. Une première façon de visualiser les propriétés globales des profils d'ICMEs est de superposer tous les profils dans une même figure et afficher le nombre de fois qu'un profil a une certaine valeur de champ magnétique à chaque position dans l'ICME. On appelle ce type de graphique un histogramme empilé. Ce type de figure permet de représenter l'évolution de la distribution dans les régions de l'ICME.

### 2.2.3 Une étape de la SEA : les histogrammes empilés

La figure 2.8 offre un exemple d'histogramme empilé. Ce graphique est obtenu en appliquant la méthode décrite dans la section 2.2 sur tous les profils de température des 330 évènements assez rapides pour former une gaine. L'abscisse correspond à la durée normalisée par rapport à la durée de la gaine. Comme décrit précédemment la gaine a une durée de 1 et le ME une durée de 3, tandis que l'ordonnée représente $T_{\mathrm{p}}$. Ainsi la région entre $t = 0$ et 1 est la région de la gaine, et celle entre $t = 1$ et 4 est la région du ME. Les transitions entre les différentes régions sont représentées par les lignes verticales vertes. Les nombres en haut à gauche et à droite montrent le nombre d'ICMEs pour chaque partie de cette dernière (comme décrit dans la section 2.2.2). L'échelle de gris est inversement proportionnelle au logarithme de la fréquence de chaque valeur possible de $T_{\mathrm{p}}$. Les zones les plus sombres de cette figure montrent donc les valeurs de température les plus fréquentes. Ainsi la bande sombre dans le ME nous indique qu'un nombre conséquent d'évènements ont un ME avec une faible température ($\approx 2 \times 10^4$ K). Ceci n'est pas surprenant, car une basse température fait partie des critères que nous avons utilisés pour définir les frontières des évènements.

Les études précédentes utilisant la SEA (Masías-Meza et al., 2016 ; Janvier et al., 2019, par

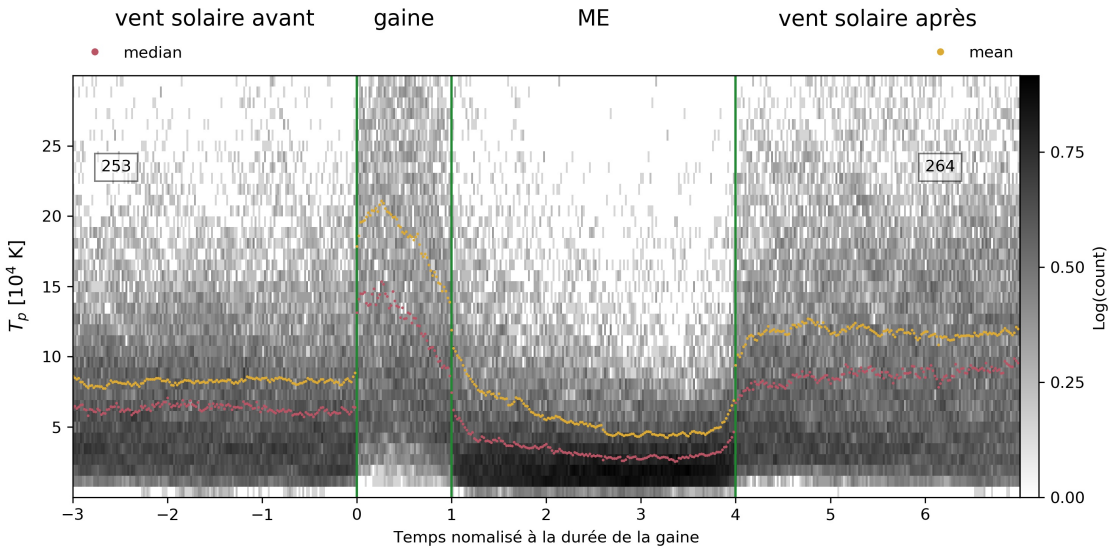



**Figure 2.8** – Histogramme empilé de la température pour tous les évènements qui possèdent une gaine. L'échelle de gris inversée montre l'évolution au cours du temps de la distribution de la température dans les différentes régions des ICMEs. L'échelle de gris est inversement proportionnelle au logarithme de la fréquence de chaque valeur possible de la température. La courbe jaune et magenta correspondent respectivement aux profils moyen et médian de la température. Les nombres en haut à droite et à gauche sont le nombre d'ICMEs pour chaque partie de cette dernière (comme décrit dans la section 2.2.2).

exemple) calculent ensuite la valeur moyenne et la valeur médiane en chaque point afin de construire un profil moyen/médian. La figure 2.8 présente, respectivement en violet et en jaune, la valeur moyenne et médiane de la température. On peut alors observer que les profils moyens et médians ne se superposent pas très bien à la zone sombre dans l'éjecta magnétique. De ce fait, la valeur moyenne et médiane surestiment donc la valeur de température la plus probable, typique, dans l'éjecta magnétique. Cet écart entre valeur la plus probable, la moyenne et la médiane provient de l'asymétrie de la distribution de la température.

## 2.3 Distribution des paramètres physiques dans les différentes régions d'une ICME

Comme vu précédemment dans la section 2.2.3, les valeurs utilisées pour représenter l'ensemble de l'ICME en chaque pas de temps des profils des différents paramètres sont en général la moyenne et la médiane. Cependant, ces dernières pourraient ne pas être le meilleur choix. On peut observer que la moyenne est toujours supérieure à la médiane. Ceci montre que la distribution de la température est à asymétrie positive, le pic de la distribution est décalé à gauche de la médiane, vers les bas $T_\mathrm{p}$. On a donc une distribution dont la majorité des mesures de températures est inférieure à la moyenne. Nous allons

voir dans la partie qui suit que la valeur la plus probable de la distribution permet d'avoir une meilleure représentation, entre autres, de la température dans l'éjecta magnétique, mais également, couplée à l'étude de la valeur moyenne et la médiane, permet de suivre l'évolution de la distribution dans les différentes régions de l'ICME.

### 2.3.1 Distribution log-normale

Dès 1979, Burlaga et King, 1979 montrent qu'une distribution log-normale décrit bien la distribution du champ magnétique interplanétaire. Cela a ensuite été plus récemment repris par Guo et al., 2010 ; Mitsakou et Moussas, 2014 ; Rodriguez et al., 2016 et appliqué aux paramètres plasmas et magnétiques des ICMEs. Une distribution log-normale a également été utilisée pour décrire la distribution de vitesse de plus de 4000 CMEs sur les images de coronographes Yurchyshyn et al., 2005.

La log-normale semble donc être utilisée afin de décrire la distribution des différents paramètres physiques des ICMEs. Nous allons voir dans cette partie et dans la section 2.3.2 que cette distribution est appropriée pour décrire la distribution des paramètres physiques des ICMEs de cette étude.

Selon Burlaga et Ness, 1998 ; Yurchyshyn et al., 2005, la distribution log-normale suggère la présence de processus multiplicatifs de variables aléatoires indépendantes. En effet, une distribution en log-normale peut être obtenue par le produit d'un grand nombre de distributions gaussiennes de variables indépendantes.

La figure 2.9 montre la distribution des composantes $B_{\mathrm{x}}$, $B_{\mathrm{y}}$ et $B_{\mathrm{z}}$ dans les panneaux b), c) et d). On trouve en haut à gauche dans le panneau a) la magnitude de $B$, c'est-à-dire $B = \sqrt{B_{\mathrm{x}}^2 + B_{\mathrm{y}}^2 + B_{\mathrm{z}}^2}$. Le champ magnétique est pris au niveau des 30 bins du milieu du ME.

On observe alors que les composantes du champ magnétique sont distribuées symétriquement autour de 0 nT. Ceci suggère donc que la forme de distribution asymétrique ( bien estimée par une log-normale) que l'on obtient pour $B$ n'est pas purement d'origine physique, mais vient de l'opération non-linéaire que l'on applique à ses composantes pour avoir la magnitude ($\sqrt{x_{\mathrm{comp}}^2 + y_{\mathrm{comp}}^2 + z_{\mathrm{comp}}^2}$).

Une plus grande variabilité des composantes de champ magnétique se traduira par un élargissement de la distribution de la magnitude et donc une augmentation de la valeur moyenne résultante.

Une étude plus approfondie est requise pour savoir si la forme de log-normale sur les distributions des autres paramètres est d'origine physique. On s'attend notamment à ce que l'origine de la forme de la distribution de la vitesse soit la même que le champ magnétique puisqu'il s'agît également d'une grandeur vectorielle.

Toutefois, pour les grandeurs scalaires (température ou densité par exemple), l'origine de cette forme provient certainement d'un processus physique.

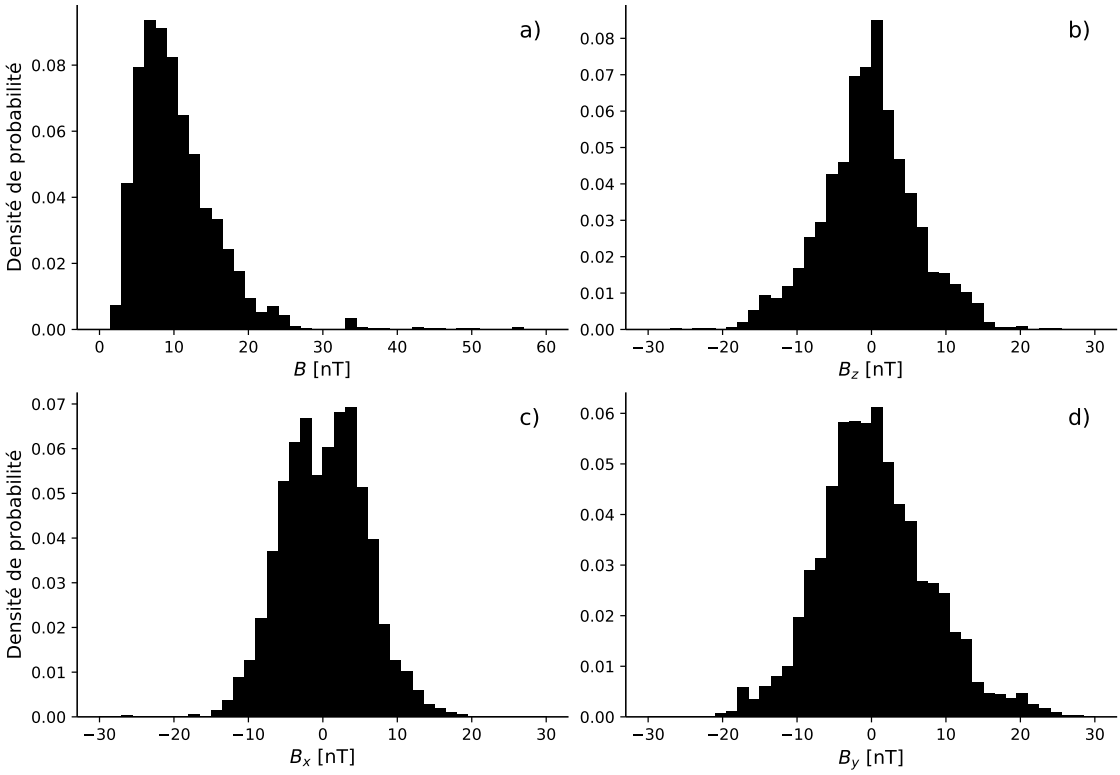



**FIGURE 2.9** – Histogramme de $B$ et de ses composantes au niveau des 30 bins au milieu du ME.

On peut voir en figure 2.10 la distribution de $T_\mathrm{p}$ au milieu du ME ($t = 2.5$) pour tous les événements qui ont une gaine, représentés par l'histogramme en noir.

On peut écrire une loi log-normale de la façon suivante :

$$f(x, \mu, \sigma) = \frac{1}{x\sigma\sqrt{(2\pi)}} e^{\left(\frac{-(\log(x)-\mu))^2}{2\sigma^2}\right)}, \tag{2.3}$$

$\mu$ et $\sigma$ sont respectivement la moyenne et la déviation standard du logarithme naturel de la variable aléatoire $x$.

On ajuste par la suite un modèle de log-normale (selon l'équation (2.3)) aux données pour obtenir la courbe en rouge. L'ajustement paramétrique est effectué en utilisant un algorithme MLE [5] (Maximum Likelyhood estimation).

On peut voir que la distribution de la température au milieu du ME est effectivement bien décrite par une log-normale. Afin de quantifier la qualité de l'ajustement nous calculons la valeur du $\chi^2$ réduit, $\chi^2_r$ :

5. https ://docs.scipy.org/doc/scipy/reference/generated/scipy.stats.lognorm.html

$$\chi_r^2 = \frac{1}{N-1} \sum_{i=0}^{N} \frac{(M_i - A_i)^2}{A_i}. \tag{2.4}$$

$M_i$ correspond à la fréquence mesurée du paramètre étudié au $i$-ème point de l'histogramme tandis que $A_i$ correspond à la fréquence que nous attendons selon la loi log-normale au même point $i$. $N$ correspond au nombre de points sur l'histogramme. Pour un ajustement paramétrique, on attend une valeur la plus probable de $\chi_r^2$ autour de 1.

De plus, sur la figure 2.10, les lignes verticales violette et jaune représentent respectivement la médiane et la valeur moyenne de la distribution. On peut ainsi à nouveau observer que la moyenne et la médiane ne correspondent pas à la valeur la plus probable, c'est-à-dire le maximum de la distribution. Du fait de l'asymétrie de la distribution, les fortes valeurs de $T_\mathrm{p}$ (par exemple) tendent à augmenter la valeur moyenne et la médiane. C'est ici que nous introduisons la valeur la plus probable, aussi appelée le mode représenté par la ligne bleue sur la figure 2.10. Par définition, le mode va nous permettre de localiser le maximum de la distribution et dans le cas d'une distribution log-normale, sa valeur est donnée par :

$$\mathrm{mode} \quad = \quad e^{\mu - \sigma^2} \tag{2.5}$$

Les valeurs moyennes et médianes sont elles toujours directement calculées à partir de l'histogramme, comme dans la section 2.2.3 et non à partir de l'ajustement paramétrique qui vient d'être décrit.

### 2.3.2 Détail des histogrammes dans chaque sous structure

Nous venons de discuter de la distribution de la température dans le ME. Cependant, notre étude ne porte pas uniquement sur les éjectas magnétiques des ICMEs ni uniquement sur leur profil de température. Dans cette section, nous allons donc parler de la distribution des autres paramètres physiques dans toutes les régions des ICMEs.

La figure 2.11, présente les distributions de $B$, $T_\mathrm{p}$, $V_\mathrm{p}$ et $n_\mathrm{p}$ (histogrammes noirs) de la distribution au milieu des différentes régions en prenant une largeur de 30 points. À chaque colonne correspond un paramètre physique (l'axe des $x$ et des $y$ sont les mêmes sur une colonne) tandis qu'à chaque ligne correspond une région de l'ICME. Les ajustements paramétriques correspondants sont tracés en rouge.

L'histogramme de chacun des paramètres physiques apparaît en noir, l'ajustement d'une log-normale sur cet histogramme est représenté par la courbe rouge. Les paramètres $\mu$ et $\sigma$ de la log-normale et le $\chi_r^2$ sont en haut à droite de chaque figure.

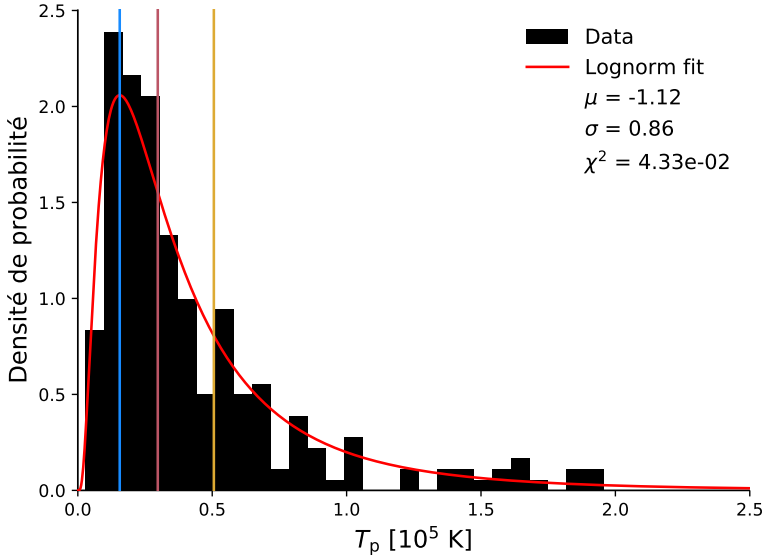



**FIGURE 2.10** – Ajustement d'une log-normale (en rouge) à la distribution de la température au milieu du ME pour l'ensemble des ICMEs possédant une gaine. Les paramètres $\mu$ et $\sigma$ de la loi log-normale sont montrés en haut à droite de la figure.

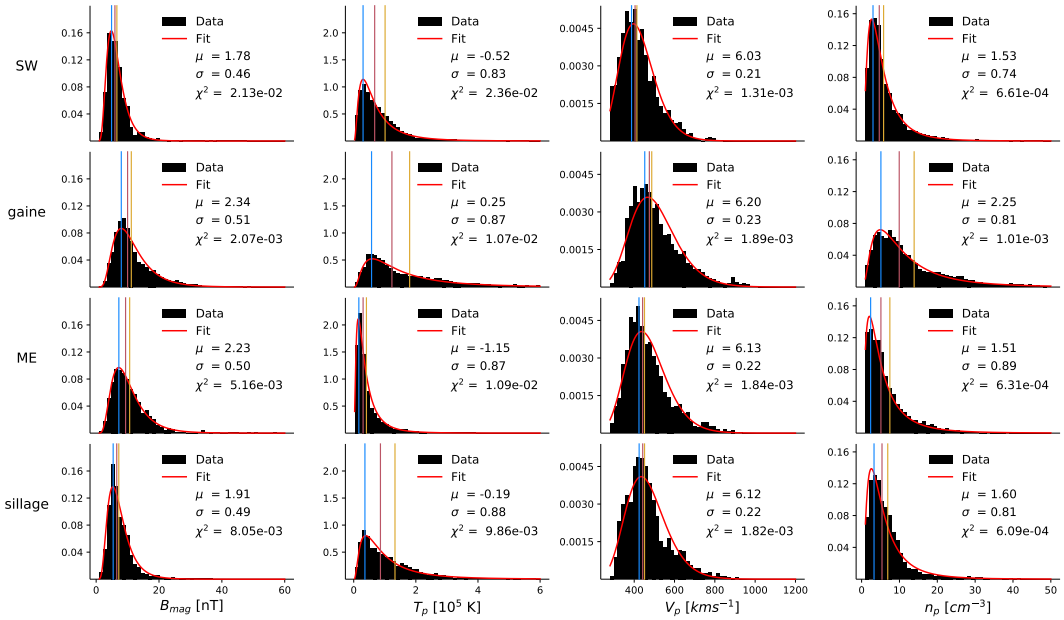



**FIGURE 2.11** – Histogramme et ajustement paramétrique d'une log-normale sur les quatre paramètres principaux de notre étude dans les quatre régions de l'ICME. De gauche à droite : champ magnétique $B$, température $T_\mathrm{p}$, vitesse des protons $V_\mathrm{p}$ et densité des protons $n_\mathrm{p}$. Du haut vers le bas : la région du vent solaire pre-ICME, de la gaine, du ME et du sillage. La ligne verticale bleue correspond à la position de la valeur la plus probable, la ligne violette correspond à la médiane et la jaune correspond à la moyenne.

On observe une évolution de la distribution pour un même paramètre dans les différentes

régions de l'ICME. Par exemple, si on regarde la température (2ème colonne), on observe que la distribution est beaucoup plus étroite dans le ME que dans la gaine. La transition du SW vers la gaine, lieu de compression et de chauffage du plasma du vent solaire, n'est pas marquée uniquement par un simple décalage de la distribution vers les hauts $T_{\mathrm{p}}$, repéré par le déplacement de son maximum. On observe en plus un élargissement de la distribution. Avec une distribution telle que la log-normale, un élargissement de cette dernière produit également une augmentation de la valeur moyenne et médiane.

Nous trouvons également cet élargissement de la distribution pour $n_{\mathrm{p}}$ et pour $B$ lors du passage du SW à la gaine. On observe notamment que le $\mu$ est très différent entre ces deux régions : $\mu_{SW} = 1.53$ et $\mu_{\mathrm{gaine}} = 2.25$. Cet écart est grand comparé à la variation de $\mu$ en passant du SW au ME, de $\mu_{SW} = 1.53$ à $\mu_{ME} = 1.51$. La densité dans le ME serait donc la même que dans le SW. Cela va dans le sens de l'étude Masías-Meza et al., 2016 où les auteurs ont étudié les propriétés statistiques des MCs et trouvent une valeur de densité qui est similaire à celle du vent solaire. Ceci n'est pas en accord avec Burlaga et al., 1981 où un MC est décrit (entre autre) comme une région de faible densité. Contrairement à $B$, $T_{\mathrm{p}}$ et $n_{\mathrm{p}}$ la distribution de $V_{\mathrm{p}}$ ne montre quasiment aucune différence dans les différentes régions. Le paramètre $\mu$ de la vitesse vaut typiquement $6.1 \pm 0.1$ pour les 4 régions et $\sigma$ vaut $0.22 \pm 0.01$. On observe cependant un décalage de la moyenne du mode et de la médiane dans la gaine montrant l'augmentation de la vitesse du plasma dans cette région.

Si on regarde la séparation entre le mode, la moyenne et la médiane dans la figure 2.11, on observe que, pour une distribution plus large, l'écart entre ces trois valeurs est plus grand. Ainsi ces trois valeurs pourraient être utilisées pour représenter la largeur de la distribution.

Nous observons donc que la loi log-normale décrit bien la distribution des différents paramètres physiques dans les différentes régions des ICMEs.

### 2.3.3 Les propriétés typiques des différentes sous structures

Ainsi, nous pouvons réaliser un histogramme empilé en calculant la moyenne, la médiane et le mode pour les différents paramètres physiques que nous avons à disposition. Le résultat est présenté en figure 2.12. Une description de cette figure se situe dans la section 3.2 de l'article Regnault et al., 2020 inclus en Section 2.5.

Dans la suite de ce chapitre, nous allons donc utiliser la moyenne, le mode et la médiane ensemble afin de représenter le comportement des distributions dans les différentes régions de l'ICME. Le mode donne la position du pic de la distribution puis la moyenne et la médiane donne une idée de la largeur de la distribution dans les différentes régions. Nous pourrons alors déterminer les propriétés statistiques des différents profils dans les différentes régions.

De plus, le comportement relatif de ces 3 valeurs (moyenne, mode et médiane) nous

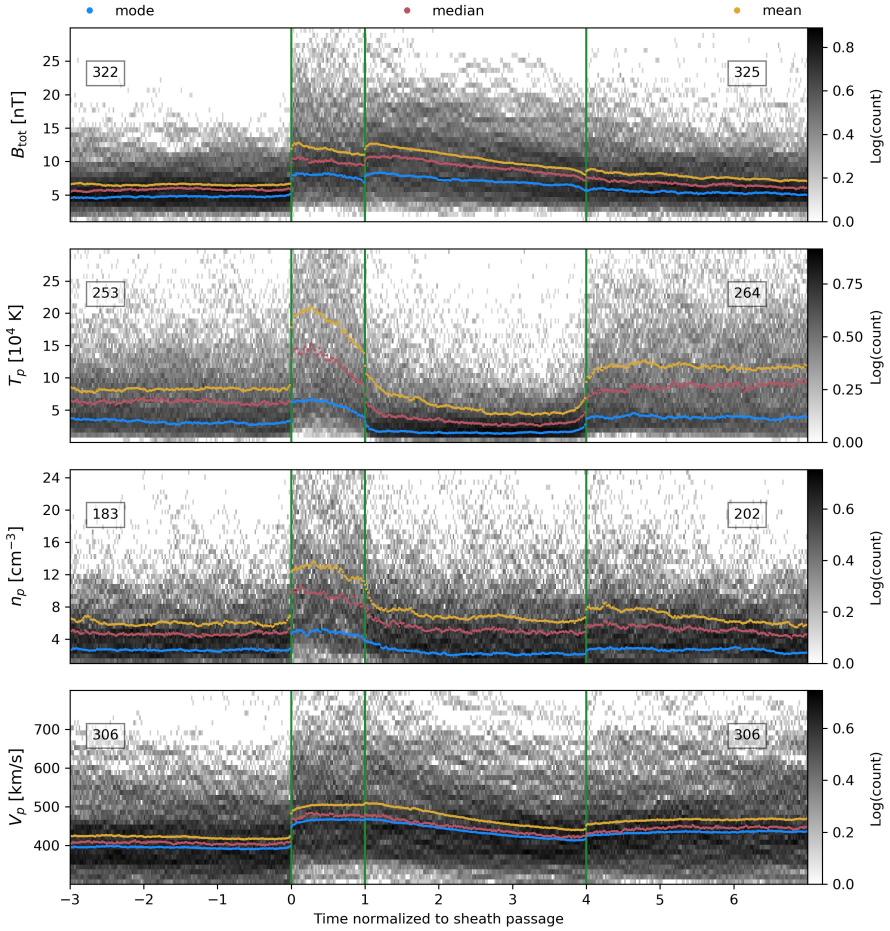



**FIGURE 2.12** – Histogramme empilé obtenu à partir de tous les événements de qualité $\leq 3$ du catalogue présenté dans Regnault et al., 2020. De haut en bas, nous trouvons $B$ en nT, $T_{\mathrm{p}}$en K, $n_{\mathrm{p}}$ en cm$^{-3}$ et enfin $V_{\mathrm{p}}$en km/s. Le mode, la moyenne et la médiane apparaissent en bleu, jaune et violet. L'échelle de gris est inversement proportionnelle au logarithme de la fréquence de chaque valeur possible des différents paramètres physiques. Les lignes verticales vertes montrent les frontières entre les différentes sous-structures de l'ICME. Les numéros présents en haut à droite et à gauche correspondent au nombre d'événements utilisé pour calculer la SEA dans cette partie de l'ICME, cf. 2.2.2

renseigne notamment sur la largeur de la distribution sans avoir à visualiser directement un histogramme. Un grand espacement entre la moyenne, le mode, et la médiane suggère une distribution large et donc un paramètre physique avec une grande variabilité.

On peut ainsi remarquer sur la figure 2.12 les propriétés typiques des ICMEs décrites au début de ce chapitre. On voit par exemple, une augmentation de la densité et de la température dans la gaine ou alors une décroissance monotone de la vitesse le long de l'éjecta magnétique.

Nous avons ainsi amélioré la statistique des résultats obtenus auparavant mais avec une taille d'échantillon inférieure au nôtre. Par exemple, nous avons une taille d'échantillon qui est 5 à 8 fois supérieure aux études Masías-Meza et al., 2016 ; Janvier et al., 2019 (qui

se concentraient sur les ICMEs avec MCs) en fonction de la disponibilité des différentes données. Notre nombre d'événements est différent en fonction du paramètre physique que l'on considère, cf. section 2.1.4.

Le résultat principal de cette figure est que nous pouvons calculer les rapports d'augmentation de $T_{\mathrm{p}}$ *typiques* entre la gaine et le ME ou alors estimer la température *typique* à l'intérieur d'un ME ou bien mesurer la durée de rétablissement de $B$ à une valeur correspondant à celle du vent solaire qui n'est pas immédiat après la fin du ME comme montré dans la première ligne de la figure 2.12. Mais il y a plus : l'ajout de la valeur la plus probable, en supposant une distribution en log-normale, combinée à la valeur moyenne et médiane, permet d'avoir une vision plus complète des propriétés statistiques de nos ICMEs. On est capable de repérer de façon claire la position du pic de la distribution, mais également de différencier un élargissement et un décalage de la distribution, ce qui est très difficile à faire uniquement avec le calcul de la valeur moyenne et médiane. Les figures 2.11 et 2.12 nous permettent de voir que lors du passage du SW à la gaine la distribution de densité subit plus un élargissement (donc une plus grande variabilité de $n_{\mathrm{p}}$) qu'un décalage vers les hautes valeurs.

On a maintenant le moyen de déterminer les propriétés statistiques de notre ICME dans ses différentes régions et ainsi dresser le portrait typique d'une ICME. Toutefois, toutes les ICMEs de notre catalogue ne ressemblent pas à ce que l'on peut voir en figure 2.12, il existe une grande diversité de profils des paramètres physiques des ICMEs. Par exemple, Masías-Meza et al., 2016 a montré que la vitesse du ME avait un impact sur la forme du profil de $B$ : les événements dits rapides présentaient un champ magnétique asymétrique dans le ME. Dans la section suivante, nous allons donc explorer les paramètres physiques qui seraient responsables de la diversité des profils d'ICME que l'on observe.

## 2.4 La classification des ICMEs

Dans la section 2.1 et 2.2 nous avons mis l'accent sur ce que les ICMEs avaient en commun. Cependant, même si les ICMEs ont des propriétés communes, des études ont montré que certains paramètres physiques avaient un impact sur les propriétés des ICMEs.

### 2.4.1 L'intérêt de la classification

En effet, comme dit précédemment les ICMEs rapides ont un champ magnétique qui est plus asymétrique que les ICMEs lentes selon l'étude de Masías-Meza et al., 2016 mais également un champ magnétique dans la gaine qui est plus fort pour les événements rapides. En se basant sur ce dernier résultat, Janvier et al., 2019 ont également construit des catégories d'ICMEs rapides et lentes en se basant sur la valeur de $B$ dans la gaine, un $B$ plus intense dans la gaine correspondant aux ICMEs rapides. À l'issue de cette étude, les ICMEs rapides présentaient également une asymétrie plus prononcée que les

événements lents. Ainsi, la vitesse de propagation de l'ICME impacte la structure magnétique de l'éjecta. Nous allons donc faire (entre autres) un tri en fonction de la vitesse et ainsi généraliser ces résultats obtenus sur des ICMEs avec un MC (sur lesquelles se concentrent Masías-Meza et al., 2016) aux ICMEs avec un ME.

Construire des catégories permet de mettre en avant certains processus physiques qui se déroulent durant la propagation. L'exemple cité précédemment a par exemple permis de mettre en avant une modification de la structure magnétique de l'éjecta causée par la vitesse de l'ICME. Dans la section 2.5, nous explorons l'effet de différents paramètres sur les profils d'ICMEs en réalisant une SEA sur différentes catégories d'ICMEs.

Dans Masías-Meza et al., 2016 ; Janvier et al., 2019 les catégories sont construites à partir de la valeur d'un paramètre physique, c'est-à-dire : *Si tel paramètre dépasse une certaine valeur seuil alors l'ICME est dans telle catégorie.* Toutefois, il existe d'autres méthodes de classification qui permettraient de construire des catégories de façon automatique, non pas en utilisant la valeur d'un paramètre physique en particulier, mais en se basant sur la forme d'un profil de paramètre par exemple.

### 2.4.2 Classifications avec l'algorithme k-means

Les méthodes de classification automatiques sont largement utilisées afin de construire des catégories et de classer des objets. Dans cette partie, nous discuterons d'une méthode simple, mais très utilisée pour construire des groupes et nous allons l'appliquer aux profils des ICMEs. Jusqu'à présent, lors de la construction de groupe d'ICMEs, le nombre de groupes ou bien les critères à utiliser pour séparer les ICMEs étaient déterminés par un opérateur humain. Dans cette section, nous allons parler d'une méthode qui, avec un nombre de groupes en entrée, crée des groupes par le biais d'un algorithme, le $k$-means (Macqueen, 1967).

Cette méthode est déjà utilisée dans différents domaines de l'astrophysique. Panos et al., 2018 ont construit différentes catégories de profils de la raie d'émission du Magnésium II lors d'embrillancements observés sur le Soleil avec le $k$-means. De même, Gratton et al., 2011 ; Simpson et al., 2012 utilisent cet algorithme afin de construire des catégories d'étoiles. Nous allons voir comment cette méthode peut s'appliquer à la classification des ICMEs.

Le but de cet algorithme est de classifier $n$ observations en $k$ groupes. Pour ce faire, on procède de la façon suivante :

Si on prend l'exemple de $n$ observations, représentées par deux valeurs, on peut les représenter dans un plan. L'algorithme va grouper les points qui sont proches les uns des autres sur ce plan. Pour ce faire, l'algorithme calcule $k$ centroides qui seront placés aléatoirement sur le plan dans un premier temps, ou avec une première estimation. Ensuite, chaque observation sera attribuée au centroide qui lui est le plus proche. Les observations attribuées au même centroide font donc partie du même groupe. Ensuite, le centroide est

déplacé sur la valeur moyenne de son groupe et le même processus recommence : on ré-attribue chaque observation à son centroide le plus proche et on déplace le centroide à la position moyenne de toutes les observations de son groupe. L'algorithme s'arrête quand l'assignation est la même entre deux itérations.

Le principe de fonctionnement de cet algorithme sur un plan est schématisé en figure 2.13.

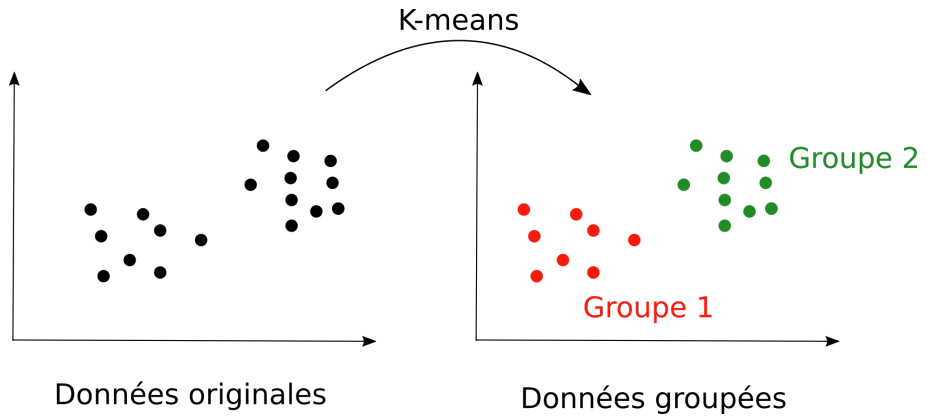



**Figure 2.13** – Représentation schématique de la classification par l'algorithme des k-means pour $k$ = 2. À gauche se trouve un nuage de points dans un plan et à droite se trouve le nuage de points groupés par les k-means. L'algorithme a associé chaque point à un groupe comme montré par la couleur rouge (groupe 1) et verte (groupe 2).

Cet algorithme ne se cantonne pas à de la classification dans un plan ; il peut s'appliquer pour un nombre de dimensions supérieur à 2. Le profil du ME d'un paramètre physique a 150 points, cf. section 2.2.1. C'est donc un point dans un espace à 150 dimensions. Ainsi, on peut chercher à classifier nos profils par le biais de la méthode des $k$-means dans un tel espace. Chaque point de cet espace représente un profil particulier et un ensemble de points proches représentent donc des profils similaires.

Une fois la classification faite, il est possible de quantifier la qualité de cette dernière en réalisant une analyse de Silhouette. L'idée est d'attribuer un score entre $1$ et $-1$ à chaque point de mesure et de regarder l'ensemble des scores pour chaque sous-catégorie.

Le score est défini par $score = \frac{b-a}{max(a,b)}$ avec $a$ la distance du point d'observation avec le groupe auquel il appartient et $b$ la distance avec le 2ème groupe le plus proche. Un score proche de $-1$ montre que le point d'observation est plus proche (et donc plus similaire) d'un autre groupe que le groupe auquel il est actuellement attribué, l'affection de ce point est donc mauvaise. Un score proche de $1$ signifie un groupe qui est proche du centroide de son groupe et signifie donc une bonne attribution. Finalement, un score proche de $0$ montre que le point d'observation est à mi-chemin entre les deux centroides et que son affectation n'est pas claire entre ces deux groupes.

Un détail important de cette méthode est qu'elle ne nécessite pas l'existence de groupe en amont pour converger. L'algorithme des $k$-means peut très bien converger, et donc créer des groupes, même avec un ensemble de points uniformément répartis sur un plan.

De plus, elle nécessite d'avoir un nombre de groupes en entrée. C'est une information pas forcément triviale à obtenir lorsque l'on fait de la classification puisqu'elle est parfois inconnue, ce qui est notre cas ici.

Cependant, si on lance des classifications des mêmes profils pour un nombre de groupes $k$ variable et que l'on cherche à avoir un score le plus élevé possible, alors on peut déterminer un nombre de groupes optimal. Cela s'appelle l'*elbow analysis* (analyse du coude).

Nous allons maintenant appliquer le principe de l'algorithme et l'*elbow analysis* dont nous venons de discuter aux profils des paramètres physiques dans le ME.

### 2.4.3 Classifications des ICME avec le k-means

Comme dit précédemment la forme du profil de champ magnétique dans le ME est affectée par la vitesse de propagation de l'ICME. La forme du profil est plus asymétrique pour les ICME rapides. Ainsi, dans un premier temps, nous voulons que la classification se concentre sur la forme des profils de $B$ dans le ME et non pas sur leurs valeurs en absolu. Pour cela, nous normalisons nos profils en soustrayant la valeur moyenne et divisons ensuite par l'écart standard de $B$ dans le ME. On applique également cette normalisation aux autres profils dans le ME. Cette normalisation permet ainsi de donner à l'algorithme un ensemble de profils qui peuvent être classifiés en se basant uniquement sur leur forme.

L'évolution du score moyen de différents paramètres physiques pour différents $k$ est présentée en figure 2.14. Cette évolution du score apparaît en orange pour la vitesse, en bleu pour le champ magnétique, en vert pour la densité et en rouge pour la température dans le ME. Dans un premier temps, on cherche à trouver le paramètre physique qui sépare au mieux les ICMEs. On va donc chercher quel paramètre possède le plus haut score sur les différents nombres de groupe en moyenne. On remarque que pour $k < 6$ la vitesse semble être le meilleur choix pour classifier nos éléments. Ce résultat est en accord avec la conclusion de la section 4.1 de Masías-Meza et al., 2016 qui ont regardé quel paramètre était le meilleur pour pouvoir classifier les MCs. Pour $k > 6$ l'amplitude du champ magnétique semble être le meilleur choix, mais le score moyen est vraiment bas, $< 0.2$.

De plus, le calcul de ce score pour différents nombres de groupes $k$ permet d'estimer un nombre de groupes optimal pour classifier les ICME en utilisant l'*elbow analysis*. Il faut repérer le nombre de groupes à partir duquel le fait d'ajouter un nouveau groupe ne change plus beaucoup le score. Selon ce critère, le nombre de groupes optimal pour $V_\mathrm{p}$ est de 6, de 4 pour $T_\mathrm{p}$ en utilisant la figure 2.14.

Nous avons exploré la méthode des $k$-means afin de classifier automatiquement nos ICMEs et nous avons trouvé que la classification par cette méthode ne donnait pas un bon score de tri moyen. Ceci suggère donc qu'il n'existerait pas de classes distinctes d'ICME.

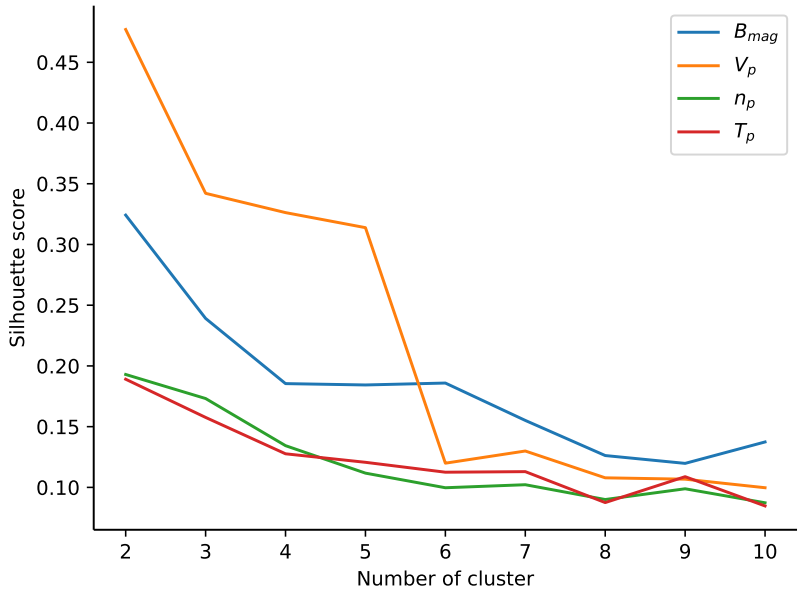



**Figure 2.14** – Évolution du score de silhouette en fonction du nombre de clusters pour le champ magnétique (bleu), la vitesse (orange), la densité (vert) et la température (rouge)

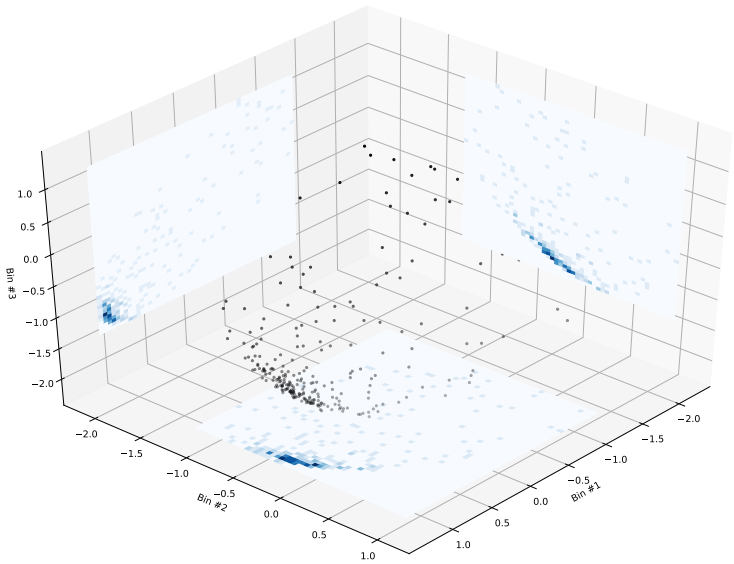
Afin de vérifier cela, nous réduisons le nombre de point des profils de 150 à 3. Les 3 points sont donc la valeur moyenne des 50 premiers et derniers points du profil ainsi que les 50 points du milieu. Ensuite, nous représentons la valeur de chacun de ces points en fonction des autres dans un espace à trois dimensions. Les points #1, #2 et #3 représentent donc respectivement le début, le milieu et la fin du ME. Cette réduction nous permet de pouvoir vérifier visuellement s'il existe des regroupements de profils ou non. De plus, avec des profils à 3 points nous pouvons différencier des profils plats (mêmes valeurs pour les 3 points) ou alors des profils asymétriques (premier point à valeur élevée et le dernier à valeur basse ou vice versa). En figure 2.15, on trouve, à gauche, un graphique montrant la répartition des profils de vitesse dans l'espace 3D décrit précédemment et, à droite, un graphique montrant uniquement sa projection sur le plan du second point.

Nous pouvons voir sur les bords de la figure 2.15a la projection des points dans l'espace 3D sur les différents plans des différents points.

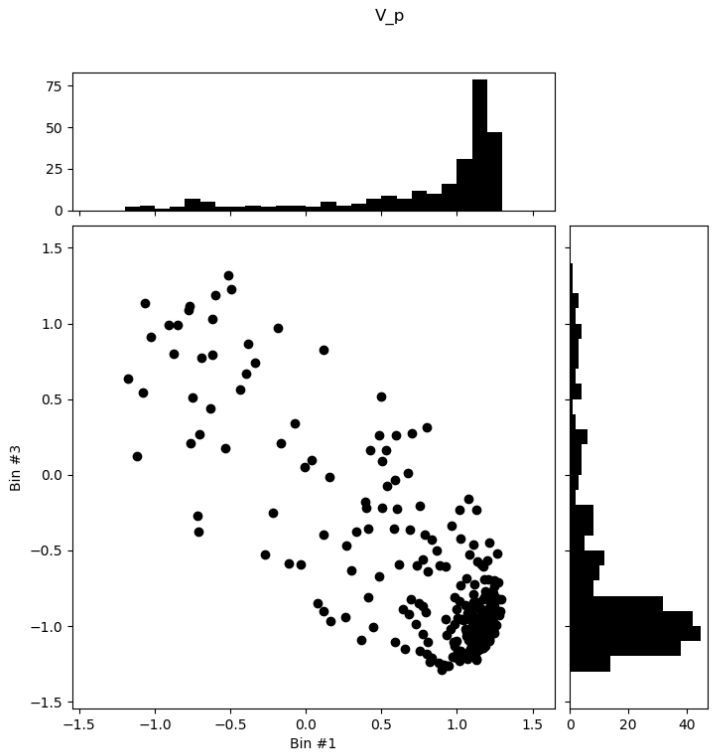
La figure 2.15b montre une corrélation négative du point #1 avec le point #3. Ceci suggère donc un profil de vitesse dans le ME décroissant. L'origine de cette corrélation négative peut certainement s'expliquer par l'expansion du tube de flux : si la structure est en expansion alors le front avant va plus vite que son front arrière.

Tous les points dans le quart inférieur droit de la figure 2.15b correspondent donc à une ICME dont le profil de $V_\mathrm{p}$ est décroissant dans le ME. En utilisant les histogrammes en haut et à droite de la figure on trouve que $82\%$ des profils de $V_\mathrm{p}$ se situent à cet endroit.

On observe qu'il y a un agglomérat d'évènements pour une faible valeur du point #1 et




**(a)** Nuage de points de la vitesse dans l'espace 3D. Les plans blancs sur les côtés sont les projections de ces points sur ces différents plans.




**(b)** Nuage de points de la valeur de la vitesse du point #1 en fonction du point #3. En haut et à droite sont les distributions des points selon les valeurs des points #1 et #3 respectivement.

**Figure 2.15** – Nuage de points 2D (a) et 3D (b) du profil de vitesse rééchantilloné.

forte pour le point #3. Hormis cet agglomérat, il n'apparaît pas de 2ème groupe distinct sur les histogrammes en haut et à droite de cette figure.

### 2.4.4 Conclusions

Les résultats obtenus par l'application des $k$-means sur des profils dans le ME de $B$, $n_\mathrm{p}$, $T_\mathrm{p}$ et $V_\mathrm{p}$ et la visualisation des profils $V_\mathrm{p}$ (critère le plus prometteur selon les $k$-means) réduit à un espace de dimensions trois suggèrent qu'il n'y aurait pas de groupes distincts d'ICME en utilisant ces données. C'est un résultat qui concorde avec les observations des CME que nous faisons avec les coronographes. Les ICMEs sont un continuum dans leurs espaces des paramètres plasmas et magnétiques, comme les CMEs sont un continuum en vitesse (Yurchyshyn et al., 2005 ; Vourlidas et al., 2010).

Ainsi, étudier les différences entre les classes revient finalement à étudier des corrélations. Janvier et al., 2019 ; Masías-Meza et al., 2016 ont donc étudié la corrélation de l'asymétrie du champ magnétique (ou de l'intensité de $B$ dans la gaine) avec la vitesse moyenne des MCs. Dans la section suivante, nous discutons de la corrélation de certains paramètres comme la vitesse relative du ME avec le vent solaire ou la présence de signatures d'un MC sur les profils des ICMEs.

## 2.5 Application de la SEA aux données de ACE à 1 ua

### 2.5.1 Résumé de Regnault et al., 2020

L'article Regnault et al., 2020 présente une étude statistique de mesures *in situ* des propriétés plasmas et magnétiques des ICMEs qui ont été détectées à 1 ua. Les données proviennent de MAG et SWEPAM à bord de la mission ACE. Cette étude a revisité une liste d'ICMEs (Richardson et Cane, 2010) et a appliqué la méthode des époques superposées sur un ensemble de 425 ICMEs afin d'en extraire les propriétés typiques, mais également afin de comprendre les mécanismes mis en jeu lors de la propagation d'une ICME notamment par la création de catégorie d'ICMEs. Tout le long de l'étude, nous étudions l'évolution de la valeur la plus probable en utilisant la moyenne et le mode pour repérer le possible élargissement de la distribution des paramètres physiques.

#### ICMEs avec une gaine

Nous réalisons tout d'abord la SEA sur tous les événements possédant une gaine. Nous montrons que la distribution des paramètres physiques est bien décrite par une log-normale comme montré par Rodriguez et al., 2016 dont l'étude portait sur les MCs. On

généralise ce résultat aux MEs, mais également à la gaine de l'ICME ainsi que le vent solaire l'environnant (SW + sillage). L'asymétrie de la distribution en log-normale justifie la pertinence de l'ajout du mode dans la SEA puisque la moyenne et la médiane sont impactées par valeurs extrêmes présentes dans les distributions et représentent donc mal la valeur la plus probable du paramètre (voir section 2.3).

On trouve que :

- la transition entre le SW et la gaine est bien marquée par une discontinuité sur $B$, $n_\mathrm{p}$, $V_\mathrm{p}$ et $T_\mathrm{p}$ suivi par une augmentation de ces paramètres dans la région de la gaine.
- le paramètre $\beta$ est le même entre la gaine et le SW ($\approx 0.4$), tandis qu'il est plus faible dans le ME ($\approx 0.1$) où la pression magnétique domine.
- le $rmsBoB$ (fluctuations de $B$ divisé par $B$) est plus faible dans le ME que dans le SW ou la gaine. Ceci est dû au fait que le ME est une structure magnétique plus cohérente que la gaine et le vent solaire et que $B$ est plus intense. On mesure en moyenne, $\approx 0.04$ dans le ME contre $0.07$ dans le SW.
- le profil de $B$ dans le ME est asymétrique avec une plus grande valeur de $B$ sur la première moitié du ME.
- $T_\mathrm{p}$ et $rmsBoB$ sont efficaces pour délimiter les frontières du ME. Même la frontière la plus dure à estimer, la frontière entre le ME et le sillage est marquée par une augmentation bien visible de $\beta$ et $rmsBoB$ sur le mode.
- $B$ et $V_\mathrm{p}$ ne récupèrent pas la valeur qu'ils avaient avant le passage de l'ICME avant au moins une durée de ME. Comme montré par Temmer et al., 2017, l'ICME perturbe les propriétés du vent solaire sur une durée plus grande que la durée de l'ICME elle-même.

#### ICMEs sans gaine

En section 2.1, nous avons vu que certaines ICMEs présentaient les signes d'un éjecta magnétique ($B$ fort et $T_\mathrm{p}$ faible) sans présenter de signe de compression du plasma à l'avant de la structure ni de discontinuité. La SEA appliquée sur cette catégorie d'ICME est présentée en section 3.2 de l'article.

On trouve que :

- les ICMEs sans gaine sont typiquement des événements lents, trop lents pour former une gaine possiblement. On ne peut cependant pas dire que ces événements n'ont jamais eu de gaine durant leur propagation puisque les ICMEs que nous étudions sont toutes à 1 ua. Une gaine aurait pu se former plus proche du Soleil, mais la rencontre avec une région du vent solaire dense pourrait fortement ralentir l'ICME et ainsi empêcher l'accumulation de matière à l'avant du ME.
- le $B$ dans le ME est plus symétrique et moins intense pour les ME sans gaine que pour les événements avec gaine. Un profil plus symétrique a également été observé pour les ICMEs lentes dans l'étude Masías-Meza et al., 2016. On trouve également

que, malgré la faible augmentation de $B$ dans le ME, le $rmsBoB$ marque vraiment bien les frontières du ME. Ce paramètre semble efficace pour détecter les MEs même s'ils ont un $B$ faible.

#### ICMEs triées selon leur vitesse relative

Nous avons également étudié l'effet de la vitesse relative du ME avec le vent solaire sur les profils de ME. Nous avons construit trois catégories d'ICMEs en fonction de la valeur de la vitesse relative du ME avec le vent solaire $\Delta v = \langle v_{ME} \rangle - \langle v_{SW} \rangle$. $\langle\rangle$ correspond à la vitesse moyennée dans le ME. Les ICMEs "low$\Delta v$" correspondent à un $\Delta v$ < 0 km/s et les "high $\Delta v$" correspond à un $\Delta v$ > 55 km/s. Le résultat de cette classification est pour chaque catégorie présentée en figure 2.16. Les paramètres physiques présentés sont les mêmes que pour la figure 2.4. De gauche à la droite, il y a la catégorie : low $\Delta v$, medium $\Delta v$ et enfin high $\Delta v$.

On trouve que :

- le saut de $T_\mathrm{p}$, $B$ et $V_\mathrm{p}$ entre la gaine et le SW est plus fort pour les high $\Delta v$ que pour les low $\Delta v$. On observe aussi que $n_\mathrm{p}$ subit une augmentation similaire du SW à la gaine pour les low $\Delta v$ et les high $\Delta v$. Cependant, la distribution de $n_\mathrm{p}$ dans la gaine est bien plus large pour les high $\Delta v$ tout comme pour $B$ et $T_\mathrm{p}$. Les gaines des ICMEs relativement rapides sont donc bien plus variables en densité, mais également en termes de température.
- sur les MCs ou les MEs en général : les événements rapides (relativement rapides dans notre cas) possèdent un champ magnétique asymétrique avec une valeur de $B$ plus forte à l'avant du ME. Ceci généralise à un plus grand nombre d'ICMEs le résultat trouvé par Masías-Meza et al., 2016 ; Janvier et al., 2019. Cette asymétrie suggère une compression de la structure magnétique du ME. Il faut cependant faire attention à la comparaison ici, car des événements high $\Delta v$ dans notre étude pourraient être des événements qui sont vu comme "lents" dans l'étude de Masías-Meza et al., 2016 si le vent solaire dans lequel il se déplace est lui-même rapide.
- la baisse de $rmsBoB$ dans le ME est le même sur les trois catégories de vitesse bien que $B$ soit plus fort pour les high $\Delta v$. Le profil de $rmsBoB$ ne semble pas impacté par le profil asymétrique de $B$ pour les high $\Delta v$.
- le temps de récupération du champ magnétique après l'ICME est plus long pour une ICME relativement plus rapide. On observe aussi que derrière les high $\Delta v$, le sillage est plus rapide par rapport au SW pendant la durée d'au moins 1 ME. Ceci peut s'expliquer par le fait que les ICMEs high $\Delta v$ ouvriraient la configuration magnétique environnante pour le vent solaire qui se situe juste derrière l'ICME, facilitant ainsi propagation du vent solaire dans le sillage de l'ICME.

#### ICMEs triées en fonction du cycle solaire

Dans cet article, nous étudions également si les ICMEs émises durant la période calme du cycle solaire de 11 ans étaient différentes de celles émises durant la période active.

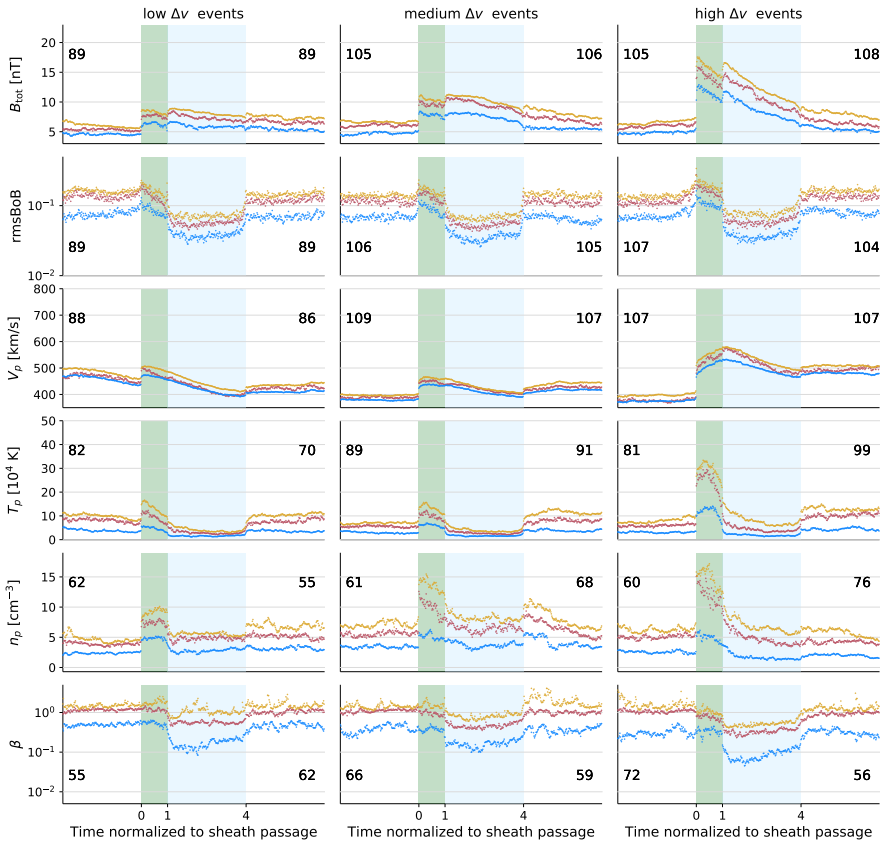



**FIGURE 2.16** – Méthode des époques superposées sur les ICMEs relativement lentes, moyennes ou rapides de gauche à droite respectivement. La vitesse relative est calculée en faisant la différence de la vitesse moyenne du ME avec la vitesse moyenne du vent solaire avant le passage de l'ICME. De haut en bas on trouve $B$ en nT, $rmsBoB$ (équations (2.1) et (2.2)), $V_\mathrm{p}$ en km/s, $T_\mathrm{p}$ en $10^4$ K, $n_\mathrm{p}$ en cm$^{-3}$ et enfin le paramètre $\beta$ en échelle logarithmique. La zone verte correspond à la gaine et la zone bleue correspond à l'éjecta magnétique.

Des études ont déjà étudié l'évolution du nombre d'occurrences des ICMEs avec le cycle solaire (par exemple Cane et Richardson, 2003 ; Gopalswamy, 2007) mais il n'y a pas encore eu d'étude sur la variation des profils typiques des ICMEs avec le cycle solaire.

On trouve que :

- le nombre d'occurrences d'ICMEs est trois fois plus élevé durant la période active.
- la gaine a des propriétés plus variables (en termes de $B$, $T_\mathrm{p}$ par exemple) pour les ICMEs émises durant la phase active que durant la phase calme, mais ne présente pas de grandes différences si on regarde leurs profils le plus probable.
- sur les différentes régions, les profils sont assez similaires entre la période calme ou active sauf pour la vitesse pour laquelle on observe un décalage vers des vitesses plus rapides en période active. Cela peut s'expliquer par le fait qu'en phase active le vent solaire est en moyenne plus rapide au niveau de l'équateur (McComas et al., 2008). Un vent plus rapide permet aux ICMEs de se propager plus rapidement en

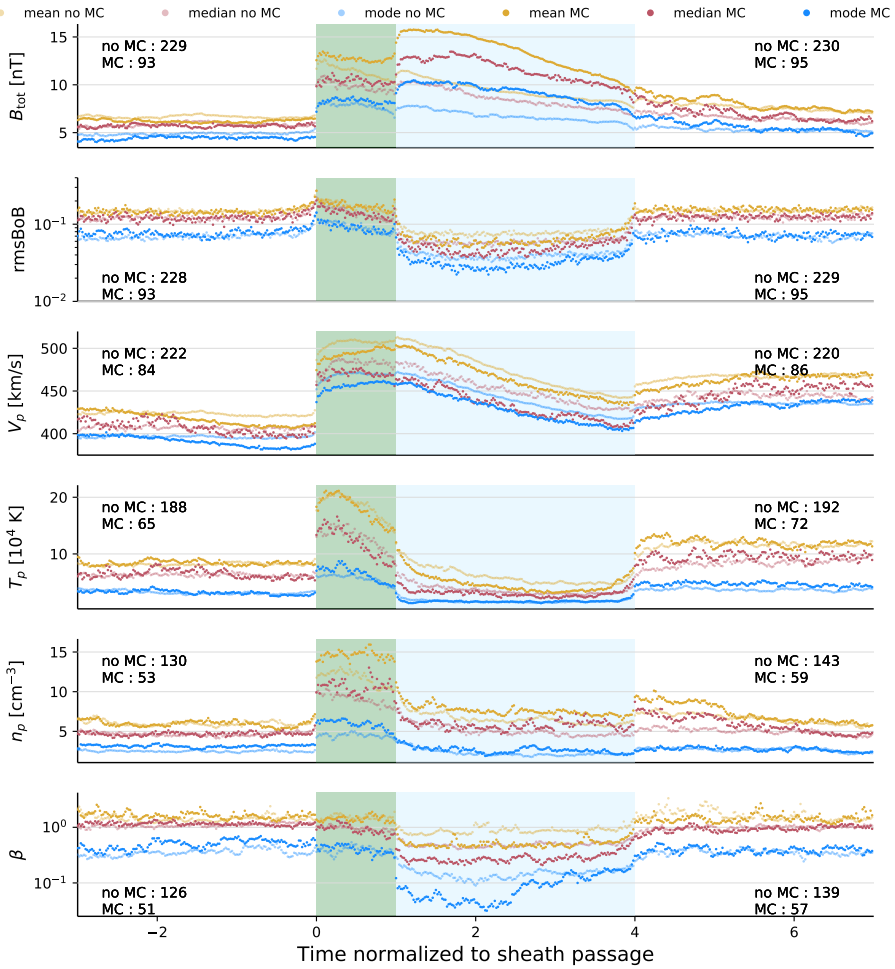



**Figure 2.17** – Méthode des époques superposées sur les ICMEs avec (opaque) et sans (transparent) les signatures d'un MC. Le code couleur et les paramètres physiques sont les mêmes que dans la figure 2.16

les accélérant. Ceci est notamment observé en utilisant le modèle de propagation *Drag-Based model* (basé sur la trainée, Vršnak et al., 2013) Ces résultats rejoignent l'analyse de Strong, 1999 (chapitre 5) qui a trouvé que les ICMEs émises durant la période active avaient tendance à être plus rapides.

### ICMEs triées en fonction de la signature d'un MC

Dans cette dernière classification, nous étudions l'effet de la présence des signatures d'un MC sur les profils de paramètre physique. Le résultat est présenté en figure 2.17. Cette figure superpose dans un même graphique le résultat de la SEA sur la catégorie des ICME avec les signatures d'un MC (avec des points opaques) et sans les signatures (avec des points plus transparents). Les paramètres physiques présentés sont les mêmes que pour la figure 2.4.

De façon générale, on n'observe pas vraiment de différence entre les profils des ICME

avec et sans les signatures d'un MC sauf pour $B$. Dans le ME, les paramètres plasma sont similaires pour les deux catégories. On observe cependant un champ magnétique plus élevé dans le ME et donc un $\beta$ plus faible dans le ME. Ceci est probablement causé par le fait qu'une des signatures d'un MC est d'avoir un $B$ vraiment intense. Ce résultat est en accord avec l'idée que les ICMEs sans des signatures de MC seraient des ICMEs qui sont traversées par la sonde loin de leur cœur comme mentionné dans la section 2.1.1.

### 2.5.2 Article Regnault et al., 2020

JGR Space Physics

RESEARCH ARTICLE
10.1029/2020JA028150

**Key Points:**
- ICMEs relatively faster than the solar wind at 1 au show signs of compression throughout their substructures
- ICME profiles with and without a detected magnetic cloud are similar, showing that all may have MCs but crossed at different locations
- There is a wider range of population of ICMEs emitted during the active phase of the solar cycle while the typical profiles are the same

**Correspondence to:**
F. Regnault,
florian.regnault@u-psud.fr

**Citation:**
Regnault, F., Janvier, M., Démoulin, P., Auchère, F., Strugarek, A., Dasso, S., & Noûs, C. (2020). 20 years of ace data: How superposed epoch analyses reveal generic features in interplanetary CME profiles. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, *125*, e2020JA028150. https://doi.org/10.1029/2020JA028150

Received 23 APR 2020
Accepted 15 SEP 2020
Accepted article online 25 SEP 2020

©2020. American Geophysical Union. All Rights Reserved.

# 20 Years of ACE Data: How Superposed Epoch Analyses Reveal Generic Features in Interplanetary CME Profiles

**F. Regnault[1], M. Janvier[1], P. Démoulin[2], F. Auchère[1], A. Strugarek[3], S. Dasso[4,5], and C. Noûs[6]**

[1]Institut d'Astrophysique Spatiale, CNRS, Université Paris-Saclay, Orsay, France, [2]LESIA, Observatoire de Paris, Université PSL, CNRS, Sorbonne Université, Université Paris Diderot, Sorbonne Paris Cité, Meudon, France, [3]Département d'Astrophysique-AIM, CEA/DRF/IRFU, CNRS/INSU, Université Paris-Saclay, Université Paris-Diderot, Université de Paris, Gif-sur-Yvette, France, [4]CONICET, Universidad de Buenos Aires, Instituto de Astronomí a y Fí sica del Espacio, Buenos Aires, Argentina, [5]Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, Departamento de Ciencias de la Atmósfera y los Océanos and Departamento de Física, Universidad de Buenos Aires, Buenos Aires, Argentina, [6]Laboratoire Cogitamus, Paris, France

**Abstract** Interplanetary coronal mass ejections (ICMEs) are magnetic structures propagating from the Sun's corona to the interplanetary medium. With over 20 years of observations at the L1 libration point, ACE offers hundreds of ICMEs detected at different times during several solar cycles and with different features such as the propagation speed. We investigate a revisited catalog of more than 400 ICMEs using the superposed epoch method on the mean, median, and the most probable values of the distribution of magnetic and plasma parameters. We also investigate the effects of the speed of ICMEs relative to the solar wind, the solar cycle, and the existence of a magnetic cloud on the generic ICME profile. We find that fast-propagating ICMEs (relatively to the solar wind in front) still show signs of compression at 1 au, as seen by the compressed sheath and the asymmetric profile of the magnetic field. While the solar cycle evolution does not impact the generic features of ICMEs, there are more extreme events during the active part of the cycle, widening the distributions of all parameters. Finally, we find that ICMEs with or without a detected magnetic cloud show similar profiles, which confirms the hypothesis that ICMEs with no detected magnetic clouds are crossed further away from the flux rope core. Such a study provides a generic understanding of processes that shape the overall features of ICMEs in the solar wind and can be extended with future missions at different locations in the solar system.

**Plain Language Summary** Interplanetary coronal mass ejections (ICMEs) are magnetized clouds of solar material expelled from the Sun's atmosphere into the interplanetary medium. In the present article, we use plasma and magnetic data from the NASA ACE mission positioned at the Lagrange 1 point and perform statistical studies over the 400 ICMEs detected over the last 20 years. Such an approach, called a superposed epoch analysis, provides a temporal description of the generic features of ICMEs. In particular, we find that ICMEs that propagate faster than their surrounding solar wind still show compressed regions of plasmas and stronger magnetic field. While we find that the 11-year solar cycle does not affect the generic properties of ICMEs, we observe more extreme events during the active phase. Finally, we also find that a subset of ICMEs, called magnetic clouds and often associated with a stronger and more coherent magnetic field, have the same properties as other ICMEs. This confirms that most ICMEs may be magnetic clouds but which detection is limited by the spacecraft crossing. Such a study, based on long-term heliospheric missions, allows us to probe physical processes that occur during the propagation of ICMEs, which can help better predict space weather and its consequences.

## 1. Introduction

Coronal mass ejections (CMEs) are the manifestation of violent events occurring in the atmosphere of the Sun (Chen, 2011). Detected in remote sensing instruments such as coronagraphs or heliospheric imagers, these large structures, seen via Thompson scattering, are associated with plasma and magnetic field ejected from the Sun. The state of the corona prior to a CME ejection indicates the existence of a structured magnetic field, in particular the possible existence of a twisted magnetic field or flux rope (Démoulin, 2008).

Coronagraphic and heliospheric imaging can provide some clues on global dynamics of CMEs in their early propagation phase. For example, such data are used to infer the kinematics of events (Davies et al., 2013; Lugaz et al., 2010; Sheeley et al., 1999), with the multiplicity of observers providing constraints and accurate arrival times at planets (Davis et al., 2009). Such data can also be compared with simulations (e.g., Lugaz & Roussev, 2011), as well as be fitted by flux rope models to infer their geometrical properties (such as in Thernisien et al., 2006; Wood et al., 2017).

While CMEs are routinely detected with remote sensing instruments, such data can be completed by direct measurements made by space probes when propagating away from the Sun into the heliosphere. They are then called interplanetary CMEs or interplanetary coronal mass ejection (ICMEs). Compared with the ambient solar wind (SW), ICMEs are seen in time series of plasma and magnetic field parameters as a separate magnetic entity. The latter consists in a magnetic ejecta (ME) defined with a smooth and strong magnetic field (e.g., Winslow et al., 2015). When plasma diagnostics are available, MEs are also associated with a low proton temperature $T_p$ (typically less than half of the expected SW temperature) and a low plasma $\beta$ which is the ratio of the thermal pressure over the magnetic pressure (e.g., Gosling et al., 1973; Richardson & Cane, 1995; Wang et al., 2005). Due to different diagnostics available on different probes, several other criteria have also been given to define MEs (Wimmer-Schweingruber et al., 2006; Zurbuchen & Richardson, 2006), such as enhanced ion charge states (e.g., Fenimore, 1980), enhanced helium abundance (e.g., Borrini et al., 1982) and counter-streaming suprathermal (>80 eV) electron beams (e.g., Gosling et al., 1987).

For a large fraction of these MEs, a region of heated and compressed SW plasma, along with a highly varying magnetic field called the sheath, is present at their front. This is due to SW material being accreted during the evolution of the ICME, as well as from the expansion of the CME (e.g., Kaymaz & Siscoe, 2006). Figure 17 in Kilpua et al. (2017) illustrates the different SW properties in the sheath, where the magnetic field variations are considerably larger and the temperature and density much higher than in the following ME. ICMEs that propagate in the SW with a velocity difference larger than the fast mode speed can also develop a fast forward shock.

Sometimes, the ME or part of it shows a smooth and large rotation of the magnetic field. Such cases are defined as magnetic clouds (MCs, Burlaga, 1995; Burlaga et al., 1981) and are classically associated with the existence of a flux rope. The ratio of how many ICMEs show the existence of flux ropes is still under debate. At 1 au, many authors have reported that such configurations only occur in about one third of ICMEs (e.g., Bothmer & Schwenn, 1996; Cane & Richardson, 2003; Gosling & Pizzo, 1999; Huttunen et al., 2005; Wu & Lepping, 2011). However, multispacecraft observations such as in Cane et al. (1997) and (Kilpua et al., 2011) have shown that the detection of flux rope is highly dependent on where the spacecraft crosses the structure. Then, many MEs are not detected as flux rope simply because the spacecraft crossing is too far from the axis or along the legs of the cloud, not allowing a certain detection of the twisted structure.

While interplanetary probes provide us with direct measurements of plasma and magnetic field parameters, compared with remote sensing observations, these observations remain local. It is then difficult to obtain a global understanding of the structure of ICMEs. In some occurrences, multiple spacecraft crossings of the same event have been reported, for example, with the STEREO missions (Kaiser et al., 2008; Zhao et al., 2017) and that at the Lagrangian Point 1 (L1, e.g., Ruffenach et al., 2012), but these remain rare and are confined to case studies.

Other interplanetary probes like the Advanced Composition Explorer (ACE) (Stone et al., 1998) have recorded plasma and magnetic field parameters for a continuous period and during a long interval of time (>20 years). As such, catalogs of ICMEs are available: Some of them report the arrival dates of the different substructures of ICMEs (Richardson and Cane (2010), hereafter referred to as the R&C catalog, Nieves-Chinchilla et al. (2018) or the European-funded HELCATS project (https://www.helcats-fp7.eu/index.html), some provide information on the fit of MCs within these ICMEs (Lepping & Wu, 2010; Lynch et al., 2005), while some others focus on the normal of the shock of these ICMEs (Feng et al., 2010; Wang et al., 2010). These catalogs provide invaluable resources to look at a large sample of ICMEs.

Then, using statistical tools on these catalogs allows investigating generic features of ICMEs in details. In recent papers, Janvier et al. (2014, 2015) and Démoulin et al. (2016) investigated the generic shape of the MC axis as well as that of the shock at the forefront of ICMEs, by using lists of reported orientations of MC axis

and shock normal. Such analyses can provide clues and constraints on what to expect in global numerical simulations of ICMEs.

Another technique is the so-called superposed epoch analysis (SEA or Chree analysis, Chree, 1914), which allows one to superpose time series of parameters within well-delimited structures (at least, bounded by one clear frontier such as a discontinuity). This technique has been used in a variety of cases, in particular in the SW for the investigation of corotating interaction regions (Yermolaev et al., 2015), ICMEs (Janvier et al., 2019), and MCs (Masías-Meza et al., 2016; Rodriguez et al., 2016). A recent study also investigated, using the SEA technique, the profile of the magnetic field twist within MCs (Lanabere et al., 2020).

Masías-Meza et al. (2016) analyzed how the generic profiles of MCs change depending on their propagation speed. Namely, the authors found that slowly propagating MCs tend to have a symmetric magnetic field profile, while fast-propagating MCs tend to have an asymmetric magnetic field profile, with a higher $B_{tot}$ at the MC front compared with the rear. This study was recently extended by Janvier et al. (2019) to catalogs of ICMEs detected by interplanetary probes at different heliospheric distances, with MESSENGER (Solomon et al., 2007), Venus Express (Titov et al., 2006), and ACE. The results extended the conclusions found by Masías-Meza et al. (2016) to Venus and Mercury distances as well as to the broader class of MEs.

As a follow-up to the two previous studies (Janvier et al., 2019; Masías-Meza et al., 2016), we investigate in the following the generic profiles of ICMEs and their substructures for a large sample of ICMEs seen at 1 AU. The paper is organized as follows. In section 2, we present the set of data used throughout the study and the additional work to prepare a thorough catalog of ICME frontiers. In section 3, we discuss how the SEA technique can be applied to this large set of ICMEs. In particular, we introduce the most probable value of the distribution, in complement of the mean and median that are typically used in the literature, to better characterize the ICME properties. In section 4, we present SEA applied to categories of ICMEs classified in function of other parameters (e.g., speed, solar cycle, and presence of a MC), before discussing and concluding on the results in section 5.

## 2. Description of the Data Set

### 2.1. ACE Data

The plasma and magnetic field parameters used in the present study come from two instruments on board of the ACE satellite. The mission, with a stable orbit around the L1 libration point, has been recording continuously the SW since its launch on 25 August 1997.

The magnetic field measurement comes from the MAG instrument (Smith et al., 1998), which measures the local magnetic field intensity with a time resolution of 1 s. The other parameters come from SWEPAM (Solar Wind Electron, Proton and Alpha Monitor, McComas et al., 1998), which measures plasma parameters (such as the proton density $n_p$, temperature $T_p$, and velocity $V_p$) and the composition of the SW with a time resolution of 64 s. We use a 16-s time resolution (average of 16 measurements done in 16 s) for MAG data and 64 s for SWEPAM. All data are directly available online. In the following, we use the first data available, starting from late 1997, up to the end of 2017. For the MAG data, the quality of each point is flagged by 0, 1, or 2: 0 means that the data measurements are readily exploitable, 1 means that the measurements have been made during a period of high nutation of the spacecraft (≈4 hr) or during a spacecraft maneuver, and 2 means bad or missing data. For this study, we decide to take only the quality 0 data points. While for the SWEPAM data, a value of −9999.9 indicates bad or missing data.

### 2.2. Catalog of Events

The present study uses a list based on the Richardson and Cane (R&C) list of ICMEs (Cane & Richardson, 2003; Richardson & Cane, 2010). This catalog lists ICMEs that were visually detected between the period of 1996 and 2019 (as of March 2020) and provides the dates of detection of the ICME disturbance (typically defined as the associated geomagnetic storm sudden commencement detected at Earth), as well as the start and end dates of each ICME.

R&C used different data sets from different spacecraft to create the list (e.g., ACE, WIND, Harten & Clark, 1995; SOHO, Fleck & St. Cyr, 2015; IMP 8, Paularena & King, 1999), depending on the availability of the data. The reported boundaries for each individual event are given with an hour accuracy. Furthermore, the delimitation of an ICME boundary can be a matter of debate, and it is difficult to locate unambiguously

in fine-scale observations: Different authors use different small-scale features or combination of features to mark the ICME boundaries (e.g., a particular discontinuity or the onset of bidirectional electrons or a plasma composition signature; see also discussions, e.g., in Richardson & Cane, 2010). Therefore, the R&C list serves as a guideline to give an initial idea of where the boundary may be in the ACE data set. Then, we revisit this list for each individual event, looking at all the magnetic field and plasma parameters as reported below. We also use the plasma $\beta$ parameter as derived in the OMNI database (https://omniweb.gsfc.nasa.gov/ftpbrowser/magnetopause/Reference.html#Details). It assumes that the temperature of the alpha particles is given by $T_\alpha = 4T_\mathrm{p}$ with $T_\mathrm{p}$ the temperature of the protons and that the electron temperature $T_\mathrm{e}$ is constant with $T_\mathrm{e} = 1.4 \times 10^5$ K. Finally, we use the *rmsBoB*, which is defined by Masías-Meza et al. (2016) as follows:

$$rmsB(t) = \sqrt{\sum_{i=1}^{3} \langle (B_i - \langle B_i \rangle)^2 \rangle} \tag{1}$$

$$rmsBoB(t) = \frac{rmsB(t)}{B(t)}, \tag{2}$$

where $\langle\rangle$ stands for the temporal average over short time intervals (64 s). $rmsBoB(t)$ quantifies the fluctuations of the magnetic field intensity, $rmsB(t)$, relative to the magnetic field intensity (*rmsB* over $B$).

To define the boundaries of the sheath, which is a region of compressed and heated SW plasma ahead of the ME, we look for an increased density and temperature in this region with an enhanced magnetic field. Furthermore, the presence of a discontinuity, being most of the time a shock, ahead of the sheath allows us to define unambiguously the beginning of this region.

Within a ME, we expect an enhanced magnetic field and a lower proton temperature. The transition from the sheath to the ME is then marked by a decrease in temperature. We use $T_p < T_\mathrm{exp}/2$ as a guideline to find the ME boundaries, with $T_\mathrm{exp}$ being the temperature expected in the typical SW with the same speed (Démoulin, 2009; Richardson & Cane, 1995). $\beta$ and *rmsBoB* are also expected to well delimit the time interval corresponding to the presence of a ME: A low $\beta$ ($< 1$) is expected in the ME since we have a low temperature (small thermal pressure) and an enhanced magnetic field (high magnetic pressure), while we expect low magnetic intensity fluctuations inside the ME (i.e., low *rmsBoB*) due to the presence of an intense and a coherent magnetic structure.

Finally, the end of the ME is the most difficult frontier to define. As the parameters are expected to return to their pre-ICME values, we look for an increase in temperature and a decrease in magnetic field intensity. However, this transition is hard to define because these changes are typically smooth, long, and progressive, without a sharp discontinuity. Over all the parameters we investigated, none appeared to be really better than the others to define the end of the ME.

The difficulty in defining these frontiers can be due to different reasons: A ME can in some cases, but not always, be composed of a coherent magnetic field structure (e.g., a flux rope), itself surrounded by magnetic flux from overlying coronal arcades dragged along when the flux rope was first ejected in the corona. Then, the plasma and magnetic field surrounding a coherent magnetic core structure may still be magnetically distinct from the SW and the sheath but with properties of coronal plasma embedded in coronal field lines dragged along the propagating ME. Furthermore, magnetic reconnection occurring at different locations along the ME, either at its front or rear boundary (Ruffenach et al., 2015), can smooth out the transition between the different substructures. Rodriguez et al. (2016) found signatures indicating that the flux rope and SW plasma can be mixed at the rear of the ME because of reconnection processes.

Note that while some frontiers can be the subject of discussion between different authors, it was shown in Janvier et al. (2019) that since the SEA averages small changes occurring around boundaries that are roughly defined of the order of a few hours, the resulting superposed epochs are not highly sensitive to the definition of these boundaries. Then, the data set for the revisited catalog for 498 ACE detected ICMEs has been put online (see the link at the end of the paper), where we provide the time of the front discontinuity, as well as the start and end time of the ME, the presence or not of a sheath, and finally, the quality of each event. We define four qualities for each event: Quality 1 (123 events) corresponds to well-defined events, with unambiguously defined boundaries with all parameters, Quality 2 (201 events) corresponds to ICME events with clear substructures but for which boundaries can be sometimes difficult to define (e.g., no clear

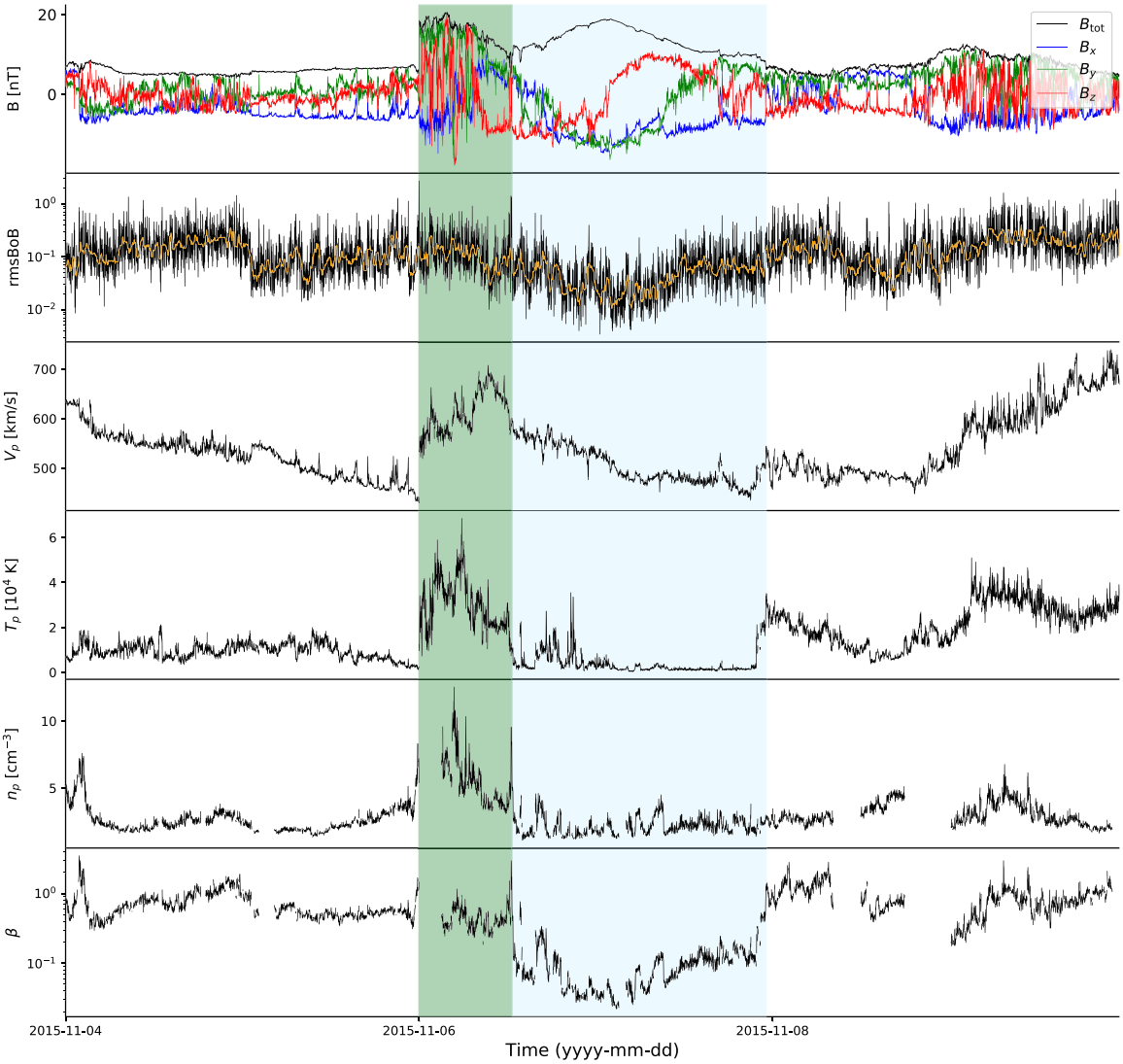



**Figure 1.** Example of one ICME event observed by the ACE spacecraft. From top to bottom: time evolution of the magnetic field intensity $B_{tot}$ and its components in GSE coordinates, root mean square value of $B$ over *BrmsBoB* (the yellow curve is the *rmsBoB* smoothed with a median filter computed using 25 points), bulk velocity $V_p$, proton temperature $T_p$, proton density $n_p$, and plasma parameter $\beta$. The sheath region is indicated by a green area and the ME with a blue area.

discontinuity and smooth transitions between substructures) or missing data in some parameters, Quality 3 (101 events) corresponds to ICMEs with clear substructures but with large data gaps over some parameters, and finally, Quality 4 (73 events) corresponds to ICMEs for which there are too large data gaps or the presence of an ICME was unclear. None of the Quality 4 ICMEs are considered in the following, so that the total sample in the following corresponds to 425 ICMEs.

### 2.3. Example of ICME From the ACE Data Set

Figure 1 presents an example of an ICME seen within the ACE data. The top row shows the total magnetic field intensity $B_{tot} = \sqrt{B_x^2 + B_y^2 + B_z^2}$, as well as the $x$, $y$, and $z$ components in GSE (Geocentric Solar Ecliptic) coordinates. The $x$ direction is toward the Sun, $z$ is perpendicular to the ecliptic plane, and $y$ completes the orthonormal vector basis. The second row shows the normalized magnetic fluctuations (*rmsBoB*) as defined in Equation 2. The third to fifth rows show the velocity $V_p$, the temperature $T_p$, and the density $n_p$ for the protons as measured by the SWEPAM instrument. The bottom row shows the plasma beta parameter $\beta$ as defined in the OMNI database.

Some typical characteristics of a sheath and a ME, respectively, highlighted by the light green and blue areas, are present in Figure 1, as described in section 2.2. The regions before and after the ICME are referred below as the pre-ICME and wake regions, respectively. A sudden increase of $B_{tot}$, $V_p$, $T_p$, and $n_p$ is present at the beginning of the sheath. The plasma $\beta$ remains almost constant within the sheath. The end of the sheath and the transition to the ME are highlighted by a decrease in fluctuations of $B_{tot}$, in the proton temperature, as well as in $\beta$. The proton speed decreases inside the ME all the way to its rear boundary. While the density increases within the sheath, inside the ME its values are similar to that of the SW. The end of the ME is highlighted by an increase of *rmsBoB*, temperature, and plasma $\beta$.

## 3. SEA Applied to ICME Events

### 3.1. Method

In the following, we present the SEA applied to a large number of ICMEs with time series of the different in situ physical parameters. Doing so allows us to investigate whether typical profiles exist for each physical parameter measured by ACE and what these are.

First, since not all ICME events have the same duration, we normalize all of them in time. However, since the sheath and the ME do not necessarily have the same relative duration, a typical ICME profile needs to be represented by a typical ratio of time interval between the sheath and the ME. The duration ratio between the ME and the sheath was defined to be 3:1 in Masías-Meza et al. (2016). Our catalog has 330 ICME events of Quality ≤3 with a well-defined sheath. This multiplies by a factor of 7.5 the number of events from previous studies. In our sample, we checked the distribution of the ME to sheath duration ratio over all the sample of events and we found that the distribution is asymmetric with a positive skewness (more probable values for lower ratio). This means that the mean, median, and most probable ratios are not the same. However, the most probable value, mean, and median values all scale between 1.5 and 3.5. Then, we still decide to define the ratio as 3:1 so as to compare with the SEA results found by Masías-Meza et al. (2016), knowing that another ratio would give the same results but on a different normalized scale. Then, all the sheath duration are rescaled to the normalized length of 1, and the ME duration is normalized to 3. This choice is only a matter of visualization and will no affect the results of our study.

Second, in order to compute the profiles of ICMEs including its surrounding SW, we define two other time intervals: the pre-ICME SW (hereafter, pre-SW) and the post-ICME SW (hereafter, the wake). The time interval chosen to represent both is as long as the ME for each event. Then, we bin all parameters in time for each ICME, which results in the same number of points in time for all events. We take 50 bins for the sheath and 150 bins for the ME. For the pre-SW, we take one ME duration before the beginning of the sheath and the same duration after the end of the ME for the wake which lead to 150 bins for both of these areas.

Usually, the SEA results are summarized by either the mean of the distribution or its median in each time bin (Janvier et al., 2019; Masías-Meza et al., 2016; Rodriguez et al., 2016; Yermolaev et al., 2015). However, any chosen single value is a reduction of a distribution and does not capture all of its characteristics. For example, for a normal (and thus symmetric) distribution, the mean, the median, and the most probable value are all equal; however, the distribution spread is another independent parameter of the distribution. Furthermore, for more general distributions, other characteristics such as their spread or their symmetry (or lack thereof) is not represented by any of these single values.

In the case of MEs, a log-normal distribution of plasma and magnetic field parameters was observed by Mitsakou and Moussas (2014) and Rodriguez et al. (2016). Hence, throughout our study, we represent SEA results either by means of stacked histograms (therefore showing the whole distribution for each time bin) or a combination of the median, mean, and the most probable value. This latter value is computed by using the parameters of the observed log-normal distribution, which are obtained thanks to a maximum likelihood estimation algorithm (for an example of a typical asymmetric distribution found for the parameters in one time bin and the method used to find the mode, see Appendix A). Such a combination of mean, median, and most probable value, in the case of a nonsymmetrical distribution, can give a better knowledge of the distribution shape as opposed to when providing only a single value. Finally, we notice that the asymmetry of the distribution of vector quantities such as $B$ is somewhat expected, as follows. If the components of the magnetic field (or any other vector quantity) were to follow a Gaussian distribution, then by construction, the associated magnitude, $B$, would follow a degree 3 Rayleigh distribution that is an asymmetric distribution with a positive skewness resembling a log-normal. A careful look at the vector distributions for the present

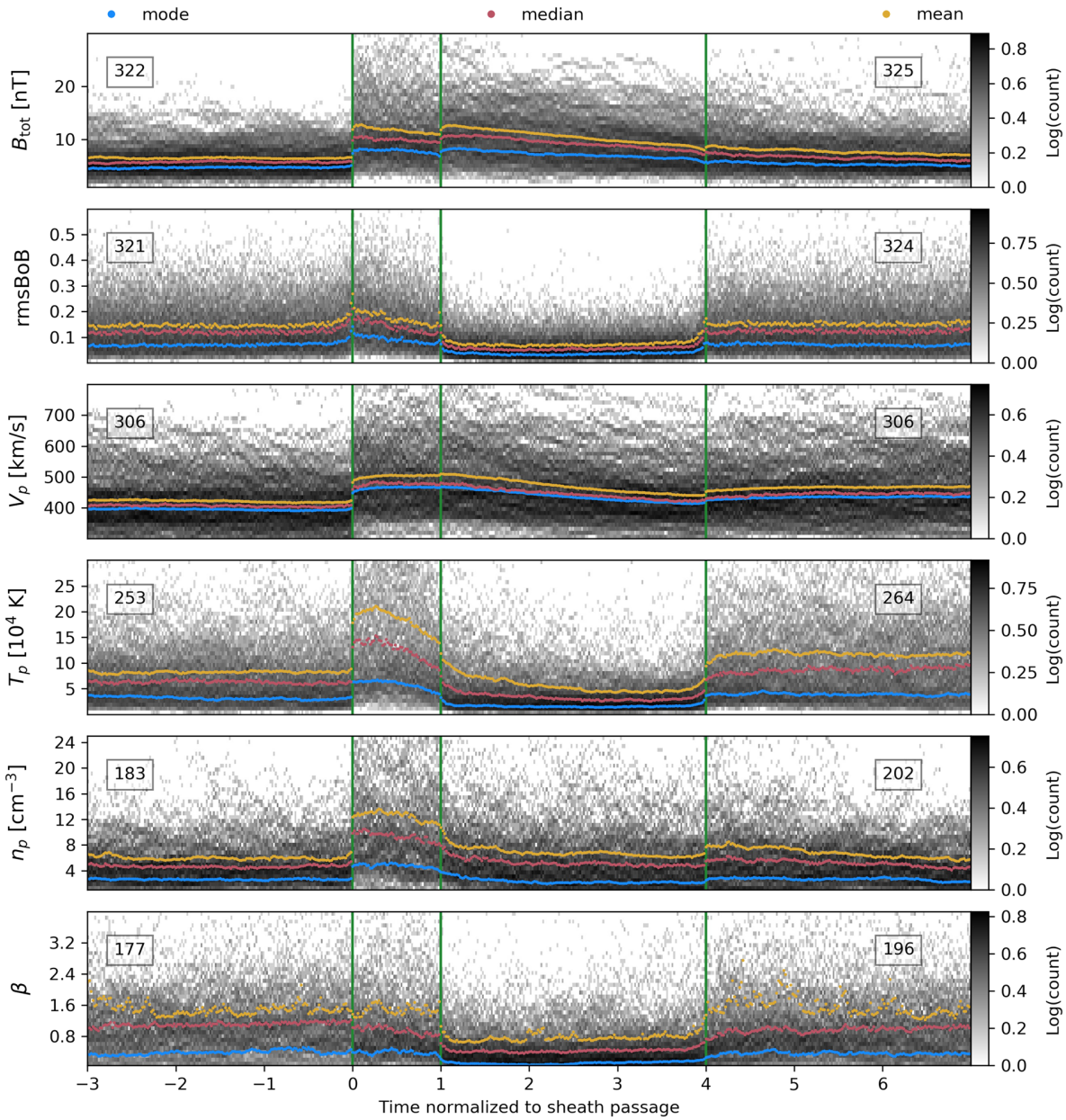



**Figure 2.** Superposed epoch analysis of all ICMEs events with a sheath from the revisited R&C list. In the background, the color scale shows the frequency of each physical parameter. The frontiers between the pre-SW, the sheath, the ME and the wake are shown by the green vertical lines. Each region (pre-SW + sheath and ME + wake) has a different number of events depending on the availability of the data for each physical parameter. This number is written on the left for the first part (pre-SW + sheath) and the right for the second part (ME + wake). From top to bottom: Magnetic field intensity $B_{tot}$, root mean square value of $B$ over $B$, noted *rmsBoB*, bulk velocity $V_p$, proton temperature $T_p$, proton density $n_p$, and plasma parameter $\beta$. Yellow curves represents the mean, magenta ones the median, and blue the most probable value obtained from the fit of the data by a log-normal distribution in each time bin. The time is set such that $t = 0$ corresponds to the beginning of the sheath and $t = 1$ corresponds to its end.

parameters shows that they are not exactly a degree 3 Rayleigh distribution, and a deeper study on the origins of such a log-normal like distribution is left for further studies.

In the downloaded ACE data, some data points are flagged as "bad or missing data," so that the 20-year data set has some data gaps. Unfortunately, some data gaps are within some events and last long enough to spoil the entire event (e.g., by hiding a transition between two substructures). As we divide all ICMEs in two parts (pre-SW + sheath and ME + wake), we keep the entirety of one part if both pre-SW + sheath (respectively, ME + wake) have enough data, that is, when there are less than 30% of data gaps. The SEA

**Table 1**
*Most Probable Values From the Distribution of the Magnetic and Plasma Parameters, Averaged Over the Time Period of Each Substructure (Pre-SW, Sheath, ME, and Wake) for All ICMEs With a Sheath (See Figure 2)*

| | Pre-SW | Sheath | ME | Post-SW |
|---|---|---|---|---|
| $B_{tot}$ (nT) | $4.7 \pm 0.3$ | $7.9 \pm 0.9$ | $7.2 \pm 1.8$ | $5.4 \pm 0.7$ |
| rmsBoB ($\times 10^{-2}$) | $7 \pm 2$ | $9 \pm 4$ | $4 \pm 2$ | $7 \pm 1$ |
| $V_p$ (km/s) | $395 \pm 7$ | $465 \pm 12$, | $437 \pm 52$, | $434 \pm 9$ |
| $T_p$ ($\times 10^4$ K) | $3.2 \pm 0.8$ | $5.9 \pm 2.4$ | $1.6 \pm 0.8$ | $3.9 \pm 0.6$ |
| $n_p$ (cm$^{-3}$) | $2.7 \pm 0.3$ | $4.8 \pm 0.8$ | $2.4 \pm 1.2$ | $2.7 \pm 0.6$ |
| $\beta$ | $0.4 \pm 0.2$ | $0.4 \pm 0.1$ | $0.1 \pm 0.1$ | $0.4 \pm 0.1$ |

*Note*. Three times the standard deviation is included after plus-minus symbol ($\pm$).

is then applied separately for these two parts, so that for a given superposed epoch, there can be a different number of events between the pre-SW + sheath part and ME + wake part.

### 3.2. SEA on ICMEs With a Sheath

In the following, we apply the SEA to all events with a sheath in the revisited R&C list. Figure 2 presents the SEA as a stacked histogram, on the same parameters as in Figure 1. For each time bin of the superposed epoch on one parameter, the logarithm of the number of counts is represented with gray levels. Dark areas correspond to more frequent values, while the lighter ones correspond to less frequent values. Such a representation provides a better view of the distributions and their evolution in time and gives a straightforward understanding of the most probable value, the median, and the mean of the distribution, each represented by the blue, magenta, and yellow lines, respectively.

For all the graphs, the mean is always greater than the median, which is itself always greater than the most probable value (or the mode) of the log-normal distribution fitted to the distribution of each superposed epoch bin. This is due to the asymmetry of the distributions which are typically well approximated by log-normal distributions, as was shown in the study of Rodriguez et al. (2016) on MCs.

Here we generalize the results to ICMEs. While the mean tends to be skewed by extreme events, the median and the most probable value are less sensitive to these events. Therefore, in the following, we will describe the profiles using the most probable value as a proxy to the typical behavior of ICMEs, while the relative variation of the median and mean values gives us an understanding of how the distribution evolves across ICMEs. Globally, the three quantities, mean, median, and most probable value, mostly follow each other closely, which reflects the change in the width of the distribution (Figure 2). In Table 1, we also indicate the most probable value in the pre-SW, sheath, ME, and wake of the SEA for all events with a sheath. The values correspond to an average of the most probable value across the time interval corresponding to each substructure. We also add three times the standard deviation, which includes both the fluctuations and the global temporal trend present in each region.

From the profiles in Figure 2, we see a clear discontinuity of all parameters between the pre-SW and the sheath (except for $\beta$), with an enhancement of these parameters in the sheath. In order to quantify the enhancements from the pre-SW to the sheath, we define the ratio $r_x = \langle x_{sheath} \rangle / \langle x_{pre-SW} \rangle$, with $\langle\rangle$ being the temporal average of the most probable value and $x$ the parameter. This ratio is equal to $1.7 \pm 0.2$ for $B_{tot}$, $1.8 \pm 0.9$ for $T_p$ and $1.8 \pm 0.4$ for $n_p$. Despite these physical changes, these similar $r_x$ values imply that the plasma $\beta$ remains almost constant. We also observe a peak of the most probable value of the *rmsBoB* at the frontier between the pre-SW and the sheath due to the abrupt change of the magnetic field intensity there (Figure 2, second panel).

The ME front is marked by a second abrupt transition in the magnetic field intensity. The magnetic field profile of the ME is therefore asymmetric, with a higher intensity at the front. This was already pointed out in other ICME statistical studies, for example, in the study of Owens et al. (2005). The speed decreases monotonically within the ME, with a constant slope. This is generally interpreted as an effect of the expansion of the ME while it propagates (Démoulin et al., 2008; Gulisano et al., 2010, and references therein). This expansion is induced by the decrease with solar distance of the total SW pressure, so that the pressure in the

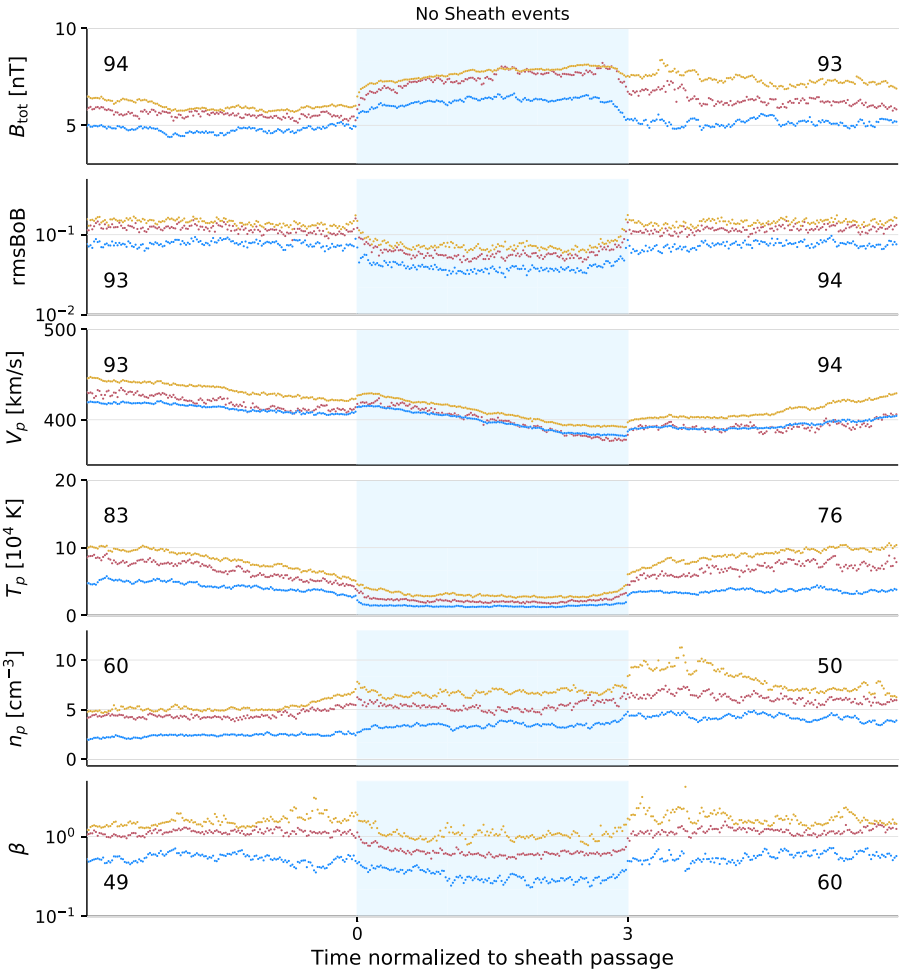



**Figure 3.** Superposed epoch analysis on all ICMEs without a visible sheath. The physical parameters shown are the same as in Figure 2. The blue area indicates the ME. The yellow dots represent the mean values of the parameter, the magenta ones the median values, and the blue ones the most probable values. The numbers on the top left (right) of each graphs are the number of events with more than 70% of available data for the pre-SW (ME and the wake).

ME should also decrease (Démoulin & Dasso, 2009). The temperature decreases by a ratio of $r_{T_p} = 3.7 \pm 2.4$ from the sheath to the ME, and the density decreases by a ratio of $r_{n_p} = 2.0 \pm 1.1$ going to values similar to those of the pre-SW plasma.

The boundary between the ME and the wake is typically the most difficult to define out of the three boundaries (section 2.2). However, as we also observe sharp transitions for *rmsBoB* and $T_p$ parameters at the rear edge of the ME, the SEA shows that this frontier is overall well defined.

The parameters *rmsBoB* and $\beta$ are good indicators of the ME extension because they have a sharp decrease and an increase in their values at the beginning and at the end of the ME, respectively, while they remain higher and almost constant within the sheath and the wake (we still notice that *rmsBoB* has a nearly uniform decrease within the sheath away from the shock). The decrease of the *rmsBoB* value in the ME is due on the one hand to the crossing of a coherent magnetic structure and on the other hand to the increase of the magnetic field inside the ME; see Equations 1 and 2. The decrease of $\beta$ combines the decreases of $T_p$ and $n_p$ with an enhanced magnetic field inside the ME.

In the wake of the ICME, mainly $B_{tot}$ and $V_p$ do not go back to their pre-SW values straight away, this being clearer in the tail of the ICME distribution, as shown with the mean (Figure 2). We observe an increase by a factor $1.10 \pm 0.03$ of wake speed compared with the pre-SW speed. Then, we conclude that the SW conditions, in particular the speed, take at least a time interval as long as a full ME length to recover to its

**Table 2**
*Most Probable Values From the Distribution of the Magnetic and Plasma Parameters, Averaged Over the Time Period of Each Substructure (Pre-SW, ME, and Wake), for All Events Without a Sheath (See Figure 3)*

| | Pre-SW | ME | Post-SW |
|---|---|---|---|
| $B_{tot}$ (nT) | $4.8 \pm 0.5$ | $6.2 \pm 0.7$ | $5.1 \pm 0.5$ |
| rmsBoB ($\times 10^{-2}$) | $8 \pm 2$ | $4 \pm 2$ | $7 \pm 2$ |
| $V_p$ (km/s) | $413 \pm 15$ | $398 \pm 33$ | $394 \pm 13$ |
| $T_p$ ($\times 10^4$ K) | $4.3 \pm 2.1$ | $1.4 \pm 0.5$ | $3.6 \pm 0.8$ |
| $n_p$ (cm$^{-3}$) | $2.4 \pm 0.5$ | $3.4 \pm 0.8$ | $4.2 \pm 1.0$ |
| $\beta$ | $0.5 \pm 0.2$ | $0.3 \pm 0.2$ | $0.6 \pm 0.2$ |

*Note*. Three times the standard deviation is included after plus-minus symbol ($\pm$).

original state. The ICME disturbance is therefore felt for a much long period than just the ICME interval length, as was already pointed out in the studies of Temmer et al. (2017).

### 3.3. SEA on ICMEs Without a Sheath

We next investigate the 95 events in our list that do not have a clear sheath at the forefront of the ME. These events are then superposed following the SEA technique, and the results are reported in Figure 3. The parameters shown are the same as those shown in Figure 2. In these graphs, as well as all the following ones, we only show the mean, median, and most probable value as proxies of the shape for the distribution of each time bins, and not the histogram in the background, so as to not overload the graphs.

The time average of the most probable value for the same parameters as in Table 1 is reported in Table 2 for events without a sheath. The large standard deviation of the temperature is due to the decreasing profile of the temperature near the beginning of the ME. Taking into account the parameters within three standard deviations, the events with and without sheath propagate in a comparable SW.

The expansion of the ME causes a higher front speed than the rear. This induces a large standard deviation for the speed averaged over the ME duration. However, if we compare the front and rear speed of events with and without a sheath, we find that ME associated with a sheath propagate faster than those with none: Indeed, for events without a sheath, the front speed is 410 and 390 km/s for the rear, while the front speed is 470 km/s and the rear speed 420 km/s for events with a sheath (Figures 2 and 3).Chi et al. (2016) observed a difference in speed between ICME with and without shocks. We can thus interpret events without a sheath as events that did not propagate fast enough to accumulate enough SW material at their fronts (within the limits of having only data at a given solar distance, so ignoring the history of the SW interaction).

Another important difference is that the magnetic field profile is more symmetric for MEs without a sheath compared to those that have a sheath at their front. An interpretation was given in Masías-Meza et al. (2016) and Janvier et al. (2019) that a more symmetric profile results from a quasi-equilibrium between the conditions encountered in the surroundings of the ME (pre-ICME and post-ICME SW): Without the extra sheath, the total pressure in the front and with the low $\beta$ condition present within an ME, the magnetic profile within MEs without a sheath is expected to be more symmetric.

Other ME characteristics are similar with and without a sheath. The *rmsBoB* has a sharp decrease at the beginning up to the end of the ME. The *rmsBoB* decreases by a factor $2.0 \pm 1.1$ inside the ME, while the expected decrease of plasma $\beta$ is less clear ($1.7 \pm 1.1$).

This suggests that the *rmsBoB* might be a better proxy in order to detect MEs. We also observe a decrease in temperature (by a factor $3.1 \pm 1.9$) and the typical decreasing slope of the speed, showing the radial expansion of the ME. Finally, the end of the ME is clearly marked by an increase of *rmsBoB* and $T_p$ when the wake starts.

## 4. Superposed Epochs of Different ICME Groups

When investigating the signatures of ICMEs in the in situ, data, the difficulty in defining them comes from the variety of time profiles that ICME parameters can have. While the SEA provides a method to obtain the

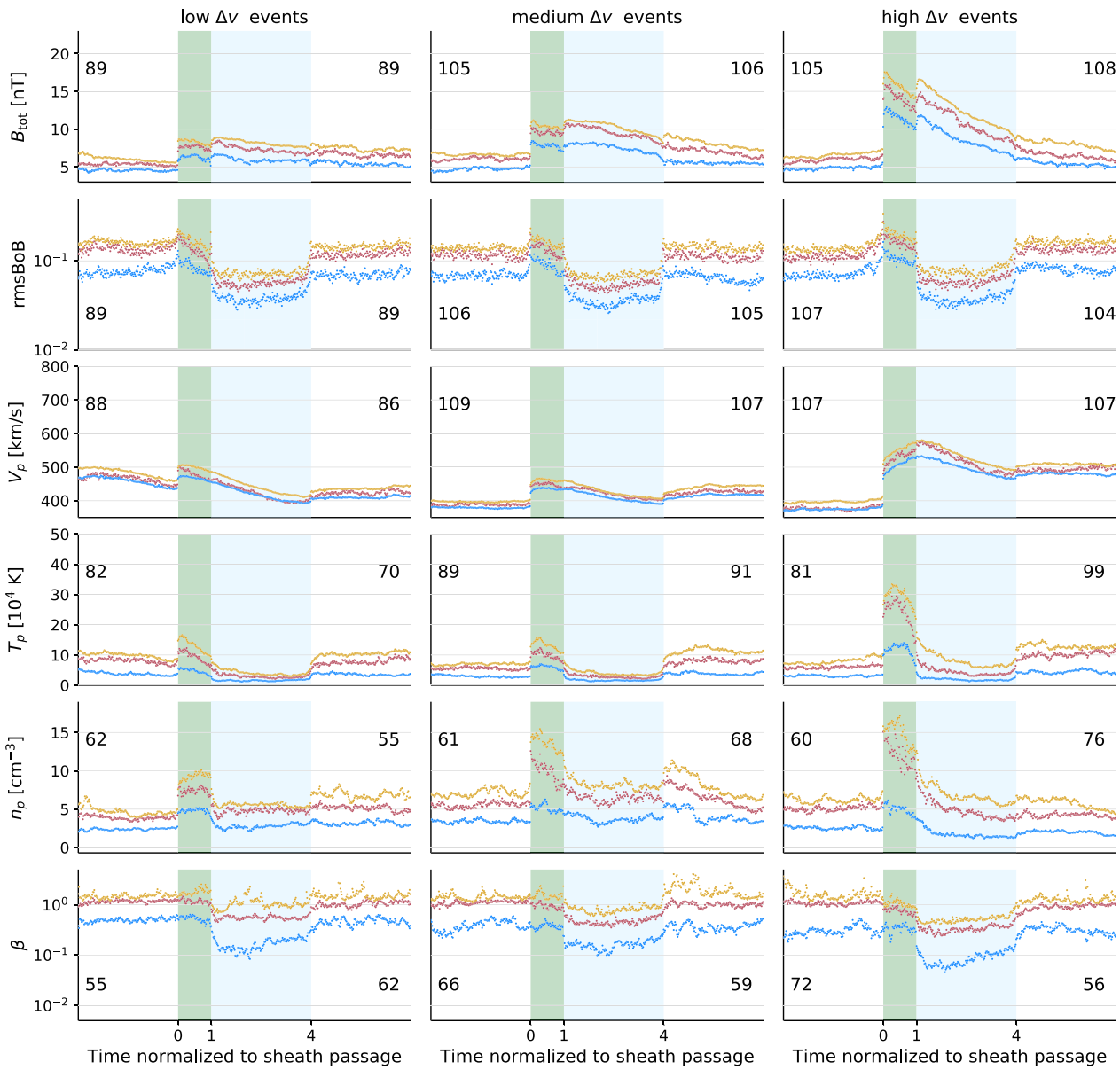



**Figure 4.** Superposed epoch analysis on relatively slow, medium, and relatively fast ICMEs on the left, middle, and right columns, respectively. The classification in speed is performed using the difference between the ME mean speed and upstream SW mean speed. The physical parameters shown are the same as in Figure 2. The green area is the sheath, and blue area is the ME. The yellow dots are the mean values, the magenta dots are the median values, and the blue ones are the most probable values. The vertical scale is the same in each row. Again, the numbers on the top left (right) of each graphs are the number of events with more than 70% of available data for the pre-SW and the sheath (ME and the wake).

typical, and hence the most probable profiles of ICMEs, this implies a mixing of profiles that can strongly differ in shape. On the other hand, it is also difficult to define categories of ICMEs. By studying whether there exist parameters that can cause differences in ICME profiles, the SEA can be used to emphasize the signature of the involved physical processes. In this section, we will use the results of the SEA so as to get the general properties of different subset of events.

### 4.1. Superposed Epochs for Velocity-Grouped ICMEs

Masías-Meza et al. (2016) ranked their 44 ICMEs (with a well-identified MC) by using the average absolute speed of the MCs. For example, such a ranking allows them to highlight features such as higher values of plasma parameters in the sheath and also a more asymmetric $B_{tot}$ profile in the MC for fast ICMEs compared

**Table 3**
*Most Probable Values From the Distribution of the Magnetic and Plasma Parameters, Averaged Over the Time Period of Each Substructure (Pre-SW, Sheath, ME, and Wake), for Relatively Slow and Fast Categories of ICME Events (See Figure 4)*

| | Pre-SW | | Sheath | | ME | | Post-SW | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | Low $\Delta v$ | High $\Delta v$ | Low $\Delta v$ | High $\Delta v$ | Low $\Delta v$ | High $\Delta v$ | Low $\Delta v$ | High $\Delta v$ |
| $B_{tot}$ (nT) | $4.6 \pm 0.4$ | $4.9 \pm 0.6$ | $6.2 \pm 0.9$ | $11.4 \pm 2.5$ | $6.0 \pm 1.0$ | $8.6 \pm 4.7$ | $5.4 \pm 0.8$ | $5.5 \pm 1.0$ |
| rmsBoB ($\times 10^{-2}$) | $8 \pm 3$ | $7 \pm 3$ | $8 \pm 4$ | $11 \pm 4$ | $4 \pm 2$ | $4 \pm 2$ | $7 \pm 2$ | $8 \pm 2$ |
| $V_p$ (km/s) | $458 \pm 38$ | $375 \pm 8$ | $467 \pm 15$ | $507 \pm 49$ | $418 \pm 58$ | $497 \pm 67$ | $410 \pm 9$ | $480 \pm 9$ |
| $T_p$ ($\times 10^4$ K) | $3.8 \pm 1.7$ | $3.1 \pm 0.8$ | $4.7 \pm 2.4$ | $11.8 \pm 5.6$ | $1.6 \pm 0.7$ | $1.9 \pm 1.4$ | $3.6 \pm 1.0$ | $4.4 \pm 1.6$ |
| $n_p$ (cm$^{-3}$) | $2.4 \pm 0.4$ | $2.6 \pm 0.6$ | $4.8 \pm 0.7$ | $4.9 \pm 1.8$ | $2.8 \pm 0.9$ | $1.7 \pm 1.8$ | $3.2 \pm 0.8$ | $2.0 \pm 0.6$ |
| $\beta$ | $0.5 \pm 0.1$ | $0.3 \pm 0.2$ | $0.5 \pm 0.2$ | $0.3 \pm 0.2$ | $0.2 \pm 0.2$ | $0.1 \pm 0.1$ | $0.5 \pm 0.2$ | $0.3 \pm 0.2$ |

*Note*. Three times the standard deviation is included after plus-minus symbol ($\pm$).

to slow ones. They also show that this velocity ranking is better than any other ranking with averaged MC properties (see their Figure 3 for the resulting ranking of other parameters). As such, in the following, we investigate how the speed can affect the profiles of the ICMEs in a similar way as Masías-Meza et al. (2016) but for the whole set of ICMEs provided in the present R&C revisited list. This provides a statistically robust sample to test whether the results previously found apply to ICMEs with or without a well-defined MC.

Since the physical interaction of the ME with the SW depends on their relative speed, in the following, we also decide to take the relative speed, rather than its absolute value, of the average ME speed compared with the average speed of the pre-SW ($V_{ME}$-$V_{pre\text{-}SW}$) as a criterion to group ICMEs into three categories: relatively slow (*low* $\Delta v$), medium (*medium* $\Delta v$), and relatively fast (*high* $\Delta v$). Note that we also investigated whether a possible correlation between $V_{ME} - V_{pre\text{-}SW}$ and $V_{ME}$ existed and found (not shown) that there is none (some cases for which we found a negative $V_{ME}$-$V_{pre\text{-}SW}$ were even found for fast events, e.g., $V_{ME} > 500$ km/s).

The frontier of the *low* $\Delta v$ category is set so as to select events with an ME slower than the local SW, that is, with $\Delta v < 0$ km/s. By carefully studying the evolution of the sheath and ME speed profiles by binning the SEA with ICMEs with increasing speed difference, we did not find any particular high relative speed value that could provide a frontier between the medium and relatively fast events. Thus, we set our high relative speed frontier for a $\Delta v > 55$ km/s so as to have roughly the same number of events in each group (similar statistical noise). Our group are then made of 89 *low* $\Delta v$, 109 *medium* $\Delta v$, and 109 *high* $\Delta v$. Only 307 events have enough data (less 30% of data gaps) in order to compute $\Delta v$.

The results of the SEA applied to our three different subsets of ICMEs are shown in Figure 4, where the same parameters as in Figure 2 are shown. The left column presents the *low* $\Delta v$ ICMEs group, the middle one the *medium* $\Delta v$ ICMEs, and the right one the *high* $\Delta v$ ICMEs. Some of the ICME signatures for all these three groups are similar as when all ICMEs are considered together such as a discontinuous transition between the pre-SW and the sheath; higher $B_{tot}$, $T_p$, and $n_p$ in the sheath; and a decrease of *rmsBoB*, $T_p$, and $\beta$ within the ME. When comparing the categories with each other, we also find that these signatures are more pronounced for relatively fast ICMEs.

In order to quantify the values of the parameters in each substructure of ICMEs, we present in Table 3 their most probable values averaged over the time period of each substructure, as in Table 1. These values are given for the *low* $\Delta v$ and *high* $\Delta v$ ICMEs, as ranked with the relative speeds.

#### 4.1.1. Pre-ICME SW

For the pre-SW, we find that the magnetic field and plasma parameters have typically similar values for the three groups. Still, $V_p$ is higher for *low* $\Delta v$ events compared with *high* $\Delta v$ events. This is a main difference with the results from Masías-Meza et al. (2016). Indeed, in their ranking, the absolute ME speed was used, and fast events were seen to propagate in a faster SW (their Figure 4), which is not the case for our category of events as we use the relative speeds. Doing so means that some ICMEs put in the category *low* $\Delta v$ can therefore have a fast absolute velocity and be also propagating in a fast SW (which also explains the larger standard deviation and the lack of correlation between the different in speeds and absolute ME speed, as discussed above). Similarly, *high* $\Delta v$ events tend to have slower SW at their front as this increases $\Delta v$.

#### 4.1.2. Sheath

Using the speed difference reinforces the contrast of the magnetic field intensity between the pre-SW and the sheath when comparing *low* $\Delta v$ and *high* $\Delta v$ events. Indeed, from Table 3, the ratio $r_B = \langle B_{\text{sheath}} \rangle / \langle B_{\text{pre-SW}} \rangle = 1.3 \pm 0.2$ and $2.3 \pm 0.6$ for relatively slow and fast ICMEs, respectively. The magnetic field therefore increases much more between the pre-SW and the sheath for relatively fast events compared with relatively slow ones. The profile of $B$ within the sheath is also different with a steeper decrease of $B_{\text{tot}}$ for *high* $\Delta v$ events compared with *low* $\Delta v$ events (Figure 4, top panels). A stronger $B_{\text{tot}}$ in front of the sheath compared with the rear is interpreted as the consequence of the shock compression across the front shock.

In all categories, we find that *rmsBoB* increases just after the front shock. This corresponds to an increase of magnetic fluctuations after the shock. Surprisingly, an increase of *rmsBoB* is also present just before the front shock, especially for the *high* $\Delta v$ category. While this could be due to an ill-located boundary, the extension of the enhancement seems too large and the shock is typically well defined. Rather, this enhanced *rmsBoB* could be induced by energetic particles accelerated forward by the shock and perturbing the pre-SW magnetic field (e.g., Blanco-Cano et al., 2011; Masías-Meza et al., 2016). This is coherent with a stronger enhancement of *rmsBoB* for *high* $\Delta v$ events as the shock is stronger and an efficient accelerator of energetic particles.

The profile of the speed $V_{\text{p}}$ inside the sheath has a slope with an opposite sign between *low* $\Delta v$ and *high* $\Delta v$ (Figure 4). While a front $V_{\text{p}}$ higher than the rear is generally indicative of an expansion, we observe here that relatively fast ICMEs have a lower $V_{\text{p}}$ at the front as opposed to the rear. We interpret this as a consequence of a relatively fast ME compressing the sheath more than for *low* $\Delta v$ events (in which a relaxation has the time to occur so that the sheath expands similarly as the ME). Such a result has not been reported by previous research and shows the importance of studying temporal profiles along with studies of statistics of averaged parameters.

Evidence of a stronger shock and heating is also present in the temperature of protons, with a ratio $r_{T_p} = \langle T_{\text{p,sheath}} \rangle / \langle T_{p,\text{pre-SW}} \rangle = 1.2 \pm 0.8$ for *low* $\Delta v$ events and $3.8 \pm 2.1$ for *high* $\Delta v$ between the sheath and the pre-SW. Here the large standard deviations are mainly due to a large-scale variation of the temperature (Figure 4, fourth row). We also observe that the separation between the values of the mean, median, and most probable value is larger for *high* $\Delta v$. This traces the $T_{\text{p}}$ distribution enlargement in the sheath.

We also find that the density increase between the pre-SW and the sheath is not much different from the *low* $\Delta v$ and *high* $\Delta v$ events, with a ratio $r_{n_p} = \langle n_{sheath} \rangle / \langle n_{p,pre-SW} \rangle = 2.0 \pm 0.4$ and $1.9 \pm 0.8$, respectively, with the most probable value. However, as for the temperature, we also observe an enlargement of the distribution for the sheath. There is indeed a higher jump for *high* $\Delta v$ events in density if we consider the mean and the median profile, which include more contributions of the events within the upper tail of the distribution.

The jumps found for the magnetic field and the temperature can be interpreted as the consequence of a stronger shock for *high* $\Delta v$ events. We also observe an increased speed difference between the sheath and the pre-SW for relatively fast ICMEs. In contrast, the plasma $\beta$ remains about the same between the sheath and the pre-SW (Table 3 and Figure 4). This implies that the magnetic and plasma pressures are nearly amplified by the same factor across the shock.

In summary, *high* $\Delta v$ ICMEs create a stronger sheath. This is the consequence of a stronger magnetic field and plasma compression by a stronger shock, as well as by a compression by the following ME. Furthermore, the amount of overtaken SW could be larger, while there is less time to evacuate the compressed plasma on the ICME sides. Then, all these processes combine to create a more heated and with a higher local magnetic field intensity sheath. The change in density due to the relative speed is more subtle: Ratios of most probable values do not show differences; however, the gap between the mean and the median shows that the distribution is wider. This implies then a higher ratio of density for *high* $\Delta v$ events when using the mean or the median values.

#### 4.1.3. ME

The magnetic field intensity at the ME front is higher for *high* $\Delta v$ events (top panel of Figure 4).

Relatively fast events also have a more asymmetric profile, with a more intense $B_{\text{tot}}$ at the front of the ME compared with the rear, while the $B_{\text{tot}}$ profile of relatively slow events is nearly flat. This asymmetry causes a greater standard deviation associated with the magnetic field of the ME (Table 3). It shows the limitation of choosing an average value as a proxy to represent each substructure. Thus, we cannot conclude about the

**Table 4**
*Number of Events Detected at 1 au Within ± 2 Years Around 1997 (2008) for the Minimum of Solar Cycle 23 (Resp. 24) and Around 2003 (Resp. 2014) for the Maximum of Solar Cycle 23 (Resp. 24)*

| Year | Min SC 23 | Max SC 23 | Min SC 24 | Max SC 24 |
|---|---|---|---|---|
| # events | 35 | 82 | 18 | 76 |

averaged value of $B_{tot}$ inside the ME. To quantify this asymmetry, we use the first moment of the magnetic field profile $c_B$, as defined in Equation 1 of Janvier et al. (2019). A negative $c_B$ value means that $B_{tot}$ is higher in the first half of the profile. Here, we find that $c_B = -0.02$ and $-0.05$ for *low* $\Delta v$ and *high* $\Delta v$ events, respectively, which shows that the $B_{tot}$ asymmetry is stronger for *high* $\Delta v$ events.

Next, the fall of the *rmsBoB* values inside the ME is similar (0.04) among these three relative velocity categories. These results are similar to previous analyses done with an absolute velocity ranking (Janvier et al., 2019; Masías-Meza et al., 2016).

Aside from the most probable value, we can use the median and the mean value to study, for example, the extent of the distribution within the ME. We find that the mean and the median profile of $T_p$ and $n_p$ take more time to reach nearly constant values within relatively fast MEs. Indeed, while the decrease is almost instantaneous after the sheath-ME boundary in the relatively slow group, it lasts almost half of the ME duration for relatively fast events. It means that at the beginning of the ME the distribution is wider, while it narrows further within the ME. We conclude that a fraction of the relatively fast events have signatures of compression in the ME front, which is in agreement with a more asymmetric $B_{tot}$ profile. One may question the accuracy of our frontiers; however, the sharp transitions at the front and the rear of the ME from the SEA, in particular for *rmsBoB* and $\beta$, imply that most of our MEs are well defined.

#### 4.1.4. Wake

Finally, we find that the wake speed is enhanced by a factor of $1.28 \pm 0.04$ compared to the pre-SW speed for *high* $\Delta v$ events, while the wake associated to *low* $\Delta v$ is $0.9 \pm 0.08$ slower. We see here that *high* $\Delta v$ events disturb the medium in which they propagate more and also suggest that some part of the SW is slowed down behind *low* $\Delta v$ ICMEs.

### 4.2. Grouping in Function of Solar Activity

Over the 20 years of ACE observations, the Sun's activity has changed. This activity is modulated by a 11- to 13-year cycle (Hathaway, 2010). One may wonder whether this solar cycle has an impact on the ICME profiles observed at 1 au. Evidences collected over the years show that the solar cycle affects the occurrence of CMEs (e.g., Gopalswamy et al., 2003), with more CMEs during the active period and therefore an expected higher number of detected ICMEs. Previous studies have analyzed the dependence of specific properties of ICMEs and MCs (e.g., size, bulk velocity, or expansion) with the phase of the solar cycle (e.g., Dasso et al., 2012; Jian et al., 2011; Lepping et al., 2011). Furthermore, Hundhausen (1999) found that CMEs emitted during the active period tend to be faster than the ones emitted during the quiet period. However, to our

**Table 5**
*Most Probable Values From the Distribution of the Magnetic and Plasma Parameters, Averaged Over the Time Period of Each Substructure (Pre-SW, Sheath, ME, and Wake), for Quiet and Active Categories of ICME Events (See Figure 5)*

| | Pre-SW | | Sheath | | ME | | Post-SW | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | Quiet | Active | Quiet | Active | Quiet | Active | Quiet | Active |
| $B_{tot}$ (nT) | $4.2 \pm 0.8$ | $5.2 \pm 0.5$ | $7.5 \pm 0.9$ | $8.4 \pm 1.4$ | $8.2 \pm 2.4$ | $7.3 \pm 2.0$ | $5.1 \pm 1.4$ | $5.8 \pm 0.7$ |
| rmsBoB ($\times 10^{-2}$) | $7 \pm 3$ | $7 \pm 2$ | $8 \pm 4$ | $10 \pm 5$ | $3 \pm 2$ | $4 \pm 2$ | $7 \pm 3$ | $7 \pm 2$ |
| $V_p$ (km/s) | $364 \pm 11$ | $406 \pm 4$ | $414 \pm 15$ | $484 \pm 9$ | $399 \pm 41$ | $447 \pm 58$ | $405 \pm 17$ | $443 \pm 8$ |
| $T_p$ ($\times 10^4$ K) | $3.3 \pm 1.2$ | $3.2 \pm 1.2$ | $4.5 \pm 1.2$ | $7.1 \pm 3.2$ | $1.7 \pm 1.2$ | $1.7 \pm 1.0$ | $4.8 \pm 2.4$ | $3.7 \pm 0.9$ |
| $n_p$ (cm$^{-3}$) | $4.5 \pm 1.0$ | $2.4 \pm 0.5$ | $7.1 \pm 2.2$ | $4.3 \pm 1.3$ | $3.6 \pm 2.7$ | $2.1 \pm 0.7$ | $3.9 \pm 1.3$ | $2.6 \pm 1.1$ |
| $\beta$ | $0.7 \pm 0.5$ | $0.3 \pm 0.2$ | $0.5 \pm 0.3$ | $0.4 \pm 0.2$ | $0.2 \pm 0.2$ | $0.1 \pm 0.1$ | $0.7 \pm 0.3$ | $0.3 \pm 0.2$ |

*Note*. Three times the standard deviation is included after plus-minus symbol (±).

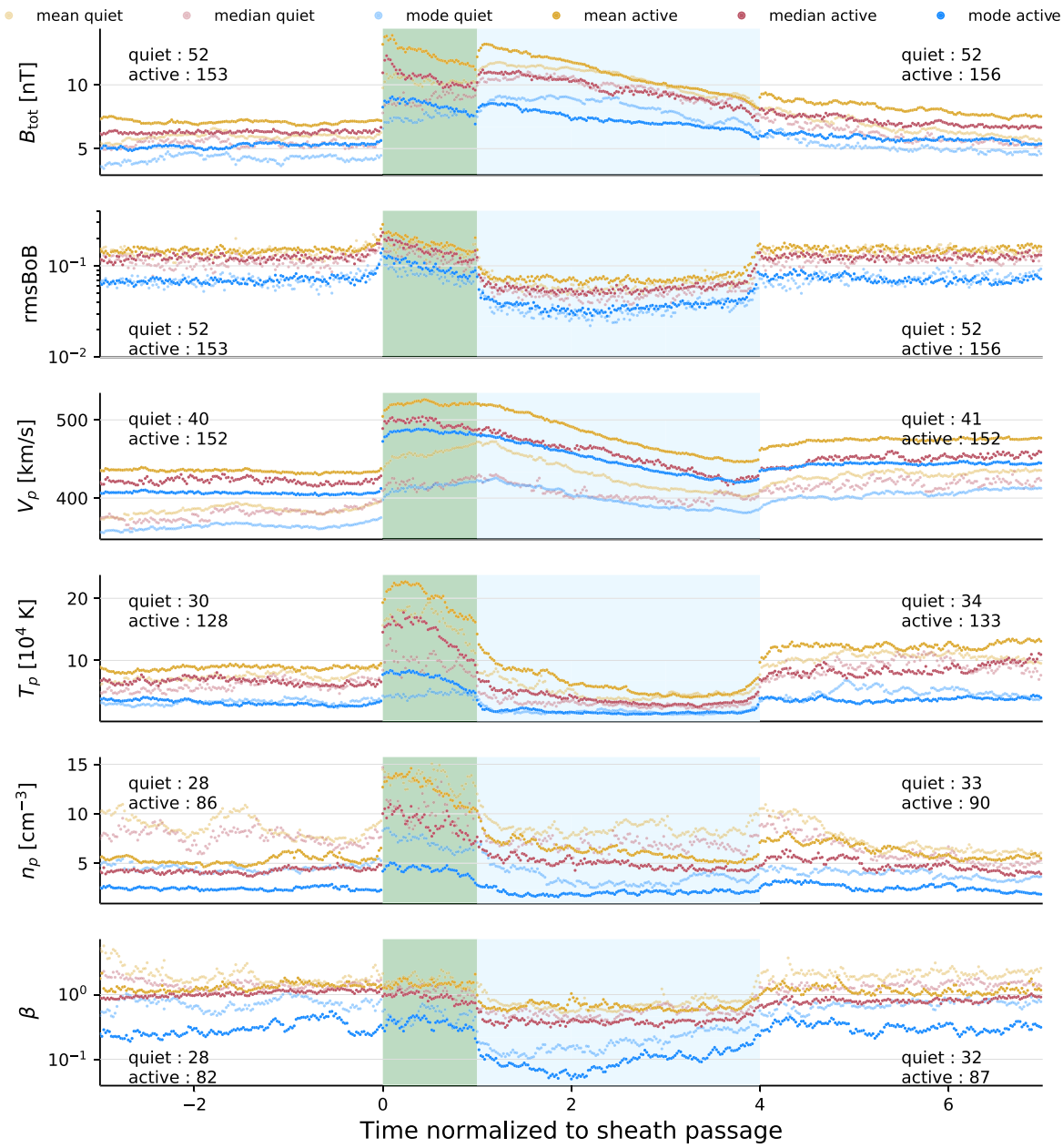



**Figure 5.** Superposed epoch analysis on events emitted during the quiet (lighter colors) and active (darker colors) period of the solar cycle. The physical parameters shown are the same as in Figure 2. The green area covers the sheath, while the blue area covers the ME. The yellow dots correspond to the mean values, the magenta ones to the median value, and the blue ones to the most probable values. Again, the numbers on the top left (right) of each graphs are the number of events with more than 70% of available data for the pre-SW and the sheath (respectively, the ME and the wake).

understanding, there is not yet any study showing a possible dependence of the typical internal structure of ICMEs with the phase of the cycle.

Hence, we now consider a new type of grouping: We look at whether ICMEs have been emitted during the solar cycle quiet or active periods covered by ACE observations. In our classification, an event is called "quiet" (respectively "active") if it is observed at ACE in an interval of time less than 2 years before or after a solar minimum (respectively maximum). Since the start of the mission, ACE observed one part of the solar minimum in 1997, a full solar minimum around 2008, and two solar maxima around 2003 and 2014. The number of events in the R&C list for each extrema of the solar cycle is reported in Table 4. There are

**Table 6**
*Most Probable Values From the Distribution of the Magnetic and Plasma Parameters, Averaged Over the Time Period of Each Substructure (Pre-SW, Sheath, ME, and Wake), for ICMEs With or Without an Identified MC*

| | Pre-SW | | Sheath | | ME | | Post-SW | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | No MC | MC | No MC | MC | No MC | MC | No MC | MC |
| $B_{tot}$ (nT) | 4.9 ± 0.4 | 4.4 ± 0.5 | 7.8 ± 1.0 | 8.3 ± 0.9 | 6.7 ± 1.7 | 9.2 ± 2.8 | 5.3 ± 0.5 | 5.6 ± 1.6 |
| rmsBoB ($\times 10^{-2}$) | 7 ± 2 | 8 ± 3 | 9 ± 4 | 9 ± 4 | 4 ± 2 | 3 ± 2 | 7 ± 2 | 7 ± 2 |
| $V_p$ (km/s) | 396 ± 4 | 391 ± 18 | 468 ± 12 | 456 ± 15 | 441 ± 52 | 428 ± 52 | 435 ± 5 | 431 ± 22 |
| $T_p$ ($\times 10^4$ K) | 3.2 ± 0.9 | 3.2 ± 1.1 | 5.7 ± 2.1 | 6.5 ± 3.8 | 1.7 ± 0.9 | 1.6 ± 0.7 | 3.7 ± 0.6 | 4.7 ± 0.9 |
| $n_p$ (cm$^{-3}$) | 2.5 ± 0.3 | 3.1 ± 0.5 | 4.5 ± 0.8 | 5.9 ± 1.7 | 2.3 ± 1.3 | 2.7 ± 1.2 | 2.7 ± 0.7 | 2.7 ± 0.7 |
| $\beta$ | 0.4 ± 0.2 | 0.5 ± 0.3 | 0.4 ± 0.2 | 0.4 ± 0.2 | 0.2 ± 0.1 | 0.1 ± 0.1 | 0.4 ± 0.1 | 0.4 ± 0.2 |

*Note*. Three times the standard deviation is included after plus-minus symbol (±).

around 3 to 4 times more ICMEs detected during the active phase of the solar cycle according to Table 4 with more events for the Solar Cycle 23 compared with Solar Cycle 24 in agreement with previous studies (e.g., Gopalswamy et al., 2003). Summing each minimum and maximum, we find 53 quiet events and 158 active events. Since the two samples have a large difference in the number of events, we verify that selecting randomly 53 active events the SEA does not significantly change when compared with the total 158 active events.

Since the pre-SW is not affected by the ICME propagation that comes later, these regions offer the possibility to investigate the effects of the solar cycle on the SW itself. We compare the most probable values averaged in the pre-SW during the active and the quiet periods (Table 5). We find that the active period SW is 1.12 ± 0.04 times faster and 1.9 ± 0.6 times less dense than its quiet period counterpart. These ratios are different than the typical ratios found when the full SW is analyzed. (e.g., McComas et al., 2003; 2008). In fact, the SW preceding ICMEs is expected to be different on average from the SW observed away from ICMEs, as follows. ICME sources are in closed field regions of the corona, so that the SW in front of ICMEs is expected to come from the open field present nearby these closed field regions. This is especially true for the slow ICMEs which do not overtake a large fraction of SW. Then, the SW present in front of ICMEs is expected to be on average slower than away from ICMEs.

Next, we analyze the differences found in the sheath region (Figure 5). The relative enhancement of the speed is similar for the pre-SW and the sheath region. The speed increases by a factor of 1.19 ± 0.03 in the sheath for active events and 1.12 ± 0.04 for quiet events. We also observe that the distribution of $B_{tot}$, $T_p$, and $n_p$ of active events is wider than quiet ones as shown by the separation between the most probable value and the mean (or the median) values (Figure 5). It means that during the active phase of the solar cycle, ICMEs that are emitted have a wider range of parameter values and in particular have a sheath that can be more magnetized, hotter, and denser.

The SEA profiles of sheaths and MEs for the quiet and active periods (Figure 5) are similar to the SEA profiles of relatively slow and fast events, respectively (Figure 4), especially if the means are compared. We also observe that the slope of the speed profile in the sheath is positive for quiet events while it is close to 0 (flat profile) for active events, as for *high* $\Delta v$ and *medium* $\Delta v$. However, the contrast between quiet and active events is weaker than between *high* $\Delta v$ and *medium* $\Delta v$ events, so that the correlation between the relative speed and the period of activity is unclear (a further look at the relative speed ranking per solar cycle period could be done but would significantly reduce the statistics and therefore the robustness of a conclusion). Furthermore, $B_{tot}$, *rmsBoB*, $T_p$, $n_p$, and $\beta$ have similar profiles for the most probable values within the quiet and active SEAs of MEs (Figure 5). Wu and Lepping (2011) found that the average magnetic field of the ME increases during the active period the solar cycle. While this difference is relatively small in our study, when comparing the average magnetic field, this behavior disappears when using the most probable value.

We conclude that, while ICMEs are typically faster during active periods, other parameters are typically similar compared with quiet periods. This points to a large amount of similar events in both periods. Still, active periods are characterized by a fraction of relatively faster events which widens the ICME distributions to large parameter values. This is in agreement with Chi et al. (2016) and Wu and Lepping (2016) who also observed a larger fraction of events with more extreme speeds during the active period.

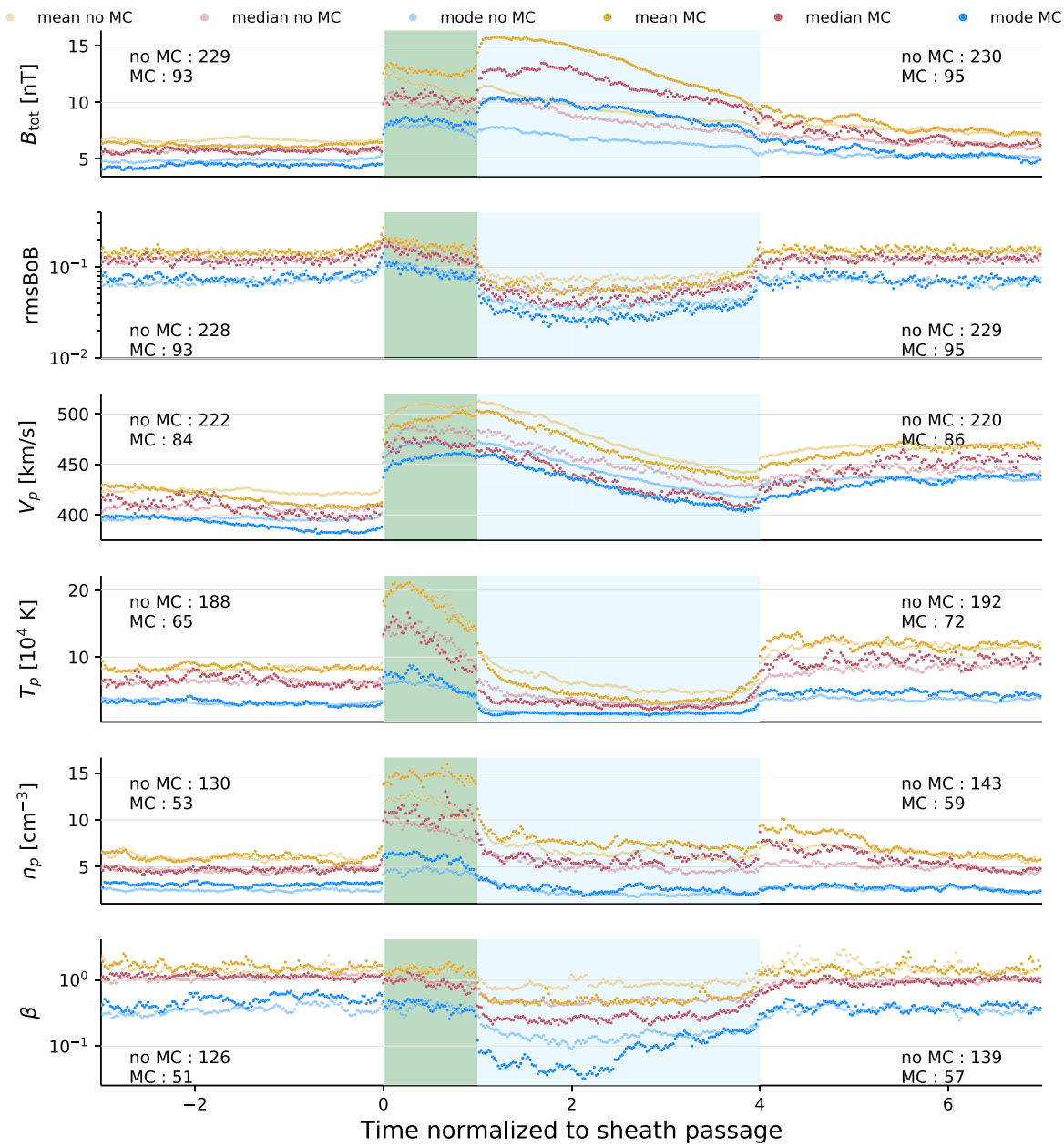



**Figure 6.** Superposed epoch analysis on ICMEs without (lighter colors) and with (darker colors) clear MC signatures. The physical parameters shown are the same as in Figure 2. The green area covers the sheath, while the blue area covers the ME. The yellow dots correspond to the mean values, the magenta ones to the median value, and the blue ones to the most probable values. Again, the numbers on the top left (right) of each graphs are the number of events with more than 70% of available data for the pre-SW and the sheath (respectively the ME and the wake).

### 4.3. Comparing ICMEs With and Without a MC

In this section, we separate our sample of ICMEs into subsamples using the detection of MC signatures. To do so, we scan by eye all the ICMEs and flag the ones that clearly show an enhanced magnetic field, a smooth rotation of one component of the magnetic field, and a low proton temperature, as these are the criteria used in the literature to define MCs (see section 1).

In the R&C list, the authors also added flags to each events so as to indicate whether MC signatures are observable. We ended up with 82% of our MC ICMEs matching with their MC ICMEs (MC and MC-like flags in the R&C list). In our sample of ICME events with a visible sheath, we only found 96 events over the 330

ICMEs that had clear MC signatures and thus 234 events with no clear signatures. This means that around 29% of our events have a clear MC, which is on the lower end of various estimations of the fraction of ICMEs that contain MCs (Chi et al., 2016; Richardson & Cane, 2004, and references therein). In the following, we use the SEA to analyze whether profiles of ICMEs are different, in the presence or the absence of a clearly identified MC. We thus have two categories: events with (MC-ICMEs) and without (no MC-ICMEs) MC signatures.

We found that the physical parameters of the pre-SW have similar values for both categories (Table 6 and Figure 6) except for the pre-SW density which is weakly enhanced by a factor of $1.2 \pm 0.2$ for MC-ICMEs compared to no MC-ICMEs. This similarity is expected, since the pre-SW does not hold knowledge of the magnetic structure of the ICME if there is no typical difference in their solar launch sites. Also, for both categories, the magnetic field and plasma parameters have a clear transition between the pre-SW and the sheath (Figure 6).

From Table 6 and Figure 6, we find that for all the parameters except the density, the values of the most probable value as well as the width and skewness of the distributions are similar within the sheath of MC-ICME and no MC-ICMEs. For MC-ICMEs, the density values are larger within the sheath by a ratio of $1.9 \pm 0.6$ compared with the averaged pre-SW. Next, the magnetic field intensity is logically larger in the MC as it is part of its definition (this was also shown in Table 1 of Kilpua et al., 2017). More precisely, the total magnetic field increases by a ratio $r_B = 1.4 \pm 0.4$ between the values found in the pre-SW and in the ME, for no MC-ICMEs, while this value is $2.1 \pm 0.7$ for MC-ICMEs (the standard deviations are enhanced by the large-scale variation of $B_{\mathrm{tot}}$). Gopalswamy (2006), Wu and Lepping (2011), and Chi et al. (2016) also found that the magnetic field is higher in MC-ICMEs. They also found that the temperature is lower inside the MC compared with the ME of no MC-ICMEs. This is the case of our mean $T_{\mathrm{p}}$ profile but not for the most probable value profile.

ICME signatures are consequently more pronounced in the values of the *rmsBoB* and $\beta$ in the ME for the MC-ICMEs, as shown by their lower values: *rmsBoB* and $\beta$ decrease between the pre-SW and the ME, by a ratio of $2.7 \pm 2.0$ and $5.0 \pm 5.8$, respectively, for MC events, while they only decrease by a ratio $1.8 \pm 1$ and $2.0 \pm 1.4$ for no MC-events.

These results are in agreement with the fact that we use the magnetic field as one of the major components to characterize a MC within the in situ data, while the plasma temperature, another criterion, behaves similarly in our sample between no MC-ICMEs and MC-ICMEs. Finally, these results are coherent with the idea that no MC-ICMEs are the same as MC-ICMEs (as discussed in Zhang et al., 2013) but simply observed further away from the flux rope core, then with a lower field strength while plasma parameters have comparable values. This implies that plasma parameters are more homogeneous than the magnetic field strength within the ME and that a large proportion of no MC-ICMEs could just as well have a MC that is not properly detected.

## 5. Discussion and Conclusion

In the present article, we detail a statistical study of the magnetic and plasma parameters within ICMEs over 20 years of ACE observations using a revisited version of the Richardson and Cane ICME catalog. This study uses the SEA to extract general features from ICMEs in general and also applying it to subsamples that split the full set into different kind of ICMEs.

We found that for all physical parameters (such as $B_{\mathrm{tot}}$, $n_{\mathrm{p}}$, $T_{\mathrm{p}}$, and $V_{\mathrm{p}}$), their distributions are nonnormal throughout the SW and the ICME substructures, with a long tail for large values. Thus, we introduced the most probable value (or mode), along with the median and mean values, as proxies for the global behavior. The most probable value especially is not as sensitive to extreme values as the median or the mean values can be, while displaying them together gives a good idea of what the distribution of a physical parameter is. We see, for instance, that at the front of the ME, the temperature ($T_{\mathrm{p}}$) is typically higher, and the distribution wider, than at the rear. The front of the ME is therefore more likely to be hotter than the rear.

Our first SEA was made with all ICMEs from our catalog that were fast enough to create a sheath. The SEA of the sheath has an increase in $B_{\mathrm{tot}}$, $V_{\mathrm{p}}$, $T_{\mathrm{p}}$, and $n_{\mathrm{p}}$ with a clear front discontinuity showing the sharp transition between the pre-ICME SW and this compressed plasma region. Next, the SEA on the ME emphasizes the known characteristics of this substructure: a region of smoother and enhanced magnetic field with a lower

temperature as shown by the lower *rmsBoB*, $\beta$, and $T_p$ values. We find that *rmsBoB* and $\beta$ are good indicators of the presence of a ME.

Our next SEA analyzes all the ICMEs without a sheath at the front of the ME and presents similar features as events with a sheath with the difference of a more symmetric magnetic field profile. We interpret this result as the consequence of the absence of compression by a front sheath. Rather, these events are typically compressed at their rear by an overtaking faster SW stream.

Next, we ranked our ICMEs using the relative speed $\Delta v$ of the ME compared with the pre-SW since it is a key parameter for the SW-ICME interaction. We found that the speed profile of the sheath changes from a negative slope for *low* $\Delta v$ events to a positive slope for *high* $\Delta v$ events. This last profile indicates a compression of the sheath by the following ME. We however do not observe any clear increase of the magnetic field, temperature, or density at the back of the sheath but rather a global enhancement in the full sheath. This means that the ME pushing behind is able to compress the whole sheath, especially for *high* $\Delta v$. This compression adds up with the front shock compression.

On the other hand, when a *low* $\Delta v$ ME propagates with a velocity near the ambient SW speed, the sheath has time to adjust to the surrounding conditions (ambient SW at the front, ME at the rear) so that the sheath speed profile shows an expansion-like profile with a monotonous decrease in the speed values from the front to the rear with a slope similar to the one in the ME. Such sheath expansion is plausibly driven by the same expansion mechanism that takes places within the MC, that is, the decrease with solar distance of the total SW pressure.

We also found that the asymmetry of the $B(t)$ profile within the ME is larger for *high* $\Delta v$-events, as characterized by the parameter $c_B$. This suggests that *high* $\Delta v$ ICMEs have a front compression of their magnetic structures causing an enhancement of the intensity of the magnetic field. We observe a much hotter sheath for *high* $\Delta v$ events, and these events imprint a disturbance for a longer period of time in the wake. Indeed, one ME duration is not enough for the wake plasma to go back to the pre-ICME SW values. This means that *high* $\Delta v$ events are able to disturb the SW plasma during at least a day (typical duration of an ME), which might affect the propagation of another potential following ICME.

We next investigated the effect of the solar cycle on ICME profiles. Similar to previous studies, we find an increased number of ICMEs during the active phase. In addition, SEA results show that there are no significant differences in the most probable values of plasma and magnetic field parameters between ICMEs emitted during the active or the quiet phases of the solar cycle. However, the distributions of these parameters within the ME are more spread to larger values during the active period. This suggests that active periods have ICMEs with characteristics common with quiet periods, together with the addition of more extreme events.

In section 4.3, we used the observations of MC signatures as a criterion to group our ICMEs. We observed that plasma parameter profiles in the sheath or in the ME were not impacted by the presence of a MC, while the $B_{tot}$ profile was enhanced for events with MCs (as expected from their definition). This suggests that ICMEs with or without a detected MC are no different one from another. Then, one reason that only one third of our sample only have a clear MC signature can be put forward as follows. When a spacecraft encounters a MC propagating in the interplanetary medium, if its trajectory crosses near the nose of the MC, one would expect to find clear MC signatures. A trajectory well away from the nose or with a crossing too far from the flux rope axis implies that at least one of the signatures (the rotation of one magnetic component) is partly lost. Furthermore, because of the interaction with the surrounding medium (sheath at the front, wake at the rear), erosion processes (e.g., Dasso et al., 2006; Ruffenach et al., 2015) imply that, close to the edges of MCs (front or rear), magnetic and plasma signatures of typical flux ropes are mixed with that of the sheath or the SW. This implies a more difficult detection of such eroded MCs.

The results of this statistical study of ICME, in particular of different groups of ICMEs, highlight the diversity of ICME profiles observed at 1 au. For different groups of ICMEs, the observed differences and similarities allow us to probe the physical processes that happen during the propagation in the SW. Complementary studies, such as with multiple spacecraft and at different heliospheric distances, as provided by the missions Parker Solar Probe and Solar Orbiter, as well as 3-D MHD simulations of CME propagation, will provide a better understanding of the early propagation processes responsible for the results found at 1 au.

## Appendix A: Getting the Most Probable Value

Figure A1 shows the distribution (black histogram) of the magnetic field $B_{tot}$ at one time bin in the middle of the ME for all ICMEs with a sheath (events of section 3.2).

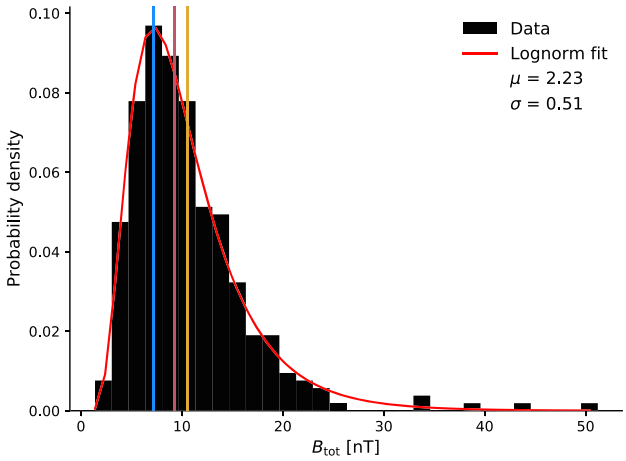



**Figure A1.** Histogram and log-normal fit of the distribution of the magnetic field $B_{tot}$ inside the ME for all ICMEs with a sheath. The red curve is the log-normal fit, and the histogram of the observed data is represented in black. The yellow line is the mean value, the magenta one the median value, and the blue one is the most probable value. The $y$ axis is the probability density. We indicate on the top right the $\mu$ and $\sigma$ parameters of the log-normal.

Assuming a log-normal shape of the physical parameter distribution, we perform a Maximum Likelihood Estimation (MLE) algorithm in order to get the parameters of the fitted distribution. To do so, we use the `scipy.stats.lognorm` python library (documentation at https://docs.scipy.org/doc/scipy/reference/generated/scipy.stats.lognorm.html). This allows us to estimate the parameters $\mu$ and $\sigma$, which are the mean and the standard deviation of the natural logarithm of the normally distributed variable. We can then deduce the most probable value (or mode) with the formula: mode $= e^{\mu-\sigma^2}$.

The red curve plotted on top of the histogram in Figure A1 is the resulting fitted log-normal distribution. The three colored lines represent the mean value (yellow), the median value (magenta), and the most probable value (blue). We see here the shift in the position of the mean and the median value compared with the "typical" (hence most probable) value.

## Data Availability Statement

The data can be found at the following:

- http://www.srl.caltech.edu/ACE/ASC/level2/lvl2DATA_MAG.html for the ACE magnetic in situ measurements.
- http://www.srl.caltech.edu/ACE/ASC/level2/lvl2DATA_SWEPAM.html for the ACE in situ plasma parameters.
- The list of Richardson and Cane ICMEs can be found online (http://www.srl.caltech.edu/ACE/ASC/DATA/level3/icmetable2.htm).
- The revisited catalog is at https://idoc.ias.u-psud.fr/sites/idoc/files/CME_catalog/html/ACE-ICMEs-list-dates-quality-nosheath-forweb.html website.

**Acknowledgments**
F. R., M. J., and F. A. acknowledge financial support from the Dim-ACAV Ile-de-France region doctoral grant as well as support from the EDOM Doctoral School at Université Paris-Saclay. M. J., P. D., and S. D. acknowledge financial support from the Observatoire des Sciences de l'Univers Paris-Saclay and ESTERS (Observatoire de Paris) for the visitors grant obtained. We thank Eric Buchlin for the technical support provided in putting the ICME catalog online the IDOC/MEDOC database.

## References

Blanco-Cano, X., Kajdič, P., Omidi, N., & Russell, C. T. (2011). Foreshock cavitons for different interplanetary magnetic field geometries: Simulations and observations. *Journal of Geophysical Research*, *116*, A09101. https://doi.org/10.1029/2010JA016413

Borrini, G., Gosling, J. T., Bame, S. J., & Feldman, W. C. (1982). Helium abundance enhancements in the solar wind. *Journal of Geophysical Research*, *87*(A9), 7370–7378. https://doi.org/10.1029/JA087iA09p07370

Bothmer, V., & Schwenn, R. (1996). Signatures of fast CMEs in interplanetary space. *Advances in Space Research*, *17*(4–5), 319–322. https://doi.org/10.1016/0273-1177(95)00593-4

Burlaga, L. F. (1995). Interplanetary magnetohydrodynamics, *International series in astronomy and astrophysics* (Vol. 3). Oxford: Oxford University Press.

Burlaga, L., Sittler, E., Mariani, F., & Schwenn, R. (1981). Magnetic loop behind an interplanetary shock—Voyager, Helios, and IMP 8 observations. *Journal of Geophysical Research*, *86*, 6673–6684. https://doi.org/10.1029/JA086iA08p06673

Cane, H. V., & Richardson, I. G. (2003). Interplanetary coronal mass ejections in the near-Earth solar wind during 1996-2002. *Journal of Geophysical Research*, *108*(A4), 1156. https://doi.org/10.1029/2002JA009817

Cane, H. V., Richardson, I. G., & Wibberenz, G. (1997). Helios 1 and 2 observations of particle decreases, ejecta, and magnetic clouds. *Journal of Geophysical Research*, *102*(A4), 7075–7086. https://doi.org/10.1029/97JA00149

Chen, P. F. (2011). Coronal mass ejections: Models and their observational basis. *Living Reviews in Solar Physics*, *8*(1), 1. https://doi.org/10.12942/lrsp-2011-1

Chi, Y., Shen, C., Wang, Y., Xu, M., Ye, P., & Wang, S. (2016). Statistical study of the interplanetary coronal mass ejections from 1995 to 2015. *Solar Physics*, *291*(8), 2419–2439. https://doi.org/10.1007/s11207-016-0971-5

Chree, C. (1914). Some phenomena of sunspots and of terrestrial magnetism. Part II. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical or Physical Character*, *213*, 245–277.

Démoulin, P. (2008). A review of the quantitative links between CMEs and magnetic clouds. *Annales Geophysicae*, *26*, 3113–3125. https://doi.org/10.5194/angeo-26-3113-2008

Démoulin, P. (2009). Why do temperature and velocity have different relationships in the solar wind and in interplanetary coronal mass ejections? *Solar Physics*, *257*, 169–184. https://doi.org/10.1007/s11207-009-9338-5

Démoulin, P., & Dasso, S. (2009). Causes and consequences of magnetic cloud expansion. *Astronomy & Astrophysics*, *498*, 551–566. https://doi.org/10.1051/0004-6361/200810971

Démoulin, P., Janvier, M., Masías-Meza, J. J., & Dasso, S. (2016). Quantitative model for the generic 3D shape of ICMEs at 1 AU. *Astronomy & Astrophysics*, *595*, A19. https://doi.org/10.1051/0004-6361/201628164

Démoulin, P., Nakwacki, M. S., Dasso, S., & Mandrini, C. H. (2008). Expected in situ velocities from a hierarchical model for expanding interplanetary coronal mass ejections. *Solar Physics*, *250*(2), 347–374. https://doi.org/10.1007/s11207-008-9221-9

Dasso, S., Démoulin, P., & Gulisano, A. M. (2012). Magnetic clouds along the solar cycle: Expansion and magnetic helicity. In C. H. Mandrini & D. F. Webb (Eds.), *Comparative magnetic minima: Characterizing quiet times in the Sun and stars, IAU Symposium* (Vol. 286, pp. 139–148). Cambridge: Cambridge University Press.

Dasso, S., Mandrini, C. H., Démoulin, P., & Luoni, M. L. (2006). A new model-independent method to compute magnetic helicity in magnetic clouds. *Astronomy & Astrophysics*, *455*, 349–359. https://doi.org/10.1051/0004-6361:20064806

Davies, J. A., Perry, C. H., Trines, R. M. G. M., Harrison, R. A., Lugaz, N., Möstl, C., et al. (2013). Establishing a stereoscopic technique for determining the kinematic properties of solar wind transients based on a generalized self-similarly expanding circular geometry. *The Astrophysical Journal*, *777*, 167. https://doi.org/10.1088/0004-637X/777/2/167

Davis, C. J., Davies, J. A., Lockwood, M., Rouillard, A. P., Eyles, C. J., & Harrison, R. A. (2009). Stereoscopic imaging of an Earth-impacting solar coronal mass ejection: A major milestone for the STEREO mission. *Geophysical Research Letters*, *36*, L08102. https://doi.org/10.1029/2009GL038021

Feng, H. Q., Wu, D. J., Chao, J. K., Lee, L. C., & Lyu, L. H. (2010). Are all leading shocks driven by magnetic clouds? *Journal of Geophysical Research*, *115*, A04107. https://doi.org/10.1029/2009JA014875

Fenimore, E. E. (1980). Solar wind flows associated with hot heavy ions. *The Astrophysical Journal*, *235*, 245–257. https://doi.org/10.1086/157628

Fleck, B., & St. Cyr, O. C. (2015). Solar and Heliospheric Observatory (SOHO) (1995), *Handbook of cosmic hazards and planetary defense* (pp. 159–178). Dordrecht: Kluwer Academic Publishers.

Gopalswamy, N. (2006). Properties of interplanetary coronal mass ejections. *Space Science Reviews*, *124*(1–4), 145–168. https://doi.org/10.1007/s11214-006-9102-1

Gopalswamy, N., Lara, A., Yashiro, S., & Howard, R. A. (2003). Coronal mass ejections and solar polarity reversal. *The Astrophysical Journal Letters*, *598*(1), L63–L66. https://doi.org/10.1086/380430

Gosling, J. T., Baker, D. N., Bame, S. J., Feldman, W. C., & Zwickl, R. D. (1987). Bidirectional solar wind electron heat flux events. *Journal of Geophysical Research*, *92*, 8519–8535.

Gosling, J. T., & Pizzo, V. J. (1999). Formation and evolution of corotating interaction regions and their three dimensional structure. *Space Science Reviews*, *89*, 21–52. https://doi.org/10.1023/A:1005291711900

Gosling, J. T., Pizzo, V., & Bame, S. J. (1973). Anomalously low proton temperatures in the solar wind following interplanetary shock waves-evidence for magnetic bottles? *Journal of Geophysical Research*, *78*, 2001. https://doi.org/10.1029/JA078i013p02001

Gulisano, A. M., Démoulin, P., Dasso, S., Ruiz, M. E., & Marsch, E. (2010). Global and local expansion of magnetic clouds in the inner heliosphere. *Astronomy & Astrophysics*, *509*, A39. https://doi.org/10.1051/0004-6361/200912375

Harten, R., & Clark, K. (1995). The design features of the GGS wind and polar spacecraft. *Space Science Reviews*, *71*(1–4), 23–40. https://doi.org/10.1007/BF00751324

Hathaway, D. H. (2010). The solar cycle. *Living Reviews in Solar Physics*, *7*(1), 1. https://doi.org/10.12942/lrsp-2010-1

Hundhausen, A. (1999). Coronal mass ejections. In K. T. Strong, J. L. R. Saba, B. M. Haisch, & J. T. Schmelz (Eds.), *The many faces of the Sun: A summary of the results from NASA's solar maximum mission* (pp. 143).

Huttunen, K. E. J., Schwenn, R., Bothmer, V., & Koskinen, H. E. J. (2005). Properties and geoeffectiveness of magnetic clouds in the rising, maximum and early declining phases of solar cycle 23. *Annales Geophysicae*, *23*(2), 625–641. https://doi.org/10.5194/angeo-23-625-2005

Janvier, M., Démoulin, P., & Dasso, S. (2014). Mean shape of interplanetary shocks deduced from in situ observations and its relation with interplanetary CMEs. *Astronomy & Astrophysics*, *565*, A99. https://doi.org/10.1051/0004-6361/201423450

Janvier, M., Dasso, S., Démoulin, P., Masías-Meza, J. J., & Lugaz, N. (2015). Comparing generic models for interplanetary shocks and magnetic clouds axis configurations at 1 AU. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, *120*, 3328–3349. https://doi.org/10.1002/2014JA020836

Janvier, M., Winslow, R., Good, S., Bonhomme, E., Démoulin, P., Dasso, S., et al. (2019). Generic magnetic field intensity profiles of interplanetary coronal mass ejections at Mercury, Venus and Earth from superposed epoch analyses. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, *124*, 812–836. https://doi.org/10.1029/2018JA025949

Jian, L. K., Russell, C. T., & Luhmann, J. G. (2011). Comparing solar minimum 23/24 with historical solar wind records at 1 AU. *Solar Physics*, *274*, 321–344. https://doi.org/10.1007/s11207-011-9737-2

Kaiser, M. L., Kucera, T. A., Davila, J. M., St. Cyr, O. C., Guhathakurta, M., & Christian, E. (2008). The stereo mission: An introduction. *Space Science Reviews*, *136*(1–4), 5–16. https://doi.org/10.1007/s11214-007-9277-0

Kaymaz, Z., & Siscoe, G. (2006). Field-line draping around ICMES. *Solar Physics*, *239*(1–2), 437–448. https://doi.org/10.1007/s11207-006-0308-x

Kilpua, E. K. J., Jian, L. K., Li, Y., Luhmann, J. G., & Russell, C. T. (2011). Multipoint ICME encounters: Pre-STEREO and STEREO observations. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, *73*(10), 1228–1241. https://doi.org/10.1016/j.jastp.2010.012

Kilpua, E., Koskinen, H. E. J., & Pulkkinen, T. I. (2017). Coronal mass ejections and their sheath regions in interplanetary space. *Living Reviews in Solar Physics*, *14*(1), 5. https://doi.org/10.1007/s41116-017-0009-6

Lanabere, V., Dasso, S., Démoulin, P., Janvier, M., Rodriguez, L., & Masías-Meza, J. J. (2020). Magnetic twist profile inside magnetic clouds derived with a superposed epoch analysis. *Astronomy & Astrophysics*, *635*, A85. https://doi.org/10.1051/0004-6361/201937404

Lepping, R. P., & Wu, C. C. (2010). Selection effects in identifying magnetic clouds and the importance of the closest approach parameter. *Annales Geophysicae*, *28*, 1539–1552. https://doi.org/10.5194/angeo-28-1539-2010

Lepping, R. P., Wu, C.-C., Berdichevsky, D. B., & Szabo, A. (2011). Magnetic clouds at/near the 2007 – 2009 solar minimum: Frequency of occurrence and some unusual properties. *Solar Physics*, *274*(1–2), 345–360. https://doi.org/10.1007/s11207-010-9646-9

Lugaz, N., Hernandez-Charpak, J. N., Roussev, I. I., Davis, C. J., Vourlidas, A., & Davies, J. A. (2010). Determining the azimuthal properties of coronal mass ejections from multi-spacecraft remote-sensing observations with STEREO SECCHI. *The Astrophysical Journal*, *715*(1), 493–499. https://doi.org/10.1088/0004-637X/715/1/493

Lugaz, N., & Roussev, I. I. (2011). Numerical modeling of interplanetary coronal mass ejections and comparison with heliospheric images. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, *73*(10), 1187–1200. https://doi.org/10.1016/j.jastp.2010.08.016

Lynch, B. J., Gruesbeck, J. R., Zurbuchen, T. H., & Antiochos, S. K. (2005). Solar cycle-dependent helicity transport by magnetic clouds. *Journal of Geophysical Research*, *110*, A08107. https://doi.org/10.1029/2005JA011137

Masías-Meza, J. J., Dasso, S., Démoulin, P., Rodriguez, L., & Janvier, M. (2016). Superposed epoch study of ICME sub-structures near Earth and their effects on Galactic cosmic rays. *Astronomy & Astrophysics*, *592*, A118. https://doi.org/10.1051/0004-6361/201628571

McComas, D. J., Bame, S. J., Barker, P., Feldman, W. C., Phillips, J. L., Riley, P., & Griffee, J. W. (1998). Solar wind electron proton alpha monitor (SWEPAM) for the advanced composition explorer. *Space Science Reviews*, *86*, 563–612. https://doi.org/10.1023/A:1005040232597

McComas, D. J., Ebert, R. W., Elliott, H. A., Goldstein, B. E., Gosling, J. T., Schwadron, N. A., & Skoug, R. M. (2008). Weaker solar wind from the polar coronal holes and the whole Sun. *Geophysical Research Letters*, *35*, L18103. https://doi.org/10.1029/2008GL034896

McComas, D. J., Elliott, H. A., Schwadron, N. A., Gosling, J. T., Skoug, R. M., & Goldstein, B. E. (2003). The three-dimensional solar wind around solar maximum: 3D solar wind around solar maximum. *Geophysical Research Letters*, *30*(10), 1517. https://doi.org/10.1029/2003GL017136

Mitsakou, E., & Moussas, X. (2014). Statistical study of ICMES and their sheaths during solar cycle 23 (1996–2008). *Solar Physics*, *289*(8), 3137–3157. https://doi.org/10.1007/s11207-014-0505-y

Nieves-Chinchilla, T., Vourlidas, A., Raymond, J. C., Linton, M. G., Al-haddad, N., Savani, N. P., et al. (2018). Understanding the internal magnetic field configurations of ICMES using more than 20 years of wind observations. *Solar Physics*, *293*(2), 25. https://doi.org/10.1007/s11207-018-1247-z

Owens, M. J., Cargill, P. J., Pagel, C., Siscoe, G. L., & Crooker, N. U. (2005). Characteristic magnetic field and speed properties of interplanetary coronal mass ejections and their sheath regions. *Journal of Geophysical Research*, *110*, A01105. https://doi.org/10.1029/2004JA010814

Paularena, K. I., & King, J. H. (1999). NASA's IMP 8 spacecraft. In D. G. Sibeck & K. Kudela (Eds.), *Nato advanced science institutes (ASI) series c* (Vol. 537, pp. 145). New York: Springer.

Richardson, I. G., & Cane, H. V. (1995). Regions of abnormally low proton temperature in the solar wind (1965–1991) and their association with ejecta. *Journal of Geophysical Research*, *100*(A12), 23,397–23,412. https://doi.org/10.1029/95JA02684

Richardson, I. G., & Cane, H. V. (2004). Identification of interplanetary coronal mass ejections at 1 AU using multiple solar wind plasma composition anomalies. *Journal of Geophysical Research*, *109*, A09104. https://doi.org/10.1029/2004JA010598

Richardson, I. G., & Cane, H. V. (2010). Near-Earth interplanetary coronal mass ejections during solar cycle 23 (1996 - 2009): Catalog and summary of properties. *Solar Physics*, *264*, 189–237. https://doi.org/10.1007/s11207-010-9568-6

Rodriguez, L., Masías-Meza, J. J., Dasso, S., Démoulin, P., Zhukov, A. N., Gulisano, A. M., et al. (2016). Typical profiles and distributions of plasma and magnetic field parameters in magnetic clouds at 1 AU. *Solar Physics*, *291*(7), 2145–2163. https://doi.org/10.1007/s11207-016-0955-5

Ruffenach, A., Lavraud, B., Farrugia, C. J., Démoulin, P., Dasso, S., Owens, M. J., et al. (2015). Statistical study of magnetic cloud erosion by magnetic reconnection. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, *120*, 43–60. https://doi.org/10.1002/2014JA020628

Ruffenach, A., Lavraud, B., Owens, M. J., Sauvaud, J.-A., Savani, N. P., Rouillard, A. P., et al. (2012). Multispacecraft observation of magnetic cloud erosion by magnetic reconnection during propagation. *Journal of Geophysical Research*, *117*, A09101. https://doi.org/10.1029/2012JA017624

Sheeley, N. R., Walters, J. H., Wang, Y. M., & Howard, R. A. (1999). Continuous tracking of coronal outflows: Two kinds of coronal mass ejections. *Journal of Geophysical Research*, *104*(A11), 24,739–24,768. https://doi.org/10.1029/1999JA900308

Smith, C. W., L'Heureux, J., Ness, N. F., Acuña, M. H., Burlaga, L. F., & Scheifele, J. (1998). The ace magnetic fields experiment. *Space Science Reviews*, *86*, 613–632. https://doi.org/10.1023/A:1005092216668

Solomon, S. C., McNutt, R. L., Gold, R. E., & Domingue, D. L. (2007). MESSENGER mission overview. *Space Science Reviews*, *131*, 3–39. https://doi.org/10.1007/s11214-007-9247-6

Stone, E. C., Frandsen, A. M., Mewaldt, R. A., Christian, E. R., Margolies, D., Ormes, J. F., & Snow, F. (1998). The advanced composition explorer. *Space Science Reviews*, *86*, 1–22. https://doi.org/10.1023/A:1005082526237

Temmer, M., Reiss, M. A., Nikolic, L., Hofmeister, S. J., & Veronig, A. M. (2017). Preconditioning of interplanetary space due to transient CME disturbances. *The Astrophysical Journal*, *835*(2), 141. https://doi.org/10.3847/1538-4357/835/2/141

Thernisien, A. F. R., Howard, R. A., & Vourlidas, A. (2006). Modeling of flux rope coronal mass ejections. *The Astrophysical Journal*, *652*(1), 763–773. https://doi.org/10.1086/508254

Titov, D. V., Svedhem, H., McCoy, D., Lebreton, J. P., Barabash, S., Bertaux, J. L., et al. (2006). Venus express: Scientific goals, instrumentation, and scenario of the mission. *Cosmic Research*, *44*(4), 334–348. https://doi.org/10.1134/S0010952506040071

Wang, C., Du, D., & Richardson, J. D. (2005). Characteristics of the interplanetary coronal mass ejections in the heliosphere between 0.3 and 5.4 AU. *Journal of Geophysical Research*, *110*, A10107. https://doi.org/10.1029/2005JA011198

Wang, C., Li, H., Richardson, J. D., & Kan, J. R. (2010). Interplanetary shock characteristics and associated geosynchronous magnetic field variations estimated from sudden impulses observed on the ground. *Journal of Geophysical Research*, *115*, A09215. https://doi.org/10.1029/2009JA014833

Wimmer-Schweingruber, R. F., Crooker, N. U., Balogh, A., Bothmer, V., Forsyth, R. J., Gazis, P., et al. (2006). Understanding interplanetary coronal mass ejection signatures. Report of working group B. *Space Science Reviews*, *123*(1–3), 177–216. https://doi.org/10.1007/s11214-006-9017-x

Winslow, R. M., Lugaz, N., Philpott, L. C., Schwadron, N. A., Farrugia, C. J., Anderson, B. J., & Smith, C. W. (2015). Interplanetary coronal mass ejections from MESSENGER orbital observations at Mercury. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, *120*, 6101–6118. https://doi.org/10.1002/2015JA021200

Wood, B. E., Wu, C.-C., Lepping, R. P., Nieves-Chinchilla, T., Howard, R. A., Linton, M. G., & Socker, D. G. (2017). A stereo survey of magnetic cloud coronal mass ejections observed at Earth in 2008-2012. *The Astrophysical Journal Supplement*, *229*(2), 29. https://doi.org/10.3847/1538-4365/229/2/29

Wu, C.-C., & Lepping, R. P. (2011). Statistical comparison of magnetic clouds with interplanetary coronal mass ejections for solar cycle 23. *Solar Physics*, *269*(1), 141–153. https://doi.org/10.1007/s11207-010-9684-3

Wu, C.-C., & Lepping, R. P. (2016). Relationships among geomagnetic storms, interplanetary shocks, magnetic clouds, and sunspot number during 1995-2012. *Solar Physics*, *291*, 265–284. https://doi.org/10.1007/s11207-015-0806-9

Yermolaev, Y. I., Lodkina, I. G., Nikolaeva, N. S., & Yermolaev, M. Y. (2015). Dynamics of large-scale solar wind streams obtained by the double superposed epoch analysis. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, *120*, 7094–7106. https://doi.org/10.1002/2015JA021274

Zhang, J., Hess, P., & Poomvises, W. (2013). A comparative study of coronal mass ejections with and without magnetic cloud structure near the Earth: Are all interplanetary CMES flux ropes? *Solar Physics*, *284*(1), 89–104. https://doi.org/10.1007/s11207-013-0242-7

Zhao, A., Wang, Y., Chi, Y., Liu, J., Shen, C., & Liu, R. (2017). Main cause of the poloidal plasma motion inside a magnetic cloud inferred from multiple-spacecraft observations. *Solar Physics*, *292*(4), 58. https://doi.org/10.1007/s11207-017-1077-4

Zurbuchen, T. H., & Richardson, I. G. (2006). In-situ solar wind and magnetic field signatures of interplanetary coronal mass ejections. *Space Science Reviews*, *123*, 31–43. https://doi.org/10.1007/s11214-006-9010-4

### 2.5.3 Contribution

Ma contribution pour cet article a été la réalisation du travail de recherche. Ceci inclut le développement des routines d'extraction et d'analyse de données. De plus, j'ai développé un outil interactif en python qui permet de modifier les différentes frontières des ICMEs facilement et j'ai également rédigé la plus grande partie de l'article. Miho Janvier et Frédéric Auchère m'ont encadré durant ce travail de recherche sur l'approche scientifique. Pascal Démoulin a largement contribué par les discussions scientifiques autour de l'article et les commentaires sur la rédaction de l'article. Sergio Dasso et Antoine Strugarek ont participé aux discussions et ont commenté la rédaction de l'article.

## 2.6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons discuté des différentes signatures typiques d'une ICME et de comment obtenir les profils typiques des données *in situ* par la méthode des époques superposées. En explorant la classification automatique des profils d'ICMEs, nous trouvons que ces derniers ne semblent pas se présenter comme des groupes distincts, mais plutôt comme un continuum. Construire des catégories et comparer leurs propriétés typiques revient donc à étudier les corrélations entre différents paramètres. L'étude de ces corrélations renseigne sur les processus physiques mis en jeu durant la propagation. Par exemple, on a vu qu'une vitesse relative du ME (par rapport au vent solaire) plus grande impliquait un champ magnétique dans la gaine plus élevé causé par un phénomène de compression renforcée. De plus, nous n'observons pas de grandes différences dans les profils typiques en fonction du cycle solaire, même si les paramètres physiques ont tendance à atteindre des valeurs plus extrêmes durant la période active du cycle solaire.

La présence de signatures de MCs dans les ICMEs ne semble pas impacter les profils typiques des propriétés plasma. Sachant que l'observation ou non de ces signatures est certainement liée à la trajectoire de la sonde à travers l'ICME. Ceci suggère donc que les propriétés plasmas des MEs sont relativement homogènes dans l'ensemble de la structure.

Cependant, nous sommes limités dans nos conclusions par le fait que la mesure que nous réalisons est à un seul endroit dans le système solaire. C'est donc très difficile, voire impossible, de comprendre comment se comporte l'ICME durant sa propagation du Soleil à la Terre. De plus, nous avons uniquement des mesures *in situ* (donc locales) le long de la trajectoire de la sonde à travers l'ICME. Il n'est pas facile de déduire des informations sur la structure globale de l'ICME uniquement par une traversée unidimensionnelle. Il existe des modèles de tube de flux (Lundquist, 1951 ; Gold et Hoyle, 1960) sur lesquels des ajustements paramétriques sont réalisés et permettent de déterminer des paramètres globaux de la structure. Ces méthodes montrent cependant encore des lacunes pour déterminer de façon robuste par exemple l'orientation du tube de flux (Farrugia et al., 2011). Traverser la même ICME à différents endroits tout en réalisant des mesures *in situ* permettrait de mieux contraindre les méthodes d'ajustement. Cependant, les ICMEs observées par

différentes sondes sont rares et surtout confinées à l'étude au cas par cas. Par exemple, Cane et al., 1997 ont étudié des ICMEs détectées par chacune des missions Helios 1 et 2. Kilpua et al., 2011 présentent d'autres exemples avec la mission STEREO (Kaiser et Adams, 2007) d'ICMEs vues par différents instruments. Janvier et al., 2019 présentent les résultats de la SEA appliquée aux ICMEs vues à différentes distances héliosphériques en utilisant les missions MESSENGER (proche de Mercure), Vénus Express (proche de Vénus) et ACE. C'est à ce jour la seule étude qui ait étudié l'évolution des propriétés statistiques des ICME à travers l'héliosphère. Le départ récent des deux sondes Solar Orbiter (Müller et al., 2020) et Parker Solar Probe (Fox et al., 2016), dédiées à l'étude du Soleil et de son atmosphère, va permettre de multiplier le nombre d'ICMEs dont on possède une traversée par différents instruments. Il est prévu que Parker Solar Probe se rapproche à moins de 10 rayons solaires de la surface du Soleil tandis que Solar Orbiter restera à 49 rayons solaires au plus proche, mais en sortant progressivement du plan de l'écliptique. Ces deux sondes présentent des instruments capables de réaliser des mesures *in situ* de champ magnétique et des propriétés plasmas permettant ainsi d'étudier les ICMEs dans différentes configurations que ce soit très proche du Soleil ou alors en étant plus éloigné.

Cependant, pour l'étude réalisée dans le cadre de cette thèse, nous cherchons à mieux comprendre les processus physiques sous-jacents à la propagation des ICMEs. Pour cela, nous pouvons étudier les propriétés typiques des ICMEs (et leurs évolutions durant la propagation) mais aussi en étudiant les corrélations entre les différents paramètres et les profils que nous mesurons à 1 ua comme nous venons de le montrer.

Toutefois, une approche complémentaire à l'étude qui vient d'être présentée, comme la simulation numérique, permet de résoudre certaines problématiques discutées précédemment.

En réalisant la simulation de la propagation d'une ICME du Soleil jusqu'à la Terre, nous serions capables d'analyser l'évolution des propriétés de cette dernière durant toute sa propagation. Nous pourrions aussi modéliser la traversée d'une sonde à travers l'ICME selon la trajectoire souhaitée. Mais aussi, en réalisant la propagation d'ICME avec différents paramètres de propagation (vitesse de propagation, inclinaison, champ magnétique) en changeant son initialisation, nous serions capables de mesurer l'importance ou non de ces paramètres sur les profils de ces ICMEs à différentes distances héliosphériques. C'est un des objectifs de la partie simulation numérique de ma thèse et dont je vais présenter le principe dans le chapitre 3.

# 3

# Initiation de la propagation d'une ICME simulée

## Sommaire


**3.1 Modéliser le vent solaire . . . 84**
3.1.1 Le modèle de Parker . . . 85
3.1.2 Vent solaire polytropique . . . 87
3.1.3 La structure magnétique . . . 88
**3.2 Modèle de couronne et de vent solaire avec le code PLUTO . . . 90**
3.2.1 Présentation et système d'équations . . . 90
3.2.2 Grille à maillage adaptatif (AMR) . . . 92
3.2.3 Étalonner le modèle de vent . . . 94
3.2.4 Propriétés du modèle de vent étalonné . . . 97
3.2.5 Les conditions aux bords . . . 99
**3.3 Une première approche de la propagation de tube de flux avec une simulation 2.5D . . . 100**
**3.4 Simulation numérique d'un tube de flux TDm . . . 102**
3.4.1 Construire un tube de flux stable . . . 103
3.4.2 Ajouter un tube TDm dans une simulation PLUTO . . . 104
3.4.3 Phase de relaxation . . . 107
3.4.4 Conditions aux limites . . . 107
**3.5 Conclusion . . . 108**


Nous avons vu dans le chapitre précédent que l'étude des profils génériques à partir des données *in situ* permettait de comprendre certains processus physiques qui se déroulaient durant la propagation. Cependant, nous avons également vu que ces observations, disponibles en grand nombre à 1 ua principalement, ne permettaient pas de rendre compte des différents processus physiques responsables de l'évolution de l'ICME dans l'héliosphère. Une façon de pallier cette limitation est d'utiliser la simulation numérique. De façon générale, les simulations/modélisations numériques permettent d'interpréter

les observations, de tester des modèles déduits des observations ainsi que des modèles théoriques.

Dans le contexte de météorologie de l'espace, elles permettent par exemple de prédire l'arrivée de ces ICMEs au niveau de la Terre et leur impact sur cette dernière (Turc et al., 2015).

L'objectif des simulations développées dans le cadre de cette thèse ne porte pas directement sur la prédiction du temps de trajet des ICMEs dans le système solaire ou de leur effet sur Terre. L'objectif principal est une meilleure compréhension des mécanismes physiques sous-jacents à la propagation des ICMEs par la réalisation d'une étude paramétrique de propagation d'ICMEs et une comparaison aux observations. Cependant, mieux comprendre ces mécanismes permettra de mieux contraindre les modèles de prévisions utilisés dans le cadre de la météorologie de l'espace.

Dans ce chapitre, nous allons présenter les différents aspects de la simulation numérique que nous réalisons afin de simuler la propagation d'une ICME depuis la basse couronne jusqu'à la Terre. En section 3.1, nous présentons le modèle de couronne et de vent solaire dans lequel l'ICME va se propager. Ensuite, en section 3.2 nous discutons du code PLUTO qui nous permet de réaliser ces simulations. En section 3.3, nous présentons une approche simplifiée de ce problème avec la propagation d'un tube de flux dans une simulation à 2.5D. Enfin, en section 3.4 nous détaillons l'initialisation d'un tube de flux 3D ancré dans la basse couronne. Les résultats de cette propagation seront l'objet du chapitre 4.

## 3.1 Modéliser le vent solaire

L'existence d'un vent solaire remplissant le milieu interplanétaire a scientifiquement été mis en avant par l'observation de la queue ionique des comètes. Il y a deux types de queues sur les comètes, la queue ionique et la queue de poussières. La queue ionique, bleue, est toujours diamétralement opposée au Soleil peu importe que la comète s'approche ou s'éloigne de ce dernier. La queue de poussières, plutôt blanche, elle, suit une trajectoire courbée. Biermann, 1951 propose que la queue ionique se forme suite à l'interaction de la queue de la comète avec un flot de particules ionisé provenant du Soleil. La figure 3.1 montre une photo de la comète NEOWISE sur laquelle on peut observer les deux queues décrites précédemment. On peut remarquer la trajectoire rectiligne suivie par la queue bleue ainsi que la trajectoire courbe de la queue de poussières. Cette comète est passée près de la Terre et était visible lors de l'été 2020.

Dans cette section, nous allons parler du vent solaire et du modèle hydrodynamique développé par Eugene Parker en 1958 (Parker, 1958). On utilise ce modèle comme conditions initiales de nos simulations de vent couplé à une structure magnétique dipolaire (cf. section 3.1.3). Le système est évolué avec les équations de la MHD avec une équation d'état quasi isotherme (cf. 3.1.2).

**Figure 3.1** – Image de la comète NEOWISE visible lors de l'été 2020.
Crédits : **http://www.simg.de/**

Le développement d'une simulation d'un vent solaire ne rentre pas directement dans le cadre de cette thèse. C'est un sujet très vaste et complexe, il peut à lui seul faire l'objet d'une thèse. C'est pour cela que dans cette section, nous présenterons les grandes lignes du modèle de vent solaire que nous utilisons. Pour plus de détails à propos de ce modèle voir le manuscrit de thèse de Réville, 2016.

### 3.1.1 Le modèle de Parker

Eugene Parker propose en 1958 un modèle hydrodynamique (Parker, 1958) de la couronne solaire qui vient contredire le modèle statique décrit par Chapman et Zirin, 1957. En effet, dans son étude, Parker montre qu'un modèle statique de l'atmosphère solaire prédit une pression à l'infini (donc à très grande distance du Soleil) qui serait plusieurs ordres de grandeur au-dessus de la pression du milieu interstellaire. Pour de l'hydrogène ionisé et non ionisé dans une couronne statique, la pression à l'infini serait respectivement de $10^{-5}$ dyne/cm$^2$ et de $10^{-9}$ dyne/cm$^2$. La pression du milieu interstellaire est quant à elle estimée à $10^{-13}$ dyne/cm$^2$. La couronne solaire ne peut donc pas être statique selon ces calculs. Les instruments à bord de la sonde Mariner 2 ont confirmé expérimentalement que la couronne n'était pas statique en mesurant en 1962 un écoulement avec une vitesse d'environ 500 km/s près de la Terre (Neugebauer et Snyder, 1966).

Le modèle de Parker considère un écoulement stationnaire, isotherme et à symétrie sphé-

rique pour résoudre ce problème. On a donc les équations de conservation de la masse, du moment et d'état suivantes :

$$\frac{d}{dr}(\rho v r^2) = 0, \tag{3.1}$$

$$v\frac{d}{dr} = -\frac{1}{\rho}\frac{d\rho}{dr} - \frac{GM_\odot}{r^2} \tag{3.2}$$

$$p(r) = c_s^2 \rho(r) \tag{3.3}$$

avec $v$ la vitesse de l'écoulement, $\rho$ sa densité, $r$ la distance au Soleil, $p$ la pression, $G$ la constante de gravitation, $M_\odot$ est la masse du Soleil et $c_s = \frac{2k_B T}{m_p}$ la vitesse du son avec $k_B$ la constante de Boltzman, $T$ la température et $m_p$ la masse des protons.

À partir des équations (3.1), (3.2) et (3.3) on peut déduire l'équation suivante sur le nombre de Mach $M = \frac{v}{c_s}$ :

$$M^2 - 2\ln M - 4\ln x - \frac{4}{x} - 3 = C \tag{3.4}$$

avec C une constante, $x = \frac{r}{r_c}$ la distance au Soleil normalisée au rayon critique $r_c = \frac{GM_\odot}{2c_s^2}$, rayon auquel le vent atteint la vitesse sonique $c_s$.

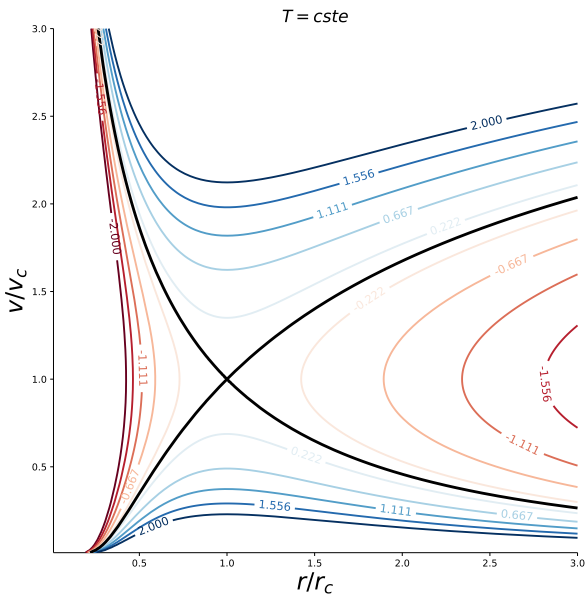



**FIGURE 3.2** – Solutions de l'équation (3.4) issues du modèle de Parker

Dans la figure 3.2 sont présentées les solutions de l'équation (3.4) pour les différentes valeurs de $C$. Les contours rouges correspondent aux solutions telles que $C < 0$. Ces dernières ne sont pas satisfaisantes physiquement puisqu'elles proposent deux vitesses de vent possibles pour un même $x = \frac{r}{r_c}$ ce qui ne marche pas avec l'hypothèse de symétrie sphérique. Les contours bleus décrivent des solutions telles que $C > 0$. Il en existe 2 familles : les solutions bleues au-dessus du point sonique ($M = 1$, $x = 1$) suggèrent un vent qui a une vitesse infinie proche du Soleil ce qui n'est pas physique, tandis que les solutions bleues en dessous du point critique sont appelées les brises. Mais ces dernières ne sont pas stables si l'écoulement provient du Soleil (Velli, 1994), elles correspondent en fait à des solutions d'accrétions. Il reste donc les deux solutions affichées en noir telles que $C = 0$.

La solution retenue par Parker est la solution noire croissante qui décrit donc un vent lent proche de la surface du Soleil et s'accélérant au fur et à mesure de sa propagation tout en passant par le point sonique.

Le profil de vitesse radiale tel que présenté par la solution noire croissante dans la figure 3.2 n'admet pas de formulation analytique. On utilise alors la méthode de Newton-Raphson pour trouver les $(x, M)$ tel que $F(x, M) = 0$ $(C = 0)$.

Le profil de vitesse maintenant obtenu, il ne nous manque plus qu'à obtenir les profils de densité $\rho(r)$, de pression $p(r)$ ainsi que la température de la couronne $T$. Afin d'obtenir $\rho$ on utilise l'équation de conservation de la masse. En effet, on déduit de l'équation (3.1) que :

$$\rho v r^2 = A \text{ avec } A = cste \tag{3.5}$$

$$\Leftrightarrow \rho = \frac{A}{v r^2} \tag{3.6}$$

$$\tag{3.7}$$

$\rho(r)$ est donc donné par l'équation (3.6). Afin d'obtenir $p(r)$ nous avons besoin de l'équation d'état du système. Dans le modèle de Parker, l'hypothèse isotherme implique une relation de proportionnalité entre $p$ et $\rho$. Cependant, dans le cadre de cette thèse, nous allons utiliser un modèle thermodynamique légèrement différent. Nous allons considérer que la couronne suit un modèle polytropique.

### 3.1.2 Vent solaire polytropique

En utilisant l'hypothèse polytropique pour décrire le comportement de l'atmosphère solaire on a la relation entre $p$ et $\rho$ suivante :

$$p = p_0 \left( \frac{\rho}{\rho_0} \right)^{\gamma}, \tag{3.8}$$

avec $\gamma$ l'indice adiabatique, il s'agit du rapport des capacités calorifiques associées à un flux de chaleur. $p_0$ et $\rho_0$ sont des facteurs de normalisation. Avec cette hypothèse la vitesse du son vaut $c_s = \sqrt{\frac{\gamma p}{\rho}}$.

Si $\gamma$ = 1, le flux de chaleur reçu par le système est infini et la couronne solaire simulée est complètement isotherme. Réville, 2016 a montré qu'une solution de vent solaire existait uniquement si $\gamma < 3/2$. En effet, sans autre source de chauffage de la couronne qu'un $\gamma$ proche de 1, il n'y a pas assez de chauffage dans la couronne pour accélérer le vent solaire (voir Réville, 2016 ; Perri, 2019 pour plus de détail à ce propos). Dans la simulation, nous utilisons $\gamma = 1.05$ (donc très proche d'un système isotherme) qui permet d'obtenir un chauffage de la basse couronne suffisant.

En utilisant l'équation (3.8) on est capable d'obtenir le profil de pression $p(r)$ qui dépend de $\rho(r)$ déterminé par l'équation (3.6). Comme constante de normalisation on pose alors $p_0 = p_\odot$ et $\rho_\odot$ respectivement la pression et densité à la surface du Soleil. $p_\odot$ est déterminée par la relation suivante $p_\odot = \rho_\odot \frac{c_s^2}{\gamma}$.

Enfin, il ne reste plus qu'à fixer la température de la couronne. Cette dernière intervient dans la vitesse du son $c_s$. Dans la simulation, les vitesses sont normalisées à la vitesse de libération à la surface de l'étoile $v_{\text{esc}}$. En prescrivant un rapport $\frac{c_s}{v_{\text{esc}}} = 0.243$ la couronne est à environ $1.3 \times 10^6$ K.

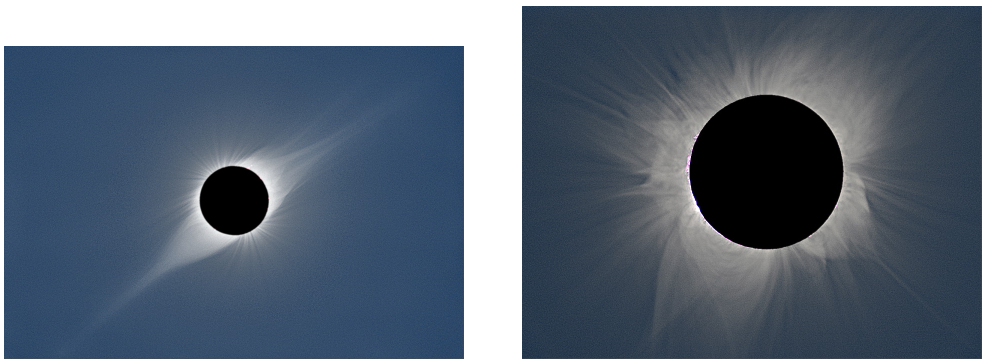
Rappelons ici pour terminer que cette solution de vent polytropique n'est utilisée dans notre modèle MHD 3D que pour l'initialisation. Comme nous le verrons par la suite, la couronne et le vent lui-même sont ensuite mis en présence d'un champ magnétique, et le modèle est relaxé avec une loi des gaz parfaits quasi-isotherme permettant des écarts à un modèle polytropique.

### 3.1.3 La structure magnétique

Nous venons de discuter de la partie hydrodynamique ($\rho$, $p$, $v$) du vent émis par le Soleil. Cependant, ce dernier possède une structure magnétique qui s'étend dans toute son atmosphère. Cette structure n'est pas constante dans le temps ni dans l'espace. En effet, en période calme de son cycle, la structure magnétique du Soleil est proche d'un dipôle tandis qu'en période active la topologie magnétique se rapproche d'un quadrupôle, voire d'un multipôle (DeRosa et al., 2012 ; Réville et Brun, 2017). Ce changement de configuration magnétique est notamment observable lors d'éclipses solaires. La figure 3.3 présente deux images d'éclipses solaires à différents moments du cycle solaire. La figure 3.3a à gauche correspond à l'éclipse de 1995 durant la période calme du cycle solaire. Les zones brillantes correspondent à une région où le champ magnétique est fermé et le plasma est plus dense. Cette zone s'appelle un streamer et est en général proche de l'équateur durant la période calme. Les zones plus sombres correspondent à des régions où les lignes de champ magnétique sont ouvertes. On appelle ces régions des trous coronaux.

Sur la figure 3.3a, on a 2 streamers bien identifiés ce qui est typique de la configuration

magnétique du Soleil en période calme. Tandis que sur la Figure 3.3b, qui montre une image de l'éclipse en 2002 lorsque le Soleil est dans la phase active de son cycle. Les streamers et les trous coronaux se confondent alors le long de la ligne de visée rendant les frontières entre ces différentes régions difficiles à distinguer.



**(a)** Image de l'éclipse solaire de 1995 vue depuis l'Inde.

**(b)** Image de l'éclipse solaire de 2002 vue depuis l'Afrique du Sud.

**FIGURE 3.3** – Image d'éclipses solaires en période calme (à gauche) et en période active (à droite) du cycle solaire. Crédits : **http://xjubier.free.fr/**

En plus du changement de configuration magnétique, on observe également des changements sur l'intensité du champ magnétique que l'on mesure. En effet, le champ magnétique du Soleil est plus intense lors de sa période active (DeRosa et al., 2012).

Dans cette étude on prescrit une structure magnétique dipolaire qui correspond donc à la phase calme du cycle solaire. Avec ce modèle de vent solaire on peut également utiliser des magnétogrammes comme champ magnétique à la base du Soleil et par une extrapolation PFSS (*potentiel field source surface*, Schatten et al., 1969 ; Altschuler et Newkirk, 1969) on obtient le champ magnétique dans la couronne complète. Cette extrapolation suppose un champ magnétique purement potentiel ($\nabla \times \mathbf{B} = 0$) et que le champ magnétique devient purement radial à partir d'une certaine distance. Cette distance à la surface du Soleil est appelée la surface source. Ceci n'est pas utilisé dans cette étude.

Les modèles de Weber et Davis, 1967 et Sakurai, 1985 décrivent des modèles de vents solaires magnétisés en prenant en compte également la rotation de l'étoile. Ces modèles mettent notamment en avant l'existence d'un autre point critique. Ce point est atteint lorsque la vitesse du vent dépasse la vitesse d'Alfvén locale $v_a = \sqrt{\frac{B^2}{\mu_0 \rho}}$, avec $\mu_0$ la perméabilité du vide. Ce point critique magnétique est dépassé au rayon d'Alfvén $R_a$. Cependant, nous ne les utilisons pas directement dans cette thèse car la solution de vent va être obtenue par intégration numérique auto-cohérente des équations complètes de la MHD en 3D. Ainsi, le modèle de vent de Parker polytropique présenté en section 3.1 suffit amplement aux besoins de conditions initiales de notre modèle.

## 3.2 Modèle de couronne et de vent solaire avec le code PLUTO

### 3.2.1 Présentation et système d'équations

Afin de réaliser cette simulation numérique, nous utilisons le code de simulation numérique PLUTO [1] (Mignone et al., 2007) et plus particulièrement sa version à maillage adaptatif (AMR) (Mignone et al., 2012). PLUTO est un code multiphysique, c'est-à-dire qu'il dispose de différents modules dont chacun capable de résoudre les équations de l'hydrodynamique (HD), de la magnétohydrodynamique (MHD) et de leurs variantes relativistes. Il utilise une méthode des volumes finis sur une grille à maillage adaptatif pour différents types de géométrie (cartésienne, cylindrique ou sphérique).

La méthode des volumes finis revient à assimiler l'objet que l'on étudie à un ensemble de volumes élémentaires et de calculer le flux à travers l'interface de chaque volume (par le biais d'un solveur de Riemann) pour faire avancer la solution dans le temps.

Le code PLUTO est également multisolveur puisqu'il permet de choisir différents solveurs de Riemann pour calculer le flux à l'interface des volumes élémentaires. Pour cette étude, nous utilisons le module MHD sur une grille sphérique AMR (cf. section 3.2.2) en utilisant un solveur approché de Riemann de type Harten, Lax, van Leer (HLL, Toro, 2009).

La méthode des volumes finis utilise les équations de la MHD dans leur forme conservative. Le système d'équations est donc le suivant :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0, \tag{3.9}$$

$$\frac{\partial \rho \mathbf{v}}{\partial t} + \nabla \cdot [\rho \mathbf{v}\mathbf{v} - \mathbf{B}\mathbf{B}] + \nabla p_{\mathrm{tot}} = \rho \mathbf{g}, \tag{3.10}$$

$$\frac{\partial \mathcal{E}}{\partial t} + \nabla \cdot [(\mathcal{E} + p_t)\mathbf{v} - (\mathbf{v}.\mathbf{B})\mathbf{B})] = \rho \mathbf{v}.\mathbf{g}, \tag{3.11}$$

$$\frac{\partial B}{\partial t} - \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) = 0 \tag{3.12}$$

où $\rho$ est la densité, $\mathbf{v}$ le vecteur vitesse, $\mathbf{B}$ le vecteur du champ magnétique, $p_{\mathrm{tot}} = p_{\mathrm{th}} + \mathbf{B}^2/2$ correspond à la pression totale (thermique + magnétique) et $\mathbf{g}$ est l'accélération de la pesanteur et $\mathcal{E}$ est la densité d'énergie totale donnée par :

$$\mathcal{E} = \rho\epsilon + \frac{1}{2}\rho\mathbf{v}^2 + \frac{1}{2}\mathbf{B}^2 \tag{3.13}$$

1. http://plutocode.ph.unito.it/

ce qui correspond donc à la somme de la densité d'énergie interne ($\rho\epsilon$), densité d'énergie cinétique ($\frac{1}{2}\rho\mathbf{v}^2$) et de densité d'énergie magnétique ($\frac{1}{2}\mathbf{B}^2$).

Afin de fermer ce système, et ainsi être capable de le résoudre, il faut une équation liant la densité à la pression, c'est ce que l'on appelle l'équation d'état.

L'équation d'état de type gaz parfait est sous la forme :

$$\rho\epsilon = \frac{p_{\mathrm{th}}}{(\gamma - 1)} \tag{3.14}$$

La discrétisation du domaine de simulation provoque inévitablement des petites erreurs sur les calculs réalisés pour cette simulation. La condition solénoïdale ($\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$) peut ne pas être respectée. Or Brackbill et Barnes, 1980 montrent qu'une petite erreur sur cette condition provoque des forces magnétiques purement numériques notables dans le sens des lignes de champ magnétique. Afin de limiter les effets du non-respect de la condition solénoïdale on a besoin d'un algorithme qui contrôle cette erreur. Dans nos simulations, nous utilisons la méthode de *divergence cleaning* (Dedner et al., 2002). Elle repose sur l'utilisation d'un multiplicateur de Lagrange $\psi$ dont le gradient s'ajoute au terme de gauche de l'équation d'induction.

Cela signifie que l'équation (3.12) devient :

$$\frac{\partial B}{\partial t} - \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) + \nabla \cdot \psi = 0, \tag{3.15}$$

avec $\psi$ déterminé par :

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} + c_h^2 \nabla \cdot \mathbf{B} = -\frac{c_h^2}{c_p^2}\psi. \tag{3.16}$$

Cette modification permet alors de contrôler la vitesse à laquelle les erreurs de $\nabla \cdot B \neq 0$ se propagent (régulée avec le paramètre $c_h$) et la vitesse avec laquelle elles s'amortissent (régulée avec le paramètre $c_p$). Cette méthode permet de garder les équations sous formes conservatives (contrairement à la méthode de Powell, Hussaini et al., 1997) et ne pas avoir besoin de définir le champ magnétique aux arêtes de nos volumes (contrairement au *constrained transport* Balsara et Spicer, 1998, chapitre 4).

Les variables utilisées par PLUTO sont en unités normalisées. Trois paramètres assurent cette normalisation : une distance $R_0$, une densité $\rho_0$ et une vitesse $v_0$. Dans la simulation, nous avons normalisé les variables par rapport aux valeurs de ces paramètres dans le cas solaire, c'est-à-dire le rayon solaire, la densité à la base de la couronne et à la vitesse Képlerienne à la surface du Soleil. Ainsi, $R_0 = 6.96 \times 10^{10}$ cm = $R_\odot$, $\rho_0 = 5.15 \times 10^{-16}$g cm$^{-3}$ et $v_0 = \sqrt{\frac{GM_\odot}{R_\odot}} = 4.37 \times 10^7$ cm/s avec $M_\odot = 1.99 \times 10^{33}$ g.

La grille que nous utilisons pour résoudre le système d'équation est une grille sphérique ($r$, $\theta$, $\varphi$). Elle remplit les $4\pi$ stéradians, donc $\theta \in [0, \pi[$ et $\varphi \in [0, 2\pi[$ jusqu'à 420 $R_\odot$. Le pas spatial est constant en $\theta$ et en $\varphi$ tandis que le pas spatial radial augmente avec la distance de façon logarithmique. On a ainsi une plus grande résolution spatiale proche du Soleil.

La résolution de cette grille est amenée à être modifiée de façon locale avec l'algorithme de maillage adaptatif (AMR) que nous allons discuter ci-après.

### 3.2.2 Grille à maillage adaptatif (AMR)

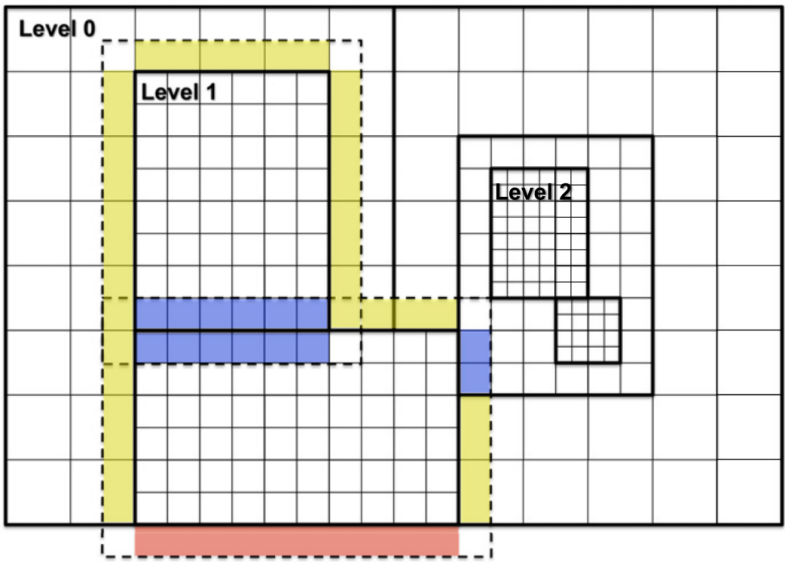



**Figure 3.4** – Exemple d'une grille à maillage adaptatif (AMR) à trois niveaux. Le niveau 0 ($l = 0$) correspond au niveau le moins résolu et le niveau 2 ($l = 2$) correspond au cas le plus résolu dans ce cas. La zone rouge correspond aux cellules des conditions aux limites au bord du domaine de simulation, la bleue correspond à des cellules qui sont en contact avec d'autres patchs AMR et en jaune les cellules qui sont au bord d'un patch AMR et dont la valeur va être interpolée à partir de la cellule de niveau supérieur (moins résolue). Crédits : Mignone et al., 2012

Une grille à maillage adaptatif (AMR pour *Adaptative Mesh Refinement* en anglais) est une grille possédant une résolution non constante dans l'espace, mais aussi dans le temps. Le principe est expliqué dans la figure 3.4. On peut voir sur cette figure une grille cartésienne avec une faible résolution, c'est le niveau $l = 0$. Dès lors qu'un critère que l'on nomme $\chi(U)$ dépasse une certaine valeur seuil $\chi_s$, alors la grille va augmenter en résolution spatiale comme on peut le voir avec la grille de niveau $l = 1$. Dans la simulation de cette étude, nous fixons le nombre de niveaux à 4. Les traits noirs pleins sur cette figure désignent ce que l'on appelle les *patchs* de l'AMR.

Le raffinement de la grille va donc s'adapter en fonction de la valeur de $\chi(U)$ qui est

donnée par la relation suivante :

$$\chi(U) = \sqrt{\frac{\sum_d |\Delta_{d,+\frac{1}{2}}U - \Delta_{d,-\frac{1}{2}}U|^2}{\sum_d \left(|\Delta_{d,+\frac{1}{2}}U| + |\Delta_{d,-\frac{1}{2}}U| + \epsilon U_{d,\mathrm{ref}}\right)^2}} \tag{3.17}$$

$U$ est une variable conservative de PLUTO, $\Delta_{d,\pm\frac{1}{2}}$ est l'opérateur de différence avant/arrière non divisé par le pas spatial, *e.g.*, $\pm(U_{i+1} - U_i)$ dans la direction spatiale $d$. $\sum_d$ signifie la somme sur les 3 dimensions de l'espace. Le terme $U_{d,\mathrm{ref}} = |U_{i+1}| + 2|U_i| + |U_{i-1}|$ empêche de raffiner des petites perturbations. Dans la simulation, $\epsilon = 0.01$.

Par défaut, $U$ représente la densité d'énergie totale et c'est ce que nous utilisons. On augmente alors la résolution spatiale dans les régions du domaine où cette valeur dépasse le seuil prescrit par l'utilisateur et on réduit la résolution quand cette valeur n'est plus dépassée. Dans cette simulation, on met $\chi_\mathrm{s} = 0.3$ sur quatre niveaux d'AMR.

Un exemple de grille à maillage adaptatif est présenté en figure 3.4. Le contour des patchs AMR est entouré d'une ligne noire épaisse. Il s'agit donc d'une zone où $\chi(U)$ a dépassé la valeur seuil prescrite. On augmente alors la résolution spatiale en interpolant les cellules présentes dans le patch. D'un niveau d'AMR à un autre on gagne un facteur deux en résolution spatiale. Dans ces patchs, le pas de temps est également diminué afin de toujours respecter la condition CFL (Courant-Friedriechs-Lewy) et d'assurer la stabilité du schéma numérique.

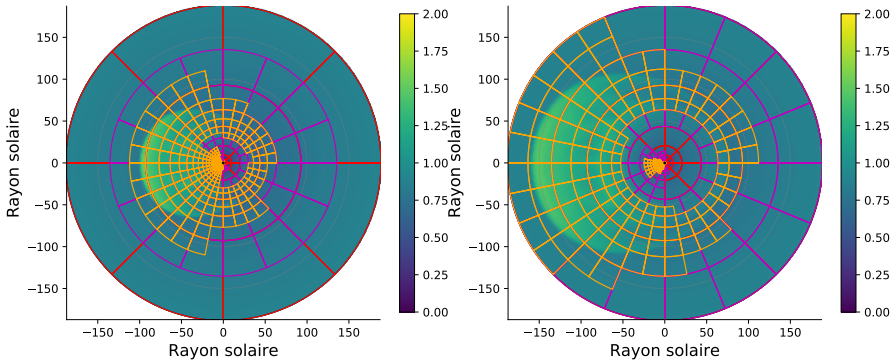
La figure 3.5a (3.5b) montre une coupe équatoriale (méridienne) de la vitesse en unité normalisée pour deux instants durant la propagation de l'ICME simulée. Nous verrons par la suite en détail comment ces structures sont initialisées en section 3.4.2, et leurs propriétés de propagation dans le chapitre 4. Les différents niveaux de raffinement sont indiqués par des contours colorés. Les patchs de niveau le plus raffiné sont entourés d'orange, le niveau supérieur (moins raffiné) de violet puis le niveau encore supérieur de rouge. Le niveau le moins raffiné $l = 0$ n'apparaît pas sur ces visualisations.

On peut donc voir dans ces figures que le niveau de raffinement maximum (zone orange) contient en tout temps l'ICME qui se propage (structure verte claire dans la carte de couleur 2D, représentant ici la vitesse de l'ICME). Le critère $\chi(U)$ décrit précédemment et qui est utilisé pour raffiner la grille semble donc adapté à l'étude de l'évolution de l'ICME durant son évolution.

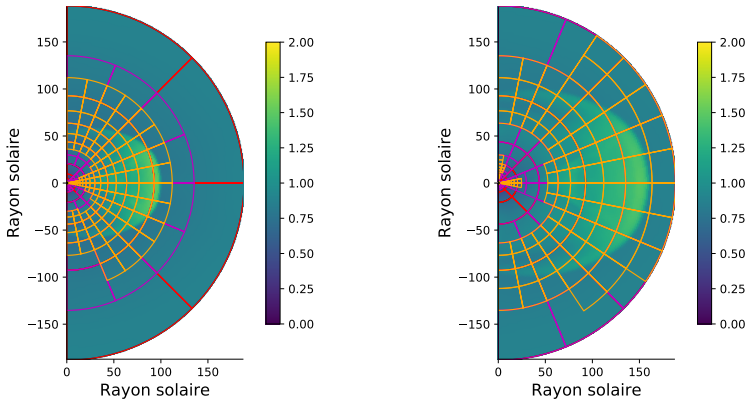
La librairie de grille AMR qui est utilisée dans PLUTO est CHOMBO-3.2 [2].

Ce type de grille permet ainsi d'avoir une haute résolution spatiale concentrée autour d'une structure qui se déplace dans le domaine de simulation. Nous serons donc capables d'avoir une haute résolution spatiale proche de la structure magnétique qui se propage dans le vent solaire tout en gardant une faible résolution aux endroits où le vent solaire subit peu de modifications, c'est-à-dire où $\chi(U)$ est faible. C'est grâce à cela que nous allons pouvoir modéliser les ICMEs de leur initiation dans la basse couronne à leur propagation jusqu'à l'orbite terrestre.

2. **https://anag-repo.lbl.gov/**




**(a)** Coupes équatoriales de la vitesse pour 2 instants de la propagation.




**(b)** Coupes méridiennes de la vitesse pour 2 instants de la propagation.

**Figure 3.5** – Coupes équatoriales (a) et méridiennes (b) de la vitesse. Les patchs d'AMR sont entourés de différentes couleurs en fonction de leur niveau. Le $l = 3$ est entouré d'orange, $l = 2$ de violet, $l = 1$ de rouge.

### 3.2.3 Étalonner le modèle de vent

Le modèle décrit juste avant propose une prescription analytique des propriétés hydrodynamiques du vent solaire auquel on ajoute une structure magnétique dipolaire. À la suite de l'initialisation, le modèle hydrodynamique (à symétrie sphérique) et magnétique (pas à symétrie sphérique) vont interagir l'un avec l'autre pour ensuite converger vers une solution de vent auto-cohérente avec la rotation solaire.

Lors de la relaxation du modèle, on observe une ouverture des lignes de champ due au flot radial de plasma. On peut observer cette ouverture sur la figure 3.6 provenant de l'article Pneuman et Kopp, 1971. Les lignes de champ magnétiques en traits pleins montrent la structure magnétique dipolaire après relaxation. La structure dipolaire initiale apparaît en tirets noirs.

On doit vérifier que le vent reste stable dans le temps et qu'il possède bien les propriétés d'un modèle solaire. Pour cela on utilise les valeurs de perte de masse $\dot{M}$ et de perte de moment cinétique $\dot{J}$ que l'on mesure dans la simulation et on compare à ce que l'on

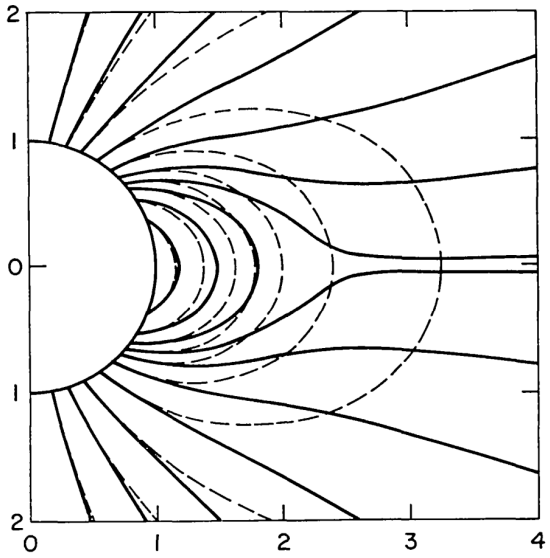



**Figure 3.6** – En tiret noir apparaît le champ magnétique dipolaire et en trait plein noir : le champ magnétique dipolaire ouvert par le flot radial de vitesse. Crédits : Pneuman et Kopp, 1971

mesure dans le système solaire.

### Calcul de $\dot{M}$ et $\dot{J}$ dans la simulation

Afin de calculer $\dot{M}$ il faut intégrer le flux de $\rho\mathbf{v}$ à travers une surface, c'est-à-dire :

$$\dot{M} = \int_S \rho(r)\mathbf{v}(r) \cdot d\mathbf{S} \tag{3.18}$$

On voit que $\dot{M}$ peut être estimé à partir de $\rho$ et $v$ uniquement, et ne dépend donc pas directement du champ magnétique. Réville et Brun, 2017 ont notamment montré que la valeur de $\dot{M}$ calculée sur des vents solaires polytropiques simulés dépend peu de l'activité du Soleil.

On peut également définir la perte de moment cinétique par l'intégration du flux de moment angulaire $\Lambda\rho\mathbf{v}$ (Keppens et Goedbloed, 2000) à travers une surface, c'est-à-dire :

$$\dot{J} = \int_S \rho(r)\Lambda\mathbf{v}(r).d\mathbf{S} \tag{3.19}$$

où $\int_S$ désigne l'intégrale sur une surface élémentaire $d\mathbf{S}$, $\Omega$ la fréquence de rotation du Soleil, $\Lambda$ une quantité liée au flux de moment cinétique.

Cette quantité s'écrit :

$$\Lambda = R\left(v_\varphi - B_\varphi \frac{B_{\rm pol}}{\rho v_{\rm pol}}\right) \approx \Omega\langle R_a^2\rangle \tag{3.20}$$

avec $\langle R_a\rangle$ le rayon d'Alfvén moyen, la distance à partir de laquelle le vent solaire dépasse la vitesse d'Alfvén locale moyennée sur $4\pi$ stéradian, $B_{\rm pol}$ et $v_{\rm pol}$ la vitesse et le champ magnétique poloïdales.

Avec cette simplification on obtient alors :

$$\begin{aligned} \dot{J} &= \int_S \rho(r)\Omega R_a^2 \mathbf{v}(r)\cdot d\mathbf{S} && (3.21)\\ &= \Omega\langle R_a^2\rangle \int_S \rho(r)\mathbf{v}(r) d\mathbf{S} && (3.22)\\ &= \dot{M}\Omega\langle R_a^2\rangle && (3.23) \end{aligned}$$

La dépendance au rayon d'Alfvén montre ici l'importance de la configuration magnétique sur $\dot{J}$. En effet, en deçà de cette distance, l'environnement du Soleil est figé par le $B$ ambiant, le milieu est donc, en première approximation, en corotation avec la surface solaire. Le milieu en rotation ne s'arrête donc pas à la surface du Soleil, mais à une distance $R_a$ de la surface. Ceci offre ainsi un bras de levier supplémentaire (de la taille du rayon d'Alfven) à la structure magnétique qui provoque ainsi un couple plus important de freinage magnétique sur la rotation solaire.

Afin de calculer les $\dot{M}$et $\dot{J}$ de notre simulation, nous utilisons directement les équations (3.18) et (3.19) en calculant l'intégrale numériquement.

### Estimation de $\dot{M}_\odot$ et $\dot{J}_\odot$ à partir des observations

La figure 1 de Schwadron et McComas, 2008 présente les valeurs de $\dot{M}_\odot$ estimées à partir des données de la sonde Ulysses durant ses différentes orbites. Cette mission a été lancée en 1990 et a réalisé plusieurs orbites en dehors du plan de l'écliptique en étant équipée d'instruments de mesure *in situ*. Typiquement, ils trouvent $\dot{M}_\odot \in [0.7 - 2.2]\times 10^{-14}$ $M_\odot$/an. L'estimation de $\dot{J}_\odot$ est quant à elle plus délicate. Il a été montré par Finley et al., 2018 que le choix de la méthode d'estimation des valeurs de $\dot{J}_\odot$ pouvait changer de façon significative le $\dot{J}_\odot$ que l'on obtenait. Par exemple, en extrapolant le champ magnétique à partir de magnétogrammes de la surface solaire obtenus par les instruments MDI et HMI à bord des sondes SOHO et MDI (2 sondes au point L1 dédiées à l'étude du Soleil et de son vent), ils obtiennent $\dot{J}_\odot = 0.35\times 10^{30}$ erg. Par ailleurs, les mêmes auteurs aboutissent à $\dot{J}_\odot \approx 6.2\times 10^{30}$ erg en se fondant sur la distribution de la période de rotation de jeunes amas ouverts d'étoiles de type solaire et des modèles d'évolution séculaire. Cette étude

obtient donc des valeurs de $\dot{J}_\odot \in [0.35 - 6.2] \times 10^{30}$ erg en fonction de la méthodologie appliquée.

On peut également citer l'étude de Pizzo et al., 1983 qui obtient une valeur de $\dot{J}_\odot$ tel que $\dot{J}_\odot \in [2.5 - 3.8] \times 10^{30}$ erg à partir des mesures réalisées par les instruments à bord des sondes Helios 1 et 2.

Maintenant que nous avons les valeurs de $\dot{J}_\odot$ et $\dot{M}_\odot$ déduites des observations, il nous suffit d'étalonner le modèle de vent afin d'obtenir des $\dot{J}$ et $\dot{M}$ solaires. Pour ce faire, nous pouvons changer la densité $\rho_\odot$ à la surface de notre modèle mais également la température de la couronne que nous prescrivons comme décrit dans la section 3.1.2.

Ainsi avec $\rho_\odot = 5.15 \times 10^{-16}$ g.cm $^3$, la température de la couronne $T = 1.3 \times 10^6$ K et en utilisant les équations (3.18) et (3.19) on obtient un modèle de vent solaire avec les paramètres $\dot{M}$ et $\dot{J}$ suivants :

$$\begin{aligned} \dot{M} &= 3.3 \times 10^{-14}\ M_\odot/\text{an} \\ \dot{J} &= 1.4 \times 10^{30}\ \text{erg} \end{aligned}$$

Ces valeurs sont obtenues en moyennant le résultat de l'intégration de 50 coquilles sphériques entre 3 et 250 $R_\odot$.

On obtient donc des valeurs de $\dot{J}$ et $\dot{M}$ qui sont en accord avec les différentes estimations de ces paramètres réalisés grâce à des observations.

### 3.2.4 Propriétés du modèle de vent étalonné

La figure 3.7 montre une visualisation 3D du modèle de vent solaire décrit précédemment. La figure à gauche est une vue rapprochée du Soleil montrant le streamer. Sur le côté gauche du Soleil (sphère blanche) on voit une coupe de densité en échelle logarithmique et sur la droite on trouve une coupe de l'amplitude de la vitesse. On observe que la densité décroit avec la distance et que, près de l'équateur, le streamer se manifeste par une région de plus forte densité. On observe sur la coupe de vitesse que celle-ci également est faible (voir négligeable) dans le streamer. En effet, les lignes de champ magnétique fermées à cet endroit retiennent le plasma. Les lignes de champ magnétique blanches qui sont connectées à de hautes latitudes sur le Soleil sont quant à elles ouvertes et le vent s'établit le long de celles-ci.

La figure de droite montre une coupe équatoriale de l'amplitude de la vitesse en unité normalisée jusqu'à 210 $R_\odot$. L'échelle de couleur pour la vitesse est la même sur la figure de droite et de gauche. Les cercles rouge et orange correspondent à 70 et 140 $R_\odot$, les distances approximatives des orbites de Mercure et de Vénus autour du Soleil. Les lignes de champ magnétique blanches montrent la structure magnétique. On observe alors la spirale de Parker. La rotation du Soleil (avec une période de rotation de 27 jours) entraîne avec lui sa structure magnétique, provoquant ainsi cette forme de spirale.

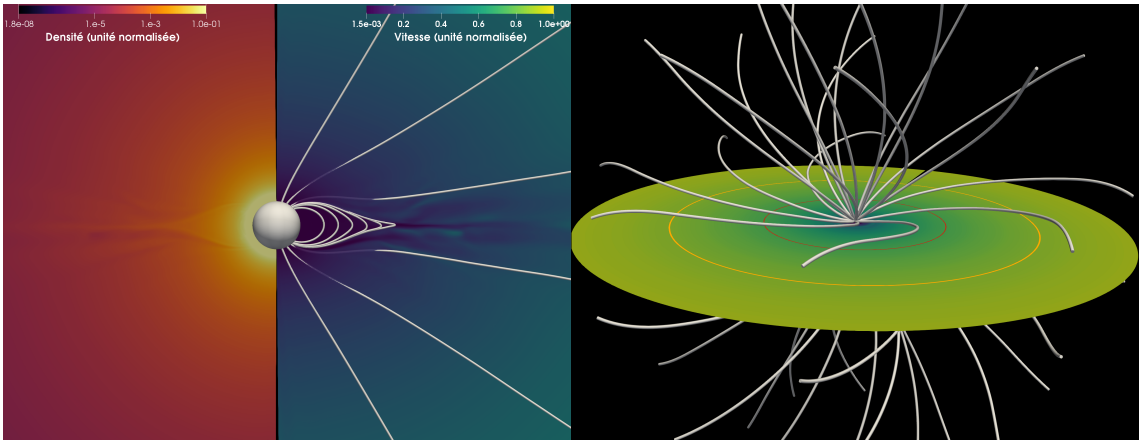



**FIGURE 3.7** – Visualisation du modèle de vent solaire convergé. Le panneau à gauche montre une vue rapprochée du Soleil avec une coupe méridienne de densité (à gauche) et de vitesse (à droite). Le panneau à droite montre une coupe équatoriale de la vitesse du Soleil jusqu'à 210 $R_\odot$. La carte de couleur pour la vitesse est la même que dans les panneaux de droite et de gauche. Les cercles rouge et orange correspondent à 70 et 140 $R_\odot$, les distances approximatives des orbites de Mercure et de Vénus autour du Soleil. Sur ces deux panneaux, les lignes blanches sont les lignes de champ magnétique du Soleil.

La figure 3.8 montre le profil radial de $v_\mathrm{r}$ en km/s et de $\rho$ en cm$^{-3}$ pour $\theta = \frac{\pi}{3}$ et $\varphi = \frac{\pi}{2}$ une fois que le modèle a convergé. Les tirets rouges verticaux correspondent à 214 $R_\odot$ soit 1 ua environ. On peut observer que l'on a $v_\mathrm{r} \approx 390$ km/s tandis que $\rho \approx 10^1$ cm$^{-3}$. Ceci correspond bien aux mesures typiques de vitesse et de densité du vent solaire lent au niveau de la Terre en période calme du cycle solaire (McComas et al., 2000).

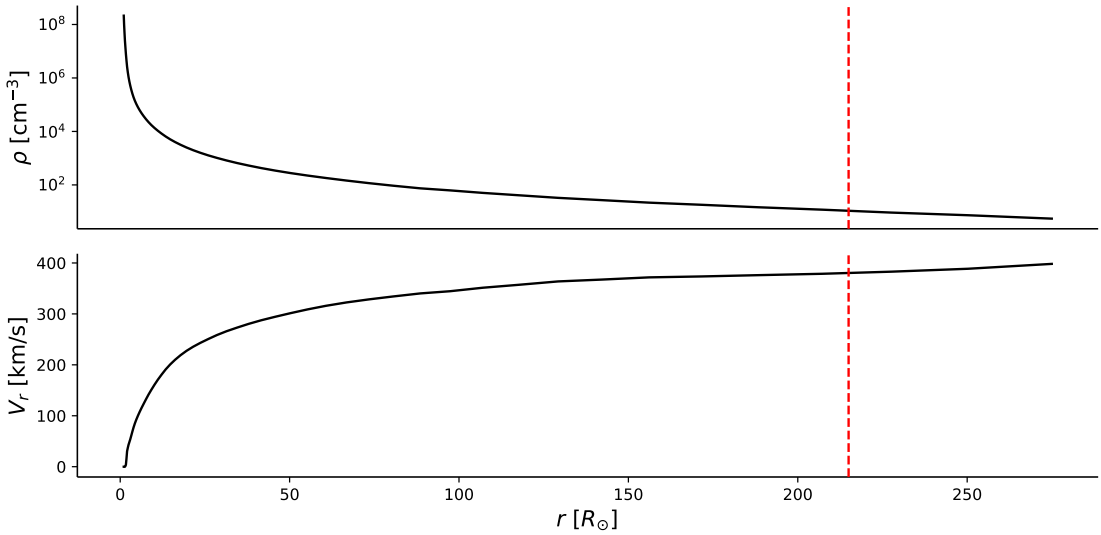



**FIGURE 3.8** – Profils pour $\theta = \frac{\pi}{3}$ de la vitesse radiale (en bas) et de la densité (en haut) en fonction de la distance au Soleil exprimée en $R_\odot$. La ligne rouge en pointillé correspond à 214 $R_\odot$ soit ≈1 ua.

### 3.2.5 Les conditions aux bords

Afin d'assurer l'unicité de la solution aux équations différentielles que nous résolvons, nous avons besoin d'imposer des conditions aux limites. Définir les conditions aux bords revient à définir l'évolution de $U$ dans ce que l'on appelle les cellules fantômes. Il s'agit de couches de cellules, d'une taille de 2 cellules dans cette étude, dans lesquelles le comportement du paramètre en question sera prescrit. La figure 3.9 montre un exemple de cellules fantômes (en rouge) au bord du domaine de simulation (en vert).

On peut citer comme exemple parmi tant d'autres la condition de Neumann qui impose un gradient fixe au bord du domaine permettant ainsi de prolonger la solution comme s'il n'y avait pas de frontière physique au bord du domaine de la simulation. C'est notamment la condition qui est utilisée au bord externe ($r$ = 420 $R_\odot$).

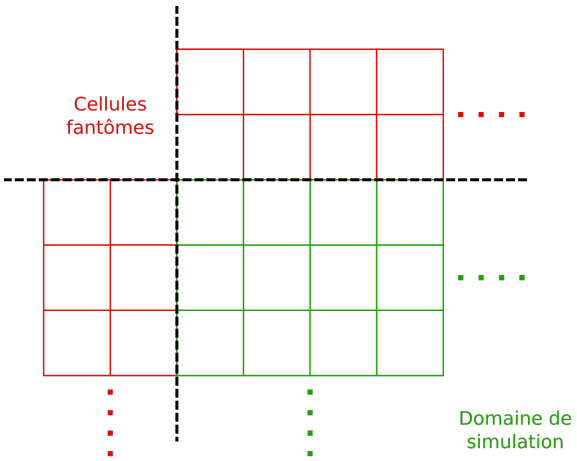



**Figure 3.9** – Représentation du domaine de simulation avec les cellules fantômes. Les cellules vertes sont les cellules appartenant au domaine de simulation et les rouges correspondent aux cellules fantômes sur lesquelles nous agissons afin d'intégrer les conditions aux limites.

Au niveau des pôles ($\theta = 0$ et $\theta = \pi$) on impose des conditions axisymétriques. C'est-à-dire que les composantes parallèles à $\theta$ changent de signe et les autres sont inchangées. Au niveau de la frontière $\varphi = 0$ t $\varphi = 2\pi$, on impose des conditions de Neumann. On aurait dû utiliser des conditions périodiques comme nous sommes en géométrie sphérique, c'est une erreur qui nous a échappé dans les fichiers de configuration. Corriger cette erreur aurait nécessité de reconverger un modèle de vent au complet qui aurait pu prendre jusqu'à 2 mois. Nous avons donc décidé de conserver les conditions de Neumann car cette erreur n'a pas d'impact sur nos résultats. En effet, notre modèle de vent solaire est axisymétrique donc n'est pas impacté par cette condition à la limite. De plus, ce bord du domaine se situe radialement à l'opposé de la direction de propagation de l'ICME. L'effet d'une telle condition à la limite est alors négligeable sur les propriétés globales du vent solaire et de la propagation de l'ICME.

La condition à la surface du Soleil ($r = R_\odot$) est telle que la vitesse poloïdale ($v_\mathrm{r}$ et $v_\theta$) est parallèle au champ magnétique poloïdal ($B_\mathrm{r}$ et $B_\theta$) pour limiter la production de courant

électrique et s'assurer que le Soleil simulé est un conducteur parfait. $B_\varphi$ est initialisé de la même manière que dans Zanni et Ferreira, 2009. Pour $v_\varphi$, on force la rotation solaire. La densité est fixée à $\rho_\odot$ et la pression est ajustée à la valeur $p_\odot$ correspondante.

## 3.3 Une première approche de la propagation de tube de flux avec une simulation 2.5D

Dans cette section, nous présentons une première approche de la simulation de la propagation d'un tube de flux dans un vent solaire. Le modèle de vent solaire est celui décrit dans la section 3.1 dans sa version 2.5D en utilisant le code PLUTO. 2.5D signifie que les quantités physiques que nous considérons ont trois composantes ($r$,$\theta$,$\varphi$) mais sont axisymétriques, c'est-à-dire que $\frac{\partial}{\partial\varphi} = 0$.

Il s'agit ici d'une étude préliminaire dont le but est d'intégrer une structure magnétique en forme de tube de flux torsadé dans le vent solaire en lui prescrivant une vitesse qui va lui permettre de se propager. Cette étude a également servi à ce que je puisse prendre en main PLUTO. La sous-section d'après présente succinctement les résultats de cette étude.

Le modèle de tube de flux que nous utilisons provient de l'étude Jouve et al., 2018. Afin d'assurer la divergence nulle du champ magnétique, les auteurs décomposent leur champ magnétique en deux composantes : toroïdale et poloïdale.

C'est-à-dire :

$$\mathbf{B} = \nabla \times \nabla \times (C\mathbf{e}_r) + \nabla \times (A\mathbf{e}_r) \tag{3.24}$$

Le détail des expressions de $A$ et $C$ est présent dans les équations (2) et (3) de Jouve et al., 2018. Comme PLUTO utilise le champ magnétique et non le potentiel vecteur, nous avons dérivé l'expression des trois composantes de **B** à partir des expressions de $A$ et $C$. On obtient :

$$\begin{aligned}
B_r &= \frac{A_0 R_t a q}{r^2} e^{-\Xi^2} \left( \left(1 - \tanh^2 \Theta\right) \frac{1}{\tan(\theta)} - \frac{4R_t}{a} \tanh \Theta \left(1 - \tanh^2 \Theta\right) \right) \\
B_\theta &= \frac{2A_0 R_t q}{r} \Xi e^{-\Xi^2} \left(1 - \tanh^2 \Theta\right) \\
B_\varphi &= \frac{2A_0 R_t}{a} e^{-\Xi^2} \tanh \Theta \\
\text{avec } \Theta &= \frac{\theta - \theta_t}{R_t/a} \text{ et } \Xi = \left(\frac{r - R_t}{a}\right)
\end{aligned}$$

Avec ($R_t$,$\theta_t$) la position du centre du tube dans le repère ($r$,$\theta$), $A_0$ correspond à l'intensité du champ magnétique, $a$ est le rayon du tube et $q$ la torsion de la structure, qui quantifie l'enroulement du champ magnétique poloïdal autour de l'axe toroïdal.

Le tube est placé à une distance de 4 $R_\odot$ au niveau de l'équateur ($\theta$ = 0). Le paramètre $A_0$ est mis à 0.02 G qui correspond à $B = 0.8$ G au cœur la structure.

Afin de mettre en mouvement le tube de flux, on prescrit une vitesse radiale selon une distribution gaussienne centrée au cœur du tube en $r$ de la taille initiale du tube selon la formule $v(r) = e^{-\frac{(r-R_t)^2}{a}}$. La vitesse est homogène en $\theta$ à l'intérieur du tube de flux. Au cœur du tube de flux la vitesse de départ est de 1000 km/s.

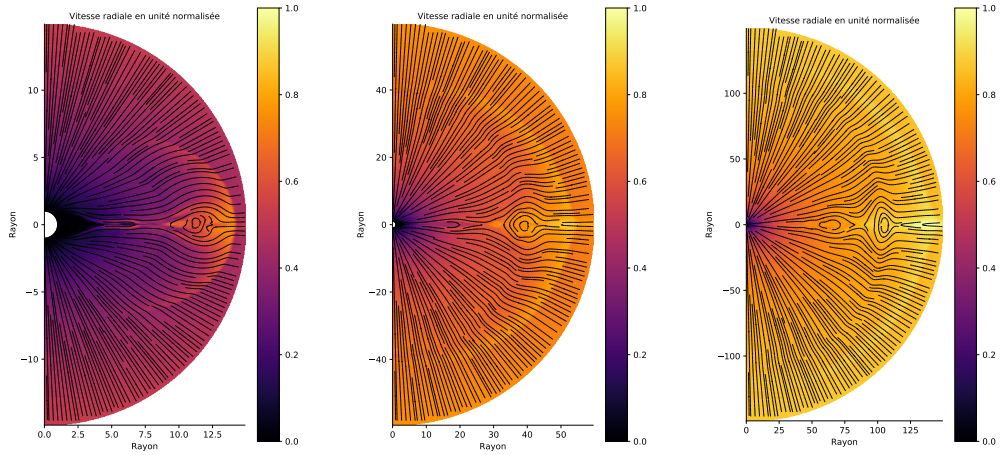
De plus, le tube s'étend très rapidement à cause de la pression magnétique à l'intérieur qui est plus forte que celle à l'extérieur. Pour limiter ceci, on ajoute une densité égale à la densité de la surface solaire sur l'ensemble du tube.

On modifie également la pression thermique locale afin que le $\beta = \frac{p_{\rm th}}{p_{\rm mag}}$ à l'intérieur du tube soit $\approx 1 \times 10^{-4}$.

La figure 3.10 montre l'évolution de la vitesse radiale de la structure pour trois pas de temps différents. De gauche à droite le tube a eu plus de temps de se propager. Pour ces trois graphiques, il y a le tracé des lignes de champ qui permet de localiser la structure. On l'observe vers 10 $R_\odot$ pour la figure (a), vers 40 $R_\odot$ pour la figure (b) et vers 100 $R_\odot$ pour la (c). On remarque également qu'à 10 et 40 $R_\odot$ la structure magnétique est encore relativement cylindrique tandis que vers 100 $R_\odot$ on observe une compression de cette dernière. On a une forme plus ellipsoïdale. Ceci est corroboré par le fait qu'à cette distance la vitesse de la structure est quasiment celle du vent local comme on peut le voir sur la figure (c). Ainsi, le vent solaire juste derrière la structure magnétique peut provoquer une compression de cette dernière lorsqu'elle se propage.

Même si ce modèle est très pratique par sa simplicité, il n'est cependant pas très réaliste. La principale raison, outre le modèle basique de tube de flux torsadé, est l'hypothèse axisymétrique. En effet, dans cette configuration, c'est comme si on étudiait l'évolution d'une coupe transversale du tube (perpendiculaire à son axe) de l'ICME, négligeant ainsi l'effet de l'extension en longitude de la structure et du possible ancrage de cette structure à la surface du Soleil sur la propagation.

Cependant, cette étude aura grandement servi pour la prise en main du code PLUTO ainsi qu'à la soumission de travaux sur les supercalculateurs. Ces travaux m'ont également permis de développer des outils d'analyse dont une grande partie a été utilisée ou adaptée pour la version en 3D de mes simulations. Bien que ce type de simulations 2.5D ne soit pas adaptées à l'étude de l'évolution des structures magnétiques complexes, elles seraient plus appropriées pour une étude paramétrique de propagation de chocs, pour lesquels l'hypothèse axisymétrique est a priori vérifiée. De plus, son faible coût de calcul pourrait permettre une large étude paramétrique. Cependant, plutôt que de poursuivre dans cette direction intéressante mais limitée en terme d'applications, nous avons décidé de passer à l'initiation d'un tube de flux plus réaliste en 3D, mais bien plus complexe à implémenter : le modèle Titov-Démoulin modifié, (Titov et al., 2014).




**(a)** **(b)** **(c)**

**Figure 3.10** – Coupe méridienne de la vitesse radiale en unité normalisée lorsque le tube de flux se situe à 10 $R_\odot$ (a), 40 $R_\odot$ (b) ou 100 $R_\odot$ (c).

## 3.4 Simulation numérique d'un tube de flux TDm

Dans cette section, nous allons discuter de l'initialisation numérique qui permet de réaliser tout d'abord l'éruption d'une structure magnétique, qui est encore ancrée à la surface du Soleil, puis sa propagation jusqu'à la Terre. Nous allons étudier comment cette ICME évolue lors de sa propagation et l'effet de certains paramètres physiques sur cette propagation. Tout ceci afin de mettre en avant les mécanismes sous-jacents à la propagation d'une ICME.

Les tubes de flux sont des structures magnétiques que l'on trouve dans l'atmosphère du Soleil et qui peuvent rester stables pendant plusieurs heures, jusqu'à plusieurs jours. La stabilité de ces structures vient principalement de l'équilibre entre les forces de pression magnétiques qui tend à étendre la structure et la tension magnétique des lignes de champ au-dessus de la structure, appelées parfois "arcades magnétiques", qui la maintiennent.

Dans le cadre de cette thèse, nous avons utilisé le modèle Titov-Démoulin modifié (ci-après TDm, Titov et al., 2014). Une première version de ce modèle a été développée en 1999 (ci-après TD, Titov et Demoulin, 1999) proposant un tube de flux généré par un anneau de courant dont la composante poloïdale était homogène dans le tube de flux.

Le modèle TDm propose deux nouvelles structures magnétiques différentes, un cas où la densité de courant est concentrée sur les bords du tube de flux et un cas où la densité de courant suit un profil parabolique distribué sur le petit rayon du tore. Il généralise donc le TD initial.

Le tube de flux TDm correspond à un tore de champ magnétique torsadé (ou twisté) produit par un anneau de courant plongé dans un champ magnétique ambiant. Une partie du tore est "plongée" sous la surface du Soleil.

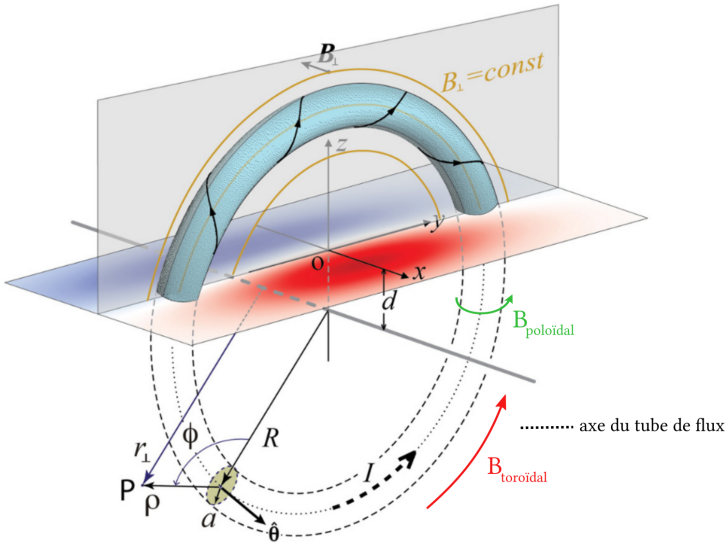



**Figure 3.11** – Représentation schématique du tube de flux TDm. Adapté de Titov et al., 2014

Un schéma de cette structure est représenté en figure 3.11. Cette figure montre les différents paramètres du modèle TDm. $R$ est le rayon du tore et $a$ son petit rayon. $d$ permet de contrôler la partie du tore qui est immergée, $d = 0$ correspond à un tore à moitié immergé. $B_\perp$ est le champ magnétique ambiant, $I$ le courant induit par le champ magnétique de la structure. $\rho$, $\varphi$ et $\theta$ sont les coordonnées cylindriques locales du tube de flux. Sur cette figure apparaissent également les conventions de $B_{\text{pol}}$ et $B_{\text{tor}}$ que nous allons utiliser. On définit également l'axe du tube de flux comme étant le cercle dont le rayon correspond au grand rayon du tore.

### 3.4.1 Construire un tube de flux stable

Dans la version modifiée du TD, le champ magnétique du tube de flux, $B_{\text{FR}}$ est construit de telle sorte que la tension magnétique exercée par le champ magnétique ambiant, $B_\perp$ contre l'expansion du tube. Un champ magnétique extérieur au tube est également ajouté par le modèle qui permet de réaliser le raccordement entre le $B_{\text{FR}}$ et le $B_\perp$.

On a donc trois champs magnétiques qui se superposeront : le $B$ du tube torsadé ($B_{\text{FR}}$), le champ magnétique environnant qui le stabilise ($B_\perp$), et enfin le champ magnétique qui fait le raccordement entre les deux $B_{\text{racc}}$.

Selon le modèle TDm, la structure magnétique est stable avec son environnement si l'intensité de l'anneau de courant correspondant est égale à l'intensité de Shafranov $Is$ donnée par :

$$Is \approx -\frac{4\pi R B_\perp/\mu}{\ln\left(\frac{8R}{a}\right) - \frac{3}{2} + \frac{l_i}{2}} \tag{3.25}$$

où $\mu$ est la perméabilité magnétique du milieu et $l_i$ l'auto-inductance du tube par unité de longueur qui ≈1. Cette formule est obtenue en supposant un champ magnétique ambiant uniforme.

On introduit alors un paramètre $\zeta$ qui est défini comme :

$$I_{\mathrm{FR}} = \zeta I_{\mathrm{s}} \tag{3.26}$$

Avec $I_{\mathrm{FR}}$ l'intensité du tube de flux. Ainsi un tube ayant un $\zeta$ = 1 sera, en théorie, proche de son équilibre lors de l'initiation. Il faut également s'assurer que les paramètres $\epsilon = \frac{a}{R}$ et $\delta = \frac{\Delta}{a}$ soient $\ll 1$ afin d'éviter l'apparition d'instabilités de type kink dès l'introduction du tube torsadé.

Le $B_\perp$ doit être constant le long du segment toroïdal. Ceci est bien respecté si $B_\perp$ est un champ homogène selon l'axe $x$ de la figure 3.11, ou alors si $B_\perp$ provient d'un dipôle dont la ligne d'inversion de polarité est située sur le même plan que l'axe du tube de flux comme montré dans la figure 3.11.

Avec des tubes de flux twistés comme c'est le cas avec le TDm, on peut également observer une instabilité de kink qui pourrait provoquer l'éruption du tube. Ce type d'instabilité arrive lorsque le champ magnétique poloïdal est trop important par rapport au champ magnétique toroïdal, c'est-à-dire un twist trop élevé. Le twist peut être défini par :

$$\Phi = \frac{RB_{\mathrm{pol}}}{aB_{\mathrm{tor}}} \tag{3.27}$$

Avec $B_{\mathrm{pol}}$ et $B_{\mathrm{tor}}$ les composantes poloïdales et toroïdales du champ magnétique respectivement. Un twist plus élevé équivaut à des lignes de champ magnétiques qui tournent plus fréquemment autour de l'axe du tube de flux.

Des études montrent que l'instabilité de kink est certainement responsable d'une partie des éruptions de structures magnétiques dans l'atmosphère solaire (Török et al., 2004 ; Kliem et al., 2012 ; Kumar et al., 2012). La figure 3.12 montre à gauche un effet de kink sur une structure magnétique observée par l'instrument TRACE (Handy et al., 1999) sur le Soleil et à droite le résultat d'une instabilité de kink sur un tube de flux avec une simulation à $\beta = 0$. Une instabilité de kink ne signifie par pour autant que la structure magnétique sera éjectée dans le milieu interplanétaire. Les forces de Lorentz générées par l'instabilité peuvent ne pas vaincre la tension magnétique qui maintient le tube de flux, on parle dans ces cas-là d'éruptions ratées (Török et Kliem, 2005), le kink montré en figure 3.12 n'a pas donné lieu à une éruption.

### 3.4.2 Ajouter un tube TDm dans une simulation PLUTO

Les auteurs de Titov et al., 2014 raisonnent en termes de potentiel vecteur **A** dans un repère cylindrique local. Dans la simulation, nous utilisons un repère sphérique ($r$, $\theta$, $\varphi$)

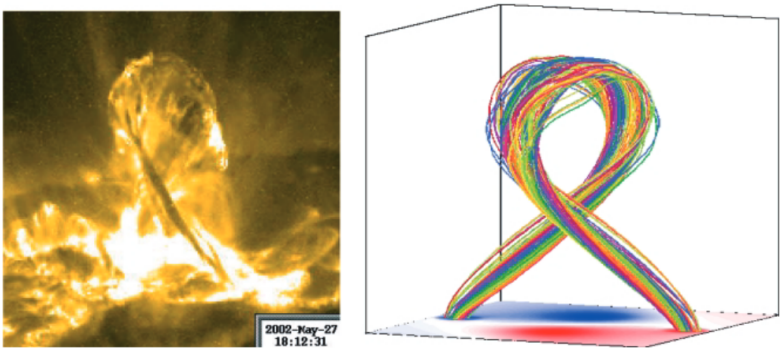



**FIGURE 3.12** – À gauche image TRACE d'une structure magnétique instable montrant une forme d'instabilité de kink reproduite en simulation sur le plot de droite dont on voit les lignes de champ de **B**. Crédit : Török et Kliem, 2005

global. Pour cela nous réalisons d'abord une conversion dans un repère cartésien local représenté par les axes $x$, $y$ et $z$ dans la figure 3.11. Ensuite nous convertissons ce repère local en repère sphérique global. Le (0,0,0) du repère cartésien local correspond alors à une position ($\theta_0$, $\varphi_0$) à la surface du Soleil dans le repère sphérique de PLUTO. On ajoute également un angle $\alpha$ qui correspond à l'inclinaison du tube par rapport à l'équateur. Le calcul du rotationnel $\nabla \times \mathbf{A}$ pour obtenir **B** est réalisé numériquement.

L'avantage de ce modèle est de pouvoir changer aisément les paramètres géométriques du tube. On contrôle la taille et l'épaisseur du tore, mais on peut également contrôler la répartition du courant à l'intérieur du tube de flux avec les deux cas proposés par le TDm. Le cas *primary* décrit un tube de flux dont le courant est concentré sur une fine couche de courant (d'épaisseur $\Delta$) sur les bords de la structure tandis que le cas *secondary*, lui, présente un courant qui est sous forme parabolique avec un maximum au centre du tube de flux. Dans ce cas-là le paramètre $\Delta$ représente l'épaisseur sur laquelle le tube se raccorde au milieu extérieur. Il est également possible de changer la répartition de la torsion dans la structure avec les cas *secondary*. Tout ceci fait que ce modèle de tube de flux est tout à fait approprié pour une étude paramétrique.

Les figures 3.13 et 3.14 montrent une visualisation 3D dans une boite cartésienne à grille régulière du tube de flux TDm. Les axes $x$, $y$ et $z$ sont montrés en bas à gauche. La couleur bleue/rouge sur la surface $z = 0$ code l'intensité et le signe de $B_\mathrm{r}$ : le bleu correspond à $B_\mathrm{r} < 0$ et rouge $B_\mathrm{r} > 0$. Une coupe pour $y = 0$ montre le $\log\left(\frac{J}{B}\right)$ sous forme d'un anneau de courant élevé dans la figure 3.13 (de couleur jaune-blanc) ce qui est caractéristique du TDm *primary*, tandis que dans la figure 3.14 présente un courant fort sur l'épaisseur totale du tube caractéristique du TDm *secondary*.

Les lignes de champ magnétiques partent d'un cercle de rayon $0.9a$ au pied $B_\mathrm{r}$ négatif, elles possèdent des couleurs différentes pour pouvoir les différencier. Les lignes de champ magnétique blanches montrent le vecteur $B_\perp$ environnant, ici perpendiculaire au plan $x = 0$ contenant l'axe du tube de flux.

Notre analyse de la structure magnétique et des courants du modèle TDm (figures 3.13 et 3.14) montre un très bon accord avec les visualisations de Titov et al., 2014, nous

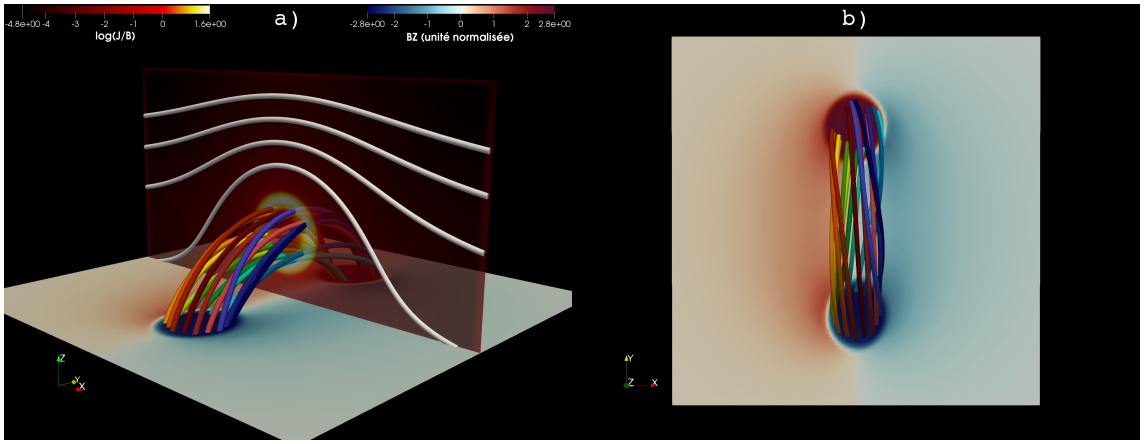



**FIGURE 3.13** – Deux vues de l'initialisation du tube de flux TDm *primary*. La couleur bleue/rouge code l'intensité de $B_{\mathrm{r}}$ : Le bleu correspond à $B_{\mathrm{r}}$ négatif et rouge $B_{\mathrm{r}}$ positif. Une coupe pour $\varphi$ = 0 montre le $\log\left(\frac{J}{B}\right)$ sous forme d'un anneau ce qui est caractéristique du TDm *primary*. Les lignes de champ partent d'un cercle de rayon 0.9 $a$ au pied $B_{\mathrm{r}}$ négatif.

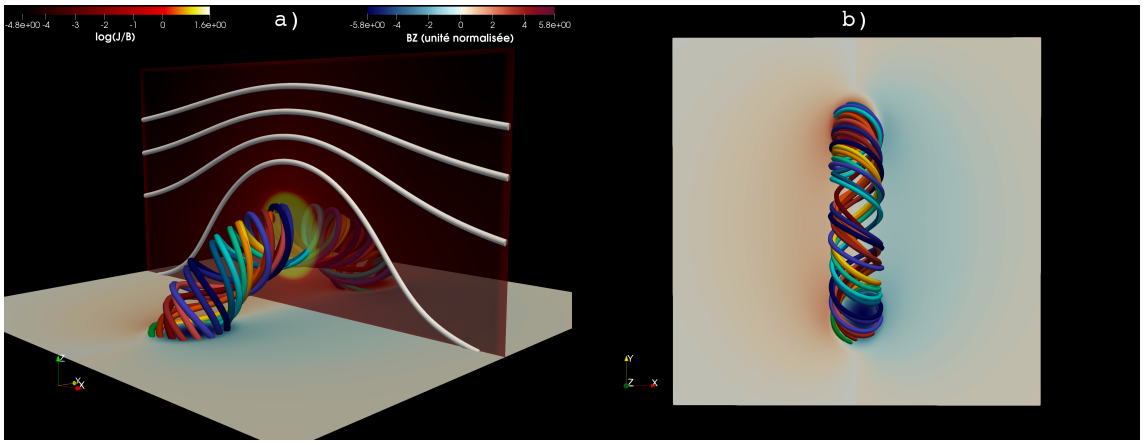



**FIGURE 3.14** – Deux vues de l'initialisation du tube de flux TDm *secondary*. Le code couleur est le même que dans la figure 3.13

permettant d'être confiant quant à la formulation du TDm dans cette étude.

Ainsi afin de réaliser l'initialisation, on peut charger les données d'une simulation vent solaire qui a convergé (comme décrit dans la section 3.2.3) on mesure le champ magnétique (qui sera $B_{\perp}$ pour le TDm) au niveau de là où la structure va se situer (en $R$ - $d$ + $a$) et on calcule le TDm pour l'ensemble des paramètres géométriques et structurels décrits précédemment.

Cette opération est réalisée par le biais d'un module python que j'ai développé. À partir d'un fichier de configuration contenant tous les paramètres du TDm, on calcule le champ magnétique selon le modèle TDm. On convertit le repère cylindrique local à sphérique global (en passant par du cartésien) et on l'ajoute au champ magnétique du vent solaire. Ce module permet d'ajouter un modèle TDm dans tout fichier de sauvegarde

PLUTO-Chombo en symétrie cartésienne et sphérique et ainsi pouvoir redémarrer une simulation avec un modèle TDm à l'intérieur.

Ce module est entièrement open-source et sera disponible sur github.

### 3.4.3 Phase de relaxation

Comme dit précédemment, un des avantages de ce modèle est de pouvoir prescrire un tube de flux torsadé qui sera théoriquement stable, ou alors proche de la stabilité. Selon le modèle TDm, l'équilibre est théoriquement possible mais l'atteindre en MHD complète avec la relaxation thermique associée peut être difficile du fait d'une grande sensibilité à ses paramètres de contrôle.

Nous avons donc décidé de nous concentrer sur l'étude de la propagation du tube de flux TDm en initialisant un tube de flux volontairement trop magnétisé par rapport à son environnement pour être stable ($\zeta > 1$). Il va donc entrer en éruption dès le début de la simulation. L'ajout de ce paramètre nous permet également de contrôler le champ magnétique initial de la structure. C'est un des paramètres physiques que nous modifions dans l'étude paramétrique présentée dans le chapitre 4.

Bien que le fait que le tube de flux soit fortement instable dès le début de la simulation ne soit pas idéal, nous verrons dans le chapitre 4 que cette initialisation permet de trouver des résultats très intéressants sur la propagation des ICME dans le système solaire.

### 3.4.4 Conditions aux limites

Les conditions aux limites sont modifiées aux alentours du tube de flux. Afin de définir les alentours du TDm de façon automatique, on regarde quand la densité d'énergie magnétique ($\propto B^2$) du TDm est supérieure à deux fois celle du vent solaire au même emplacement avant l'ajout du TDm. Le contour que l'on définit est présenté en figure 3.15. Toute la zone à l'intérieur du contour blanc possède donc des conditions aux bords modifiées.

Dans la zone du TDm, on modifie la condition sur toutes les composantes de $B$, $v_r$ $v_\theta$ ainsi que la pression $p$. On applique un gradient nul sur les trois composantes de $B$ afin de prolonger les lignes de champs dans les deux couches de cellules fantômes en dessous de la surface du Soleil. Dans l'étude paramétrique qui est présentée dans le chapitre suivant, les cas *thicks* ont un $p$ aux bords du domaine régit par la condition de Neuman. Les cas *thins* ont un $p$ qui évolue dans les cellules fantômes afin d'assurer un équilibre hydrostatique au bord du domaine. Cette condition à la limite n'a cependant que très peu d'effet sur les propriétés du tube de flux.

On applique une condition réflective sur $v_\mathrm{r}$ ce qui permet de simuler une surface très dense où le flux de vitesse radiale est quasiment nul à la surface du Soleil. La composante azimuthale $v_\theta$, elle, est à gradient nul.

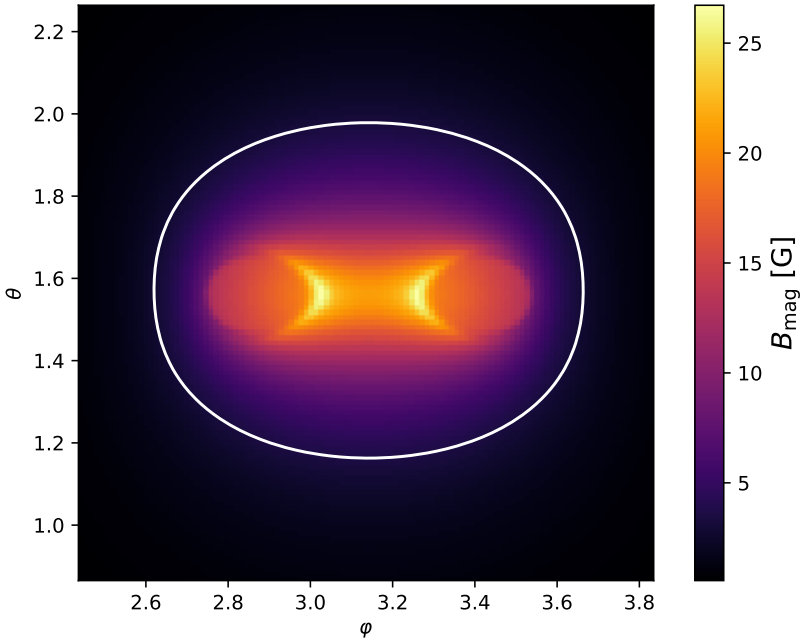



**Figure 3.15** – Carte de $B$ à la base du domaine de simulation. Le contour blanc délimite la zone où les conditions au bord interne ($r = R_\odot$) sont modifiées pour le tube de flux.

## 3.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous venons de discuter des modèles physiques et du code de simulation que nous allons utiliser pour simuler l'éruption et la propagation d'un tube de flux dans l'héliosphère. Le vent solaire dans lequel le tube de flux va se propager est initialisé grâce au modèle de Parker en version polytropique quasi-isotherme ($\gamma = 1.05$) et il est ensuite relaxé pour être auto-cohérent avec la topologie magnétique choisie pour l'héliosphère. On s'assure grâce aux valeurs de $\dot{J}$ et $\dot{M}$ que le vent solaire que nous simulons, une fois convergé, possède bien les propriétés du vent solaire tel que nous l'observons.

L'évolution temporelle est assurée par le module 3D MHD du code PLUTO, qui, couplé avec la librairie CHOMBO permet d'avoir une grille à maillage adaptatif.

Un tube de flux torsadé selon le modèle TDm est ajouté dans le modèle de vent solaire. Nos essais de relaxation du tube de flux se sont avérés infructueux, nous avons donc décidé de nous concentrer sur l'étude de la propagation en initialisant un tube de flux TDm instable. On définit alors le paramètre $\zeta$ qui permet de régler l'intensité du champ magnétique dans le tube de flux par rapport à celui du vent solaire. Ceci sera très efficace pour l'étude paramétrique qui sera présentée dans le chapitre suivant.

# 4

# Analyse de la propagation

## Sommaire


**4.1 Présentation des cas étudiés . . . . . 110**
**4.2 Éruption du modèle TDm . . . . . 111**
4.2.1 Les premiers instants . . . . . 111
4.2.2 Début de la propagation . . . . . 115
**4.3 Coupes de la propagation du tube de flux . . . . . 119**
4.3.1 Forme du choc . . . . . 122
4.3.2 La gaine . . . . . 122
4.3.3 Éjecta magnétique . . . . . 124
4.3.4 L'orientation des tubes de flux . . . . . 125
**4.4 Profils de l'ICME . . . . . 127**
4.4.1 Profils instantanés à différentes distances . . . . . 127
4.4.2 Traversées synthétiques . . . . . 132
**4.5 Effet de la trajectoire du satellite . . . . . 137**
4.5.1 Effet de la position dans le plan méridien . . . . . 138
4.5.2 Effet de la position dans le plan équatorial . . . . . 139
**4.6 Évolution du tube de flux durant sa propagation . . . . . 140**
4.6.1 Suivre le tube de flux . . . . . 140
4.6.2 Comparaison aux observations . . . . . 141
4.6.3 Comparaison à la simulation EUHFORIA . . . . . 144
4.6.4 Synthèse . . . . . 147
**4.7 Conclusion . . . . . 148**


Dans ce chapitre, nous effectuons par le biais de la simulation numérique une étude paramétrique de l'éruption et de la propagation d'un tube de flux TDm tel que décrit dans la section 3.4. Comme nous initialisons un tube de flux qui est instable à son insertion, la grande partie des résultats qui seront présentés dans ce chapitre porteront sur la phase de propagation du tube.

La section 4.1 présente le cadre de l'étude paramétrique. La section 4.2 présente les premiers instants de l'éruption et de la propagation des tubes de flux tandis que la section 4.3 montre l'évolution de ceux-ci plus loin dans l'héliosphère par le biais de coupes 2D. La section 4.4 présente les propriétés du tube de flux sous la forme de profils instantanés, mais aussi de profils tels qu'ils seraient observés par des satellites équipés d'instruments *in situ*. La section 4.5 montre l'effet de la trajectoire de la sonde spatiale à travers le tube sur les profils de paramètres magnétiques et thermiques de ce dernier et enfin la section 4.6 présente l'évolution des propriétés au cœur du tube de flux avec la distance héliosphérique durant la propagation.

## 4.1 Présentation des cas étudiés

Pour cette étude paramétrique, nous avons étudié la propagation de six tubes de flux TDm en faisant varier l'épaisseur de ceux-ci ainsi que l'intensité de leur champ magnétique à l'initiation.

La table 4.1 résume les valeurs des paramètres du modèle TDm que nous utilisons pour chacun des cas de cette étude. De gauche à droite sont présentés : le nom du cas, le paramètre $\zeta$ (voir 3.26), le champ magnétique au cœur de la structure ($B_{\mathrm{FR}}$) en Gauss et le flux magnétique ($F$) de la structure en Maxwell, le petit rayon du tore du TDm, le paramètre $\Delta$ qui correspond à l'épaisseur de l'anneau de courant en $R_\odot$, le grand rayon du tore $R$ du TDm en $R_\odot$, la profondeur dans laquelle le tore est plongé $d$ en $R_\odot$ et la position à la surface du Soleil ($\theta_0$, $\varphi_0$).

Il y a deux séries de tubes pour deux épaisseurs, $a$, de tore différentes : 0.1 $R_\odot$ pour les cas *thicks* et 0.05 $R_\odot$ pour le cas *thins*. Dans chacune de ces séries, on prescrit trois valeurs de $B_{\mathrm{FR}}$. Le grand rayon du tore $R$ est fixé à 0.3 $R_\odot$ pour tous les cas et la moitié du tore est dans l'atmosphère du Soleil ($d$ = 0.15 $R_\odot$). Le paramètre $\Delta$ est fixé à $\frac{a}{10}$ pour tous les cas afin d'avoir un paramètre $\delta = \frac{\Delta}{a}$ = 0.1 (< 1) qui fait partie des hypothèses du modèle TDm (cf. section 3.4.2). Les champs magnétiques à l'initialisation des tubes de flux sont compris entre 16 et 84 G. Typiquement, dans une région active on observe un champ magnétique de $\approx$ 1000 G (Martinez Pillet et al., 1997), les $B_{\mathrm{FR}}$ sont donc faibles comparés à ces valeurs. Toutefois, ces valeurs correspondent aux mesures de champ magnétique dans les protubérances réalisées dans Casini et al., 2003. Les auteurs trouvent que le champ magnétique des protubérances peut aller jusqu'à 60-70 G. De plus, en calculant le flux magnétique $F$ des différents cas de cette étude on obtient des valeurs de flux de l'ordre de $10^{21}$ Mx, ce qui correspond aux flux typiques dans les grandes taches solaires (Zwaan, 1987).

L'initialisation des cas *thick2* et *thin1* est présentée en figure 4.1. Pour ces deux cas, nous avons à gauche une visualisation de la structure magnétique du tube de flux grâce aux lignes de champs magnétique colorées qui partent du pied $B_{\mathrm{r}} < 0$ négatif de la structure. On observe également sur la coupe dans le plan ($r$ - $\theta$) montrant $\log(\frac{J}{B})$ la structure de courant en forme d'anneau. La couleur à la surface code l'intensité et le signe de $B_{\mathrm{r}}$. Sur la droite de ces figures les lignes de champ magnétique blanches montrent la structure

| Cas | $\zeta$ | $B_{\mathrm{FR}}$ [G] | $F$ [$10^{21}$ Mx] | a [$R_\odot$] | $\Delta$ [$R_\odot$] | R [$R_\odot$] | d [$R_\odot$] | $\theta_0$ | $\varphi_0$ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| *thick1* | 7 | 16 | 2.2 | | | | | | |
| *thick2* | 10 | 22 | 3.1 | 0.1 | 0.01 | | | | |
| *thick3* | 14 | 31 | 4.4 | | | 0.3 | 0.15 | $\frac{\pi}{2}$ | $\pi$ |
| *thin1* | 10 | 34 | 1.3 | | | | | | |
| *thin2* | 14 | 48 | 1.8 | 0.05 | 0.005 | | | | |
| *thin3* | 25 | 84 | 3.3 | | | | | | |

**Table 4.1** – Table résumant les différentes initialisations de cette étude paramétrique. De gauche à droite : nom du cas, valeur du paramètre $\zeta$, champ magnétique en Gauss au cœur du tube de flux, épaisseur du tube en rayon solaire, la valeur du paramètre $\Delta$, le grand rayon du tore, la profondeur à laquelle le tore est plongé et enfin sa position à la surface du Soleil en $\theta$ et en $\varphi$

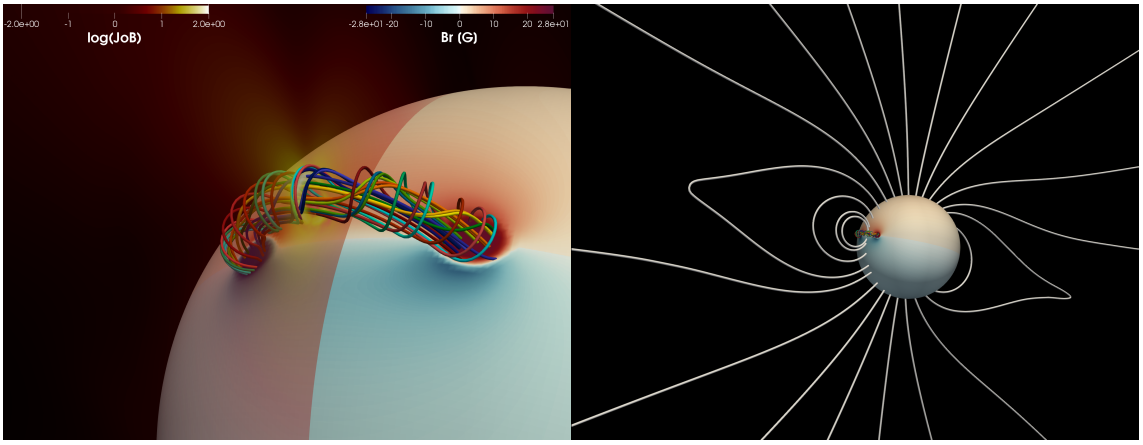
magnétique globale de la couronne. On observe alors sa structure dipolaire : proche de l'équateur les lignes de champs sont fermées tandis que près des pôles les lignes de champ sont ouvertes. Tous les cas de cette étude sont initialisés au niveau de l'équateur ($\theta = \frac{\pi}{2}$) et alignés sur ce dernier afin d'avoir un $B_\perp$ le plus homogène possible sur la taille du tube de flux et donc de respecter les hypothèses de travail du TDm. L'axe du tube de flux est donc inclus dans le plan ($r$ - $\varphi$).

## 4.2 Éruption du modèle TDm

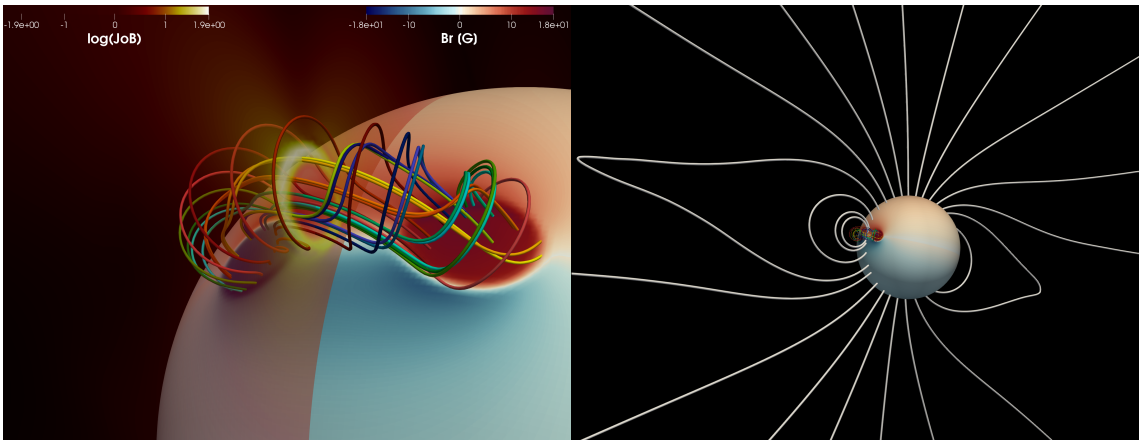
### 4.2.1 Les premiers instants

La figure 4.2 présente deux instants de l'éruption pour les cas *thin3* (4.2a) et *thick2* (4.2b). Ces 2 cas possèdent un flux magnétique similaire à l'initiation (voir table 4.1). Le temps en minutes depuis l'insertion du tube est indiqué en haut à droite de chaque visualisation. La couleur bleue/rouge code l'intensité et le signe de $B_{\mathrm{r}}$ à la surface du Soleil. Les lignes colorées correspondent aux lignes de champ magnétique partant d'un cercle de taille $0.9a$ depuis l'un des pieds de la structure. Les lignes de champ magnétique blanches partent d'une droite dans la direction radiale avec $\theta = \frac{\pi}{2}$ et $\varphi = \pi$. Ces lignes montrent alors que le champ magnétique est très torsadé aux alentours du tube de flux. Ceci est provoqué par l'initialisation avec un $\zeta > 1$. En effet, le modèle TDm calcule une structure magnétique pour un champ magnétique ambiant, $B_\perp$ ($\propto B_\theta$ dans cette étude) dix fois plus fort que sa valeur d'équilibre théorique. On a donc un $B_\theta$ prescrit par le TDm qui n'est pas compensé par le champ magnétique $B_\perp$ ambiant. Ceci provoque donc un champ magnétique torsadé, car $B_\theta$ très fort, autour du tube afin de raccorder les deux champs magnétiques.

Les forces de Lorentz résultant du non-équilibre du tube avec son environnement entrainent une expansion de ce dernier : c'est la phase éruptive. On peut observer sur la




**(a)** Initialisation du cas *thin2*




**(b)** Initialisation du cas *thick2*

**Figure 4.1** – Initialisation d'un cas *thin* et d'un cas *thick* du tube de flux TDm *primary* (cf. 3.4.2) à la surface du soleil simulé. La couleur bleu/rouge code l'intensité de $B_\mathrm{r}$ : Le bleu correspond à $B_\mathrm{r} < 0$ et rouge $B_\mathrm{r} > 0$. Une coupe pour $\varphi = \pi$ montre le $\log\left(\frac{J}{B}\right)$ sous forme d'un anneau ce qui est caractéristique du TDm *primary*. Les lignes de champ colorées partent d'un cercle de rayon $0.9a$ au pied $B_\mathrm{r}$ négatif.

figure 4.2 que le cas *thin3* se déplace bien plus vite que le cas *thick2*. Le tube *thin3* atteint $\approx 1.5\ R_\odot$ en 2.5 minutes tandis que le cas *thick2* atteint cette même position en 8 minutes. Ceci est dû au $B_{\mathrm{FR}}$ qui est plus fort pour le cas *thin3* que pour le cas *thick2*, comme montré dans la table 4.1, ce qui induit un gradient de pression magnétique plus grand et donc une expansion plus rapide.

On trouve que la vitesse du tube de flux à 1.5 $R_\odot$ du cas *thick2* est de 900 km/s et de 4400 km/s pour le *thin3*. Selon Chen, 2011, les vitesses *plane-of-sky* (plan de ciel, c'est-à-dire sans appliquer de correction de projection) de CMEs peuvent occasionnellement atteindre 3500 km/s. Le cas *thin3* présente tout de même une vitesse élevée par rapport aux CMEs que l'on observe. Comme montré dans la table 4.1, ce cas est le cas le plus extrême en terme d'intensité de champ magnétique.

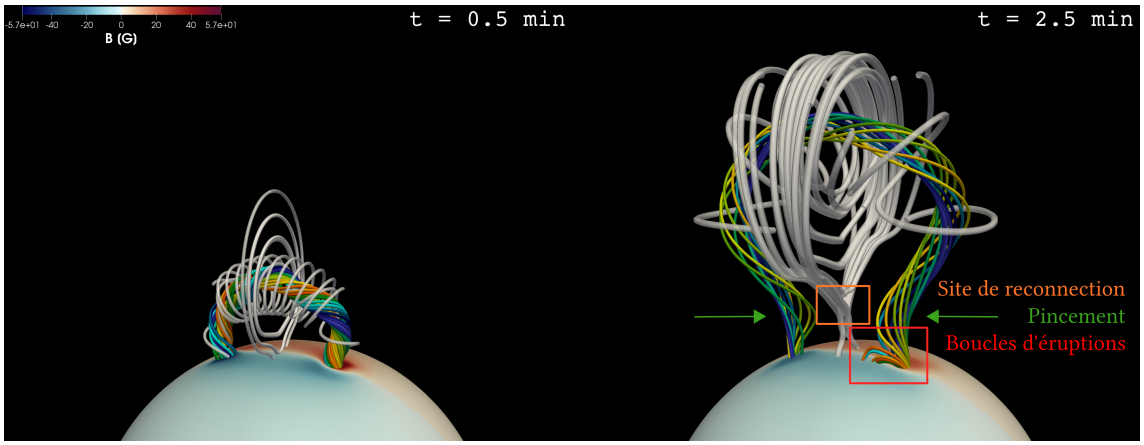
On peut voir en comparant les panneaux de droite des figures 4.2a et 4.2b que la structure magnétique est pincée proche du Soleil comme montré par les flèches vertes. Ceci favorise donc la reconnexion magnétique en dessous (rectangle orange) de la structure magnétique. De la reconnexion magnétique à l'arrière de la structure magnétique qui s'étend est attendu selon les modèles standards d'éruptions 2D (de type Carmichael, 1964 ; Sturrock, 1966 ; Hirayama, 1974 ; Kopp et Pneuman, 1976) ou 3D (voir la revue Janvier, 2017 et les références à l'intérieur).

On observe sur le pied de $B_{\mathrm{r}}$ positif (à droite sur les images) des lignes de champ qui après reconnexion, restent ancrées à la base de du domaine de simulation. Ces lignes de champ sont mises en avant par le rectangle rouge dans les figures 4.2a et 4.2b. Ceci correspond à des boucles d'éruptions (ou *post-flare loops* en anglais). Elles sont observées dans les données d'imageurs en ultraviolet à la suite d'une éruption (Aulanier et al., 2012).

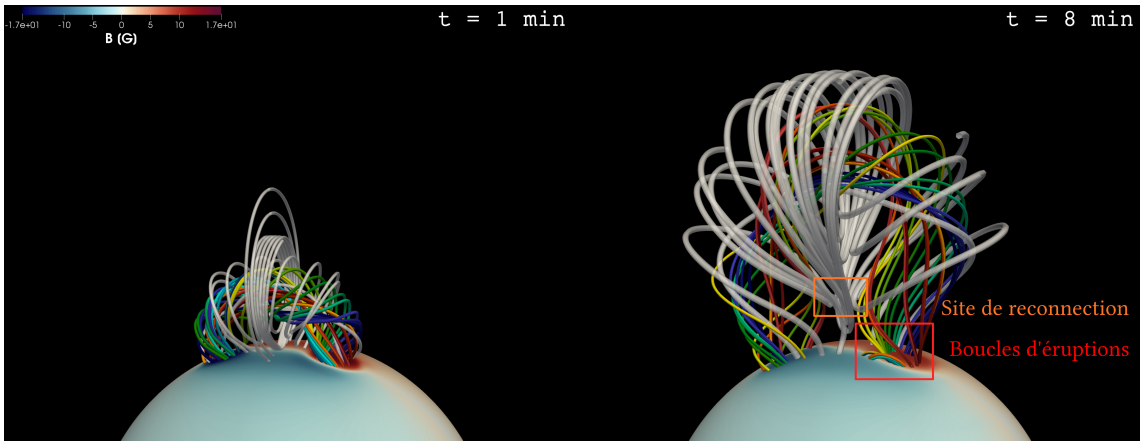
Durant les 0.5 (1) minutes, donc durant les tout premiers instants, le cas *thin3* (*thick2*) n'entre pas instantanément en éruption. Le twist de la structure augmente légèrement. En effet, si on compte le nombre de fois qu'une ligne de champ colorée tourne autour du tube d'un pied on trouve $\Phi = 1$ pour les 2 cas. Alors que dans la figure 4.2, on trouve $\Phi \approx 2 - 2.5$ que pour le cas *thin3* et $\Phi \approx 1.5$ pour le *thick2*.

L'augmentation du twist sur ces instants est interprété comme l'interaction entre le tube et le champ magnétique environnant ajouté par le modèle TDm qui est très twisté pour raccorder au champ ambiant. Le twist pour chacun des cas reste le même aux deux instants présentés dans cette figure. Une éruption avec un $\zeta$ plus faible montre un twist similaire.

La figure 4.3 montre une vue orthogonale aux deux panneaux de droite des figures 4.2a et 4.2b. On peut voir sur cette figure que dès que la structure magnétique dépasse à $\approx\ 1.5 R_\odot$ On constate sur ces figures des différences entre les cas *thins* et *thicks*. On constate notamment que les lignes de champ magnétique sont plus éloignées les unes des autres pour le cas *thick* que pour le cas *thin* ceci est dû à la taille initiale de la structure magnétique qui est plus grande pour le cas *thick*.




**(a)** Éruption du cas *thin3*




**(b)** Éruption du cas *thick2*

**Figure 4.2** – Éruption d'un cas *thin* et d'un cas *thick*. Le code couleur est le même que dans la figure 4.1. Les lignes de champs blanches et transparentes partent d'une droite dans la direction radiale pour $\theta = \pi/2$ et $\varphi = \pi$. Les pas de temps ont été choisis afin de pouvoir comparer l'éruption à différents temps physiques, mais lorsque les 2 tubes sont à peu près au même endroit.

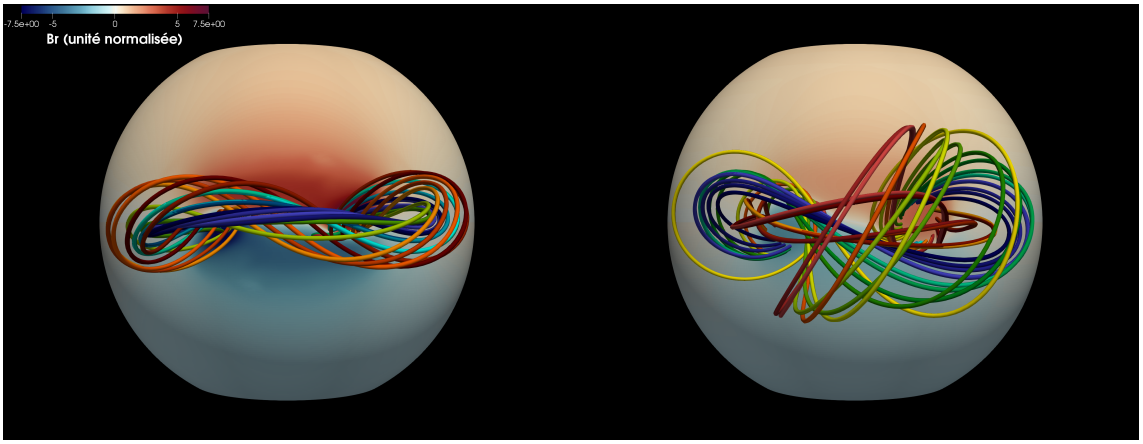



**Figure 4.3** – Plot de l'éruption du cas *thick2* et *thin3*. La couleur et les lignes de champ sont les mêmes que dans la figure 4.2. Les lignes de champ magnétique sont les mêmes que dans la figure 4.2.

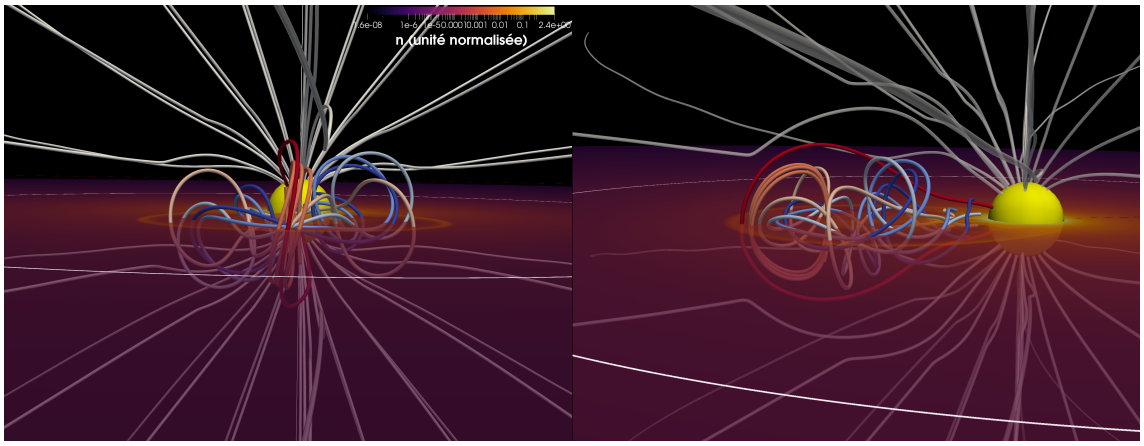
### 4.2.2 Début de la propagation

Les figures 4.4 et 4.5 montrent trois instants du début de la propagation du cas *thin1* et *thick2* respectivement. Ces 3 instants ont été choisis tels que la première figure montre le tube de flux lorsqu'il est est encore connecté à la surface du Soleil (4.4a et 4.5a), la deuxième montre le tube déconnecté de la surface du Soleil (4.4b et 4.5b) et la troisième montre le tube plus loin dans l'héliosphère pour voir son évolution (4.4c et 4.5c). On peut voir une coupe équatoriale de la densité en unité normalisée en échelle logarithmique. On trace les lignes de champ magnétique de la gaine (couleur rouge) à l'arrière du tube de flux (couleur bleue). Les lignes de champ magnétique blanches montrent la structure magnétique globale du Soleil. Sur toutes les visualisations qui sont montrées à partir d'ici et pour le reste de ce chapitre, les lignes de champ magnétique ne sont pas tracées sur toute leur longueur afin que les visualisations restent lisibles. Cependant, leur longueur est suffisante pour mettre en exergue les propriétés décrites par la suite.

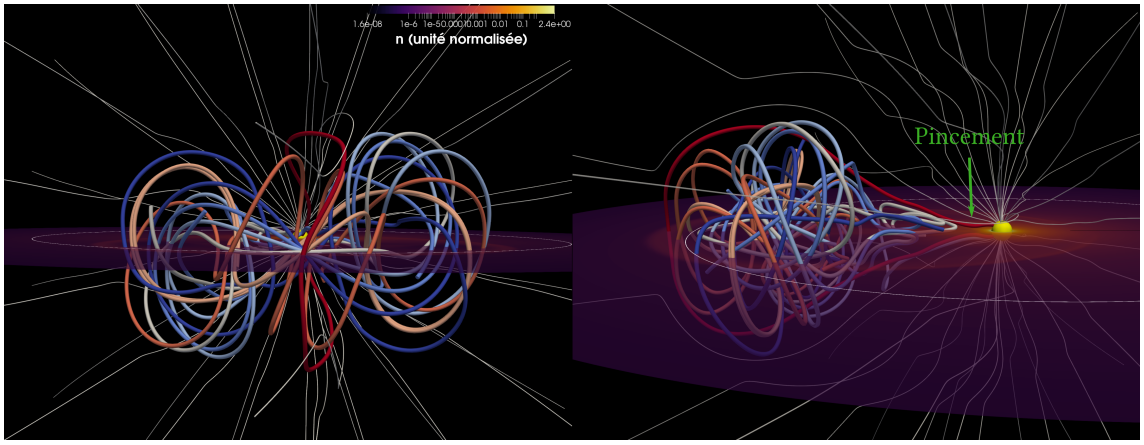
#### La gaine

La gaine se repère bien grâce à l'augmentation de densité du plasma solaire provoquée par la propagation du tube. On peut voir que les lignes de champ magnétique de la gaine sont orientées principalement selon $\theta$, perpendiculairement au plan de propagation de la structure. Cependant, au fur et à mesure de la propagation les lignes de champ magnétique dans la gaine vont s'incliner.

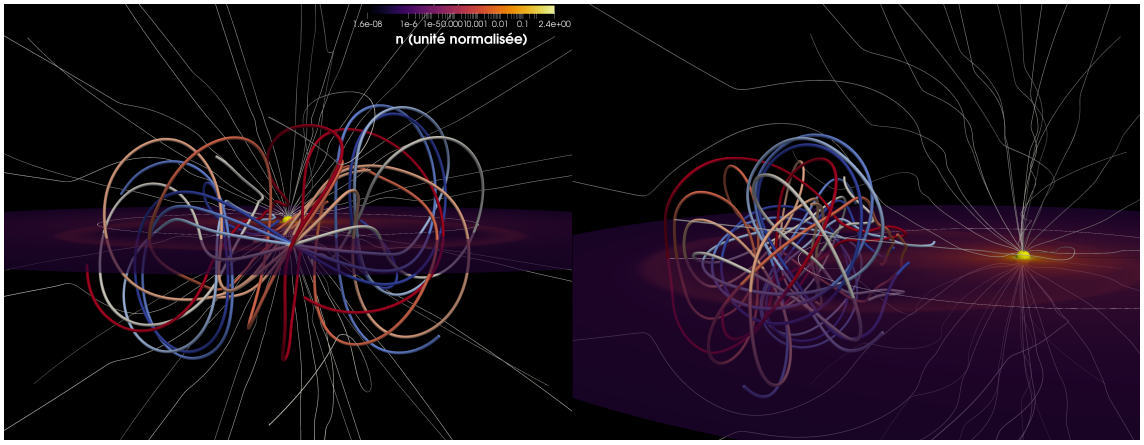
Les figures 4.4a et 4.5a montrent que les lignes de champ magnétique de la gaine se connectent directement à la surface du Soleil à des latitudes moyennes. Ce sont les lignes de champ initialement à l'intérieur du streamer équatorial, zones de champ magnétique fermées du Soleil (cf. section 3.1.3). Lors de sa propagation le tube s'étend et pousse ces lignes de champ magnétique. À partir d'un moment, avant 15 $R_\odot$ pour le *thick2* et après




**(a)** Cercle blanc : 15 $R_\odot$

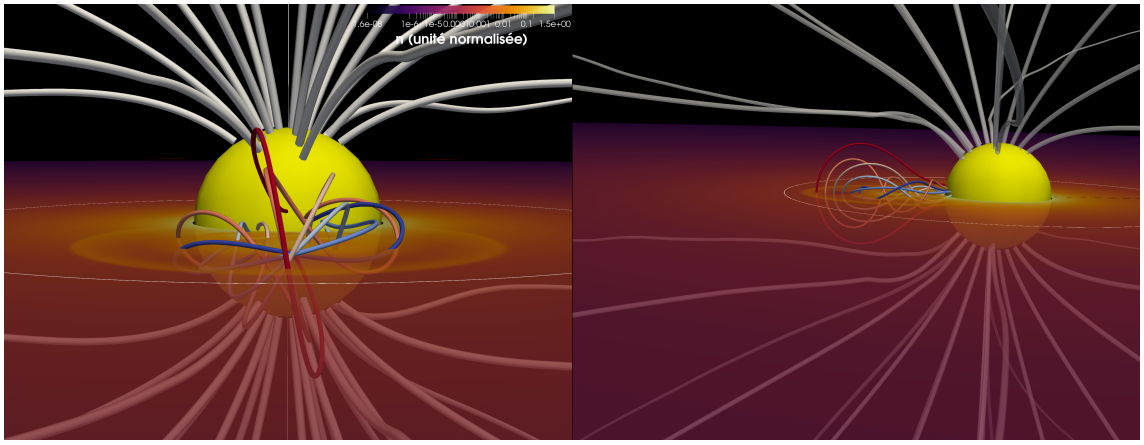



**(b)** Cercle blanc : 30 $R_\odot$

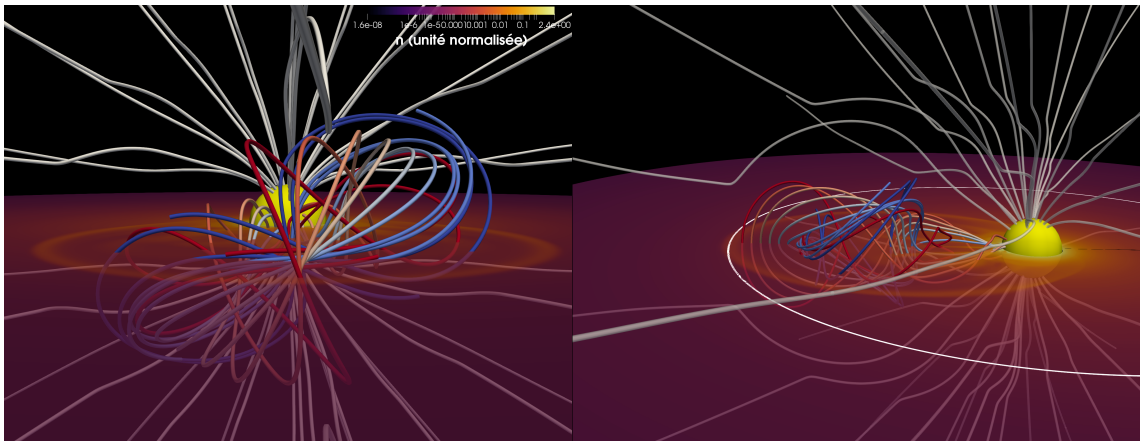



**(c)** Cercle blanc : 30 $R_\odot$

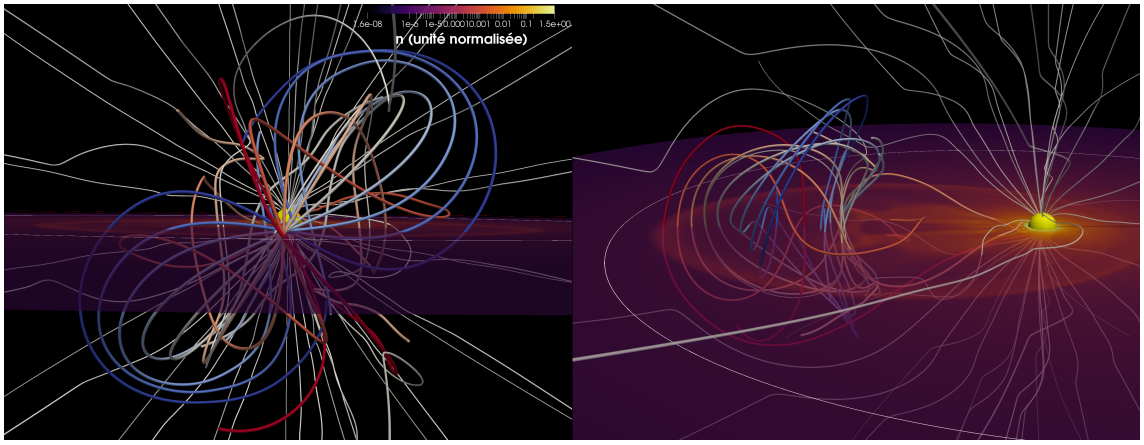
**FIGURE 4.4** – Visualisation de la propagation du cas *thin1*. Les lignes de champ magnétique sont tracées de la gaine (en rouge) à l'arrière de la structure magnétique (en bleu pâle). Une coupe équatoriale de la densité sur une échelle logarithmique en unité normalisée est montrée.




**(a)** Cercle blanc : 3 $R_\odot$




**(b)** Cercle blanc : 15 $R_\odot$




**(c)** Cercle blanc : 30 $R_\odot$

**FIGURE 4.5** – Visualisation de la propagation du cas *thick2*. Les lignes de champ magnétique et la coupe équatoriale sont les mêmes que dans la figure 4.4.

30 $R_\odot$ pour le cas *thin1*, les lignes de champs rouges ne se connectent plus directement au Soleil comme on peut le voir dans les figures 4.4c et 4.5c. On voit dans la figure 4.4b que la ligne de champ rouge est sur le point de se reconnecter comme indiqué par la flèche verte. Par reconnexions successives, la structure magnétique de la gaine fait désormais le tour du tube de flux. Les lignes de champ magnétique corail (rouge pale) font le tour du tube de flux. On peut voir grâce à ces dernières que l'axe du tube de flux (l'axe autour duquel elles tournent) s'inclinent avec la distance au Soleil. Ces lignes de champ mettent en avant la rotation de la structure magnétique qui est éjectée, dont nous allons parler maintenant.

### La structure magnétique de l'ICME simulée

On peut voir dans les figures 4.4 et 4.5 que la structure magnétique ne reste pas tout à fait dans le plan de l'équateur. En effet, l'aile (partie non centrale du tube) gauche du *thin1* (quand ce dernier se déplace vers l'observateur) est dans l'hémisphère nord alors que son aile droite est dans l'hémisphère sud avec une inclinaison qui augmente avec la distance. Tandis que le cas *thick2*, présente également une rotation mais dans le sens inverse. C'est-à-dire : l'aile droite du tube de flux est dans l'hémisphère nord et l'aile gauche est dans l'hémisphère sud. Nous n'expliquons pas encore complètement l'origine de cette différence de sens de rotation. Les pieds des structures peuvent se déplacer à la surface du modèle (voir section 3.4.4), et les TDm plus fins ont tendance à subir une instabilité de type kink (Titov et al., 2014). Il est probable qu'une combinaison de ces deux facteurs soit à l'origine de ces rotations différentes pour les deux séries de tubes de flux TDm, cependant une étude plus détaillée de la structure magnétique 3D de l'ICME durant sa propagation encore proche du Soleil ($r$ < 30 $R_\odot$ typiquement) est nécessaire pour confirmer cette interprétation.

On remarque également que la forme de S qui est constatée sur les lignes de champ magnétique bleues - bleues pâles (en figures 4.4b et 4.5b par exemple) sont également visibles proches du Soleil. En effet, on trouve cette forme de S sur les lignes de champ magnétiques rouges-oranges (bleu-turquoise) du cas *thin1* (*thick2*).

Isavnin et al., 2014 ont étudié l'évolution de 14 CMEs dans l'héliosphère par des simulations data-driven et montrent que $\approx 57\%$ de la rotation a lieu avant 30 $R_\odot$, les $43\%$ restants se déroulant de 30 à 210 $R_\odot$. Kay et Opher, 2015 montrent, dans un champ magnétique extrapolé avec la méthode PFSS, que la propagation proche du Soleil est celle qui a le plus d'impact sur la rotation du tube de flux. En effet, lorsqu'ils ne considèrent pas le couple qui s'applique au-delà de 10 $R_\odot$ dans leur modèle, ils obtiennent une erreur sur la rotation de seulement 10 %.

Lors de leur éruption, les 6 tubes de flux se propagent de façon radiale. Il arrive cependant que les CMEs que nous observons subissent des déflections (Möstl et al., 2015). Les images de coronographe nous permettent d'observer ces déflections proche du Soleil (Byrne et al., 2010). Ces déflections sont causées par la configuration magnétique de la couronne solaire. Les auteurs de Kilpua et al., 2009 suggèrent notamment que la configuration magnétique ouverte des trous coronaux tend à pousser les CMEs vers l'équateur.

Cependant, dans cette étude nous partons déjà au niveau de l'équateur, nous n'attendons donc pas de déflections.

Les 6 tubes de flux gardent bien une propagation radiale même loin du Soleil. De la déflection peut être provoquée lors de la progation lors d'une éventuelle collision avec une autre CME (Lugaz et al., 2012). Comme dans les simulations de cette étude nous n'avons qu'une seule CME, cette propagation purement radiale est donc attendue.

On constate donc que la structure magnétique globale du tube de flux est déjà relativement bien déterminée lorsque ce dernier est encore à $\approx 2R_\odot$.

Une observation importante est que la structure magnétique se déconnecte du Soleil à partir d'une certaine distance. On voit par exemple très nettement sur la figure 4.4c que les lignes de champ magnétique bleues, donc à l'intérieur du tube de flux, se replient sur elles-mêmes à l'arrière de celui-ci. Ce repli n'est cependant pas observé aussi clairement dans la figure 4.4c pour le cas *thin1*. Mais la structure est cependant bien déconnectée du Soleil.

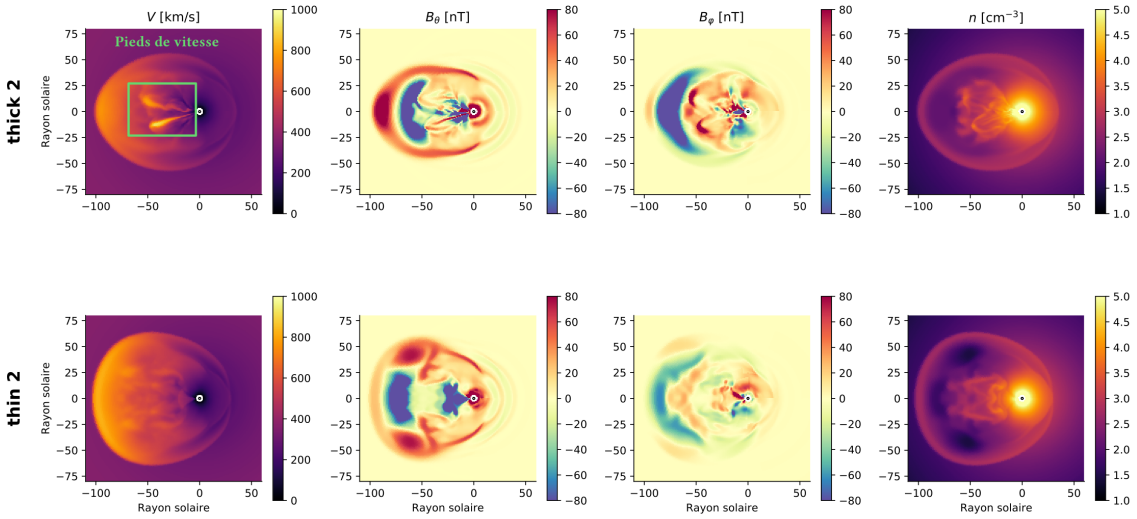
La question de la connexion ou non du tube de flux à la surface du Soleil est un sujet encore à débat. Dans les données *in situ*, on observe dans certaines ICMEs un flot bidirectionnel d'électrons suprathemique (> 80 eV) (Gosling et al., 1987). La présence de cette signature dans une ICME témoignerait du fait que la structure magnétique, alors dans l'héliosphère, a ses deux pieds qui sont encore connectés au Soleil (Richardson et Cane, 2010). Ces électrons suprathermiques sont émis proche de la surface du Soleil lors d'embrillancements et suivent les lignes de champ magnétique du vent solaire. Dans le cas d'une CME possédant un tube de flux encore connecté au Soleil, les électrons vont se retrouver piégés dans la structure et ainsi générer un signal bidirectionnel dans la structure magnétique que l'on observe dans les données *in situ* (cf. figure 2.1).

## 4.3 Coupes de la propagation du tube de flux

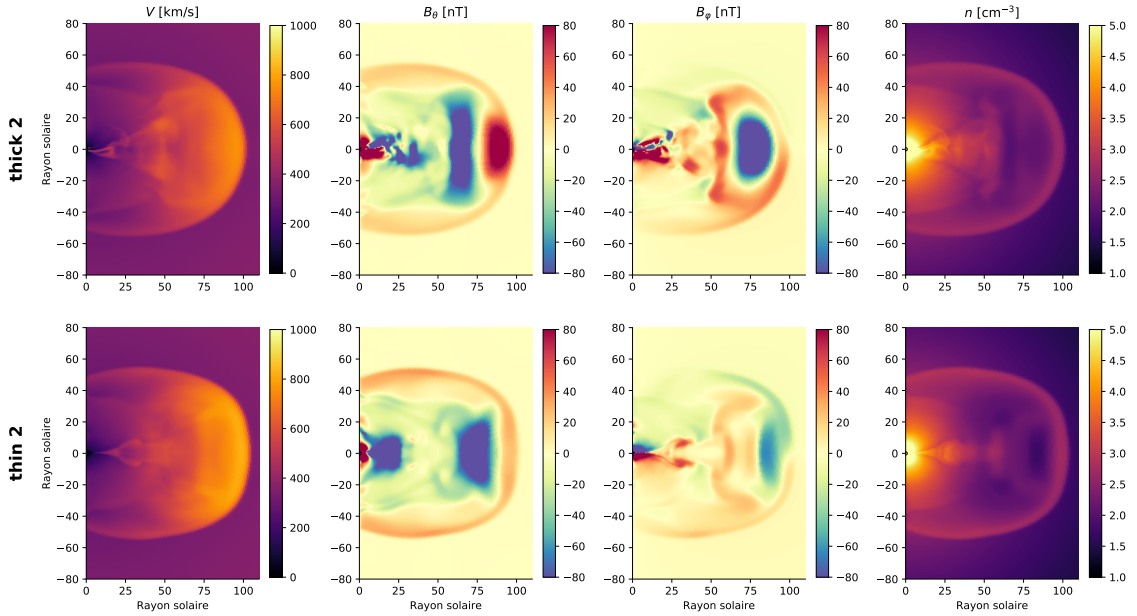
Nous avons discuté dans la section précédente de la structure magnétique 3D des tubes de flux *thins* et *thicks*. Nous avons constaté des légères différences entre les cas *thins* et les cas *thicks*. Dans cette section, nous allons explorer de façon plus quantitative les différences qui existent entre ces deux séries de tubes de flux.

Les figures 4.6 et 4.7 montrent des coupes équatoriales, $\theta = \frac{\pi}{2}$ (4.6a, 4.7a) et méridiennes, $\varphi = \pi$ (4.6b, 4.7b), quand l'ICME est à 2 distances différentes, de l'amplitude de la vitesse $V$ en km/s, de $B_\theta$ et $B_\varphi$ en nT (unité couramment utilisée dans les données *in situ*) et la densité en cm$^{-3}$ pour deux instants des cas *thin2* et *thick2*. Les cas *thin2* et *thick2* servent ici d'exemple, mais sont chacun représentatifs des cas de leurs séries respectives.

Sur la coupe de densité de la figure 4.7 la position de la gaine est marquée par les points verts. La position de cette dernière est déterminée par le premier changement de signe de $\frac{\partial \rho}{\partial r}$ en suivant des $r$ décroissants. On ajuste une ellipse (en blanc) sur la surface de la gaine afin de pouvoir quantifier sa courbure.

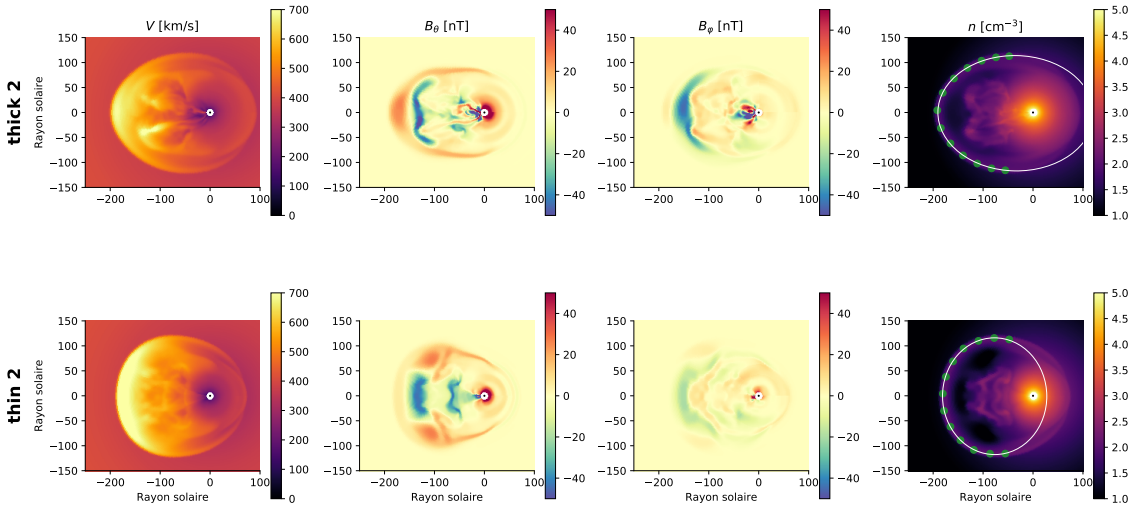



**(a)** Coupes équatoriales

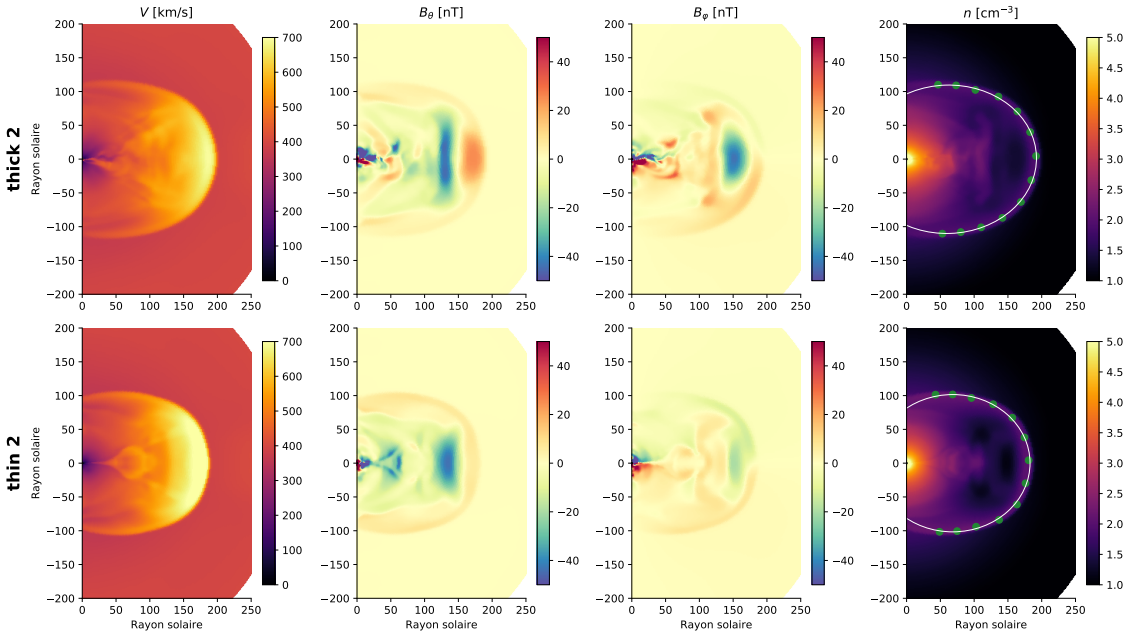



**(b)** Coupes méridiennes

**FIGURE 4.6** – Coupes 2D équatoriales (a) et méridiennes (b) lorsque les tubes de flux *thick2* et *thin2* sont à $\approx 90\ R_\odot$. De gauche à droite on trouve : l'amplitude de la vitesse en km/s, $B_\theta$ et $B_\varphi$ en nT et la densité en cm$^{-3}$.




**(a)** Coupes équatoriales




**(b)** Coupes méridiennes

**FIGURE 4.7** – Coupes 2D équatoriales (a) et méridiennes (b) lorsque les tubes de flux *thick2* et *thin2* sont à $\approx 190\ R_\odot$. Les paramètres physiques sont les mêmes que dans la figure 4.6. Sur la coupe de densité les points verts correspondent à la position de la gaine et le contour blanc correspond à un modèle d'ellipse ajusté sur ces points.

### 4.3.1 Forme du choc

On peut voir sur ces coupes que le changement de la taille initiale du tube de flux provoque plusieurs différences notables. Par exemple, le choc provoqué par la propagation du cas *thick2* possède un rayon de courbure dans le plan équatorial plus faible que le cas *thin2*. Ceci est facilement observable avec la densité et la vitesse dans les figures 4.6 et 4.7. Afin de quantifier cette différence de courbure on ajuste une ellipse sur le nuage de point que représente la position de la gaine, qui suit la forme du choc sur toute la largeur de l'ICME simulée.

Le tableau 4.2 rassemble le rapport du demi axe horizontal $a_{\text{gaine}}$ (axe des $x$) sur le demi axe vertical $b_{\text{gaine}}$ (axe des $y$) sur la figure dans le plan équatorial et méridien pour les cas *thin2* et *thick2*. Le rapport d'aspect $a_{\text{gaine}}/b_{\text{gaine}} < 1$ indique alors une ellipse dont l'axe vertical est plus grand que l'axe horizontal et l'inverse pour $a_{\text{gaine}}/b_{\text{gaine}} > 1$. Ainsi, cette table montre que l'extension longitudinale (selon l'axe vertical sur les coupes 2D) est plus dominante pour les cas *thin2* car nous avons $a_{\text{gaine}}/b_{\text{gaine}}$ = 0.9.

| cas | *thin2* | *thick2* |
|---|---|---|
| $a_{\text{gaine}}/b_{\text{gaine}}$ équatorial | 0.9 | 1.4 |
| $a_{\text{gaine}}/b_{\text{gaine}}$ méridien | 1.1 | 1.2 |

**Table 4.2** – Rapport du grand axe sur le petit d'axe de l'ellipse sur son petit axe dans le plan équatorial et méridien des ellipses de la figure 4.7.

Ceci suggère donc que l'expansion longitudinale du tube est plus forte dans le cas *thin2* que pour le cas *thick2*. Möstl et al., 2015 utilise le modèle ElEvo pour étudier l'évolution de la forme du choc d'une ICME et trouve un rapport d'aspect dans le plan équatorial $\in [0.55, 1]$ (en l'inversant pour pouvoir le comparer à celui à cette étude). Le cas *thin2* (et sa série) possède donc un rapport d'aspect plus proche de ce qui est déduit de ce modèle. À partir d'une étude statistique de catalogue de paramètres de choc observé en *in situ*, Janvier et al., 2015 a obtenu un rapport d'aspect de $\approx 0.8$ avec un modèle ellipsoïdal (en l'inversant aussi pour pouvoir comparer à cette étude). Le rapport d'aspect du cas *thin2* est donc celui qui est le plus en accord avec cette étude.

Dans le plan méridien on observe cependant peu de différences entre les formes de choc des cas *thin2* et le cas *thick2*. Nous trouvons 1.1 pour le *thin2* et 1.2 pour le *thick2*.

Les rapports d'aspects différents dans le plan méridien et équatorial montre que la structure 3D du choc n'est pas tout à fait axisymétrique. La rotation du tube de flux durant sa propagation pourrait expliquer la disparité entre le cas *thin2* et *thick2*.

### 4.3.2 La gaine

Afin de comparer la gaine créée par les tubes de flux simulés à 1 ua avec les gaines que l'on observe dans les données *in situ* proche de la Terre, on montre dans la figure 4.8

le rapport de la densité dans la gaine à la densité du vent solaire au même endroit en fonction de l'angle de localisation $\lambda$. Cet angle représente l'angle depuis le nez de la structure sur la surface représentant la position de la gaine. On définit $\lambda_{\text{équatorial}}$ comme cet angle dans le plan équatorial (en haut de la figure) et $\lambda_{\text{méridien}}$ dans le plan méridien (en bas de la figure). Cette visualisation permet de pouvoir comparer la gaine générée par les tubes de flux que l'on simule aux résultats de l'étude Janvier et al., 2014 qui ont étudié la corrélation entre l'angle $\lambda$ et le rapport de la densité de vent solaire en aval et en amont du choc. Sur cette figure le cas *thick3* n'apparaît pas car les pieds de vitesse (voir ci-après section 4.3.3) provoque une augmentation de densité très nette dans la gaine mais qui n'est pas due à la propagation de l'ICME elle-même. On décide donc de la retirer de cette visualisation.

On observe alors que la densité est multipliée par un plus grand facteur proche du nez de la structure pour le cas *thin1* que lorsque l'on est éloigné de ce point. On a un rapport $\approx 6$ au nez de la structure ($\lambda_{\text{équatorial}} = \lambda_{\text{méridien}} = 0°$) tandis que pour $\lambda_{\text{équatorial}} = \pm 57°$ on a $\approx 2.5$ et pour $\lambda_{\text{méridien}} = \pm 57°$ on a une augmentation de la densité d'un facteur $\approx 4$. On observe dans les figures 4.6 et 4.7 que le cas *thin* a une expansion plus forte dans le plan équatorial que longitudinal. On trouve également un $\frac{n}{n_{\text{sw}}}$ plus grand sur les ailes du plan équatorial que les ailes du plan méridien. L'expansion plus forte dans le plan équatorial renforce l'accumulation de plasma dans la gaine et donc sa densité, ce qui est en accord avec Siscoe et Odstrcil, 2008.

Janvier et al., 2014 ont obtenu des rapports de densité entre 1.2 et 5 sur les ICMEs qu'ils étudiaient. Le $\frac{n}{n_{\text{sw}}}$ du cas *thick1* est bien représentatif de cette gamme de valeur. Les cas *thin1*, *thin2* et *thick2* sont légèrement au-dessus avec un maximum de $\approx 8$ pour le cas *thin2*, la valeur la plus élevée des trois. Le cas *thin3* possède une gaine très intense, $\frac{n}{n_{\text{sw}}}$ allant jusqu'à $\approx 12$ au niveau du nez de la structure. L'ordre des valeurs de $\frac{n}{n_{\text{sw}}}$ d'une même série de tubes de flux correspond à l'ordre des intensités de champ magnétique à l'initiation qui provoque une plus forte vitesse de propagation.

Cependant l'étude Janvier et al., 2014 ne trouve pas de corrélation entre l'angle $\lambda$ et le rapport de densité aval/amont suggérant que l'augmentation de densité dans la gaine est indépendant de l'endroit où la sonde traverse l'ICME. Or ce n'est pas ce que l'on trouve dans cette étude, on observe une compression plus intense proche du nez de la structure.

On observe que les cas *thins* ont en général une gaine plus dense, ceci est à mettre en lien d'abord avec la vitesse plus grande de ces derniers par rapport aux cas *thicks* car ils ont un champ magnétique plus intense à l'initiation. Mais aussi, la forme de leur choc dont on a discuté dans la sous-section précédente (avec un rayon de courbure plus grand pour les cas *thins*) rend plus difficile l'évacuation du plasma vers les ailes de la structure augmentant ainsi la densité dans la gaine.

Dans les figures 4.6 et 4.7, la gaine apparaît par une zone de densité et de vitesse plus fortes que dans le vent solaire, mais aussi par un $B_\theta$ positif. On peut voir que la distribution dans les plans équatorial et méridien de $B_\theta$ dans la gaine n'est pas la même entre le cas *thin* et le cas *thick*. On observe un $B_\theta$ plus intense au nez de la gaine du cas *thick2* tandis que $B_\theta$ est plus homogène pour le *thin2*. La distribution de $B_\varphi$ dans la gaine est,

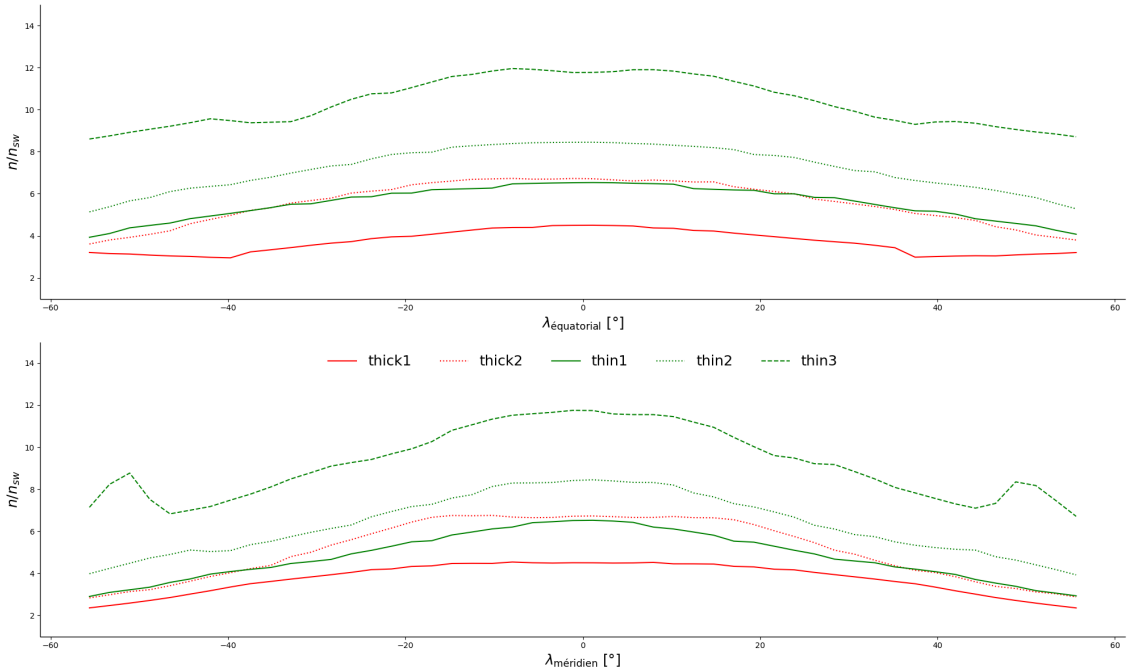



**Figure 4.8** – Rapport de la densité dans la gaine à la densité du vent à la même position dans le plan équatorial (en haut) et méridien (en bas). La valeur du rapport apparaît en vert pour les cas *thicks* et en rouge pour les cas *thins*.

elle aussi, différente entre les cas *thins* et les *thicks*. À l'instar de $B_\theta$, $B_\varphi$ est plus intense au niveau du nez de la gaine pour le cas *thick2* tandis que le cas *thin2* ne montre pas d'augmentation très forte de $B_\varphi$ dans la gaine. Ces différences entre les composantes du champ magnétique viennent probablement de l'angle de rotation séparant les 2 tubes, comme nous allons l'expliciter après.

### 4.3.3 Éjecta magnétique

Afin de localiser le tube de flux, il serait pratique d'utiliser les composantes du champ magnétique. On sait que si l'axe du tube de flux est contenu dans le plan équatorial, alors $B_\theta$ subit une inversion de part et d'autre du tube de flux. Ainsi, le cœur du tube de flux est marqué par $B_\theta = 0$ dans le plan équatorial (et $B_\mathrm{r} = 0$ dans le plan méridien). Cependant, ceci serait valide si l'axe des tubes de flux était dans le plan équatorial, ce qui n'est pas le cas ici des deux séries de tubes.

Les coupes des composantes $B_\theta$ et $B_\varphi$ présentent des différences entre les cas *thins* et les cas *thicks*. Ces différences ont déjà été observées dans la section 4.2 quand la structure magnétique est proche du Soleil (< 30 $R_\odot$). Ces dernières sont toujours observables quand la structure est vers 100 ou 200 $R_\odot$comme on peut le voir sur les figures 4.6 et 4.7.

On observe dans la coupe de $V$ pour le cas *thick* ce que nous appelons des *pieds de vitesses*. Ce sont des régions de fortes vitesses (≈à la vitesse de la structure) qui se trouvent

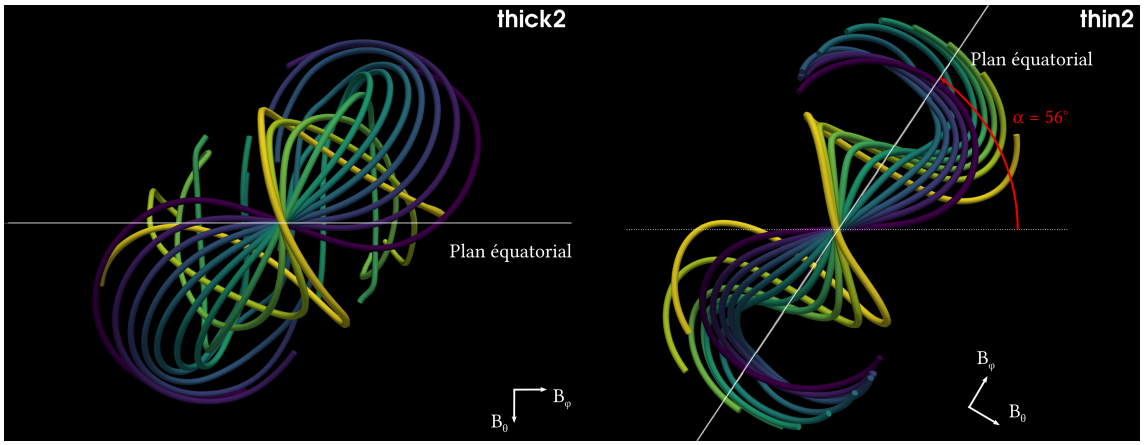
dans le sillage du tube. Ces pieds sont visibles pour les cas *thicks* mais sont très légèrement présents dans les cas *thins*. L'amplitude de la vitesse dans ces pieds est plus importante pour les initialisations de TDm avec un champ magnétique élevé. Seul le cas *thin3* présente des pieds de vitesse dans la série des cas *thins*. Ces régions de fortes vitesses radiales sont peu étendues dans l'espace comme on peut le voir dans la figure 4.7a. On atteint dans ces régions des valeurs de pression plus basses d'une dizaine d'ordres de grandeur que la pression du vent solaire, or le schéma numérique ne supporte pas autant d'ordres de grandeur. Ceci fait que lors de la conversion des variables conservatives vers les variables primitives on peut obtenir des valeurs de pression négatives. Pour pallier ce problème PLUTO fixe la pression à une valeur seuil de $10^{-12}$ en unité de pression normalisée. Pour les cas présentant les pieds de vitesse, les régions où la valeur seuil est utilisée se situent uniquement dans le sillage de l'ICME. Un travail numérique supplémentaire serait nécessaire pour se débarrasser de ces artefacts. Toutefois, ils ne semblent que très peu influer sur les résultats comme nous allons le voir par la suite.

### 4.3.4 L'orientation des tubes de flux

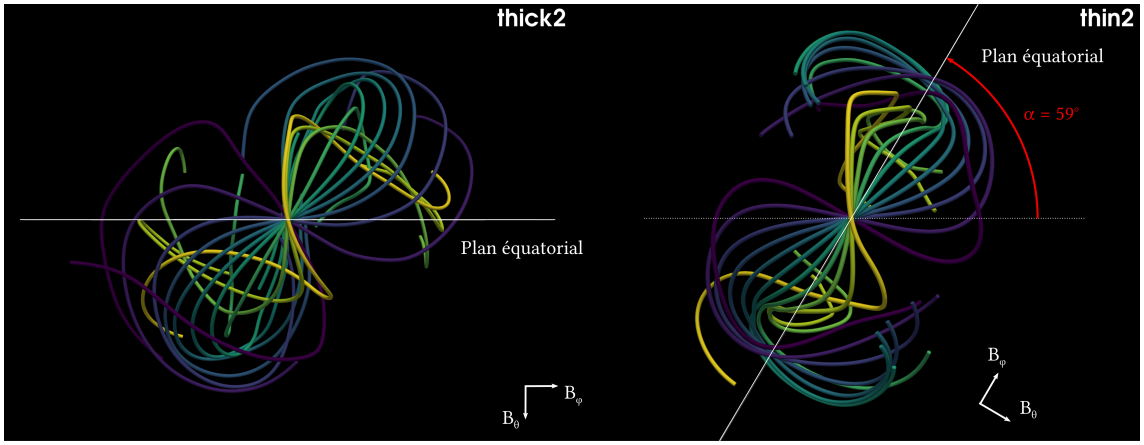
Dans la section qui suit nous allons étudier plus en détail comment évolue le champ magnétique et ses composantes selon une coupe 1D ou bien une traversée synthétique. Or, nous avons montré dans la section 4.2 que les axes des tubes de flux des 2 séries sont inclinés l'un par rapport à l'autre. Ainsi, afin de pouvoir comparer les profils 1D, nous effectuons une rotation des composantes du champ magnétique des cas *thins* afin que pour les deux séries de tubes de flux les composantes de champ magnétique aient la même signification par rapport à la structure magnétique de l'ICME.

La figure 4.9 montre une visualisation du champ magnétique du tube de flux *thin2* et *thick2* à 70 $R_\odot$ (4.9a) et 210 $R_\odot$ (4.9b). Du jaune au bleu foncé les lignes de champs partent de la gaine jusqu'à l'arrière de la structure magnétique.

Sur cette figure, on a appliqué une rotation d'un angle $\alpha$ au cas *thin2* afin qu'il ait la même orientation que le cas *thick2*. On a $\alpha = 56°$ à 70 $R_\odot$ et $59°$ à 210 $R_\odot$. Sachant que ces rotations ont été déterminées à l'œil l'incertitude sur $\alpha$ est typiquement de 3 à 4°. On trouve donc que l'inclinaison relative entre le *thin2* et le *thick2* de Mercure à la Terre est à peu près la même. S'ils tournent, alors ils tournent dans le même sens à ces distances. Cependant, on a vu dans la section 4.2 que jusqu'à 30 $R_\odot$ les 2 tubes ne tournent pas dans le même sens. On interprète alors cela comme suit : du fait de la structure magnétique et thermique du modèle de vent solaire que nous utilisons, on a un mécanisme, qui n'est pas encore complètement compris ici, qui provoque une rotation des éjectas magnétiques simulés dans le sens anti-horaire lors de leur propagation. On observe par exemple cette rotation pour le cas *thick2* durant toute sa propagation.




**(a)** Rotation relative du tube de flux entre le cas *thick2* et *thin2* à 70 $R_\odot$




**(b)** Rotation relative du tube de flux entre le cas *thick2* et *thin2* à 210 $R_\odot$

**Figure 4.9** – Visualisation des lignes de champ magnétique pour les cas *thick2* et *thin2*. Les lignes jaunes sont au niveau de la gaine (vers l'avant) et les bleues vers l'arrière du tube de flux. Une rotation est appliquée sur le cas *thin2* d'un angle $\alpha$ afin de montrer la similarité entre les structures magnétiques de la gaine et du tube de flux des cas *thin2* et *thick2*.

## 4.4 Profils de l'ICME

Dans cette section, nous allons montrer des profils faits à l'apex des tubes de flux des différents cas pour caractériser leurs propriétés physiques. Nous allons d'abord présenter les profils instantanés à différentes distances pour étudier leur évolution dans l'héliosphère et d'autre part nous allons réaliser la traversée de l'ICME simulée par un satellite virtuel et ainsi obtenir les profils *in situ* qu'une sonde obtiendrait avec cette dernière.

On a vu en figure 4.9 que les cas *thick2* et *thin2* présentaient une inclinaison relative l'un par rapport à l'autre. Ceci fait que les composantes du champ magnétique seront très différentes (comme on peut le voir dans les figures 4.6 et 4.7) d'un cas à l'autre alors que la structure magnétique pourrait être similaire. On ne s'attend pas en effet à observer de grandes différences entre les cas *thins* et les cas *thicks* comme nous avons uniquement changé la taille initiale du tube de flux.

Afin de pouvoir comparer les composantes du champ magnétique dans les profils instantanés, nous effectuons la transformation suivante :

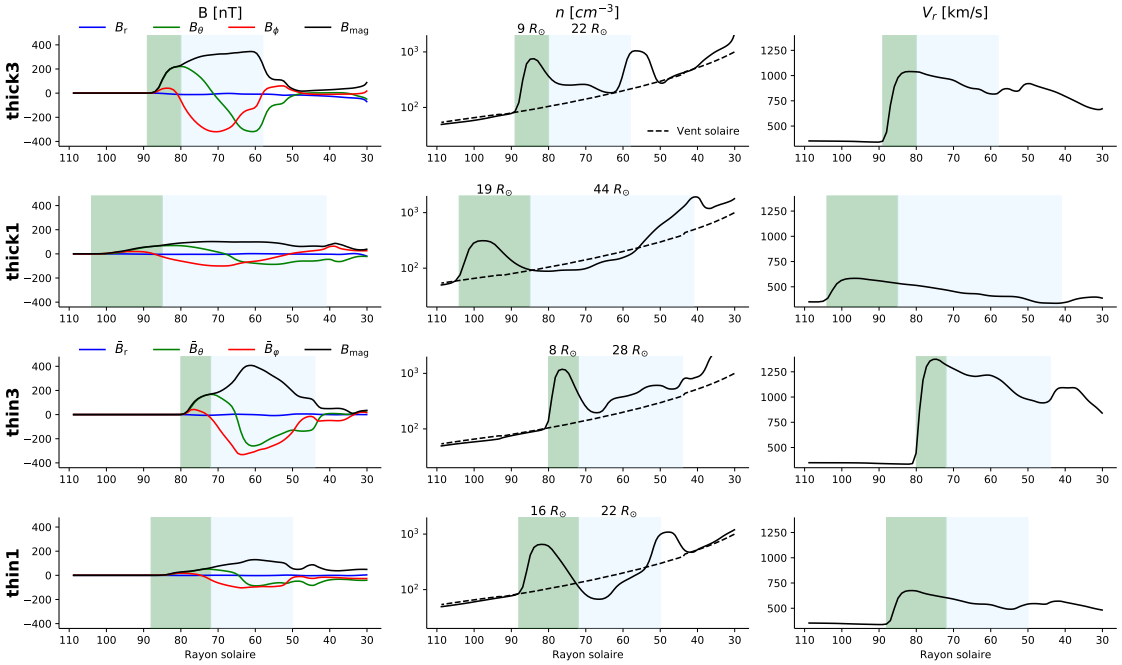
$$\begin{aligned} \bar{B}_\theta &= \cos(\alpha)B_\theta - \sin(\alpha)B_\varphi \\ \bar{B}_\varphi &= \cos(\alpha)B_\varphi + \sin(\alpha)B_\varphi \end{aligned}$$

Le long de cette droite, la composante radiale est inchangée donc $\bar{B}_\mathrm{r} = B_\mathrm{r}$.

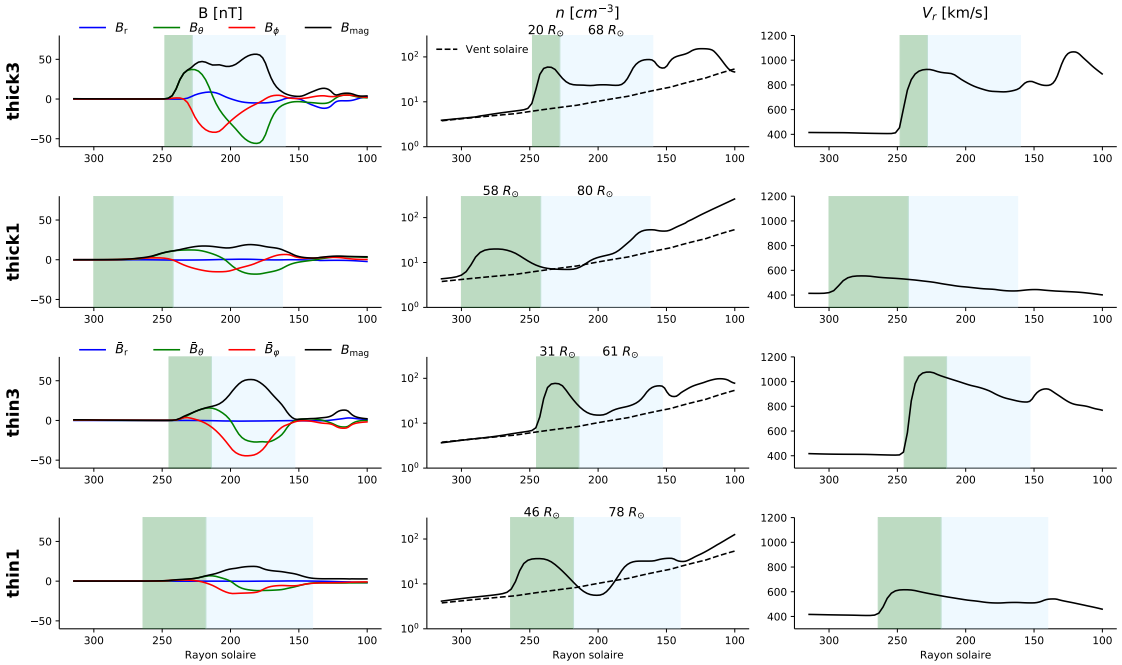
### 4.4.1 Profils instantanés à différentes distances

La figure 4.10 présente des coupes unidimensionnelles pour $\theta = \frac{\pi}{2}$ et $\varphi = \pi$ lorsque le nuage magnétique est au niveau de Mercure (à 70 $R_\odot$, 4.10a) et au niveau de la Terre (à 210 $R_\odot$, 4.10b). L'axe des $x$ correspond à la distance au Soleil $r$ en $R_\odot$, $r$ croît de droite à gauche. Ce choix est fait afin de pouvoir comparer plus facilement aux profils *in situ* et aux figures de la section 4.4.2.

De haut en bas, on trouve les coupes unidimensionnelles de différents paramètres physiques pour les cas *thick3*, *thick1*, *thin3* et enfin *thin1*. Sur la colonne de gauche nous montrons la norme du champ magnétique $B$ et ses composantes ($B_\mathrm{r}$, $\bar{B}_\mathrm{r}$ en bleu, $B_\theta$,$\bar{B}_\theta$ en vert et $B_\varphi$,$\bar{B}_\varphi$ en rouge) en nT. Les composantes du champ magnétique des cas *thin1* et *thin3* sont inclinées de 56° à 70 $R_\odot$ et de 59° à 210 $R_\odot$. Au milieu, nous avons la densité en cm$^{-3}$, les tirets représentent l'évolution radiale du modèle de vent solaire sans ICME et enfin à droite nous avons la vitesse radiale en km/s. Les zones vertes et bleues correspondent respectivement à ce que l'on définirait comme la gaine et à l'éjecta magnétique.




**(a)** Coupes 1D au niveau de Mercure




**(b)** Coupes 1D au niveau de la Terre

**FIGURE 4.10** – Coupes 1D au niveau de Mercure (a) et au niveau de la Terre (b) de la vitesse pour les cas *thin1*, *thin3* et *thick1*, *thick3*. Sur chaque graphique, $r$ croît de droite à gauche. De gauche à droite on trouve le champ magnétique en nT, la densité en cm$^{-3}$ et la vitesse radiale en km/s. La zone bleue correspond à l'éjecta magnétique et la zone verte la gaine.

### Le champ magnétique

Les composantes du champ magnétique nous permettent de repérer où se situe le tube de flux dans ce profil. Comme dans les données *in situ* pour la plupart des ICMEs, nous observons un $B$ plus intense par rapport au champ magnétique du vent solaire. On observe que le champ magnétique est plus intense pour les cas *thin3* et *thick3* (jusqu'à $\approx 400$ nT) que les cas *thick1* et *thin1* (jusqu'à $\approx 100 - 150$ nT). Ceci est attendu puisque ces cas possèdent un champ magnétique plus important à l'initialisation.

L'augmentation de $B$ dans la gaine est plus marquée pour les *thick3* et *thin3*. Ceci est attendu car ces derniers sont les plus rapides comme nous verrons après. La compression des lignes de champ magnétique augmente $B$ lors de la propagation de l'ICME simulée et cette dernière est renforcée lorsque l'ICME est plus rapide.

La composante $B_{\mathrm{r}}$ reste très proche de zéro tout le long de la coupe. Ceci est également attendu puisque nous sommes à $\theta = \frac{\pi}{2}$ et $\varphi = \pi$. Sur cette droite particulière, c'est-à-dire une traversée au niveau du nez avec un paramètre d'impact = 0 (cf. figure 2.2), le tube de flux ne possède pas, en théorie, de champ magnétique radial.

On observe également le retournement de l'une des composantes du champ magnétique dans l'éjecta magnétique, $B_\theta$ (ou $\bar{B}_\theta$) ici. C'est-à-dire, son changement de signe de façon régulière. Ceci est prévu notamment par le modèle de nuage magnétique développé par Lundquist, 1951, ce modèle suppose que la structure magnétique est *force-free* et à symétrie cylindrique.

À partir de ce modèle, certaines études (Lepping et al., 1990 ; Lynch et al., 2003 ; Démoulin et al., 2019) réalisent des ajustements paramétriques afin d'obtenir les paramètres globaux de la structure magnétique. C'est le signe le plus net de la présence d'un nuage magnétique dans les données *in situ* (Burlaga et al., 1981). Cette rotation est nette pour tous les cas présentés dans cette figure. On note cependant une légère asymétrie par rapport à la droite $y = 0$ dans le retournement de $B_\theta$ et $\bar{B}_\theta$ donc pour les cas *thicks* et *thins*. Par exemple, dans les cas *thin3* et *thick3* la composante qui subit le retournement passe de $\approx 200$ nT à $\approx -250$ nT à 70 $R_\odot$. On observe également que la composante $B_\varphi$ ($\bar{B}_\varphi$) est $< 0$ sur à peu près l'ensemble de l'éjecta magnétique (zone bleue) de tous les cas. Il atteint son minimum approximativement quand $B_\theta$ ($\bar{B}_\theta$) = 0. Ceci est également en accord avec le modèle de Lundquist qui prescrit un champ magnétique axial prédominant au cœur de la structure magnétique.

On observe donc un bon accord entre les MEs simulés et le modèle Lundquist qui est aujourd'hui largement utilisée par la communauté pour obtenir les propriétés globales des ICMEs. De plus, on observe que les composantes du champ magnétique évoluent très peu au cours de la propagation entre 70 et 210 $R_\odot$.

### La densité et la vitesse

En regardant le panneau du milieu de la figure 4.10, on peut voir une augmentation de densité très nette pour la partie de l'ICME qui est la plus éloignée du Soleil. Ceci correspond à la gaine qui se forme suite à la compression du plasma du vent solaire exercée par le choc et le nuage qui se propage. La densité dans la gaine est plus forte pour les cas qui se propagent plus rapidement car le phénomène de compression est plus intense.

Uniquement les cas *thick1* et *thin1* présentent un éjecta magnétique qui est sous-dense par rapport au vent solaire (qui apparaît en tirets) tandis que les cas *thin3* et *thick3* possèdent une densité supérieure à celle du vent solaire. Cette baisse de densité est probablement due à une expansion du tube plus marquée pour les cas *thick1* et *thin1*.

Ceci montre donc que les cas *thin1* et *thick1* se sont plus étendus lors de leur propagation que les cas *thick3* et *thin3*. Ces deux derniers cas n'ont donc probablement pas eu le temps de s'étendre et ainsi obtenir un ME moins dense que le vent solaire. On remarque que la sous densité est moins marquée à 210 $R_\odot$ qu'à 70 $R_\odot$, ceci peut s'interpréter par un remplissage de matière de l'éjecta magnétique. Nous avons vu en section 4.2 que la structure magnétique ne restait pas connectée au Soleil. Ainsi le plasma qui est émis par le Soleil peut se retrouver dans le tube de flux, augmentant donc sa densité.

À l'arrière de la structure magnétique on observe une vitesse plus élevée. Lorsque la structure magnétique se propage, elle ouvre les lignes de champs du vent solaire et facilite la propagation d'un vent solaire rapide. Ce dernier rattrape donc le nuage magnétique et s'accumule derrière lui. Cela se manifeste par une augmentation de densité à l'arrière des nuages magnétiques qui est visible sur les courbes. Une accumulation de densité derrière des MCs a été observée dans Rodriguez et al., 2016. Ils suggèrent que l'accumulation de densité est causée par un flot rapide de vent solaire et que cette accumulation peut être renforcée par l'expansion du tube de flux. On observe toutefois que l'intensité du saut de densité à l'arrière de la structure décroît avec la distance, ce à quoi on peut s'attendre avec la baisse de pression lorsque l'on s'éloigne du Soleil.

### La taille du tube de flux

La taille du nuage durant sa propagation est régie par l'équilibre de pression qui existe entre la pression du vent solaire qui tend à compresser le tube et la pression magnétique au cœur du tube qui tend à l'étendre. La pression du vent solaire décroît avec la distance, ainsi la taille du nuage magnétique va augmenter avec la distance.

Dans les panneaux centraux de la figure 4.10 (la densité), nous indiquons au-dessus de chaque région la taille en $R_\odot$. Elles sont également reportées dans la table 4.3.

Alors que les MEs des cas *thick3*, *thin3* et *thin1* ont respectivement une taille de 22, 28 et 22 $R_\odot$, le cas *thick1* possède une taille presque 2 fois supérieure aux autres avec une largeur de 44 $R_\odot$ à 70 $R_\odot$. Ce facteur 2 n'est cependant plus présent plus tard dans la

| cas | Mercure (70 $R_\odot$) | | | | Terre (210 $R_\odot$) | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | *thin1* | *thin3* | *thick1* | *thick3* | *thin1* | *thin3* | *thick1* | *thick3* |
| Taille ME [$R_\odot$] | 22 | 28 | 44 | 22 | 78 | 61 | 80 | 68 |
| Taille gaine [$R_\odot$] | 16 | 8 | 19 | 9 | 46 | 31 | 58 | 20 |

**TABLE 4.3** – Taille du ME et de la gaine pour les différents cas de la figure 4.10 à 70 et 210 $R_\odot$

propagation, les tailles des MEs sont plus homogènes entre toutes les séries. Pour une même série, on observe également que le cas le plus rapide possède un ME qui est plus petit.

On remarque également que dans une même série un tube plus rapide possède une gaine plus petite, à cause de la compression exercée par le tube de flux magnétique sur le plasma de la gaine. Ceci s'observe notamment par la densité qui est également plus élevée au cœur des gaines des événements plus rapides. On trouve par exemple une densité de $\approx 59$ cm$^{-3}$ pour la gaine du *thin3* et de $\approx 20$ cm$^{-3}$ pour le cas *thin1*, soit un facteur d'environ 3 entre les deux.

Les études Bothmer et Schwenn, 1997 ; Liu et al., 2005 ; Gulisano et al., 2010 déduisent des mesures *in situ* (entre autres) des lois d'évolutions de la taille du tube de flux en fonction de la distance. En ajustant une loi de puissance de la forme $D = AR^\alpha$ avec $D$ la taille du tube de flux, $R$ la distance au Soleil et $A$ une constante sur les données ils obtiennent que $\alpha = 0.8$ (Bothmer et Schwenn, 1997), 0.92 (Liu et al., 2005) et 0.78 (Gulisano et al., 2010). On compare dans la table 4.3 l'évolution de la taille dans la simulation numérique et selon les lois mentionnées précédemment. Les deux premières colonnes rappellent les valeurs de tailles que l'on mesure à 70 et 210 $R_\odot$ dans la table 4.4, tandis que les 3 colonnes de droite montrent la taille que devrait avoir le tube de flux à 210 $R_\odot$, en utilisant la loi d'évolution des différentes études sur sa taille à 70 $R_\odot$. Les tailles à 210 $R_\odot$ sont obtenues avec la formule suivante :

$$D_{\text{Terre}} = D_{\text{Mercure}} \left( \frac{R_{\text{Terre}}}{R_{\text{Mercure}}} \right)^\alpha \tag{4.1}$$

Avec $D_{\text{Terre}}$ et $D_{\text{Mercure}}$ les tailles du tube de flux au niveau de la Terre et de Mercure et $R_{\text{Terre}}$ et $R_{\text{Mercure}}$ les positions approximatives en ua de la Terre et de Mercure , soit 1 et 0.3 respectivement. $\alpha$ est la pente de la loi d'évolution de la taille du ME dans l'espace log-log.

Aucun des 3 modèles d'évolution de taille n'arrive à estimer correctement la taille du *thick1* que l'on obtient. On mesure 80 $R_\odot$ alors que les modèles prédisent au moins 112 $R_\odot$. Les autres cas cependant montrent un meilleur accord avec les différents modèles, en particulier avec celui de Liu et al., 2005.

Si le tube de flux est en équilibre avec le milieu environnant, alors sa taille à une posi-

| Taille ME [$R_\odot$] selon | 70 $R_\odot$ PLUTO | | 210 $R_\odot$ Bothmer et Schwenn, 1997 | Liu et al., 2005 | Gulisano et al., 2010 |
|---|---|---|---|---|---|
| *thick3* | 22 | 68 | 58 | 67 | 56 |
| *thick1* | 44 | 80 | 115 | 133 | 112 |
| *thin3* | 28 | 61 | 73 | 85 | 71 |
| *thin1* | 22 | 78 | 58 | 67 | 56 |

**Table 4.4** – Évolution de la taille du ME entre 70 $R_\odot$ et 210 $R_\odot$ dans la simulation et selon des modèles issus d'observations.

tion donnée dans l'héliosphère est donnée par l'équilibre de pression entre la structure magnétique et le vent solaire. Cependant, il se peut que des nuages magnétiques se propagent trop rapidement pour être en équilibre avec le vent solaire (Masías-Meza et al., 2016 ; Janvier et al., 2019 ; Regnault et al., 2020). Ainsi la vitesse de propagation du nuage magnétique a son importance sur sa taille à un endroit donné de l'espace. On peut notamment voir que le tube de flux le plus grand (44 $R_\odot$ à Mercure et 80 $R_\odot$ à la Terre), le *thick1*, est le cas le plus lent. Il se propage à 550 km/s contre 620 km/s pour le *thin1*, deuxième cas le plus lent qui lui mesure 22 $R_\odot$ à Mercure et 78 $R_\odot$ à la Terre.

### 4.4.2 Traversées synthétiques

Nous venons de décrire l'évolution des propriétés du tube de flux par le biais de profils instantanés à 70 et 210 $R_\odot$.

Dans cette section, nous allons confronter les résultats des simulations avec les mesures *in situ* réalisées par les instruments à bord de sondes interplanétaires.

Les coupes présentées dans la section 4.4.1 permettent de caractériser le nuage magnétique à un instant donné. Cependant, lors de la traversée d'une sonde planétaire avec un nuage magnétique (d'une durée typique de 1 à 2 jours), ce dernier a le temps d'évoluer. Les profils *in situ* obtenus par les sondes spatiales mélangent donc une information spatiale et temporelle du nuage magnétique qu'elles traversent. Le tube de flux est affecté par ce que l'on appelle l'effet de vieillissement (ou *l'aging effect* en anglais, voir section 2.1.1 pour plus de détail). Dans cette section, nous allons donc positionner des satellites virtuels dans les simulations afin d'imiter les conditions réelles d'observations et de prendre en compte l'évolution spatio-temporelle des structures.

Nous allons ensuite comparer ces profils aux profils obtenus dans les différentes catégories d'ICMEs construites dans l'étude Regnault et al., 2020. Les différents cas des séries de tubes de flux *thins* et *thicks* seront notamment comparés aux catégories d'ICMEs low $\Delta v$, medium $\Delta v$ et high $\Delta v$. On pourra considérer que les différences entre les cas lents et rapides (en absolu) de cette étude sont les mêmes qu'entre les ICMEs low $\Delta v$ et high $\Delta v$ de l'étude Regnault et al., 2020. En effet, tous les tubes de flux simulés se propagent dans le même vent solaire, ce qui est un avantage de la simulation numérique.

Les figures 4.11 et 4.12 montrent les profils *in situ* qu'aurait obtenu un instrument s'il avait été au niveau de Mercure (70 $R_\odot$, 4.11a pour les cas *thicks* et 4.11b pour les cas *thins*) ou au niveau de la Terre (210 $R_\odot$, 4.12a pour les cas *thicks* et 4.12b pour les cas *thins*) dans la simulation numérique. De haut en bas, il y a la norme du vecteur $\mathbf{B}$ et ses composantes (selon le même code couleur que la figure 4.10) en nT afin de pouvoir comparer directement aux mesures *in situ* présentées dans la section 2.5, l'amplitude de la vitesse en km/s, et la densité en cm$^{-3}$. La zone verte correspond à la gaine et la zone bleue correspond à l'éjecta magnétique. Ces zones sont définies en utilisant les critères décrits dans la section 2.1.1.

### Gaine

Le début de la gaine est marqué par une augmentation rapide de $B$, $V$ et $n$. On peut voir que les cas les plus rapides (*thick3* et *thin3*) ont une densité plus importante dans la gaine. L'accumulation de plasma du vent solaire est renforcée pour une vitesse plus grande. Le maximum de densité est de 45 cm$^{-3}$ et une vitesse maximum de 600 km/s dans la gaine du cas *thick1* tandis que pour le cas *thick2*, qui se déplace plus rapidement que le cas *thick2*, on a 75 cm$^{-3}$ et 950 km/s au niveau de la Terre.

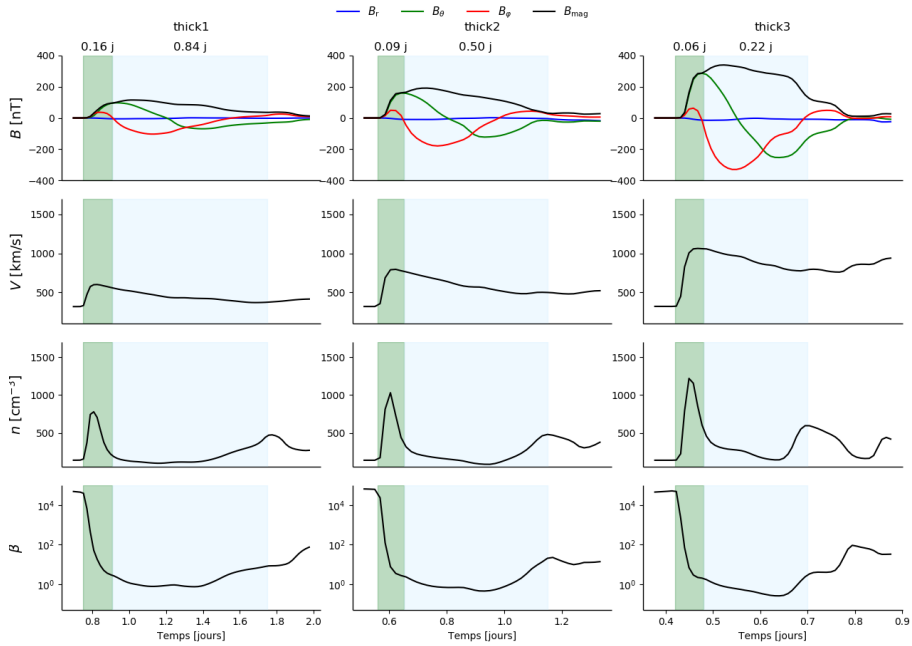
Ceci ne correspond pas à ce que l'on trouve dans l'étude Regnault et al., 2020. En effet, on trouve dans cette étude que le rapport de densité de la gaine à celle du vent solaire, pour le profil le plus probable, est indépendant de la vitesse relative de l'ICME avec son environnement.

Toutefois, on explique dans cette étude que l'indépendance de la densité de la gaine à la vitesse est probablement dû au fait que des ICMEs low $\Delta v$ ont pu être rapides au début de leur propagation puis ont été ralenties par des régions de plasma plus denses durant leur propagation. Cependant, le profil moyen et médian de la gaine montre une plus grande densité pour les ICMEs high $\Delta v$. Ceci montre que la gaine des ICMEs high $\Delta v$ est plus souvent plus dense que les low $\Delta v$.

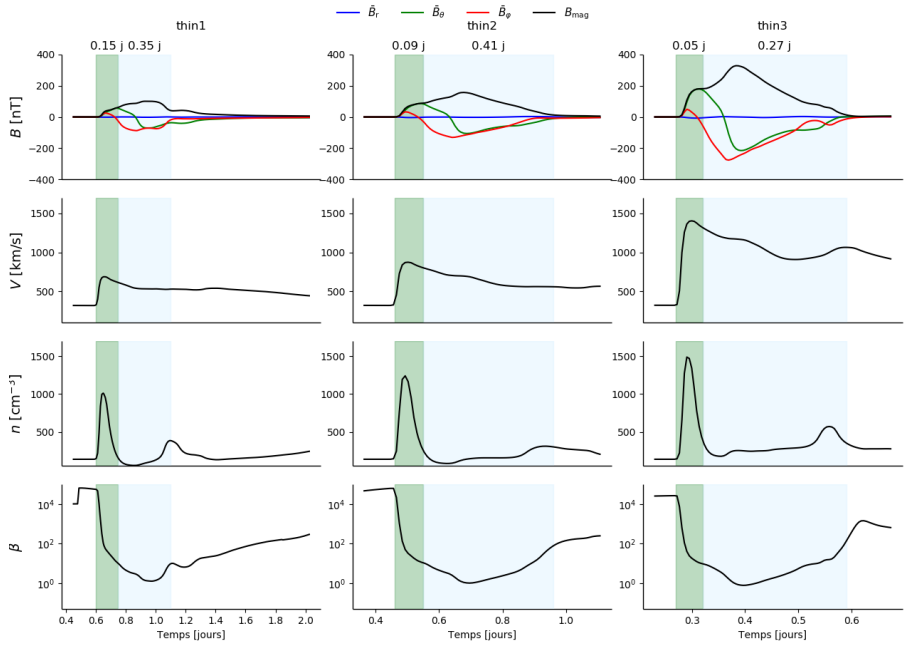
En comparant les figures 4.11 et 4.12, on peut voir que la pente selon laquelle $B$, $V$ et $\rho$ augmentent (dans la zone du choc) est plus faible au niveau de la Terre qu'au niveau de Mercure. Ceci montre une diffusion du choc au cours de la propagation. Ceci peut être expliqué par le solveur HLL que nous avons choisi qui est assez diffusif. De plus, au niveau de la Terre, du fait de l'évolution logarithmique (voir section 3.2.1), la taille radiale des cellules augmente avec la distance. Ceci facilite donc la diffusion numérique.

### Ejecta magnétique

On reprend dans ces figures la notion d'éjecta magnétique qui a été définie dans la section 2.1.1. Cette région correspond à une région où $B$ et $V$ sont plus intenses que dans le vent solaire. On observe également une décroissance monotone de $V$ et une faible densité dans le ME provoquées par l'expansion du tube. Comme dans les coupes 1D, on observe le retournement de $B_\theta$ ($\bar{B}_\theta$) dans les traversées synthétiques.

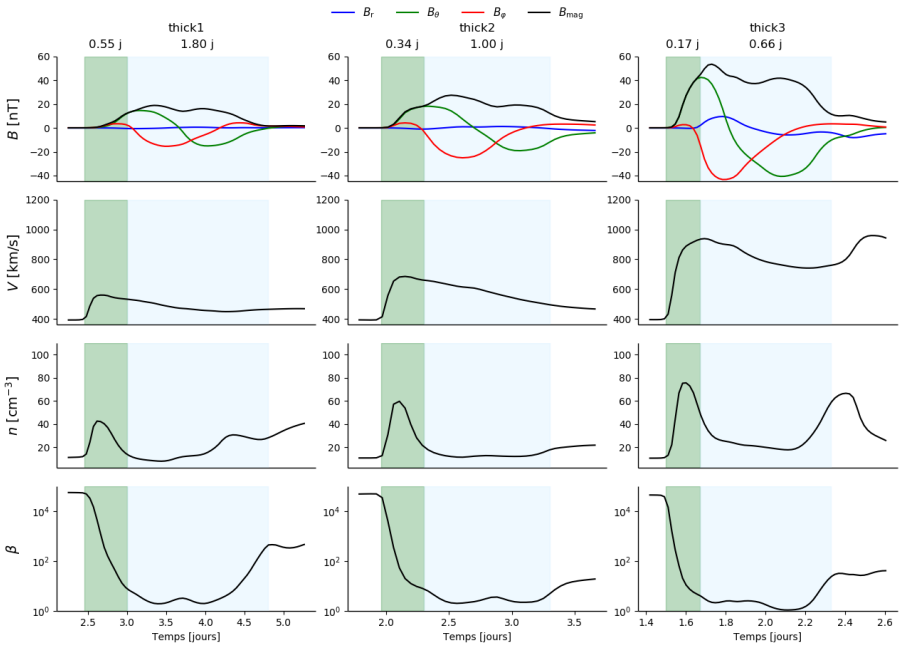



**(a)** Traversées synthétiques des cas *thicks*

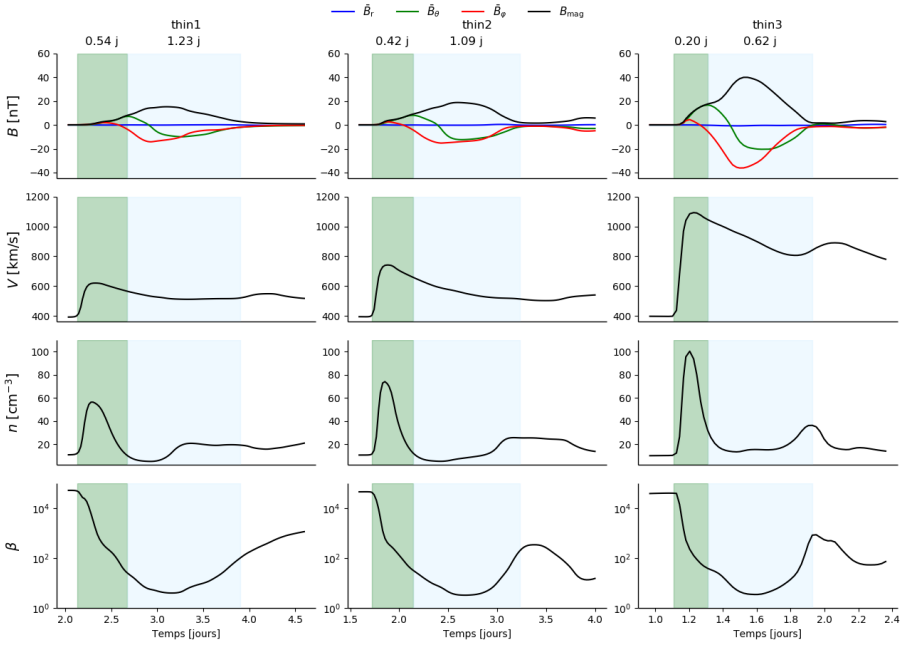



**(b)** Traversées synthétiques des cas *thins*

**FIGURE 4.11** – Traversées synthétiques au niveau de Mercure (70 $R_\odot$) des cas *thicks* (a) et des cas *thins* (b). De haut en bas, on trouve l'amplitude de $B$ en nT, $V$ en km/s, $n$ en cm$^{-3}$et $\beta$. Les zones vertes correspondent la gaine et les zones bleues correspondent à l'éjecta magnétique. Au-dessus de chaque zone colorée la durée en jours de la région en question est affichée.




**(a)** Traversées synthétiques pour les cas *thicks*




**(b)** Traversées synthétiques pour les cas *thins*

**FIGURE 4.12** – Traversées synthétiques au niveau de la Terre (210 $R_\odot$) des cas *thicks* (a) et des cas *thins* (b). Les paramètres physiques et le code couleur sont les mêmes que dans la figure 4.11.

Le champ magnétique du ME atteint une valeur max de 150, 190 et 350 nT pour les cas *thin1*, *thin2* et *thin3* au niveau de Mercure. Ceci est assez élevé comparé au profil moyen et médian de $B$ au niveau de Mercure dont le maximum est vers 60 nT (figure 3 de Janvier et al., 2019).

Les profils les plus probables au niveau de la Terre qui ont été obtenus dans l'étude Regnault et al., 2020 montrent un champ magnétique maximal pour le profil le plus probable vers 12 nT alors que les tubes de flux atteignent jusqu'à 50 nT pour le cas *thick3*. Les cas *thick1* et *thin1* possèdent un champ magnétique qui est plus proche de la valeur la plus probable. Pour ces deux cas on atteint au maximum $B \approx 20$ nT. Ce $B$ au niveau de la Terre n'est pourtant pas complètement déraisonnable. En effet, le "Bastille Day Event", une des ICME les plus intenses jamais observées depuis les premières mesures *in situ* dans l'espace, possédait un $B \approx 50$ nT (Török et al., 2018).

De plus, nous verrons dans la section 4.6 qu'en comparant le $B$ de l'ensemble des cas de cette étude avec les mesures de $B$ des ICMEs rencontrées par des sondes interplanétaire à différentes distances du Soleil, nous trouvons que le $B$ des six simulations se situent dans la gamme des observations.

Dans la section 4.2, nous avons vu que le cas *thin3* avait une vitesse qui était élevée par rapport aux CMEs typiques que l'on observait, cet événement reste rapide par rapport profils de $V$ que nous avons dans les données *in situ*. Dans la simulation, nous avons 1100 km/s alors que le profil moyen atteint 500 km/s dans Regnault et al., 2020. Cette différence peut s'expliquer par le fait qu'il s'agît ici d'un cas assez extrême. Il est donc attendu qu'il ne corresponde pas aux propriétés moyennes. Des cas plus raisonnables comme les *thick1* et *thin1* montrent des vitesses qui sont plus proches des observations. En effet, on a $V \approx 650$ et $600$ km/s pour les cas *thin1* et *thick1* respectivement.

On peut voir également que le paramètre plasma $\beta$ baisse au début de la gaine et remonte à la fin du ME sans pour autant revenir à sa valeur initiale. Ce dernier baisse de 3-4 ordres de grandeur dans le ME de tous les cas de cette étude au niveau de Mercure et au niveau de la Terre. Ceci montre que le champ magnétique est plus dominant dans l'éjecta magnétique.

Le $\beta$ du modèle de vent solaire simulé est élevé par rapport au $\beta$ que l'on mesure dans le vent solaire ($\beta \approx 10^0 - 10^1$, Nieves-Chinchilla et al., 2018 ; Masías-Meza et al., 2016). Ceci est provoqué par le modèle thermodynamique du vent solaire que nous utilisons. Avec un indice adiabatique $\gamma$ à 1.05 on est très proche d'avoir une couronne isotherme. On a donc un chauffage très fort dans l'ensemble de la couronne ce qui augmente donc la pression thermique et par conséquent la valeur de $\beta$. Afin d'améliorer l'aspect thermique des simulations on pourrait par exemple utiliser le modèle de vent solaire présentée dans Réville et al., 2018. Il s'agît d'un modèle avec $\gamma$ = 5/3 et dont le chauffage du vent est provoqué par les ondes d'Alfvèn.

On peut également voir que la durée relative du ME correspond bien à la durée que l'on observe dans les données *in situ*. Le tableau 4.5 montre le rapport $P = \frac{\text{durée ME}}{\text{durée gaine}}$ pour tous les cas au niveau de Mercure et de la Terre.

| cas | *thin1* | *thin2* | *thin3* | *thick1* | *thick2* | *thick3* | Janvier et al., 2019 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $P$ (70 $R_\odot$) | 2.3 | 4.6 | 3.6 | 5.3 | 5.6 | 5.4 | 3 |
| $P$ (210 $R_\odot$) | 2.3 | 2.6 | 3.1 | 3.3 | 2.94 | 3.8 | 1.5 |

**Table 4.5** – Taille du tube de flux pour les différents cas de la figure 4.10 à 70 et 210 $R_\odot$. La colonne la plus à droite montre la durée médiane de la durée des ICMEs observée dans Janvier et al., 2019.

Dans la section 2.2.1, nous trouvons que la durée relative du ME par rapport à la gaine se situe typiquement entre 1.5 et 3.5. On trouve alors un bon rapport de durée dans les simulations, en effet on a $P \in [1.5 - 3.8]$. On remarque cependant d'une part que la distribution de $P$ est beaucoup plus étendue au niveau de Mercure et d'autre par que, pour tous les cas de Mercure à la Terre, la gaine s'étend plus que le ME. Nous l'observons par le fait que $P$ décroit pour tous les cas, sauf pour le cas *thin1*.

L'étude Janvier et al., 2019, trouve $P = 3$ au niveau de Mercure et $P = 1.5$ au niveau de la Terre. Ils observent donc également une augmentation de la taille de la gaine relativement à la taille du ME.

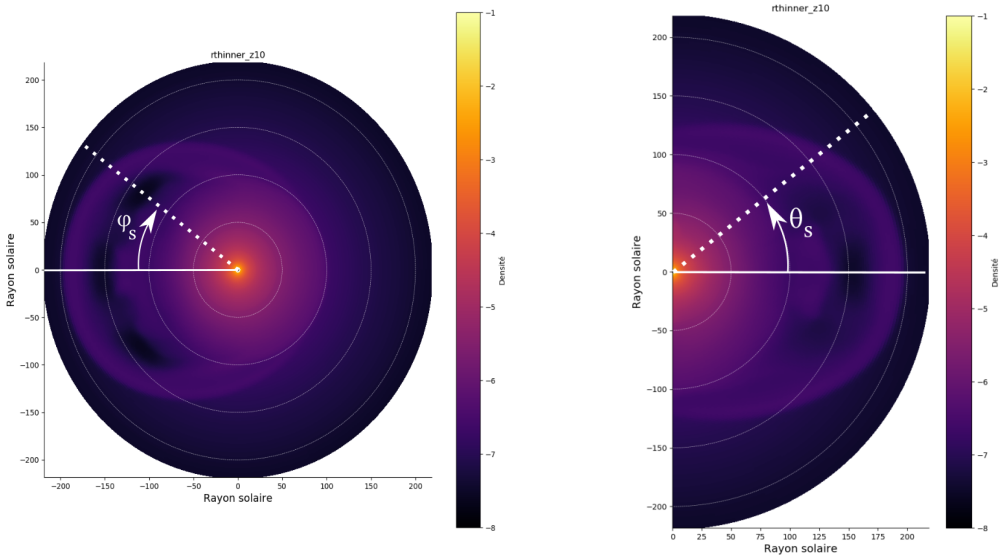
#### Le sillage

L'accumulation de densité à l'arrière du ME est plus forte pour les cas les plus rapide. On observe par exemple une densité d'environ 70 cm$^{-3}$ à l'arrière du ME pour le cas *thin3* contre 40 cm$^{-3}$ à pour le cas *thin1*. On observe également que la densité est plus forte à l'arrière du cas *thick3* que le *thick1*. Cependant, la présence des pieds de vitesse à l'arrière des tubes *thicks* pourraient également causer cette accumulation de densité. C'est une région du vent solaire que nous simulons dans laquelle nous ne pouvons par tirer beaucoup de conclusion.

## 4.5 Effet de la trajectoire du satellite

Dans cette section, nous allons étudier l'effet de la position du satellite par rapport à l'ICME sur les traversées synthétiques que nous obtenons. L'effet sur la présence ou non de la signature d'un nuage magnétique dans les composantes de $B$ nous intéresse tout particulièrement. C'est pour cela que nous décidons de nous concentrer sur le cas *thick1* puisque les traversées synthétiques de ces cas montrent une rotation très claire de la composante $B_\theta$. Nous prenons le cas 1, car c'est le cas dont les pieds de vitesses sont les plus faibles.

On définit l'angle $\theta_s$ ($\varphi_s$) comme l'angle entre la position de la sonde dans le plan équatorial (méridional) et le nez de la structure. Ces deux angles sont illustrés dans la figure




**(a)** Plan méridien **(b)** Plan équatorial

**Figure 4.13** – Schéma montrant la définition de $\theta_s$ et $\varphi_s$ dans le plan équatorial et méridional respectivement.

4.13 avec à gauche une coupe équatoriale et à droite une coupe méridienne. On se place dans toute cette étude à une distance de 210 $R_\odot$.

Dans toute cette section, nous allons donc étudier l'effet de la position dans le plan méridien et équatorial. Cela signifie que nous ne nous déplaçons pas dans le plan de la structure magnétique. Cette étude est une première approche de la problématique de l'effet de la trajectoire de la sonde à travers l'ICME et montre déjà des résultats intéressants.

### 4.5.1 Effet de la position dans le plan méridien

La figure 4.15 montre l'évolution de la traversée synthétique en faisant varier l'angle de la sonde simulée dans le plan méridien ($\varphi = \pi$). De haut en bas on a $B_r$, $B_\theta$ et $B_\varphi$ en nT, $V$ en km/s et $n$ en cm$^{-3}$. Les différentes couleurs correspondent aux 4 angles $\theta_s$ du satellite. Pour $\theta_s$= 0, 10, 20 et 30° on a la courbe rouge, orange, jaune et verte respectivement. L'axe des $x$ montre le temps en jours depuis l'insertion du tube à la surface du Soleil.

On observe le retournement sur la composante $B_\theta$ même pour $\theta_s = 30°$. Par contre, on n'observe plus de région de $B_\varphi < 0$ pour $\theta_s \geq 20°$. Sachant que c'est un signe récurrent dans l'éjecta magnétique (voir figures 4.10, 4.11 et 4.12), cela voudrait donc dire que nous nous éloignons du tube de flux. Même si le tube de flux est incliné par rapport à l'équateur, en s'éloignant du plan équatorial, nous nous éloignons également du cœur du tube de flux.

On observe pour tous les angles $\theta_s$ un éjecta magnétique où la densité est $\approx 10$ cm$^{-3}$. On trouve également que les profils de vitesse se superposent tous. La vitesse suit une droite monotone décroissante comme attendu à cause de l'expansion du tube de flux, tant que $\theta_s < 30°$. En effet, le profil de vitesse pour $\theta_s = 30°$ suit une droite de pente nulle. Les propriétés plasmas semblent donc peu affectées par l'angle $\theta_s$ tant que ce dernier est $\leq 20°$.

Dans Regnault et al., 2020, on observe également que les ICMEs avec ou sans signatures de MC possèdent des profils de paramètres plasmas similaires. On suggère donc que la distribution des paramètres plasma à l'intérieur du tube de flux du MC est homogène. Ainsi, une ICME sans signatures de MC est probablement une ICME dont la trajectoire de la sonde à travers cette dernière ne permet pas d'observer ces signatures (cf. 2.1.1 pour plus de détails). L'analyse des simulations réalisées dans le cadre de cette thèse tend donc à confirmer cette hypothèse.

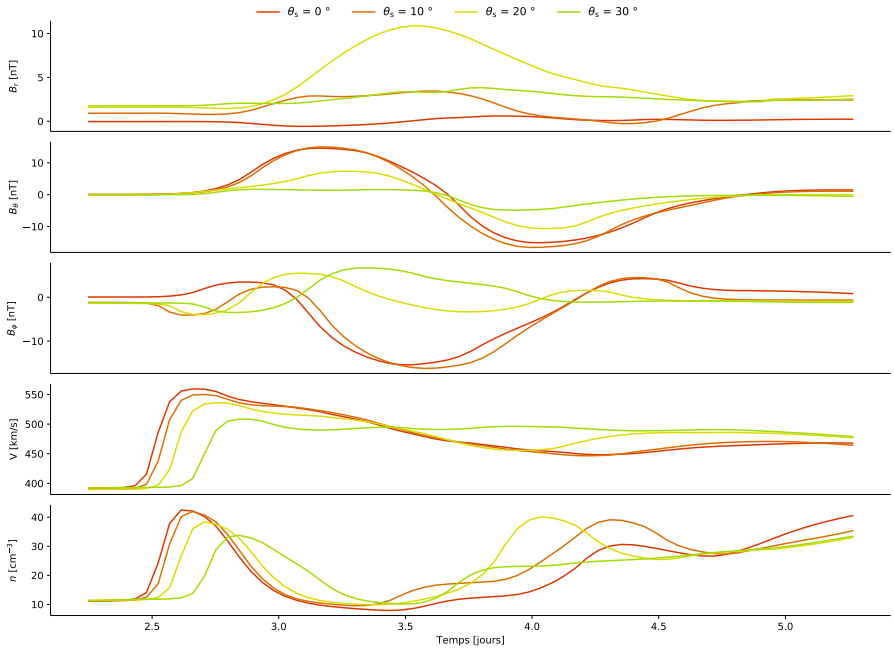



**Figure 4.14** – De haut en bas : traversées synthétiques pour $B_r$, $B_\theta$ et $B_\varphi$ en nT, $V$ en km/s et $n$ en cm$^{-3}$pour le cas *thick1*. La couleur indique la distance angulaire dans le plan équatorial comme détaillé par la légende en haut.

### 4.5.2 Effet de la position dans le plan équatorial

Dans cette section, nous allons voir comment l'angle de la sonde dans le plan méridien affecte les traversées synthétiques du tube *thick1*.

La figure 4.15 présente les mêmes paramètres physiques que la figure 4.14 avec le même code couleur, mais cette fois-ci en faisant varier l'angle $\varphi_s$, c'est-à-dire l'angle de la sonde dans le plan équatorial ($\theta = \frac{\pi}{2}$).

La courbe rouge correspond donc à ce que l'on observe dans la figure 4.12. On peut voir que le retournement de $B_\theta$ est visible pour $\varphi_\mathrm{s} \leq 20$. En effet, pour $\varphi_\mathrm{s} = 0°$ $B_\theta$ passe de 15 à -13 nT tandis que pour $\varphi_\mathrm{s} = 20°$ $B_\theta$ passe de 3 nT à -4 nT.

La zone où $B_\varphi < 0$ se réduit également, montrant que l'on traverse une portion de plus en plus réduite du tube de flux. Ceci est provoqué par le fait que le tube n'est pas dans le plan de l'équateur, comme détaillé dans la section 4.3.4. Dès lors que nous nous éloignons du nez de la structure, tout en restant dans le plan de l'équateur, nous nous éloignons du cœur de la structure, comme en témoigne le $B_\mathrm{r}$ qui est non nul. Si on était parfaitement dans le plan contenant l'axe du tube de flux, alors $B_\mathrm{r}$ serait en théorie égal à 0 pour tout angle dans ce plan.

On observe également que le minimum de $B_\varphi$, indiquant la position du cœur du tube (voir 4.6.1), est de plus en plus tard pour $\varphi_\mathrm{s}$ plus grand. De la même façon le choc apparaît plus tard en fonction de $\varphi_\mathrm{s}$. Par exemple, la gaine atteint 210 $R_\odot$au bout de 2.5 jours de propagation lors $\varphi_\mathrm{s} = 0°$ contre 3 jours pour $\varphi_\mathrm{s} = 30°$. Ceci vient de la forme de l'ellipse décrivant le front de l'ICME associée au tube de flux *thin*. Le rapport $a_\mathrm{gaine}/b_\mathrm{gaine} > 1$ signifie qu'en s'écartant du nez de la structure en restant sur le cercle de rayon $R_\odot$, la gaine apparaîtra plus tard. La gaine apparaîtrait plus tôt si $a_\mathrm{gaine}/b_\mathrm{gaine} < 1$.

On observe également que la vitesse et la densité dans la gaine baissent quand $\varphi_\mathrm{s}$ augmente. C'est en accord avec la baisse d'augmentation de densité par rapport au vent solaire dans les ailes de la gaine que l'observe dans la figure 4.8. De plus, la gaine s'élargit quand $\varphi_\mathrm{s}$ augmente. Ceci s'explique par la trajectoire de la sonde à travers la gaine qui n'est plus normale au choc en amont de cette dernière mais en biais. La sonde met donc plus de temps à traverser complètement la gaine sur toute son épaisseur.

## 4.6 Évolution du tube de flux durant sa propagation

### 4.6.1 Suivre le tube de flux

Dans cette section, nous allons discuter de l'évolution des paramètres physiques au cœur du tube de flux au cours de sa propagation dans l'héliosphère simulée. Pour ce faire, j'ai développé un outil qui permet de localiser le tube de flux et sa gaine à chaque pas de temps de façon automatique. La figure 4.16 montre un exemple de localisation pour le cas *thick2* lorsque le tube de celui-ci se situe vers 150 $R_\odot$.

Le panneau du haut montre $B_\theta$ et $B_\varphi$ en unité du code en fonction de la distance au Soleil en rayon solaire. Afin de trouver la position du cœur du tube de flux on réalise un ajustement gaussien sur $B_\varphi$. Le minimum de cet ajustement donne une bonne première approximation de la position du centre du tube. On cherche ensuite le minimum de $B_\varphi$ au voisinage du minimum de la gaussienne ce qui nous donne la position du cœur du tube, représentée par des tirets bleus. La position de la structure est déterminée à l'œil

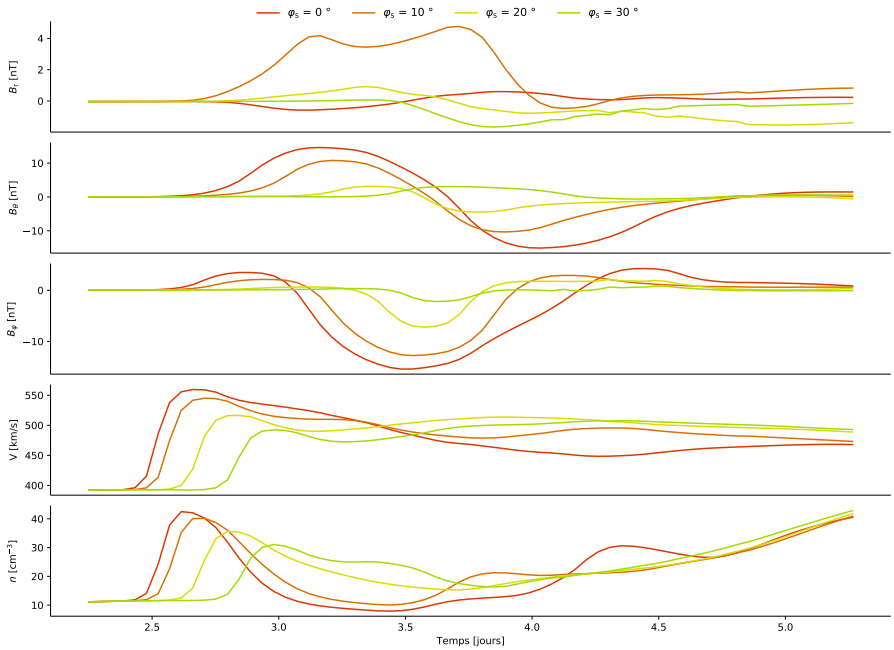



**FIGURE 4.15** – De haut en bas : traversées synthétiques pour $B_\mathrm{r}$, $B_\theta$ et $B_\varphi$ en nT, $V$ en km/s et $n$ en cm$^{-3}$ pour le cas *thick1*. La couleur indique la distance angulaire dans le plan équatoriale comme détaillé par la légende en haut.

une première fois et ensuite l'algorithme de détection est capable de suivre le tube de flux tout le long de la propagation. Les résultats de l'ajustement gaussien servent de valeurs initiales pour l'ajustement du pas de temps suivant. On mesure la vitesse au cœur du tube afin de prédire la position qu'aura le tube au pas de temps suivant afin d'aider l'algorithme d'ajustement.

De plus, grâce aux coupes de densité (panneau du bas) on peut localiser la position de la gaine. Le premier changement de signe de $\frac{\partial \rho}{\partial r}$ dans le sens des $r$ décroissants (de droite à gauche dans cette figure donc) nous permet de localiser son milieu.

### 4.6.2 COMPARAISON AUX OBSERVATIONS

La figure 4.17 présente l'évolution du champ magnétique au cœur de la structure magnétique durant sa propagation en échelle log-log. La position du tube est déterminée en utilisant l'algorithme décrit en section 4.6.1.

Les courbes rouge, orange et jaune représentent respectivement les cas *thin1*, *thin2* et *thin3* tandis que les courbes cyan, bleu et mauve représentent respectivement les cas *thick1*, *thick2* et *thick3*. La courbe en tirets noirs correspond à la loi d'évolution de $B_\mathrm{max}$ qui a été déduite des observations dans l'étude Winslow et al., 2015 à partir des données de MESSENGER et STEREO.

On peut voir que l'évolution de $B$ avec la distance suit une loi de puissance. C'est-à-dire que $B \propto r^\alpha$ avec $r$ la distance au Soleil et $\alpha$ la pente de cette droite en échelle log-log.

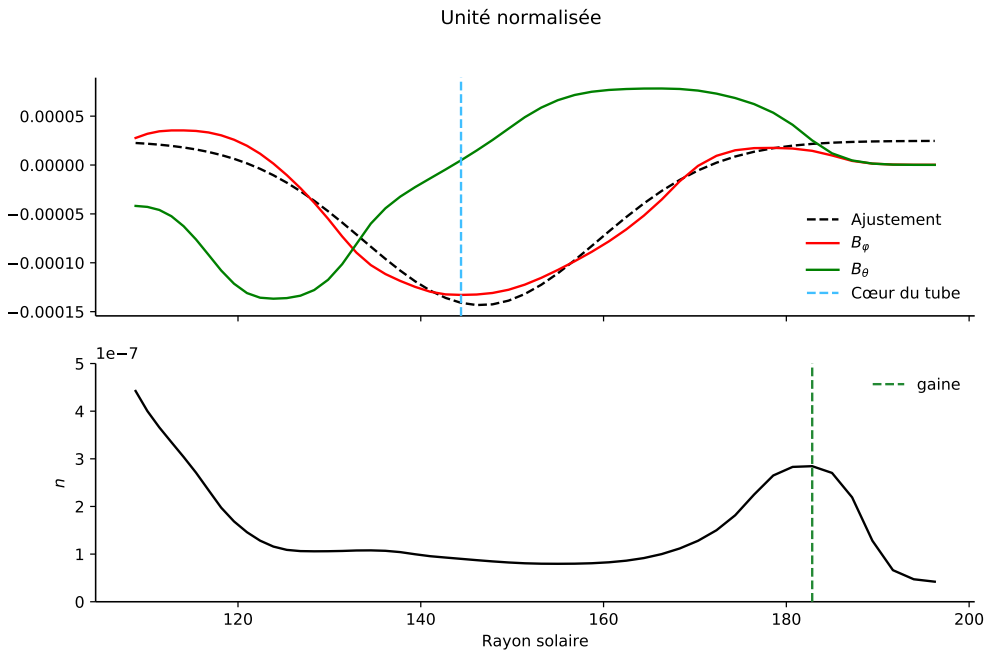



**FIGURE 4.16** – En haut $B_\theta$ et $B_\varphi$ et $n$ en bas en unité normalisée selon une coupe instantanées à l'apex du tube de flux lorsqu'il est à 150 $R_\odot$. L'ajustement gaussien sur $B_\varphi$ apparaît dans le panneau du haut en tirets noir, la position déduite du tube de flux est en tirets bleus. La position de la gaine est marqué par des tirets vert dans le panneau du bas.

Les lois de puissances sont utilisées pour exprimer le champ magnétique des ICMEs en fonction de la distance au Soleil (Wang et al., 2005 ; Leitner et al., 2007 ; Winslow et al., 2015).

On réalise donc une régression linéaire dans l'espace log-log et on obtient une pente $\alpha$ pour chacun des cas de cette étude. L'ensemble de ces pentes est résumé dans la table 4.6.

| cas | *thin1* | *thin2* | *thin3* | *thick1* | *thick2* | *thick3* |
|---|---|---|---|---|---|---|
| $\alpha$ | -1.860 | -2.019 | -2.064 | -1.759 | -1.828 | -1.798 |
| $\Delta\alpha$ | 0.002 | 0.002 | 0.003 | 0.002 | 0.003 | 0.004 |

**TABLE 4.6** – Pentes de la loi d'évolution de $B$ dans l'espace log-log pour les 6 cas de cette étude et leurs incertitudes issus de l'ajustement.

Dans l'étude Winslow et al., 2015, les auteurs trouvent $\alpha_{\mathrm{B}} = -1.89 \pm 0.14$ pour l'évolution de $B_{\mathrm{max}}$ avec la distance. Dans les études Wang et al., 2005 ; Leitner et al., 2007 ; Gulisano et al., 2010, les auteurs trouvent $\alpha_{\mathrm{B}} = -1.5, -1.85$ et $-1.3$ . Le fait que ces études observationnelles n'obtiennent pas le même $\alpha_{\mathrm{B}}$ vient certainement du fait que par exemple Leitner et al., 2007 se concentrent sur les ICME avec les signatures d'un

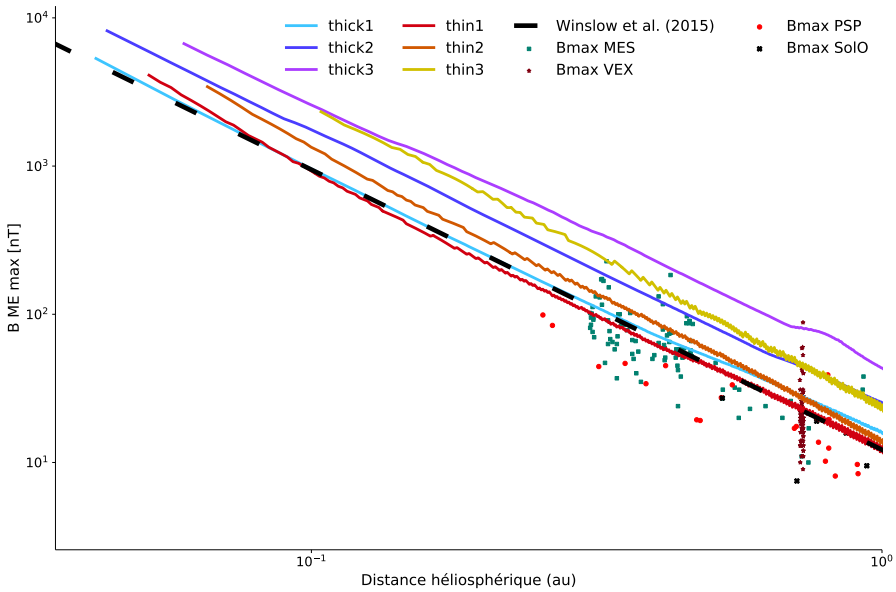



**FIGURE 4.17** – Évolution de champ magnétique en nT en fonction de la distance au Soleil en au pour les six cas de cette étude. Les tirets noirs montrent la loi d'évolution issue de Winslow et al., 2015. On superpose également les $B_{\max}$ mesurés par les sondes MESSENGER (MES) en carrés turquoises, Venus EXpress (VEX) en étoile marrons, Parker Solar Probe (PSP) en cercle rouge et Solar Orbiter (SolO) en croix noires

nuage magnétique tandis que Wang et al., 2005 se concentrent sur les régions du vent solaire avec un $T_{\mathrm{p}}$ deux fois plus faible que la température attendue vent solaire (voir Richardson et Cane, 1995) qui inclus donc des ICMEs avec des MCs mais majoritairement des ICMEs sans MCs.

L'évolution du $B$ des tubes de flux *thins* et *thicks* dans la simulation PLUTO est en bon accord avec le $\alpha_{\mathrm{B}}$ issu de Winslow et al., 2015 et Gulisano et al., 2010. Nous avons $\alpha \in [-1.75, -2.06]$. L'évolution du champ magnétique est plus douce pour les cas *thicks* que pour les cas *thins*. Ceci peut être dû au fait que que les tubes *thins* s'étendent plus comme ils ont une taille initiale plus petite.

En regardant cette fois-ci non pas la pente, mais la valeur de $B$ sur la figure 4.17, on constate que les cas *thin1* et *thick1* se superposent bien à l'évolution de Winslow et al., 2015. Tandis que les cas *thin*3, *thick2* et *thick3* sont bien plus intenses tout le long de la propagation.

Sur cette figure on affiche donc les mesures *in situ* de $B_{\max}$ des MEs rencontrés par les sondes MESSENGER (MES, carrés bleus), Venus Express (VEX, étoiles marrons), Parker Solar Probe (PSP, cercle rouge) et Solar Orbiter (SolO, croix noires). Les données de MES et VEX proviennent de Winslow et al., 2015 ; Good et Forsyth, 2016. Les données de SolO et PSP proviennent du catalogue helioforecast [1](Möstl et al., 2020).

Les phases de croisières de VEX et MES permettent d'obtenir le champ magnétique des

1. **https://helioforecast.space/icmecat**

ICMEs non pas uniquement au niveau de Vénus ou de Mercure mais à différentes distances héliosphériques, permettant de réaliser une meilleure comparaison entre la simulation et les observations. Avec les sondes SolO et PSP on pourra dans le futur multiplier les mesures *in situ* à des distances intermédiaires entre les planètes.

L'ajout des mesures *in situ* nous permet de voir que tous les tubes de flux, même les plus extrêmes en termes d'intensité de $B$, sont représentatifs de la gamme d'observation *in situ* au niveau de Vénus et de Mercure montrant encore une fois que les cas que nous utilisons dans cette étude correspondent à des intensités de $B$ réalistes.

On trouve que les mesures de $B_{\max}$ de SolO et PSP marquées par les croix noires et les cercles rouges sont plus faibles que le $B$ des tubes de flux simulés. Ceci est certainement dû au fait que comme PSP et SolO ont été lancés très récemment ils n'ont rencontré que des ICME émises durant la période calme du cycle solaire, qui sont en général moins intenses que durant la période active (Wu et Lepping, 2011)

Dans la section suivante, nous allons comparer l'évolution radiale du cœur des tubes de flux aux résultats d'une autre étude numérique.

### 4.6.3 Comparaison à la simulation EUHFORIA

Nous avons pu constater dans la section précédente que le champ magnétique se comportait d'une façon similaire à ce que l'on obtient dans les mesures *in situ*.

Nous allons comparer l'évolution des tubes de flux de cette étude avec les résultats des simulations EUHFORIA (Poedts et al., 2020), en particulier l'évolution radiale des propriétés des tubes de flux présentées dans l'étude Scolini et al., 2021. Ces simulations ont également pour but d'étudier la propagation des ICMEs jusqu'à la Terre. Leur objectif est à la fois scientifique, comprendre la propagation des ICMEs, mais aussi opérationnel, prédire au mieux leur temps de trajet et comment les ICMEs se propagent dans l'héliosphère. Dans les simulations EUHFORIA, la structure magnétique est initialisée selon le modèle LFFS (*linear force-free spheromak*, en anglais) et est insérée à 0.1 ua (Verbeke et al., 2019). Contrairement à la simulation que nous réalisons dans cette étude la phase de propagation de la structure magnétique débute donc à 0.1 ua.

La figure 4.18 présente l'évolution, au cœur du tube de flux, de la vitesse (en haut à gauche), de la température (en haut à droite) de la densité (en bas à gauche) et enfin du paramètre plasma $\beta$ (en bas à droite). Pour chacun des panneaux la pente issue d'une régression linéaire est affichée en légende, l'écart standard issu de l'ajustement paramétrique apparaît après. Le code couleur pour les différents cas est affiché en haut de la figure et est le même que dans la figure 4.17. L'évolution de ces différents paramètres physiques pour le vent solaire sans ICME est affiché en noir dans chaque panneau.

Nous rassemblons dans la table 4.7 les pentes $\alpha_{\mathrm{B}}$, $\alpha_{\mathrm{V}}$, $\alpha_{\mathrm{T}}$, $\alpha_n$ et $\alpha_\beta$ des évolutions radiales du champ magnétique, la vitesse de la température de la densité et du paramètre $\beta$ au cœur du tube de flux simulé dans Scolini et al., 2018 et les pentes moyennes sur les six cas de l'étude paramétrique du modèle TDm simulés avec le code PLUTO.

| Simu. + modèle | $\alpha_{\mathrm{B}}$ | $\alpha_{\mathrm{V}}$ | $\alpha_n$ | $\alpha_{\mathrm{T}}$ | $\alpha_\beta$ |
|---|---|---|---|---|---|
| EUHFORIA+ LFFS | -1.90 | -0.08 | -2.38 | -1.19 | 0.11 |
| PLUTO + TDm | -1.88 | -0.1 | -2.37 | -0.36 | 1.04 |

**Table 4.7** – Pentes d'évolution radiale du cœur du tube flux LFFS simulé avec EUHFORIA et moyennes des modèles TDm simulés avec PLUTO.

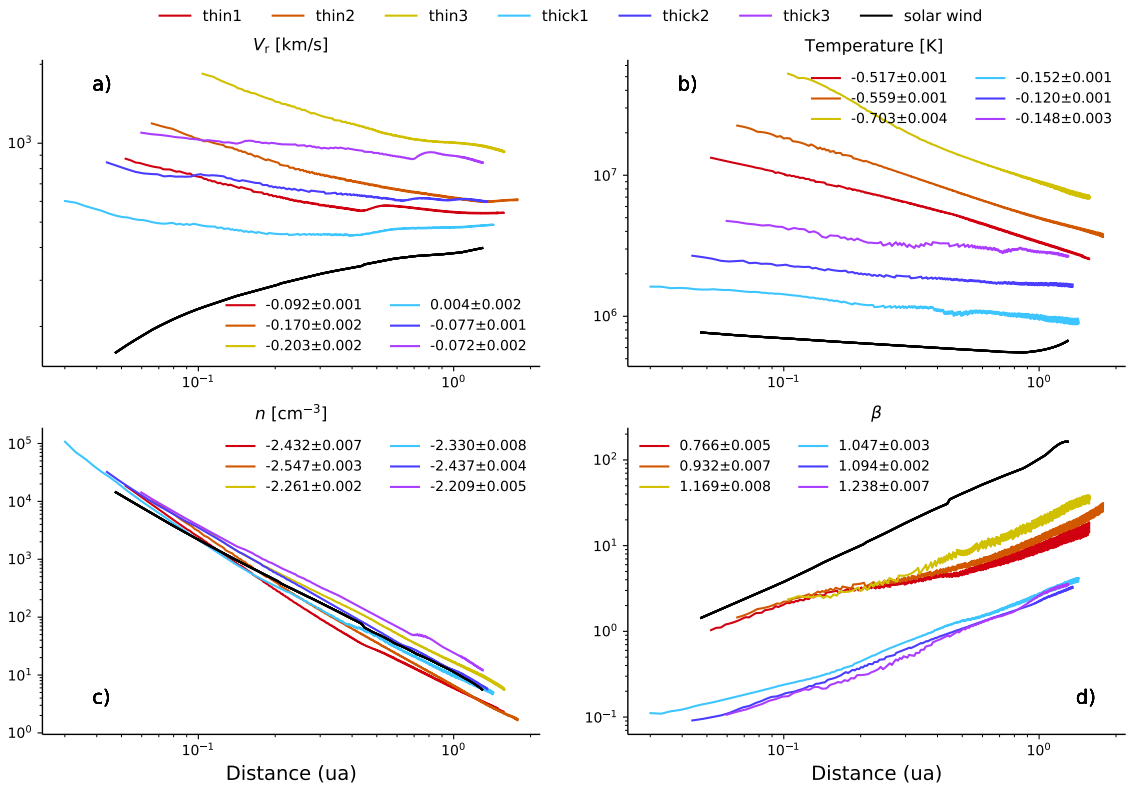



**Figure 4.18** – Évolution radiale de la vitesse (a) en km/s, de la température (b) en K, de la densité (c) en cm$^{-3}$ et du paramètre $\beta$ (d) au cœur du tube de flux durant la propagation. Les pentes issues d'une régression linéaires apparaissent en légende pour chaque cas. Le code couleur pour les différents cas est indiqué en haut.

### Le champ magnétique

L'évolution de $B$ au cœur des tubes de flux simulés par PLUTO a été comparée avec les observations dans la section 4.6.2, on trouve que $B$ décroît avec la distance selon une droite avec une pente de $\alpha_{\mathrm{B}} \in [-1.8, -2.06]$. Scolini et al., 2018 trouvent $\alpha_{\mathrm{B}}$= -1.90, ce qui rentre bien dans la gamme de $\alpha_{\mathrm{B}}$ des 6 cas de cette étude.

### La température

Dans les simulations avec PLUTO, on peut voir que la température évolue très peu avec la distance. On a $\alpha_{\mathrm{T}}$ entre -0.120 et -0.152 pour les cas *thicks*. Ces pentes semblent correspondre à l'évolution de la température du modèle de vent solaire. Les cas *thins* sont plus chaud que les cas *thicks* et refroidissent plus avec la distance : nous avons $\alpha_{\mathrm{T}}$ entre -0.517 et -0.703.

Hellinger et al., 2013 ont trouvé $\alpha_{\mathrm{T}} = -0.58$ pour le vent solaire lent, lequel rempli complètement le système solaire que nous modélisons. Dans Scolini et al., 2018, ils obtiennent $\alpha_{\mathrm{T}} = -1.19$. L'évolution de la température dans la simulation PLUTO avec les cas *thicks* est beaucoup plus douce que dans la simulation EUHFORIA, tandis que les cas *thins* refroidissent plus vite mais pas autant que dans EUHFORIA.

Ceci est dû à l'équation d'état qui est quasi-isotherme ($\gamma = 1.05$) avec PLUTO qui permet d'obtenir une couronne très isotherme alors que dans la simulation EUHFORIA se trouve une équation d'état avec $\gamma = 1.5$ permettant d'être proche d'un système adiabatique mais en ajoutant un peu de chauffage pour accélérer le vent (Pomoell et Poedts, 2018), en plus de l'accélération due à l'expansion d'un flot superalfvénique et supersonique.

### Le paramètre plasma $\beta$

On peut voir que le paramètre $\beta$ augmente bien plus rapidement dans la simulation PLUTO que dans EUHFORIA. On obtient $\alpha_\beta$ entre 0.77 pour le cas *thin1* et 1.24 pour le *thick3* contre 0.11 dans EUHFORIA. Le $\beta$ est le rapport de la pression thermique à la pression magnétique. On vient de voir que l'évolution de $B$ des cas *thins* et *thicks* correspondait bien à ce qui était obtenu dans EUHFORIA. On s'attend donc à ce que la pression magnétique ($\propto B^2$) soit similaire. Cette différence vient donc probablement de la pression thermique. Ceci est lié à nouveau à la différence dans le modèle thermodynamique de EUHFORIA et de celui de la simulation PLUTO comme dit précédemment. On a un chauffage fort dans toute la couronne qui augmente donc la pression thermique.

On peut voir cependant que tout le long de la propagation le $\beta$ du tube de flux est toujours plus faible que le $\beta$ du vent solaire, montrant ainsi que les effets magnétiques sont plus dominants dans les tubes de flux que dans le vent solaire. Toutefois, les cas *thicks* ont $\beta < 1$ pour $R \lesssim 0.3$ ua, les phénomènes magnétiques dominent donc au cœur du tube de flux jusqu'à cette distance. Alors que pour le tube de flux des cas *thins*, $\beta$ devient supérieur à 1 à $\approx 0.05$ au, ils sont donc moins régis par les phénomènes magnétiques.

### La densité

On peut voir que la densité au cœur du tube de flux décroît avec la distance selon une pente de -2.21 pour le cas *thick3* jusqu'à -2.55 pour le cas *thin2*. Seul les cas *thick1*, *thick2* et *thin1* possèdent un cœur moins dense que le vent solaire. Ceci correspond à ce que

l'on observe dans la figure 4.10, seul les cas *thin1* et *thick1* présentent un cœur sous dense par rapport au vent solaire contrairement aux cas *thin3* et *thick3*.

Dans Scolini et al., 2018, la densité des tubes de flux décroît avec un $\alpha_n = -2.38$ ce qui est également en bon accord avec ce que l'on observe sur les cas *thins* et *thicks*.

#### La vitesse

Les cas *thicks* ont une vitesse qui décroît plus vite que les *thins* comme on peut le voir sur la valeur de leurs pentes. On a $\alpha_{\mathrm{V}}$= -0.092, -0.17 et -0.203 pour les cas *thin1*, *thin2* et *thin3* respectivement alors que pour les cas *thin1*, *thin2* et *thin3* nous avons $\alpha_{\mathrm{V}} = 0.004$, -0.077 et -0.072 respectivement.

Si on regarde en détail l'évolution de la vitesse au cœur du tube de flux du cas *thick1* (la courbe cyan) on observe d'abord une phase de décroissance de vitesse jusqu'à $4\times10^{-1}$ ua. Après ce point, le tube accélère à nouveau. Les autres cas ré-accélèrent également à des distances héliosphériques plus grandes. Le cas *thick1* est certainement le premier à être accéléré, car c'est le plus lent des six mais aussi le plus grand dans la direction radiale au niveau de Mercure et au niveau de la Terre, selon la table 4.3. Ainsi le cas *thick1* est poussé par le vent solaire dans son sillage (plus rapide que ce dernier, voir 4.10b) et sur une plus grande surface car il est plus grand provoquant une poussée plus efficace et arrivant plus tôt lors de la propagation.

Les tubes de flux évoluent avec une vitesse qui décroît lentement avec la distance dans EUHFORIA, ils obtiennent $\alpha_{\mathrm{V}} = -0.08$.

### 4.6.4 Synthèse

La comparaison entre les simulations PLUTO et les observations montre un bon accord sur l'évolution sur l'évolution de l'amplitude de $B$. Ceci est également observé lorsque l'on compare à l'évolution de $B$ dans la simulation EUHFORIA qui utilise une structure magnétique de type sphéromak initialisée à 0.1 ua.

Malgré la différence de structure magnétique et que l'initialisation soit à 0.1 ua, les évolutions de $B$ dans Scolini et al., 2018 s'accorde avec ce que nous obtenons.

Alors que la densité montre également un bon accord avec les résultats du code EUHFORIA, on trouve cependant un écart significatif sur la température et le $\beta$ issu des simulations PLUTO. Ceci est attendu au vu de l'équation d'état isotherme que nous utilisons qui provoque un fort chauffage et donc une pression thermique plus forte.

## 4.7 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons discuté des résultats de la simulation de la propagation d'un tube de flux prescrit selon le modèle TDm depuis la surface du Soleil jusqu'à la Terre. On étudie la propagation de six tubes de flux avec des tailles initiales et intensités de champ magnétique différentes.

Différents diagnostique ont été réalisés sur les tubes de flux simulés et les résultats ont été comparés aux résultats qui ont été trouvés dans des études précédentes.

Nous avons tout d'abord analysé la structure magnétique 3D durant les premiers instants de la propagation. Nous trouvons que les tous les cas subissent une rotation durant leur propagation. Toutefois, les cas *thins* semblent présenter une rotation inverse par rapport au *thicks* au début de la propagation. Les deux types de tube subissent cependant tous une même rotation lente dans le sens anti-horaire plus loin dans leur propagation.

Les coupes 2D révèlent que la forme du front de l'ICME, que l'on détermine avec la position de la gaine, est différente également entre la série *thin* et la série *thick*. On trouve une ellipse dont le rapport d'aspect suggère une extension longitudinale plus grande pour les cas *thins* que pour les cas *thicks*. On n'observe cependant pas de grandes différences sur les rapports d'aspect dans le plan transverse pour les deux séries de tubes de flux. Les coupes mettent également en avant des grandes différences dans la structure magnétique des cas *thicks* et des cas *thins*, mais cette différence est principalement due à un effet d'inclinaison relative entre les 2 séries de tubes de flux, comme on peut le constater sur les profils instantanés et *in situ* simulés.

Sur les coupes de densité on observe donc très bien le choc qui correspond à l'interface entre le plasma dense de la gaine et le plasma du vent solaire. Cependant, en regardant plus près du Soleil, notamment pour $\varphi = \pi$ ou $-\pi$ dans les coupes équatoriales ou bien $\theta = \frac{\pi}{2}$ ou - $\frac{\pi}{2}$ dans les coupes méridiennes, on observe deux fronts de densité. Le front le plus éloigné du Soleil correspond à une des ailes de la gaine tandis que le plus proche correspond à une perturbation probablement due à la perturbation initiale du tube de flux. En effet, on insère une structure magnétique complexe dans un milieu qui n'en a pas connaissance avant son insertion. Le milieu va donc réagir à cette insertion par la propagation de cette perturbation. C'est pour pallier ce type de problème que la relaxation du TDm pourrait être intéressante. On peut alors déclencher l'éruption dès que le tube a atteint son état stable mais proche d'une instabilité éruptive, et que le milieu s'est ajusté à la présence du champ magnétique du TDm.

On trouve que l'augmentation de densité par rapport à la densité du vent solaire dans la gaine est plus forte au niveau du nez de la structure, ce qui n'est pas en accord avec l'étude Janvier et al., 2014 qui trouve une augmentation de densité homogène. Cependant, les valeurs d'augmentation de densité de la simulation PLUTO sont en accord avec ce qu'ils observent.

Afin de pouvoir comparer les composantes du champ magnétique sur les profils instantanées et *in situ* entre les deux séries de tubes de flux qui ne sont plus orientés de la

même façon, nous décidons donc d'appliquer une rotation de 59° à 210 $R_\odot$ et de 56° à 70 $R_\odot$ sur les composantes du champ magnétique des cas *thins* et *thicks*.

En estimant la taille du tube de flux à partir des profils instantanés effectués au nez de la structure, les modèles d'évolution de la taille avec la distance au Soleil issus des observations prédisent moyennement bien la taille à 210 $R_\odot$ à partir de celle obtenue à 70 $R_\odot$ dans les simulations. Le cas le mieux estimé est le *thick3*.

Les composantes du champ magnétique sont assez similaires entre les cas *thins* et *thicks*. Ceci est attendu car on ne change que la taille entre ces 2 séries. La différence de taille initiale ne se retrouve par contre pas dans les estimations de taille faites à partir des profils instantanées.

Les profils *in situ* simulés au niveau du nez de la structure magnétique permettent de mettre en avant que la durée relative du ME avec la gaine dans la simulation PLUTO correspondent bien aux durées relatives du catalogue utilisé dans l'étude Regnault et al., 2020. On observe également dans ses profils que le champ magnétique des cas *thin1* et *thick1* atteignent une valeur de 20 nT alors que le profil le plus probable du champ magnétique de toutes les ICMEs avec une gaine à un champ magnétique de 12 nT. Ces même cas possèdent des vitesses de $\approx 650$ et $600$ km/s respectivement contre $\approx 500$ km/s pour le profil moyen dans les observations.

On étudie ensuite l'effet de la trajectoire de la sonde à travers l'ICME simulée sur les composantes du champ magnétique. On observe des propriétés plasmas homogènes dans le tube de flux. Ce qui correspond à ce que suggère un des résultats de l'étude Regnault et al., 2020.

Enfin, nous avons étudié comment évoluaient les propriétés du tube de flux avec la distance au Soleil. On trouve un bon accord sur $B$ avec les observations et la simulation présentée dans Scolini et al., 2021. Les aspects plasmas présentent plus de différence avec EUHFORIA à cause de l'équation d'état quasi-isotherme dans la simulation PLUTO. Il existe cependant un autre modèle de vent solaire, qui possède un $\gamma = 5/3$ et qui chauffe le vent solaire avec des ondes d'Alfvén. Ce modèle de vent solaire a notamment été développé par Réville et al., 2018 avec le code PLUTO. Il s'agît d'une piste d'amélioration très intéressante pour les tubes de flux que l'on simule.

Les coupes 2D et l'étude de l'effet de la trajectoire de la sonde à travers l'ICME pourraient également être améliorées si on faisait une coupe (ou si on déplaçait la sonde) dans le plan contenant l'axe du tube de flux.

Un article scientifique va prochainement être écrit à partir des résultats qui ont été présentés dans ce chapitre.

Ceci vient alors clore la partie de présentation des résultats de ce manuscrit de thèse. Nous allons désormais conclure sur tout le travail et tous les résultats qui ont été obtenus dans le cadre de cette thèse.

# 5

# Conclusion et perspectives

## 5.1 Synthèse des résultats et conclusions

Ce manuscrit de thèse rassemble les résultats obtenus par l'analyse statistique de profils *in situ* des paramètres physique d'ICMEs, puis les résultats de simulations numériques 3D MHD de l'éruption et de la propagation d'un tube de flux initialisé selon le modèle TDm. La synergie créée par l'utilisation des simulations 3D alliée aux observations *in situ* permet d'étudier les ICMEs sous deux angles complémentaires.

Tout d'abord dans le chapitre 2, nous avons étudié les propriétés statistiques des ICMEs. On trouve en utilisant l'algorithme des $k$-means que les ICMEs ne forment pas de classes distinctes en utilisant les paramètres magnétiques et plasmas comme critères. De plus, la méthode des époques superposées (SEA), avec la valeur la plus probable combinée à la moyenne et à la médiane, permet de déterminer les propriétés statistiques des paramètres plasmas et magnétiques des différentes sous-structures des ICMEs à 1 ua de manière plus précise que les études précédentes utilisant la SEA.

On a montré notamment que l'asymétrie du champ magnétique dans l'éjecta magnétique (ME pour *magnetic ejecta* en anglais) est corrélée à la vitesse relative de l'ICME avec le vent solaire environnant, généralisant à un plus grand nombre d'événements les résultats de Masías-Meza et al., 2016 ; Janvier et al., 2019. L'étude de la corrélation avec le cycle solaire montre que les ICMEs ont tendance à être plus extrêmes en termes d'intensité en période active qu'en période calme. Ceci est notamment observable sur les profils moyens qui montrent des différences en fonction du cycle solaire alors que les profils les plus probables sont peu affectés par ce dernier. Enfin on trouve que les signatures des nuages magnétiques (MC pour *magnetic cloud* en anglais) n'ont pas d'effets significatifs sur les paramètres plasmas des ICMEs. Ceci va dans le sens de l'hypothèse que les MEs sans signatures de MCs seraient certainement des MCs qui sont traversés par la sonde d'une telle manière que les signatures de MCs ne sont pas visibles, comme suggéré par Zhang et al., 2013.

Afin de comprendre en détail les mécanismes responsables des comportements décrits précédemment, on réalise des simulations numériques 3D MHD avec le code PLUTO. On simule l'éruption d'une structure magnétique alors ancrée dans la basse couronne du Soleil puis sa propagation jusqu'à 1 ua. Afin de résoudre une large gamme d'échelles spatiales dans cette simulation, on utilise une grille à maillage adaptatif (AMR). La structure magnétique entrant en éruption est initialisée selon le modèle TDm (Titov et al., 2014) dans un modèle de vent solaire quasi-isotherme pour cette première approche.

On réalise une étude paramétrique en faisant varier l'épaisseur et le champ magnétique à l'initialisation afin d'étudier leurs effets sur les propriétés de l'ICME simulée. La variation de champ magnétique initial permet également de faire varier la vitesse de propagation.

On observe une rotation des structures magnétiques durant leur propagation. Les cas *thins* présentent un sens de rotation initiale qui n'est pas le même que les cas *thicks*. De plus, une étude plus approfondie doit être réalisée pour comprendre l'origine de la rotation des cas *thicks* et *thins* dans la phase avancée de la propagation. Lors de sa propagation, les lignes de champ magnétique du tube de flux se déconnectent de la surface après typiquement 30 $R_\odot$.

Des coupes 1D au niveau du nez de la structure permettent de mettre en avant que les 6 tubes de flux de cette étude paramétrique possèdent des propriétés similaires. Notamment, les différences de tailles initiales n'apparaissent pas sur la taille de la structure que l'on estime à 70 et 210 $R_\odot$.

Une comparaison à des lois d'évolution du champ magnétique déduites des observations montre un bon accord entre les observations et les ICMEs simulées. On trouve également un bon accord avec l'évolution constaté dans Scolini et al., 2021. Toutefois, les propriétés thermiques, directement affectées par le modèle thermodynamique simple que nous choisissons, présentent quelques différences avec cette simulation. On peut cependant probablement résoudre ce problème en utilisant des modèles de vent solaire dont le chauffage n'est pas généré par un système avec $\gamma$ proche de 1.

Les travaux de cette thèse montrent donc que l'insertion d'un tube de flux TDm dans un modèle de vent solaire quasi-isotherme permet de retrouver la majorité des observables des ICMEs.

## 5.2 Perspectives

### 5.2.1 Contributions à d'autres études scientifiques

Afin d'obtenir les résultats qui sont montrés dans cette thèse, j'ai dû développer toute une série d'outils numériques écrits en python qui ont été utilisés pour d'autres études scientifiques.

Les codes construits pour modifier le catalogue de R&C et réaliser une étude statistique

sur les profils *in situ* ont été adaptés à l'étude du *Forbush decrease* pour différentes catégories d'ICMEs. Il s'agît de la baisse du flux de particules énergétiques, majoritairement d'origine cosmique, mesurée au niveau de la Terre lors du passage d'une ICME près de cette dernière. Cette baisse est provoquée par le champ magnétique qui agît comme un bouclier, déviant ces particules de la Terre. J'ai de plus participé aux discussions scientifiques pour cet article qui a été accepté.

Le module python que j'ai développé, qui permet d'ajouter un modèle TDm dans un fichier de données PLUTO, a été utilisé dans le cadre d'un projet de stage de master. Le but de ce projet était d'étudier le rayonnement causé par l'accélération et le freinage des particules (brehmstrahlung) lors d'une éruption. Il s'agît de la composante non thermique du rayonnement observé lors des embrillancements sur le Soleil. Pour simuler le déplacement des particules, le module MHD-*Particule In Cell* (MHD-PIC) de PLUTO est utilisé. Les codes MHD-PIC résolvent les équations de la MHD tout en faisant évoluer une population de particules en fonction des champs électrique et magnétique dans lesquels elles baignent.

Je ferai partie des co-auteurs de ces 2 études scientifiques.

### 5.2.2 Perspectives de la simulation

Dans cette section, nous allons présenter les différentes pistes d'améliorations qui sont envisagées pour l'aspect modélisation présenté dans cette thèse.

#### Amélioration du modèle de vent solaire

Dans le modèle de vent solaire actuellement utilisé le chauffage de la couronne solaire est assuré par l'index polytropique $\gamma$ qui est proche de 1. Cette valeur permet d'avoir un chauffage adéquat près du Soleil. Il implique toutefois un vent solaire trop chaud, et dont la température ne descend pas assez vite avec la distance au Soleil par rapport à ce que l'on observe. Les résultats de la section 4.6 mettent en avant les limites du modèle thermodynamique simple que nous avons choisi. On observe notamment un net écart avec la simulation EUHFORIA sur les aspects thermiques de la simulation. De plus, le modèle de vent solaire de la simulation PLUTO présente uniquement une population de vent lent et non un vent lent à l'équateur et un vent rapide au niveau des pôles comme en phase calme du cycle solaire.

Afin de pallier ces problèmes un modèle de chauffage coronal par ondes d'Alfvèn a été développé par Réville et al., 2018. Ce modèle permet d'une part d'avoir une thermodynamique plus réaliste ($\gamma = 5/3$) mais aussi d'avoir une population de vent solaire lente et une rapide. Utiliser ce modèle de vent solaire permettrait d'étudier comment l'ICME se propage dans un tel vent. On pourra alors étudier l'effet de la présence de vents solaires rapide et lent sur les propriétés de l'ICME durant sa propagation, notamment la déformation de l'ICME lors de l'interaction entre cette dernière et les régions d'interactions entre vent solaire lent/rapide.

#### Approfondir l'étude des tubes de flux TDm

La simulation développée dans le cadre de cette thèse permet d'étudier l'éruption et la propagation des tubes de flux. Actuellement, les tubes de flux qui sont ajoutés au modèle de vent solaire sont fortement instables dès leur initialisation, provoquant ainsi leur éruption très rapidement après leur insertion. Ceci est suffisant si on se concentre sur la propagation du tube de flux dans l'héliosphère. Cependant, si on souhaite étudier plus en détail les mécanismes d'éruptions du tube de flux, il faut alors relaxer le tube de flux avant de déclencher l'éruption. Ceci permet au tube de flux entrant alors en éruption de se propager dans un milieu qui n'est pas perturbé par l'ajout de ce dernier. De plus, cela permet également d'étudier les différents types de mécanismes qui peuvent provoquer une éruption et leurs effets sur les propriétés de l'ICME correspondante.

Dans le cadre de cette étude, nous avons étudié comment l'intensité du champ magnétique et la taille du tube de flux initiale pouvait affecter les propriétés du tube de flux durant sa propagation. On peut cependant explorer comment le changement de la structure magnétique interne, *i.e.*, la répartition de torsion dans le tube affecte les propriétés du tube mais aussi si ces différences à l'initialisation se maintiennent durant la propagation. Comme montré dans la section 3.4.2, le modèle TDm permet deux structures magnétiques différentes. Dans le chapitre 4, on utilise le cas *primary* dont la torsion du champ magnétique est concentrée au bord du tube de flux. Le *secondary*, lui propose une structure magnétique dont la torsion est répartie sur l'ensemble de l'épaisseur du tube. On peut alors étudier si la structure magnétique interne au tube de flux initial est encore observable après son éruption.

Ce cas présente aussi l'avantage de pouvoir modifier le profil de torsion à l'intérieur du tube de flux à l'initialisation, permettant alors une plus grande flexibilité sur la structure magnétique initiale.

#### Propagation dans une structure magnétique héliosphérique issue des observations

Le modèle de vent solaire qui est utilisé dans cette thèse peut également prendre une carte magnétique ADAPT comme condition à la surface du Soleil. Ceci permet alors d'étudier la propagation des ICMEs dans des configurations magnétiques particulières. Une simulation a notamment été préparée pour étudier la propagation du modèle TDm dans des conditions de vent solaire similaires à la première rencontre de SolO avec une ICME (Davies et al., 2020).

### 5.2.3 Perspectives observationnelles

L'ensemble des codes de traitement et d'analyse de données qui a permis l'obtention des résultats est tout à fait applicable à d'autres types d'études statistiques sur les ICMEs.

Nous allons ici présenter des exemples d'études qui utiliseraient les profils *in situ* obtenus par des sondes spatiales.

### Étude statistique des MCs

Dans le catalogue construit pour l'étude Regnault et al., 2020, toutes les ICMEs possédant un ME avec les signatures d'un MC ont été référencées. Nous avons également défini des frontières, à l'intérieur de celles du ME, qui délimitent la portion du ME qui contient le retournement du champ magnétique.

Nous pourrions alors effectuer, comme dans Lepping et al., 1990, un ajustement pour obtenir par exemple le paramètre d'impact de la sonde par rapport à l'ICME. Le paramètre d'impact donne une indication de la distance à laquelle la sonde est passée près du cœur du tube de flux. Nous pourrions alors étudier l'effet du paramètre d'impact sur les profils typiques des ICMEs avec la SEA comme dans l'étude Regnault et al., 2020. Nous serions alors capables d'analyser la forme des profils des paramètres physiques de l'ICME en fonction de la distance au cœur du tube de flux.

Un autre paramètre de sortie de ce modèle est l'orientation du tube de flux. En connaissant cet angle, nous sommes alors capables de reprojeter les composantes du champ magnétique dans le repère du tube de flux. En effet, les composantes du champ magnétiques sont des paramètres qui sont difficilement utilisables pour une étude statistique si elles ne sont pas exprimées dans le repère local du tube de flux pour chacun des MCs que l'on observe. En estimant cette inclinaison pour chacun de nos MCs nous serions alors capables de réaliser une étude statistique sur les composantes du champ magnétique des MCs, à l'instar de Lanabere et al., 2020.

### Multiplier les sources de données

Avec le lancement récent des missions Parker Solar Probe et Solar Orbiter dont les orbites vont couvrir une large gamme de distances au Soleil, ces sondes permettent donc d'étudier les profils *in situ* des paramètres plasmas et magnétiques des ICMEs à différentes distances.

Dans le futur, nous pourrions envisager une étude statistique des ICMEs à différentes distances héliosphériques. Cela permettrait notamment d'étendre aux paramètres plasmas les résultats de Janvier et al., 2019. Cette étude consiste en une SEA à différentes distances du Soleil, mais uniquement sur le champ magnétique au niveau de Mercure et Vénus, car les sondes dont provenaient les données, Venus Express et MESSENGER, ne possédaient pas les instruments adéquats à la mesure des propriétés plasmas du vent solaire.

On peut également envisager d'utiliser les données de la sonde BepiColombo. Il s'agît d'une mission planétaire dont le but est d'étudier le champ magnétique et l'atmosphère de Mercure.

De la même manière que l'étude Janvier et al., 2019, il est possible d'utiliser les données provenant des instruments de mesure *in situ* à bord de cette sonde durant les périodes où elle ne se situera pas dans la magnétosphère de Mercure.

Pour conclure, ce travail utilisant à la fois de l'analyse de données de mesure *in situ* couplée au développement numérique d'une simulation numérique 3D MHD m'a énormément plu. Les résultats que l'on obtient avec le TDm sont vraiment très prometteurs et donnent vraiment envie de pousser plus loin la simulation PLUTO avec ce modèle. Je souhaite continuer en postdoc et j'espère pouvoir affiner ce modèle tout en continuant à multiplier les points de comparaisons entres les simulations et les observations.

# Bibliographie


[1] A. N. Aarnio, K. G. Stassun, W. J. Hughes et S. L. McGregor. « Solar Flares and Coronal Mass Ejections : A Statistically Determined Flare Flux – CME Mass Correlation ». *Sol Phys* 268 (2011). DOI : **10.1007/s11207-010-9672-7**.

[2] Martin D. Altschuler et Gordon Newkirk. « Magnetic Fields and the Structure of the Solar Corona : I : Methods of Calculating Coronal Fields ». *Sol Phys* 9 (1969). DOI : **10.1007/BF00145734**.

[3] G. Aulanier, M. Janvier et B. Schmieder. « The Standard Flare Model in Three Dimensions : I. Strong-to-Weak Shear Transition in Post-Flare Loops ». *A&A* 543 (2012). DOI : **10.1051/0004-6361/201219311**.

[4] Guillaume Aulanier. « The Physical Mechanisms That Initiate and Drive Solar Eruptions ». *Proc. IAU* 8 (2013). DOI : **10.1017/S1743921313010958**.

[5] Dinshaw S Balsara et Daniel S Spicer. « A Staggered Mesh Algorithm Using High Order Godunov Fluxes to Ensure Solenoidal Magnetic Fields in Magnetohydrodynamic Simulations » (1998).

[6] S. Basu et al. « Specification of the Occurrence of Equatorial Ionospheric Scintillations during the Main Phase of Large Magnetic Storms within Solar Cycle 23 ». *Radio Science* 45 (2010). DOI : **10.1029/2009RS004343**.

[7] Thomas Berger. « Radiation Dosimetry Onboard the International Space Station ISS ». *Zeitschrift für Medizinische Physik* 18 (2008). DOI : **10.1016/j.zemedi.2008.06.014**.

[8] L Biermann. « Bemerkungen Über Das Rotationsgesetz in Irdischen Und Stellaren Instabilitätszonen. Mit 1 Textabbildung ». *Zeitschrift fur Astrophysik* 28 (1951).

[9] Joseph E. Borovsky et Michael H. Denton. « Solar Wind Turbulence and Shear : A Superposed-Epoch Analysis of Corotating Interaction Regions at 1 AU ». *Journal of Geophysical Research : Space Physics* 115 (2010). DOI : **10.1029/2009JA014966**.

[10] V Bothmer et R Schwenn. « The Structure and Origin of Magnetic Clouds in the Solar Wind » (1997).

[11] Volker Bothmer et I. A. Daglis. *Space Weather : Physics and Effects*. Springer-Praxis Books in Environmental Sciences. Berlin ; New York : Springer, 2007.

[12] J. U Brackbill et D. C Barnes. « The Effect of Nonzero $\nabla \cdot B$ on the Numerical Solution of the Magnetohydrodynamic Equations ». *Journal of Computational Physics* 35 (1980). DOI : **10.1016/0021-9991(80)90079-0**.

[13] Allan Sacha Brun et Matthew K. Browning. « Magnetism, Dynamo Action and the Solar-Stellar Connection ». *Living Rev Sol Phys* 14 (2017). DOI : **10.1007/s41116-017-0007-8**.

[14] E. J. Bunce et al. « Origin of Saturn's Aurora : Simultaneous Observations by Cassini and the Hubble Space Telescope ». *Journal of Geophysical Research : Space Physics* 113 (2008). DOI : **10.1029/2008JA013257**.

[15] L. Burlaga, E. Sittler, F. Mariani et R. Schwenn. « Magnetic Loop behind an Interplanetary Shock : Voyager, Helios, and IMP 8 Observations ». *Journal of Geophysical Research : Space Physics* 86 (1981). DOI : **10.1029/JA086iA08p06673**.

[16] L. F. Burlaga et J. H. King. « Intense Interplanetary Magnetic Fields Observed by Geocentric Spacecraft during 1963–1975 ». *Journal of Geophysical Research : Space Physics* 84 (1979). DOI : **10.1029/JA084iA11p06633**.

[17] L. F. Burlaga et N. F. Ness. « Magnetic Field Strength Distributions and Spectra in the Heliosphere and Their Significance for Cosmic Ray Modulation : Voyager 1, 1980–1994 ». *Journal of Geophysical Research : Space Physics* 103 (1998). DOI : **10.1029/98JA02682**.

[18] Jason P. Byrne, Shane A. Maloney, R.T. James McAteer, Jose M. Refojo et Peter T. Gallagher. « Propagation of an Earth-Directed Coronal Mass Ejection in Three Dimensions ». *Nat Commun* 1 (2010). DOI : **10.1038/ncomms1077**.

[19] C. Chree. « Some Phenomena of Sunspots and of Terrestrial Magnetism. Part II » (1914).

[20] H. V. Cane et I. G. Richardson. « Interplanetary Coronal Mass Ejections in the Near-Earth Solar Wind during 1996–2002 ». *Journal of Geophysical Research : Space Physics* 108 (2003). DOI : **10.1029/2002JA009817**.

[21] H. V. Cane, I. G. Richardson et G. Wibberenz. « Helios 1 and 2 Observations of Particle Decreases, Ejecta, and Magnetic Clouds ». *Journal of Geophysical Research : Space Physics* 102 (1997). DOI : **10.1029/97JA00149**.

[22] H Carmichael. « A Process for Flares ». *NASA Special Publication* 50 (1964).

[23] R. C. Carrington. « Description of a Singular Appearance Seen in the Sun on September 1, 1859 ». *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 20 (1859). DOI : **10.1093/mnras/20.1.13**.

[24] R. Casini, A. Lpez Ariste, S. Tomczyk et B. W. Lites. « Magnetic Maps of Prominences from Full Stokes Analysis of the He I D3 Line ». *ApJ* 598 (2003). DOI : **10.1086/380496**.

[25] Sydney Chapman et Harold Zirin. « Notes on the Solar Corona and the Terrestrial Ionosphere ». *Smithsonian Contributions to Astrophysics* 2 (1957). DOI : **10.5479/si.00810231.2-1.1**.

[26] P. F. Chen. « Coronal Mass Ejections : Models and Their Observational Basis ». *Living Reviews in Solar Physics* 8 (2011). DOI : **10.12942/lrsp-2011-1**.

[27] J. T. Clarke et al. « Ultraviolet Emissions from the Magnetic Footprints of Io, Ganymede and Europa on Jupiter ». *Nature* 415 (2002). DOI : **10.1038/415997a**.

[28] E. E. Davies et al. « In-Situ Multi-Spacecraft and Remote Imaging Observations of the First CME Detected by Solar Orbiter and BepiColombo ». *arXiv :2012.07456* (2020). arXiv : **2012.07456** [astro-ph, physics:physics].

[29] A. Dedner et al. « Hyperbolic Divergence Cleaning for the MHD Equations ». *Journal of Computational Physics* 175 (2002). DOI : **10.1006/jcph.2001.6961**.

[30] P. Démoulin. « Why Do Temperature and Velocity Have Different Relationships in the Solar Wind and in Interplanetary Coronal Mass Ejections ? » *Solar Physics* 257 (2009). DOI : **10.1007/s11207-009-9338-5**.

[31] P. Démoulin, S. Dasso et M. Janvier. « Does Spacecraft Trajectory Strongly Affect Detection of Magnetic Clouds ? » *Astronomy & Astrophysics* 550 (2013). DOI : **10.1051/0004-6361/201220535**.

[32] P. Démoulin, M. S. Nakwacki, S. Dasso et C. H. Mandrini. « Expected in Situ Velocities from a Hierarchical Model for Expanding Interplanetary Coronal Mass Ejections ». *Solar Physics* 250 (2008). DOI : **10.1007/s11207-008-9221-9**.

[33] Pascal Démoulin, Sergio Dasso, Miho Janvier et Vanina Lanabere. « Re-Analysis of Lepping's Fitting Method for Magnetic Clouds : Lundquist Fit Reloaded ». *Solar Physics* 294 (2019). DOI : **10.1007/s11207-019-1564-x**.

[34] M. L. DeRosa, A. S. Brun et J. T. Hoeksema. « SOLAR MAGNETIC FIELD REVERSALS AND THE ROLE OF DYNAMO FAMILIES ». *ApJ* 757 (2012). DOI : **10.1088/0004-637X/757/1/96**.

[35] Yuhong Fan. « Magnetic Fields in the Solar Convection Zone ». *Living Reviews in Solar Physics* (2009).

[36] C. J. Farrugia et al. « Multiple, Distant (40°) in Situ Observations of a Magnetic Cloud and a Corotating Interaction Region Complex ». *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics* 73 (2011). DOI : **10.1016/j.jastp.2010.09.011**.

[37] Adam J. Finley, Sean P. Matt et Victor See. « The Effect of Magnetic Variability on Stellar Angular Momentum Loss. I. The Solar Wind Torque during Sunspot Cycles 23 and 24 ». *ApJ* 864 (2018). DOI : **10.3847/1538-4357/aad7b6**.

[38] B. Fleck et O. C. St. Cyr. « Solar and Heliospheric Observatory (SOHO) (1995) ». *Handbook of Cosmic Hazards and Planetary Defense*. Sous la dir. de Joseph N. Pelton et Firooz Allahdadi. Cham : Springer International Publishing, 2015. DOI : **10.1007/978-3-319-03952-7âĆĄ4**.

[39] N. J. Fox et al. « The Solar Probe Plus Mission : Humanity's First Visit to Our Star ». *Space Sci Rev* 204 (2016). DOI : **10.1007/s11214-015-0211-6**.

[40] Heather Franz, Peter Sharer, Keith Ogilvie et Mike Desch. « WIND Nominal Mission Performance and Extended Mission Design ». *J of Astronaut Sci* 49 (2001). DOI : **10.1007/BF03546341**.

[41] T. Gold et F. Hoyle. « On the Origin of Solar Flares ». *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 120 (1960). DOI : **10.1093/mnras/120.2.89**.

[42] S. W. Good et R. J. Forsyth. « Interplanetary Coronal Mass Ejections Observed by MESSENGER and Venus Express ». *Sol Phys* 291 (2016). DOI : **10.1007/s11207-015-0828-3**.

[43] Nat Gopalswamy. « Properties of Interplanetary Coronal Mass Ejections ». *Space Sci Rev* 124 (2007). DOI : **10.1007/s11214-006-9102-1**.

[44] J. T. Gosling et al. « Bidirectional Solar Wind Electron Heat Flux Events ». *Journal of Geophysical Research : Space Physics* 92 (1987). DOI : **10.1029/JA092iA08p08519**.

[45] R. G. Gratton, C. I. Johnson, S. Lucatello, V. D'Orazi et C. Pilachowski. « Multiple Populations in $\omega$ Centauri : A Cluster Analysis of Spectroscopic Data ». *A&A* 534 (2011). DOI : **10.1051/0004-6361/201117093**.

[46] A. M. Gulisano, P. Démoulin, S. Dasso, M. E. Ruiz et E. Marsch. « Global and Local Expansion of Magnetic Clouds in the Inner Heliosphere ». *A&A* 509 (2010). DOI : **10.1051/0004-6361/200912375**.

[47] Jianpeng Guo, Xueshang Feng, Jie Zhang, Pingbing Zuo et Changqing Xiang. « Statistical Properties and Geoefficiency of Interplanetary Coronal Mass Ejections and Their Sheaths during Intense Geomagnetic Storms ». *Journal of Geophysical Research : Space Physics* 115 (2010). DOI : **10.1029/2009JA015140**.

[48] B N Handy et al. « The Transition Region and Coronal Explorer » (1999).

[49] David H. Hathaway. « The Solar Cycle ». *Living Rev. Sol. Phys.* 7 (2010). DOI : **10.12942/lrsp-2010-1**.

[50] Petr Hellinger, Pavel M. Trávníček, Štěpán Štverák, Lorenzo Matteini et Marco Velli. « Proton Thermal Energetics in the Solar Wind : Helios Reloaded ». *Journal of Geophysical Research : Space Physics* 118 (2013). DOI : **10.1002/jgra.50107**.

[51] T. Hirayama. « Theoretical Model of Flares and Prominences : I : Evaporating Flare Model ». *Sol Phys* 34 (1974). DOI : **10.1007/BF00153671**.

[52] M. Yousuff Hussaini, Bram Leer et John Rosendale. *Upwind and High-Resolution Schemes*. Berlin, Heidelberg : Springer Berlin Heidelberg, 1997.

[53] R. M. E. Illing et A. J. Hundhausen. « Observation of a Coronal Transient from 1.2 to 6 Solar Radii ». *Journal of Geophysical Research : Space Physics* 90 (1985). DOI : **10.1029/JA090iA01p00275**.

[54] A. Isavnin, A. Vourlidas et E. K. J. Kilpua. « Three-Dimensional Evolution of Flux-Rope CMEs and Its Relation to the Local Orientation of the Heliospheric Current Sheet ». *Sol Phys* 289 (2014). DOI : **10.1007/s11207-013-0468-4**.

[55] S. Jabbari, A. Brandenburg, I. R. Losada, N. Kleeorin et I. Rogachevskii. « Magnetic Flux Concentrations from Dynamo-Generated Fields ». *A&A* 568 (2014). DOI : **10.1051/0004-6361/201423499**.

[56] M. Janvier, S. Dasso, P. Démoulin, J. J. Masías-Meza et N. Lugaz. « Comparing Generic Models for Interplanetary Shocks and Magnetic Clouds Axis Configurations at 1 AU ». *Journal of Geophysical Research : Space Physics* 120 (2015). DOI : **10.1002/2014JA020836**.

[57] M. Janvier, P. Démoulin et S. Dasso. « Mean Shape of Interplanetary Shocks Deduced from in Situ Observations and Its Relation with Interplanetary CMEs ». *Astronomy & Astrophysics* 565 (2014). DOI : **10.1051/0004-6361/201423450**.

[58] Miho Janvier. « Three-Dimensional Magnetic Reconnection and Its Application to Solar Flares ». *J. Plasma Phys.* 83 (2017). DOI : **10.1017/S0022377817000034**.

[59] Miho Janvier et al. « Generic Magnetic Field Intensity Profiles of Interplanetary Coronal Mass Ejections at Mercury, Venus, and Earth From Superposed Epoch Analyses ». *Journal of Geophysical Research : Space Physics* 124 (2019). DOI : **10.1029/2018JA025949**.

[60] L. Jian, C. T. Russell, J. G. Luhmann et R. M. Skoug. « Properties of Interplanetary Coronal Mass Ejections at One AU During 1995 – 2004 ». *Sol Phys* 239 (2006). DOI : **10.1007/s11207-006-0133-2**.

[61] L. Jouve, A. S. Brun et G. Aulanier. « Interactions of Twisted $\Omega$-Loops in a Model Solar Convection Zone ». *The Astrophysical Journal* 857 (2018). DOI : **10.3847/1538-4357/aab5b6**.

[62] Michael L. Kaiser et W. James Adams. « Stereo Mission Overview ». *2007 IEEE Aerospace Conference*. 2007. DOI : **10.1109/AERO.2007.352745**.

[63] J.G. Kappernman et V.D. Albertson. « Bracing for the Geomagnetic Storms ». *IEEE Spectrum* 27 (1990). DOI : **10.1109/6.48847**.

[64] C. Kay et M. Opher. « THE HELIOCENTRIC DISTANCE WHERE THE DEFLECTIONS AND ROTATIONS OF SOLAR CORONAL MASS EJECTIONS OCCUR ». *ApJ* 811 (2015). DOI : **10.1088/2041-8205/811/2/L36**.

[65] R. Keppens et J. P. Goedbloed. « Stellar Winds, Dead Zones, and Coronal Mass Ejections ». *ApJ* 530 (2000). DOI : **10.1086/308395**.

[66] E. K. J. Kilpua et al. « STEREO Observations of Interplanetary Coronal Mass Ejections and Prominence Deflection during Solar Minimum Period ». *Ann. Geophys.* 27 (2009). DOI : **10.5194/angeo-27-4491-2009**.

[67] E.K.J. Kilpua, L.K. Jian, Y. Li, J.G. Luhmann et C.T. Russell. « Multipoint ICME Encounters : Pre-STEREO and STEREO Observations ». *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics* 73 (2011). DOI : **10.1016/j.jastp.2010.10.012**.

[68] Emilia Kilpua, Hannu E. J. Koskinen et Tuija I. Pulkkinen. « Coronal Mass Ejections and Their Sheath Regions in Interplanetary Space ». *Living Rev Sol Phys* 14 (2017). DOI : **10.1007/s41116-017-0009-6**.

[69] Emilia K. J. Kilpua et al. « Magnetic Field Fluctuation Properties of Coronal Mass Ejection-Driven Sheath Regions in the near-Earth Solar Wind ». *Ann. Geophys.* 38 (2020). DOI : **10.5194/angeo-38-999-2020**.

[70] B. Kliem, T. Török et W. T. Thompson. « A Parametric Study of Erupting Flux Rope Rotation ». *Sol Phys* 281 (2012). DOI : **10.1007/s11207-012-9990-z**.

[71] James A. Klimchuk. « On Solving the Coronal Heating Problem ». *Sol Phys* 234 (2006). DOI : **10.1007/s11207-006-0055-z**.

[72] R.A. Kopp et G.W. Pneuman. « Magnetic Reconnection in the Corona and the Loop Prominence Phenomenon ». *Sol Phys* 50 (1976). DOI : **10.1007/BF00206193**.

[73] Viacheslav V. Krylov. « Biological Effects Related to Geomagnetic Activity and Possible Mechanisms ». *Bioelectromagnetics* 38 (2017). DOI : **10.1002/bem.22062**.

[74] Pankaj Kumar, K.-S. Cho, S.-C. Bong, Sung-Hong Park et Y. H. Kim. « INITIATION OF CORONAL MASS EJECTION AND ASSOCIATED FLARE CAUSED BY HELICAL KINK INSTABILITY OBSERVED BY *SDO* /AIA ». *ApJ* 746 (2012). DOI : **10.1088/0004-637X/746/1/67**.

[75] H. Kunow, éd. *Coronal Mass Ejections*. Space Sciences Series of ISSI. Dordrecht l ; Norwell, MA : Springer, 2006.

[76] W. S. Kurth et al. « The Juno Waves Investigation ». *Space Sci Rev* 213 (2017). DOI : **10.1007/s11214-017-0396-y**.

[77] V. Lanabere et al. « Magnetic Twist Profile inside Magnetic Clouds Derived with a Superposed Epoch Analysis ». *A&A* 635 (2020). DOI : **10.1051/0004-6361/201937404**.

[78] M. Leitner et al. « Consequences of the Force-Free Model of Magnetic Clouds for Their Heliospheric Evolution ». *Journal of Geophysical Research : Space Physics* 112 (2007). DOI : **10.1029/2006JA011940**.

[79] R. P. Lepping, J. A. Jones et L. F. Burlaga. « Magnetic Field Structure of Interplanetary Magnetic Clouds at 1 AU ». *Journal of Geophysical Research* 95 (1990). DOI : **10.1029/JA095iA08p11957**.

[80] Y. Liu, J.D. Richardson et J.W. Belcher. « A Statistical Study of the Properties of Interplanetary Coronal Mass Ejections from 0.3 to 5.4AU ». *Planetary and Space Science* 53 (2005). DOI : **10.1016/j.pss.2004.09.023**.

[81] N. Lugaz et al. « THE DEFLECTION OF THE TWO INTERACTING CORONAL MASS EJECTIONS OF 2010 MAY 23-24 AS REVEALED BY COMBINED IN SITU MEASUREMENTS AND HELIOSPHERIC IMAGING ». *ApJ* 759 (2012). DOI : **10.1088/0004-637X/759/1/68**.

[82] S. Lundquist. « On the Stability of Magneto-Hydrostatic Fields ». *Physical Review* 83 (1951). DOI : **10.1103/PhysRev.83.307**.

[83] B. J. Lynch, T. H. Zurbuchen, L. A. Fisk et S. K. Antiochos. « Internal Structure of Magnetic Clouds : Plasma and Composition ». *Journal of Geophysical Research : Space Physics* 108 (2003). DOI : **10.1029/2002JA009591**.

[84] J Macqueen. « SOME METHODS FOR CLASSIFICATION AND ANALYSIS OF MULTIVARIATE OBSERVATIONS ». *MULTIVARIATE OBSERVATIONS* (1967).

[85] V. Martinez Pillet, B. W. Lites et A. Skumanich. « Active Region Magnetic Fields. I. Plage Fields ». *ApJ* 474 (1997). DOI : **10.1086/303478**.

[86] J. J. Masías-Meza, S. Dasso, P. Démoulin, L. Rodriguez et M. Janvier. « Superposed Epoch Study of ICME Sub-Structures near Earth and Their Effects on Galactic Cosmic Rays ». *Astronomy & Astrophysics* 592 (2016). DOI : **10.1051/0004-6361/201628571**.

[87] D. J. McComas et al. « Solar Wind Electron Proton Alpha Monitor (SWEPAM) for the Advanced Composition Explorer ». *The Advanced Composition Explorer Mission*. Sous la dir. de C. T. Russell, R. A. Mewaldt et T. T. Von Rosenvinge. Dordrecht : Springer Netherlands, 1998. DOI : **10.1007/978-94-011-4762-0_20**.

[88] D. J. McComas et al. « Solar Wind Observations over Ulysses' First Full Polar Orbit ». *Journal of Geophysical Research : Space Physics* 105 (2000). DOI : **10.1029/1999JA000383**.

[89] D. J. McComas et al. « The Three-Dimensional Solar Wind around Solar Maximum ». *Geophysical Research Letters* 30 (2003). DOI : **10.1029/2003GL017136**.

[90] D. J. McComas et al. « Weaker Solar Wind from the Polar Coronal Holes and the Whole Sun ». *Geophysical Research Letters* 35 (2008). DOI : **10.1029/2008GL034896**.

[91] A. Mignone et al. « PLUTO : A Numerical Code for Computational Astrophysics ». *The Astrophysical Journal Supplement Series* 170 (2007). DOI : **10.1086/513316**.

[92] A. Mignone et al. « THE PLUTO CODE FOR ADAPTIVE MESH COMPUTATIONS IN ASTROPHYSICAL FLUID DYNAMICS ». *The Astrophysical Journal Supplement Series* 198 (2012). DOI : **10.1088/0067-0049/198/1/7**.

[93] E. Mitsakou et X. Moussas. « Statistical Study of ICMEs and Their Sheaths During Solar Cycle 23 (1996 – 2008) ». *Solar Physics* 289 (2014). DOI : **10.1007/s11207-014-0505-y**.

[94] C. Moissard, D. Fontaine et P. Savoini. « A Study of Fluctuations in Magnetic Cloud-Driven Sheaths ». *Journal of Geophysical Research : Space Physics* 124 (2019). DOI : **10.1029/2019JA026952**.

[95] Christian Möstl et al. « Strong Coronal Channelling and Interplanetary Evolution of a Solar Storm up to Earth and Mars ». *Nat Commun* 6 (2015). DOI : **10.1038/ncomms8135**.

[96] Christian Möstl et al. « Prediction of the In Situ Coronal Mass Ejection Rate for Solar Cycle 25 : Implications for Parker Solar Probe In Situ Observations ». *ApJ* 903 (2020). DOI : **10.3847/1538-4357/abb9a1**.

[97] D. Müller et al. « The Solar Orbiter Mission : Science Overview ». *A&A* 642 (2020). DOI : **10.1051/0004-6361/202038467**.

[98] Marcia Neugebauer et Conway W. Snyder. « Mariner 2 Observations of the Solar Wind : 1. Average Properties ». *Journal of Geophysical Research (1896-1977)* 71 (1966). DOI : **10.1029/JZ071i019p04469**.

[99] J. A. Newbury, C. T. Russell, J. L. Phillips et S. P. Gary. « Electron Temperature in the Ambient Solar Wind : Typical Properties and a Lower Bound at 1 AU ». *Journal of Geophysical Research : Space Physics* 103 (1998). DOI : **10.1029/98JA00067**.

[100] T. Nieves-Chinchilla et al. « Understanding the Internal Magnetic Field Configurations of ICMEs Using More than 20 Years of Wind Observations ». *Solar Physics* 293 (2018). DOI : **10.1007/s11207-018-1247-z**.

[101] Brandon Panos et al. « Identifying Typical Mg Ii Flare Spectra Using Machine Learning ». *ApJ* 861 (2018). DOI : **10.3847/1538-4357/aac779**.

[102] E. N. Parker. « Dynamics of the Interplanetary Gas and Magnetic Fields. » *ApJ* 128 (1958). DOI : **10.1086/146579**.

[103] E. N. Parker. « Nanoflares and the Solar X-Ray Corona ». *ApJ* 330 (1988). DOI : **10.1086/166485**.

[104] Gabriel Pelouze. « Interprétation unifiée des écoulements associés à des cycles de condensation et d'évaporation dans les boucles coronales » (2019).

[105] Barbara Perri. « Le Soleil Magnétique et La Météorologie de l'espace Étude Du Couplage Non-Linéaire Entre Dynamo, Activité Magnétique et Vent Solaire » (2019).

[106] V Pizzo, R Schwenn, E Marsch et H Rosenbauer. « DETERMINATION OF THE SOLAR WIND ANGULAR MOMENTUM FLUX FROM THE HELIOS DATA—AN OBSERVATIONAL TEST OF THE WEBER AND DAVIS THEORY ». *ApJ. . .* 271 (1983).

[107] G. W. Pneuman et Roger A. Kopp. « Gas-Magnetic Field Interactions in the Solar Corona ». *Sol Phys* 18 (1971). DOI : **10.1007/BF00145940**.

[108] Stefaan Poedts et al. « EUropean Heliospheric FORecasting Information Asset 2.0 » (2020).

[109] Jens Pomoell et S. Poedts. « EUHFORIA : European Heliospheric Forecasting Information Asset ». *Journal of Space Weather and Space Climate* 8 (2018). DOI : **10.1051/swsc/2018020**.

[110] E. R. Priest. *Solar Magneto-Hydrodynamics*. Geophysics and Astrophysics Monographs. Dordrecht, Holland; Boston : Hingham, MA : D. Reidel Pub. Co.; Sold and distributed in the U.S.A. and Canada by Kluwer Academic Publishers, 1984.

[111] Donald V. Reames. « The Two Sources of Solar Energetic Particles ». *Space Sci Rev* 175 (2013). DOI : **10.1007/s11214-013-9958-9**.

[112] F. Regnault et al. « 20 Years of ACE Data : How Superposed Epoch Analyses Reveal Generic Features in Interplanetary CME Profiles ». *J. Geophys. Res. Space Physics* 125 (2020). DOI : **10.1029/2020JA028150**.

[113] Victor Réville. « VENTS ET MAGNÉTISME DES ÉTOILES DE TYPE SOLAIRE : Influence sur la rotation stellaire, la couronne et les (exo)planètes » (2016).

[114] Victor Réville et Allan Sacha Brun. « Global Solar Magnetic Field Organization in the Outer Corona : Influence on the Solar Wind Speed and Mass Flux Over the Cycle ». *ApJ* 850 (2017). DOI : **10.3847/1538-4357/aa9218**.

[115] Victor Réville, Anna Tenerani et Marco Velli. « Parametric Decay and the Origin of the Low-Frequency Alfvénic Spectrum of the Solar Wind ». *ApJ* 866 (2018). DOI : **10.3847/1538-4357/aadb8f**.

[116] I. G. Richardson et H. V. Cane. « Regions of Abnormally Low Proton Temperature in the Solar Wind (1965–1991) and Their Association with Ejecta ». *Journal of Geophysical Research* 100 (1995). DOI : **10.1029/95JA02684**.

[117] I. G. Richardson et H. V. Cane. « The Fraction of Interplanetary Coronal Mass Ejections That Are Magnetic Clouds : Evidence for a Solar Cycle Variation ». *Geophysical Research Letters* 31 (2004). DOI : **10.1029/2004GL020958**.

[118] I. G. Richardson et H. V. Cane. « Near-Earth Interplanetary Coronal Mass Ejections During Solar Cycle 23 (1996 – 2009) : Catalog and Summary of Properties ». *Solar Physics* 264 (2010). DOI : **10.1007/s11207-010-9568-6**.

[119] E. Robbrecht, D. Berghmans et R. A. M. Van der Linden. « AUTOMATED LASCO CME CATALOG FOR SOLAR CYCLE 23 : ARE CMEs SCALE INVARIANT ? » *ApJ* 691 (2009). DOI : **10.1088/0004-637X/691/2/1222**.

[120] L. Rodriguez et al. « Typical Profiles and Distributions of Plasma and Magnetic Field Parameters in Magnetic Clouds at 1 AU ». *Solar Physics* 291 (2016). DOI : **10.1007/s11207-016-0955-5**.

[121] A. Ruffenach et al. « Multispacecraft Observation of Magnetic Cloud Erosion by Magnetic Reconnection during Propagation ». *Journal of Geophysical Research : Space Physics* 117 (2012). DOI : **10.1029/2012JA017624**.

[122] A. Ruffenach et al. « Statistical Study of Magnetic Cloud Erosion by Magnetic Reconnection ». *Journal of Geophysical Research : Space Physics* 120 (2015). DOI : **10.1002/2014JA020628**.

[123] T Sakurai. « Magnetic Stellar Winds : A 2-D Generalization of the Weber-Davis Model. » *A&A* 152 (1985).

[124] Kenneth H. Schatten, John M. Wilcox et Norman F. Ness. « A Model of Interplanetary and Coronal Magnetic Fields ». *Sol Phys* 6 (1969). DOI : **10.1007/BF00146478**.

[125] C. J. Schrijver, R. Dobbins, W. Murtagh et S. M. Petrinec. « Assessing the Impact of Space Weather on the Electric Power Grid Based on Insurance Claims for Industrial Electrical Equipment ». *Space Weather* 12 (2014). DOI : **10.1002/2014SW001066**.

[126] N. A. Schwadron et D. J. McComas. « The Solar Wind Power from Magnetic Flux ». *ApJ* 686 (2008). DOI : **10.1086/592877**.

[127] C. Scolini, S. Dasso, L. Rodriguez, A. N. Zhukov et S. Poedts. « Exploring the Radial Evolution of Interplanetary Coronal Mass Ejections Using EUHFORIA ». *A&A* 649 (2021). DOI : **10.1051/0004-6361/202040226**.

[128] C. Scolini et al. « Effect of the Initial Shape of Coronal Mass Ejections on 3-D MHD Simulations and Geoeffectiveness Predictions ». *Space Weather* 16 (2018). DOI : **10.1029/2018SW001806**.

[129] D. G. Sibeck et K. Kudela, éd. *Interball in the ISTP Program*. Dordrecht : Springer Netherlands, 1999. DOI : **10.1007/978-94-011-4487-2**.

[130] Jeffrey D. Simpson, P. L. Cottrell et C. C. Worley. « Spectral Matching for Abundances and Clustering Analysis of Stars on the Giant Branches of $\omega$ Centauri : Abundances and Clustering Analysis of $\omega$ Cen ». *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 427 (2012). DOI : **10.1111/j.1365-2966.2012.22012.x**.

[131] G. Siscoe, N.U. Crooker et C.R. Clauer. « Dst of the Carrington Storm of 1859 ». *Advances in Space Research* 38 (2006). DOI : **10.1016/j.asr.2005.02.102**.

[132] G. Siscoe et D. Odstrcil. « Ways in Which ICME Sheaths Differ from Magnetosheaths ». *Journal of Geophysical Research : Space Physics* 113 (2008). DOI : **10.1029/2008JA013142**.

[133] C. W. Smith et al. « The Ace Magnetic Fields Experiment ». *The Advanced Composition Explorer Mission.* Sous la dir. de C. T. Russell, R. A. Mewaldt et T. T. Von Rosenvinge. Dordrecht : Springer Netherlands, 1998. DOI : **10.1007/978-94-011-4762-0_21**.

[134] Keith T Strong. *The Many Faces of the Sun : A Summary of the Results from NASA's Solar Maximum Mission.* New York : Springer, 1999.

[135] P. A. Sturrock. « Model of the High-Energy Phase of Solar Flares ». *Nature* 211 (1966). DOI : **10.1038/211695a0**.

[136] M. Temmer, M. A. Reiss, L. Nikolic, S. J. Hofmeister et A. M. Veronig. « Preconditioning of Interplanetary Space Due to Transient CME Disturbances ». *The Astrophysical Journal* 835 (2017). DOI : **10.3847/1538-4357/835/2/141**.

[137] V S Titov et P Demoulin. « Basic Topology of Twisted Magnetic Configurations in Solar Flares » (1999).

[138] V. S. Titov, T. Török, Z. Mikic et J. A. Linker. « A METHOD FOR EMBEDDING CIRCULAR FORCE-FREE FLUX ROPES IN POTENTIAL MAGNETIC FIELDS ». *The Astrophysical Journal* 790 (2014). DOI : **10.1088/0004-637X/790/2/163**.

[139] E. F. Toro. *Riemann Solvers and Numerical Methods for Fluid Dynamics : A Practical Introduction.* 3rd ed. Dordrecht ; New York : Springer, 2009.

[140] T. Török et B. Kliem. « Confined and Ejective Eruptions of Kink-Unstable Flux Ropes ». *ApJ* 630 (2005). DOI : **10.1086/462412**.

[141] T. Török, B. Kliem et V. S. Titov. « Ideal Kink Instability of a Magnetic Loop Equilibrium ». *A&A* 413 (2004). DOI : **10.1051/0004-6361:20031691**.

[142] Tibor Török et al. « Sun-to-Earth MHD Simulation of the 2000 July 14 "Bastille Day" Eruption ». *The Astrophysical Journal* 856 (2018). DOI : **10.3847/1538-4357/aab36d**.

[143] L. Turc, D. Fontaine, P. Savoini et R. Modolo. « 3D Hybrid Simulations of the Interaction of a Magnetic Cloud with a Bow Shock ». *Journal of Geophysical Research : Space Physics* 120 (2015). DOI : **10.1002/2015JA021318**.

[144] Klaus Heinrich Vanselow et Klaus Ricklefs. « Are Solar Activity and Sperm Whale Physeter Macrocephalus Strandings around the North Sea Related ? » *Journal of Sea Research* 53 (2005). DOI : **10.1016/j.seares.2004.07.006**.

[145] M. Velli. « From Supersonic Winds to Accretion : Comments on the Stability of Stellar Winds and Related Flows ». *ApJ* 432 (1994). DOI : **10.1086/187510**.

[146] C. Verbeke, J. Pomoell et S. Poedts. « The Evolution of Coronal Mass Ejections in the Inner Heliosphere : Implementing the Spheromak Model with EUHFORIA ». *Astronomy & Astrophysics* 627 (2019). DOI : **10.1051/0004-6361/201834702**.

[147] A. Vourlidas et al. « COMPREHENSIVE ANALYSIS OF CORONAL MASS EJECTION MASS AND ENERGY PROPERTIES OVER A FULL SOLAR CYCLE ». *ApJ* 722 (2010). DOI : **10.1088/0004-637X/722/2/1522**.

[148] B. Vršnak et al. « Propagation of Interplanetary Coronal Mass Ejections : The Drag-Based Model ». *Sol Phys* 285 (2013). DOI : **10.1007/s11207-012-0035-4**.

[149] W. H. Barlow. « On the Spontaneous Electrical Currents Observed in the Wires of the Electric Telegraph ». *Philosophical Transactions of the Royal Society of London* 139 (1849) (1849).

[150] C. Wang, D. Du et J. D. Richardson. « Characteristics of the Interplanetary Coronal Mass Ejections in the Heliosphere between 0.3 and 5.4 AU ». *Journal of Geophysical Research : Space Physics* 110 (2005). DOI : **10.1029/2005JA011198**.

[151] David F. Webb et Joe H. Allen. « Spacecraft and Ground Anomalies Related to the October-November 2003 Solar Activity ». *Space Weather* 2 (2004). DOI : **10.1029/2004SW000075**.

[152] Edmund J Weber et Leverett Davis. « THE ANGULAR MOMENTUM OF THE SOLAR WIND ». *ApJ. . .* 148 (1967).

[153] Donat G. Wentzel. « Coronal Heating by Alfvén Waves ». *Sol Phys* 39 (1974). DOI : **10.1007/BF00154975**.

[154] Reka M. Winslow et al. « Interplanetary Coronal Mass Ejections from MESSENGER Orbital Observations at Mercury ». *Journal of Geophysical Research : Space Physics* 120 (2015). DOI : **10.1002/2015JA021200**.

[155] Chin-Chun Wu et R. P. Lepping. « Statistical Comparison of Magnetic Clouds with Interplanetary Coronal Mass Ejections for Solar Cycle 23 ». *Solar Physics* 269 (2011). DOI : **10.1007/s11207-010-9684-3**.

[156] Yu I. Yermolaev, I. G. Lodkina, N. S. Nikolaeva et M. Yu Yermolaev. « Dynamics of Large-Scale Solar Wind Streams Obtained by the Double Superposed Epoch Analysis ». *Journal of Geophysical Research : Space Physics* 120 (2015). DOI : **10.1002/2015JA021274**.

[157] V. Yurchyshyn, S. Yashiro, V. Abramenko, H. Wang et N. Gopalswamy. « Statistical Distributions of Speeds of Coronal Mass Ejections ». *ApJ* 619 (2005). DOI : **10.1086/426129**.

[158] C. Zanni et J. Ferreira. « MHD Simulations of Accretion onto a Dipolar Magnetosphere : I. Accretion Curtains and the Disk-Locking Paradigm ». *Astronomy & Astrophysics* 508 (2009). DOI : **10.1051/0004-6361/200912879**.

[159] J. Zhang, P. Hess et W. Poomvises. « A Comparative Study of Coronal Mass Ejections with and Without Magnetic Cloud Structure near the Earth : Are All Interplanetary CMEs Flux Ropes ? » *Solar Physics* 284 (2013). DOI : **10.1007/s11207-013-0242-7**.

[160] Thomas H. Zurbuchen et Ian G. Richardson. « In-Situ Solar Wind and Magnetic Field Signatures of Interplanetary Coronal Mass Ejections ». *Space Science Reviews* 123 (2006). DOI : **10.1007/s11214-006-9010-4**.

[161] Cornelis Zwaan. « Elements and Patterns in the Solar Magnetic Field ». *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* 25 (1987). DOI : **10.1146/annurev.aa.25.090187.000503**.

université PARIS-SACLAY

ÉCOLE DOCTORALE
Ondes et matière
(EDOM)

**Titre :** Origine et Évolution des Éjections Coronales de Masse dans l'Héliosphère

**Mots clés :** Physique du milieu Interplanétaire, Physique des plasmas, Observations, Simulations numérique, Modélisation, Météorologie spatiale

**Résumé :** Les éjections coronales de masse interplanétaires (ICMEs ci-après, pour Interplanetary Coronal Mass Ejections en anglais) proviennent de l'éruption de structures magnétiques complexes dans l'atmosphère solaire. Elles se propagent dans le milieu interplanétaire, où elles peuvent être analysées par des sondes spatiales. Les ICMEs sont connues pour générer des tempêtes géomagnétiques capables de perturber nos technologies sur Terre. L'étude des ICMEs pourrait nous permettre de prévoir et de réduire leur impact sur notre technologie.

Lorsqu'elles sont assez rapides, les ICMEs peuvent accumuler assez de plasma de vent solaire pour former une gaine devant elles. Elles sont donc constituées de deux sous-structures principales : une gaine et un éjecta magnétique (ME). L'éjecta magnétique est la partie principale d'une ICME où le champ magnétique est plus intense et plus régulier que celui du vent solaire. L'objectif de cette thèse est d'étudier les mécanismes physiques qui se produisent pendant la propagation d'une ICME dans le système solaire.

Pour ce faire, nous effectuons d'abord une étude statistique, que l'on appelle la méthode des époques superposées, sur un catalogue de plus de 300 ICMEs où nous considérons les profils des paramètres physiques (tels que l'intensité du champ magnétique, la vitesse, la température, etc) des ICMEs détectées proches de la Terre par la sonde spatiale Advanced Composition Explorer (ACE). En particulier, nous étudions différentes classifications possibles des ICMEs, par exemple en fonction de leur vitesse, de la phase du cycle solaire où elles sont détectées, et de la détection d'un nuage magnétique ou non (MC). Il s'agit d'un sous-ensemble des MEs avec une rotation claire du champ magnétique et une faible température du plasma par rapport au vent solaire. Nous trouvons que les ICMEs ne sont pas distribuées en groupes distincts, mais plutôt dans un continuum dans leur espace de paramètres. Nous confirmons que les ICMEs lentes ont un profil plus symétrique que les ICMEs rapides, généralisant ainsi le travail effectué sur un échantillon de 44 ICMEs avec des nuages magnétiques identifiés par Masias-Meza et al. 2016. Les ICMEs rapides montrent également des signes de compression dans leur éjecta magnétique et dans leur gaine. Ce travail soulève alors la question de l'effet du vent solaire sur les profils des ICMEs plus loin dans le système solaire.

Parallèlement à cette étude, nous présentons les résultats de la simulation de la propagation d'un ensemble de tubes de flux Titov-Démoulin (Titov et al. 2014) avec différents champs magnétiques et tailles au sein d'un vent solaire idéalisé. Ceci est réalisé avec le module magnétohydrodynamique 3D du code PLUTO sur une grille à maillage adaptatif. Notre grille commence dans la basse couronne et va jusqu'à 2 unités astronomiques. On peut alors étudier l'effet de l'intensité du champ magnétique ou de la taille d'un tube de flux à l'initiation sur ses propriétés durant la propagation. Ceci met alors en évidence les processus physiques qui se produisent durant la propagation. Nous constatons que les tubes de flux plus minces tournent différemment des tubes de flux plus épais durant les premières phases de propagation. L'évolution du champ magnétique du tube de flux au cours de sa propagation est en accord avec les lois d'évolution déduites des observations. Les profils in situ synthétiques au niveau de Mercure et de la Terre issus de nos simulations s'accordent bien avec les résultats de Janvier et al. 2019 et Regnault et al. 2020. Les composantes magnétiques des tubes de flux simulés correspondent bien à ce que nous attendons de la théorie (Lundquist et al. 1950).

Cette thèse présente ainsi les bases pour modéliser de manière auto-cohérente en 3D l'éruption et la propagation des ICMEs depuis la basse couronne jusqu'à l'orbite de la Terre.

Maison du doctorat de Université Paris-Saclay
2e étage, aile ouest, École normale supérieure Paris-Saclay
4 avenue des Sciencs
91190 Gif-sur-Yvette, France

ÉCOLE DOCTORALE
Ondes et matière
(EDOM)

**Title :** Origin and evolution of Coronal Mass Ejections in the Heliosphere

**Keywords :** Physic of Interplanetary Medium, Plasma physics, Observations, Numerical simulation, Modelisation, Space weather.

**Abstract :** Interplanetary Coronal Mass Ejections (ICMEs) originate from the eruption of complex magnetic structures occurring in our star's atmosphere. They propagate in the interplanetary medium, where they can be probed by spacecraft. ICMEs are known to generate geomagnetic storms that can disturb our technologies on earth. Studying ICMEs could, therefore, allow us to predict and lower their impact in our technology. When they are fast enough, ICMEs can accumulate enough solar wind plasma to form a sheath ahead of them. They therefore consist of two main substructures : a sheath and a magnetic ejecta (ME). The magnetic ejecta is the main body of an ICME where the magnetic field is more intense and with less variance than that of the ambient solar wind. The aim of this PhD is to study the physical mechanisms that happen during the propagation of an ICME.

To do so, we first run a statistical study using the superposed epoch analysis technique on a catalogue of more than 300 ICMEs where we consider the profiles of the physical parameters (like the magnetic field intensity, the speed, the temperature, etc) of the ICMEs detected close to the earth by the Advanced Composition Explorer (ACE) spacecraft. In particular, we investigate different possible classifications of ICMEs, for example based on their speeds, the phase of the solar cycle when they are detected, and the detection of an associated magnetic cloud (MC) or not. MCs are a subset of MEs with a clear rotation of the magnetic field as well as a low plasma temperature compared with the solar wind. We show that ICMEs are not distributed in distinct clusters, but rather in a continuum in their parameter space. We confirm that slow ICMEs have a more symmetric profile than fast ICMEs, therefore generalizing the work made on a sample of 44 ICMEs with clearly identified magnetic clouds by Masias-Meza et al. 2016. We also find that fast ICMEs show signs of compression in both their magnetic ejecta and in their sheath, this work raises the question of the role of the solar wind in shaping ICME profiles further in the heliosphere.

In parallel, we present the simulation results of the propagation of a set of Titov-Démoulin flux ropes (Titov et al. 2014) with different magnetic fields and sizes within an idealized solar wind. This is done with the 3D magnetohydrodynamic module of the PLUTO code on an adaptative mesh refinement grid. Our grid starts in the low corona and goes up to 2 astronomical units. This allows us to study the effect of the magnetic field intensity or of the size of the flux rope at the initiation on its properties during the propagation, highlighting the physical processes happening during the propagation. We find that thinner flux ropes rotate differently than thicker ones in the initial phase of the propagation. The evolution of the magnetic field of the flux rope during the propagation agrees with evolution laws deduced from observations. Synthetic in situ profiles at Mercury and at the Earth in the simulations agree with the results of Janvier et al. 2019 and Regnault et al. 2020. The magnetic components of the simulated flux rope match well with what we are expecting from theory (Lundquist et al. 1950).

This thesis therefore presents the grounds for modelling self-consistently in 3D the eruption and propagation of ICMEs from the low corona up to the orbit of the Earth.

Maison du doctorat de Université Paris-Saclay
2e étage, aile ouest, École normale supérieure Paris-Saclay
4 avenue des Sciences
91190 Gif-sur-Yvette, France