

VENTS ET MAGNÉTISME DES ÉTOILES DE TYPE SOLAIRE : Influence sur la rotation stellaire, la couronne et les (exo)planètes

Victor Réville

▶ **To cite this version:**

Victor Réville. VENTS ET MAGNÉTISME DES ÉTOILES DE TYPE SOLAIRE : Influence sur la rotation stellaire, la couronne et les (exo)planètes. Physique [physics]. Université Paris Diderot (Paris 7) Sorbonne Paris Cité, 2016. Français. ⟨NNT : ⟩. ⟨tel-01465811v2⟩

HAL Id: tel-01465811

https://hal.science/tel-01465811v2

Submitted on 29 May 2017

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.



HAL Authorization

Université Sorbonne
Paris Cité

THÈSE DE DOCTORAT

DE L'UNIVERSITÉ SORBONNE PARIS CITÉ
PRÉPARÉE À L'UNIVERSITÉ PARIS DIDEROT (PARIS 7)
ÉCOLE DOCTORALE D'ASTRONOMIE ET D'ASTROPHYSIQUE D'ILE-DE-FRANCE 127

Service d'Astrophysique - CEA-DRF/IRFU

VENTS ET MAGNÉTISME DES ÉTOILES DE TYPE SOLAIRE

Influence sur la rotation stellaire, la couronne et les (exo)planètes

---

par

VICTOR RÉVILLE

Specialité : Astronomie et Astrophysique

Thèse dirigée par ALLAN SACHA BRUN
et soutenue publiquement à Gif sur Yvette le 23 SEPTEMBRE 2016

Président	PR. SYLVAIN CHATY	Université Paris Diderot
Rapporteur	PR. JONATHAN FERREIRA	Université Grenoble-Alpes
Rapporteur	PR. MARCO VELLI	Université de Californie, Los Angeles
Examinateur	DR. JÉRÔME BOUVIER	Université Grenoble-Alpes
Examinateur	PR. SEAN MATT	University of Exeter
Examinatrice	DR. ALINE VIDOTTO	Trinity College Dublin
Directeur de thèse	DR. ALLAN SACHA BRUN	Service d'Astrophysique, CEA/DRF/IRFU

« L'homme objectif n'est pas un modèle à suivre, il ne précède ni ne suit personne, il vit trop à l'écart pour avoir besoin de prendre parti entre le bien et le mal. »

Friedrich Nietzsche, *Par delà le bien et le mal*

Remerciements

Avant de véritablement commencer, et comme il est d'usage, voici un petit aparté personnel, qui me permettra de remercier (mieux que lors de ma soutenance) toutes les personnes qui m'ont aidé à faire ce travail.

Je remercie tout d'abord mes rapporteurs d'avoir consacré du temps à la lecture en détails de ce manuscrit. Veuillez me passer les approximations grammaticales qui s'y sont trouvées, j'espère avoir rétabli un français correct pour les futurs lecteurs. À tout le jury, merci pour l'intérêt que vous avez porté à mes travaux et pour l'échange qui a suivi ma soutenance. J'ai une pensée particulière pour Sean, qui m'a encadré au service d'astrophysique au début de ma thèse et m'a presque tout appris des vents stellaires.

Je remercie également tous les membres du laboratoire AIM, qui m'ont accompagné durant mes trois ans de préparation de thèse. En particulier, je souhaite remercier les personnels administratifs et scientifiques qui maintiennent au service d'astrophysique des conditions de travail remarquables, Pascale, Christine, Marie, Dominique, Pierre-Olivier, Michel, Anne et Pascale. Merci Jérôme pour ton suivi et tes conseils.

Je suis redevable à toute l'équipe du Laboratoire Dynamique des Étoiles et de leur Environnement. Stéphane, j'ai toujours apprécié les échanges scientifiques, politiques ou historiques à table et ailleurs. Rafael, merci pour les quelques kit kats (et le chorizo !) passés mais surtout à venir, avec lesquels tu pourras peut-être un jour t'acquitter de ta note de taxi. Merci à tous les doctorants passés par le service et le laboratoire pendant ma thèse, les plus vieux, Julien et Lucie, à qui je souhaite le meilleur dans l'enseignement de la physique, Tugdual, Maëlle, et mes co-bureaux Pierre et Mathieu avec qui j'ai eu le plaisir de commencer et de terminer ma thèse. Bonne chance à ceux qui suivent, Constance, Barbara, Roxane, Quentin et Mansour, vous êtes, je n'en doute pas, entre de bonnes mains.

Ces trois années de thèse m'ont donné l'idée que la recherche, ou du moins l'astrophysique, est une grande famille. Je suis très heureux d'avoir pu rencontrer tant de jeunes et moins jeunes chercheurs que j'ai la certitude de revoir dans les rassemblements à venir. En particulier les post-docs du LDEE, Rui, Jacobo, Miki, David, Paul, Enrico, Kyle, Vincent et Delphine. Antoine, tu as bien sûr une place spéciale dans ces remerciements, toi qui m'as tant de fois sorti de galère avec PLUTO ou Python, merci pour ta disponibilité incroyable depuis le Québec.

Évidemment, je remercie Sacha. Pour beaucoup de choses différentes, la méthode scientifique, le temps que tu as passé à rougir mes brouillons d'articles ou à m'écouter répéter mes présentations. Les discussions que l'on a eues autour d'un thé, où je sortais en me demandant si tu avais compris ma question, et revenais trois jours plus tard en me disant que non seulement tu avais compris mais qu'il me fallait encore franchir quelques étapes pour arriver à ton argument. Pour les bons moments passés en conférences ou au laboratoire. Mais surtout pour la confiance que tu m'as accordée, très tôt (mais pas trop). Elle a pour moi une très grande valeur.

À mes parents, mes sœurs, qui m'ont toujours soutenu dans mon parcours, et qui ont montré beaucoup d'enthousiasme pour mon engagement dans la recherche, merci du fond du cœur. Vous auriez sans doute aimé plus de précisions sur la météo actuelle de Mars, peut-être un jour pourrai-je avoir un avis plus tranché. Merci à mes amis du Lycée, de classes préparatoires et de l'ENSTA. L'attrait de nombre d'entre vous pour la science et la recherche m'a conforté dans mon choix de poursuivre aujourd'hui. Louda, merci de m'avoir relu quand tu avais plein d'autre chose à penser. Marianne, enfin,

j’ai eu le bonheur de partager ces trois années avec toi, merci de ton soutien durant les périodes de doutes et les mois de rédaction, merci de vouloir m’accompagner pour la suite.

Abstract

Solar-like stars are believed to generate magnetic fields in their convective envelope through dynamo processes. Magnetic energy is injected in their extended atmosphere, the corona, which is heated up to few million Kelvin. The outward pressure gradient drives a magnetized stellar wind that induces a rotational braking on the star.

We first focus on the consequences of this magnetized outflow on stellar rotation. Thanks to 2.5D MHD wind simulations, we quantify the influence of complex topologies of the magnetic field on the efficiency of the braking. We derive a general formulation that accounts for arbitrary complex magnetic topologies using the open magnetic flux. We propose a way to estimate the open magnetic flux for solar-like stars thanks to semi-analytical models, in order to use our formulation in rotational evolution models. We then use 3D simulations constrained by spectropolarimetric maps to study the evolution of stellar winds with age. Our simulations, thanks to prescriptions on the evolution of the coronal base density and temperature, are in good agreement with empirical rotational models. Moreover, we unravel the complex structure of realistic coronae made of dead zones and open regions. We also demonstrate that young and fast rotating stars have a trimodal wind speed distribution due to the magneto-centrifugal effect and superradial flux tube expansion.

The last part of this thesis discusses the interaction of stellar winds with planets. We demonstrate that close-in planets, such as hot Jupiters, experience star-planet magnetic interactions that have a significant influence on their migration time scale toward the star. We then quantify the radio emission due to energy transfer between the stellar (or solar) wind and electrons of the planetary magnetospheres through the example of Mercury. This study is a first step toward the characterization of exoplanetary magnetospheres.

Résumé

Les étoiles de type solaire génèrent un champ magnétique dans leur enveloppe convective grâce à l'effet dynamo. De l'énergie magnétique est injectée dans leur atmosphère étendue, la couronne, qui est chauffée à quelques millions de Kelvin. Le gradient de pression entre la base de la couronne et le milieu interstellaire produit alors un vent de particules chargées responsable du freinage rotationnel de l'étoile sur la séquence principale.

Après une première partie introduisant les concepts fondamentaux de la magnétohydrodynamique stellaire, cette thèse se consacre à l'influence du vent magnétisé sur la rotation stellaire et la couronne. À l'aide d'un ensemble de 60 simulations MHD axisymétriques, nous quantifions en premier lieu l'influence de la topologie magnétique sur le freinage. Nous démontrons l'efficacité d'une nouvelle formulation de freinage qui permet de prendre en compte des topologies arbitrairement complexes grâce au flux ouvert magnétique. Nous proposons ensuite une méthode pour estimer le flux ouvert des étoiles de type solaire à partir de modèles analytiques de reconstruction coronale, qui permettent l'utilisation de cette formulation dans les modèles d'évolution rotationnelle. Enfin, à l'aide de simulations entièrement tridimensionnelles contraintes par des champs magnétiques observés, nous étudions l'évolution des propriétés du vent avec l'âge des étoiles. En modélisant l'évolution de la température et de la densité coronale en fonction du taux de rotation de l'étoile, nous retrouvons les prescriptions usuelles des modèles d'évolution rotationnelle. Les simulations 3D permettent également d'accéder à la structure complexe de la couronne organisée en régions ouvertes et fermées. Nous démontrons également que, pour les étoiles jeunes, la distribution de vitesse du vent est trimodale du fait de l'effet magnéto-centrifuge et de l'expansion superradiale des lignes de champ magnétique.

La troisième partie de cette thèse aborde les interactions magnétiques étoile-planète sous deux aspects. Tout d'abord, lorsque la planète est proche, un couplage magnétique permet un échange de moment cinétique entre les deux corps. Nos travaux quantifient pour la première fois ces couples magnétiques en fonction des paramètres stellaires et des paramètres orbitaux de la planète, grâce à des simulations MHD 2D et 3D. Ce couple apparaît comme un facteur non négligeable de la migration de Jupiter chauds vers leur étoile hôte. Puis, dans le cas d'une planète plus lointaine, nous nous intéressons aux émissions radios créées dans les magnétosphères planétaires à travers l'exemple de Mercure, ouvrant la voie à la détection et à la caractérisation de magnétosphères exoplanétaires.

TABLE DES MATIÈRES

Remerciements iv

Abstract vi

Résumé vii

Sommaire viii

Liste des figures xiii

Liste des Tableaux xvii

Symboles et Constantes xix

I Concepts fondamentaux 1

1 Les étoiles en équilibre dynamique 3
1.1 Structure interne des étoiles . . . 3
1.1.1 Le diagramme HR . . . 3
1.1.2 Structure interne des étoiles en fonction de la masse . . . 6
1.1.3 Processus internes, rotation, hélio et astérosismologie . . . 7
1.2 Modèles hydrostatiques et hydrodynamiques pour la couronne . . . 9
1.2.1 L'hypothèse hydrostatique . . . 9
1.2.2 Les solutions dynamiques de Parker . . . 10
1.2.3 Choc terminal et conséquences sur les solutions de vents . . . 12
1.2.4 Observations du vent solaire . . . 15
1.3 Le modèle polytropique . . . 17
1.3.1 L'équation d'état polytropique . . . 17
1.3.2 Équation du moment et énergie du vent . . . 18
1.3.3 Calcul du rayon critique et critère pour l'existence de vents . . . 20
1.4 Conclusions . . . 21

2 Magnétisme des étoiles de type solaire 23
2.1 Effet dynamo dans les enveloppes convectives . . . 23
2.1.1 Cycle et familles dans la dynamo solaire . . . 23
2.1.2 L'instabilité dynamo . . . 26
2.1.3 Champ d'équipartition, α-quenching et dynamo d'interface . . . 28
2.2 Magnétisme stellaire . . . 29
2.2.1 Effet Zeeman et spectropolarimétrie . . . 29
2.2.2 Diversité du magnétisme des étoiles de type solaire . . . 31

2.3 Le vent solaire magnétique . . . 33
2.3.1 Chauffage et bilan d'énergie dans la basse couronne . . . 34
2.3.2 Facteur d'expansion et vitesse terminale . . . 37
2.3.3 Évènements dynamiques, éruptions et éjections de masse coronale . . . 39
2.4 Conclusions . . . 40

II Simulations MHD de vents et couronnes stellaires 41

3 Perte de moment cinétique des étoiles et impact d'un champ magnétique complexe 43
3.1 Observations, freinage et gyrochronologie . . . 43
3.1.1 Amas ouverts, loi de Skumanich et gyrochronologie . . . 43
3.1.2 Modèles empiriques . . . 45
3.1.3 Genèse des formulations de freinage magnétique. . . . 49
3.2 Études paramétriques de vents dipolaires, quadrupolaires et octupolaires . . . 51
3.2.1 Configuration numérique . . . 51
3.2.2 Zones mortes et trous coronaux . . . 54
3.2.3 Effet magnéto-centrifuge et collimation . . . 57
3.2.4 Loi de freinage et influence de la topologie . . . 60
3.3 Une nouvelle loi de freinage pour les champs magnétiques complexes . . . 64
3.3.1 Flux magnétique ouvert . . . 64
3.3.2 Nouvelle formulation . . . 65
3.3.3 Topologies mixtes issues d'observations . . . 68
3.4 Discussion et perspectives . . . 70
3.5 Aparté Technique 1 : Conditions limites pour la simulation de vents MHD . . . 71
3.6 Article publié : ApJ, 798 :116 . . . 73

4 Modèles semi-analytiques pour la reconstruction de structures coronales stellaires 91
4.1 Extrapolation potentielle du magnétique coronal à partir d'observations de la surface. . . 91
4.1.1 Le modèle PFSS . . . 91
4.1.2 Rayon de surface source optimal . . . 95
4.2 Estimations du couple magnétique et de la perte de masse pour les étoiles de type solaire. 98
4.2.1 Balance de pression et estimation du flux ouvert . . . 98
4.2.2 De l'importance de la rotation . . . 100
4.2.3 Application au calcul de couple magnétique . . . 104
4.3 Discussion et perspectives . . . 105
4.4 Aparté Technique 2 : solution semi-analytique d'un vent magnétisé en rotation. . . . 106
4.5 Article publié : ApJ, 814 :99 . . . 110

5 Évolution des propriétés du vent avec l'âge pour les étoiles de type solaire 121
5.1 Paramètres coronaux pour les étoiles jeunes . . . 121
5.1.1 Observations X et Lyα de l'activité des étoiles. . . . 121
5.1.2 Prescriptions pour la température et la densité coronale . . . 124
5.1.3 Choix des étoiles cibles . . . 126
5.2 Résultats de simulations et structures tridimensionnelles . . . 128
5.2.1 Configuration numérique . . . 128
5.2.2 Surfaces d'Alfvén tridimensionnelles et perte de moment cinétique . . . 129
5.2.3 Formulation de freinage et modèle PFSS . . . 133
5.2.4 Distributions de vitesses . . . 135

5.2.5 Interactions dans le plan équatorial . . . 138
5.3 Simulations du vent solaire au cours du cycle . . . 141
5.3.1 Simulations de quatre époques du cycle 22 . . . 141
5.3.2 La perte de moment angulaire solaire . . . 143
5.4 Discussion et perspectives . . . 145
5.5 Aparté Technique 3 : simulation de vents 3D sur supercalculateurs . . . 146
5.6 Article publié : ApJ, 832 :145 . . . 147

III Intéractions MHD avec un compagnon 163

6 Interactions magnétiques entre une étoile et une planète proche 165
6.1 De la variété des systèmes exoplanétaires : méthodes de modélisation et principe des interactions magnétiques étoile-planète. . . . 165
6.1.1 Détection des exoplanètes : méthodes et limites . . . 165
6.1.2 Modélisation du vent stellaire et d'une planète . . . 168
6.1.2.1 Paramètres de vent stellaire utilisé . . . 169
6.1.2.2 Cas d'une planète non magnétisée . . . 171
6.1.2.3 Cas d'une planète magnétisée et influence de l'inclinaison du champ . 171
6.2 Échange de moment cinétique . . . 173
6.2.1 Ailes d'Alfvén . . . 173
6.2.2 Influence des paramètres sur le couple magnétique . . . 175
6.2.3 Conséquences sur la migration planétaire . . . 177
6.2.4 Structure 3D du flux de Poynting . . . 179
6.3 Discussion et perspectives . . . 181

7 Émissions dues aux interactions étoile-planète 183
7.1 Émission cyclotron dans les magnétosphères planétaires . . . 183
7.1.1 Cyclotron ou Synchrotron ? . . . 183
7.1.2 Bremßtrahlung . . . 184
7.1.3 Choc d'un vent stellaire sur une magnétosphère planétaire . . . 184
7.1.4 Loi d'émission radio de Bode . . . 185
7.2 Structure 3D d'émissions dans la magnétosphère de Mercure . . . 187
7.2.1 Configuration numérique . . . 188
7.2.2 Influence du champ magnétique interplanétaire . . . 189
7.2.3 Détection de magnétosphères exoplanétaires . . . 193
7.3 Discussion et perspectives . . . 194

8 Conclusions et Perspectives 195

A MHD et vents stellaires 199
A.1 MHD idéale pour les vents stellaires . . . 199
A.2 Théorème du gel . . . 200
A.3 Modes MHD . . . 201
A.4 Équilibre axisymétrique et équations intégrales . . . 204
A.5 Extension 3D . . . 207

B Solveurs de Riemann et le code PLUTO 209

B.1 Méthodes des volumes finis 209
B.2 Le problème de Riemann 210
B.3 Le code PLUTO 212

C Formalisme des harmoniques sphériques **213**
C.1 Champs Scalaires 213
C.2 Champs vectoriels 213

D Méthode de Newton-Raphson uni et multidimensionnelle **215**
D.1 Principe et méthode 1D 215
D.2 Extension multidimensionnelle 215

E Évolution séculaire d'un système étoile-planète **217**
E.1 Le code ESPEM 217
E.2 Résultats préliminaires 217

F Autres publications **219**

Bibliographie **277**

TABLE DES FIGURES

1.1 Diagramme de Hertzprung-Russel 4
1.2 Zone radiatives et convectives en fonction de la masse 6
1.3 Trajectoire de modes de gravité et de pression 8
1.4 Rotation différentielle interne du Soleil 9
1.5 Solutions de l'équation de Parker 12
1.6 Structure du choc terminal 13
1.7 Solutions de vents et d'accrétion avec choc 14
1.8 Vitesses en fonction de la latitude 16
1.9 Ensemble des solutions dynamiques avec une équation d'état polytropique 19
1.10 Position du rayon critique en fonction de γ 21

2.1 Diagramme papillon du champ magnétique solaire 24
2.2 Topologie du champ magnétique solaire au cours du cycle 25
2.3 Schéma de principe des effets α, Ω et Babcock-Leighton 28
2.4 Profils de polarisation observés dans l'étoile τ Boo 30
2.5 Magnétisme des étoiles froides 32
2.6 De la photosphère à la couronne 33
2.7 Bilan énergétique dans le vent solaire 35
2.8 Simulations de vent solaire lent et rapide 36
2.9 Expansion d'un tube de flux 38
2.10 Éruptions solaires et éjections de masse coronale 39

3.1 Distribution des périodes de rotation en fonction de la masse dans les amas ouverts . . 44
3.2 Échelles de temps de freinage en fonction de la masse 47
3.3 Modèles bi-couches de rotation stellaire 48
3.4 Solutions de vents dipolaire, quadrupolaire et octupolaire 54
3.5 Vitesses poloïdale et toroïdale dans les zones mortes et les trous coronaux 56
3.6 Vents multipolaires en rotation rapide 58
3.7 Bilan des forces dans le vent le long d'une ligne de champ 59
3.8 Collimation des lignes de champ à forte rotation 60
3.9 Ajustement des simulations sur la loi de freinage (3.39) 62
3.10 Vitesse du vent en fonction du rayon d'Alfvén 63
3.11 Ajustement de la perte de masse sur la loi 3.41 63
3.12 Vent solaire dans le plan équatorial et spirale de Parker 65
3.13 Flux magnétique et topologie 66
3.14 Ajustement sur la loi de freinage en flux ouvert (3.44) 67
3.15 Simulations de vents avec une topologie réaliste 70
3.16 Conditions limites pour les simulations de vents 71
3.17 Rotation des lignes de champ magnétique avec l'étoile et conservation de $\Omega_{\rm eff}$ 72

4.1 Couronne solaire vue lors d'éclipses totales 92
4.2 Extrapolation potentielle du maximum solaire 94
4.3 Variation du flux magnétique issu d'une extrapolation potentielle 95

4.4 Comparaison entre simulation et extrapolation potentielle . . . 97
4.5 Évolution de β avec la hauteur . . . 99
4.6 Balance de pression dans les cas dipolaire et quadrupolaire . . . 100
4.7 Comparaison de $r_{\rm ss,est}$ et $r_{\rm ss,opt}$ avec un modèle de vent polytropique . . . 101
4.8 Profils de vitesse du vent magnéto-centrifuge en fonction du taux de rotation . . . 102
4.9 Bilan des pressions en utilisant la solution de Sakurai . . . 102
4.10 Comparaison de $r_{\rm ss,est}$ et $r_{\rm ss,opt}$ avec un modèle de vent magnéto-centrifuge . . . 103
4.11 Position du point magnéto-sonique lent en fonction de Θ et ω . . . 108
4.12 $\tilde{H}(x, y)$ pour deux configurations différentes . . . 109

5.1 Luminosité X en fonction de la période et de la masse . . . 122
5.2 Corrélation entre le flux X et la perte de masse . . . 124
5.3 Modèles de perte de masse et comparaison avec les observations . . . 126
5.4 Reconstruction des champs magnétiques radiaux des étoiles cibles de notre étude . . . 127
5.5 Amplitude du champ en fonction de la période de rotation . . . 128
5.6 Conservation de $\Omega_{\rm eff}$ pour deux cas 3D . . . 129
5.7 Résultats des simulations 3D . . . 131
5.8 Perte de moment cinétique et perte de masse en fonction de la période . . . 132
5.9 Ajustement sur la loi de freinage en flux ouvert . . . 134
5.10 Distributions de vitesses dans les cas 3D . . . 136
5.11 Expansion superradiale des lignes de champ . . . 137
5.12 Nappe de courant héliosphérique et secteurs solaires . . . 139
5.13 Nombre de Mach dans le plan équatorial pour une étoile jeune et le Soleil . . . 140
5.14 Profils dans le plan équatorial à $25R_\star$ . . . 141
5.15 Concentration de l'énergie magnétique dans les différents modes au cours du cycle . . . 142
5.16 Simulations du vent solaire au cours du cycle 22 . . . 143
5.17 Flux de surface et flux ouvert au cours du cycle 22 . . . 144
5.18 Accélération du code PLUTO en fonction du nombre de cœur . . . 147

6.1 Méthode des vitesses radiales . . . 166
6.2 Signal de détection avec la méthode des transits . . . 167
6.3 Masse et demi grand axe des exoplanètes détectées . . . 168
6.4 Régimes d'interactions magnétiques en fonction de la rotation du vent et du rayon orbital. . . . 170
6.5 Configuration planétaire unipolaire . . . 171
6.6 Configurations planétaires dipolaires (avec champ magnétique) . . . 172
6.7 Ailes d'Alfvén en 3D . . . 174
6.8 Structure des ailes d'Alfvén pour le cas quadrupolaire/perpendiculaire . . . 175
6.9 Schéma des divers couples entre l'étoile, le vent et la planète . . . 175
6.10 Couples magnétiques en fonction de la configuration . . . 176
6.11 Flux de Poynting dans les Ailes d'Alfvén . . . 180
6.12 Interactions magnétiques avec des champs observés . . . 181

7.1 Magnétosphère planétaire dans un vent magnétisé . . . 185
7.2 Loi de Bode pour les émissions radio aurorales dans le système solaire . . . 186
7.3 Illustration de la configuration numérique . . . 188
7.4 Flux d'énergies magnétique et cinétique en fonction de l'orientation de l'IMF . . . 190
7.5 Régions de reconnexion dans la queue magnétique . . . 191
7.6 Variation des émissions radio avec l'intensité du champ magnétique interplanétaire . . . 193

B.1 Le problème de Riemann 211
B.2 Le solveur HLL 211
B.3 Structure du code PLUTO 212

C.1 Représentation des harmoniques sphériques 214

D.1 Illustration de la méthode de Newton-Raphson 216

E.1 Évolution séculaire d'un système étoile-planète 218

LISTE DES TABLEAUX

1.1 Composantes lente et rapide du vent solaire observées par *ACE* et *Ulysses* 16

3.1 Table des paramètres de l'étude. 53
3.2 Résultats des soixante simulations. 61
3.3 Paramètres des lois de freinage pour l'ensemble des simulations. 62
3.4 Paramètres et Résultats des simulations réalistes. 69

4.1 Table des rayons de surface source optimaux 96
4.2 Estimations de $r_{\rm ss}$ pour des cas réels 104

5.1 Paramètres des étoiles de type solaire de l'étude. 126
5.2 Résultats de simulations et prescriptions pour les paramètres coronaux 130
5.3 Perte de masse et de moment cinétique du Soleil pour différents modèles 145

6.1 Paramètres des vents stellaires utilisés pour les études SPI 169
6.2 Couples et modèle de traînée 177

7.1 Paramètres du vent solaire à l'orbite de Mercure 187
7.2 Décomposition du champ magnétique de Mercure 187
7.3 Puissance dissipée en fonction de l'orientation du champ 191

Symboles et Constantes Physiques

Coordonnées et vecteurs unité du repère cartésien	(x, y, z), $(\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y, \mathbf{e}_z)$
Coordonnées et vecteurs unité du repère cylindrique	(R, φ, Z), $(\mathbf{e}_R, \mathbf{e}_\varphi, \mathbf{e}_Z)$
Coordonnées et vecteurs unité du repère sphérique	(r, θ, φ), $(\mathbf{e}_r, \mathbf{e}_\theta, \mathbf{e}_\varphi)$
Champ électromagnétique	$(\mathbf{E}, \mathbf{B})$
Champ de vitesse	$\mathbf{v}$
Champ de pression scalaire	p
Champ de densité massique	ρ
Champ de densité de particules	n
Énergie totale	E_{tot}
Vitesse du son	$c_s = \sqrt{\gamma p/\rho}$
Indice polytropique	γ
Température	T
Température effective	T_{eff}
Nombre de Mach	$M = \|\|\mathbf{v}\|\|/c_s$
Nombre de Rossby	Ro
Nombre de Reynolds magnétique	Rm
Diffusivité magnétique	η
Permittivité du vide	ϵ_0
Perméabilité du vide	μ_0
Masse de l'étoile	$M_\star$
Rayon de l'étoile	$R_\star$
Luminosité de l'étoile	$L_\star$
Taux de rotation de l'étoile	$\Omega_\star$

Masse du proton	m_p	1.6726×10^{-27} kg
Masse de l'électron	m_e	9.1094×10^{-31} kg
Charge de l'électron	e	1.6022×10^{-19} C
Constante gravitationnelle	G	6.6726×10^{-11} m^3 s^{-2}/kg
Constante de Bolztmann	k_B	1.3807×10^{-23} J/K
Constante de Stefan	σ	5.6705×10^{-8} W m^{-2} K^{-4}
Constante de Planck	h	6.6261×10^{-34} J s
Masse Solaire	$M_\odot$	1.9891×10^{30} kg
Rayon Solaire	$R_\odot$	6.9570×10^{8} m
Taux de rotation Solaire	$\Omega_\odot$	2.5972×10^{-6} rad/s

Première partie

Concepts fondamentaux

CHAPITRE 1

LES ÉTOILES EN ÉQUILIBRE DYNAMIQUE

Au premier ordre, une étoile peut se définir comme une boule de gaz ionisé (plasma) en équilibre hydrostatique. L'attraction gravitationnelle, créée par les quelques 10^{30} kg d'une étoile naine comme le Soleil, est en équilibre avec une pression interne, liée à une source d'énergie dans le cœur. À l'exception des naines brunes, la source d'énergie des étoiles est une réaction de fusion nucléaire, transformant l'élément de base de notre univers, l'hydrogène, en éléments plus lourds, jusqu'au fer pour les plus massives ($\geq 8 - 10 M_\odot$). La première section de ce chapitre expose les liens entre la masse, la température et la luminosité des étoiles ainsi quelques principes nécessaires à la description de leur structure interne.

L'atmosphère étendue des étoiles, la couronne, qui est l'objet principal de cette thèse, ne peut en revanche pas être décrit par un modèle hydrostatique. La répartition des étoiles au sein des galaxies fait que seul un équilibre dynamique peut s'établir entre la pression à la base de la couronne et celle observée dans le milieu interstellaire. Les étoiles de faible masse ($\leq 1.4 M_\odot$) possèdent en effet une couronne chaude de l'ordre du million de Kelvin, et le gradient de pression impose à leur atmosphère une expansion dynamique. La seconde section de ce chapitre aborde les raisons théoriques et les conséquences de l'existence d'une couronne dynamique pour les étoiles de type solaire.

Enfin la section 1.3 décrit en détails le modèle de vent polytropique que nous avons utilisé dans tous les travaux numériques de cette thèse. La dérivation de l'équation implicite donnant le rayon critique et le critère sur γ pour l'existence de solutions de vents sont des contributions personnelles au problème.

1.1 Structure interne des étoiles

1.1.1 Le diagramme HR

L'étude de la position et du mouvement des astres, la mécanique céleste, a longtemps constitué le cœur de l'astrophysique. Le développement de la spectroscopie tout au long du XIX$^{\text{éme}}$ siècle, qui permet de relier les propriétés d'éléments chimiques grâce à des expériences sur Terre, aux spectres observés dans les étoiles, ont permis de développer les premiers modèles de structure interne[1]. L'invention du bolomètre par Samuel Pierpont Langley en 1878, qui permet de mesurer l'énergie électromagnétique provenant d'une source, solaire ou stellaire, a lui donné la possibilité aux scientifiques de différencier quantitativement la quantité de lumière provenant des étoiles.

La classification des sources lumineuses du ciel peut se faire en fonction de leur luminosité, une quantité définit par :

1. Helmoltz proposa par exemple en 1853, que l'énergie due à la contraction gravitationnelle était la source du rayonnement des étoiles. Ce mécanisme prédisait une durée de vie très courte pour le Soleil, de l'ordre de 20 millions d'années. Eddington (1920), comprit que la fusion nucléaire était l'origine de l'énergie des étoiles.

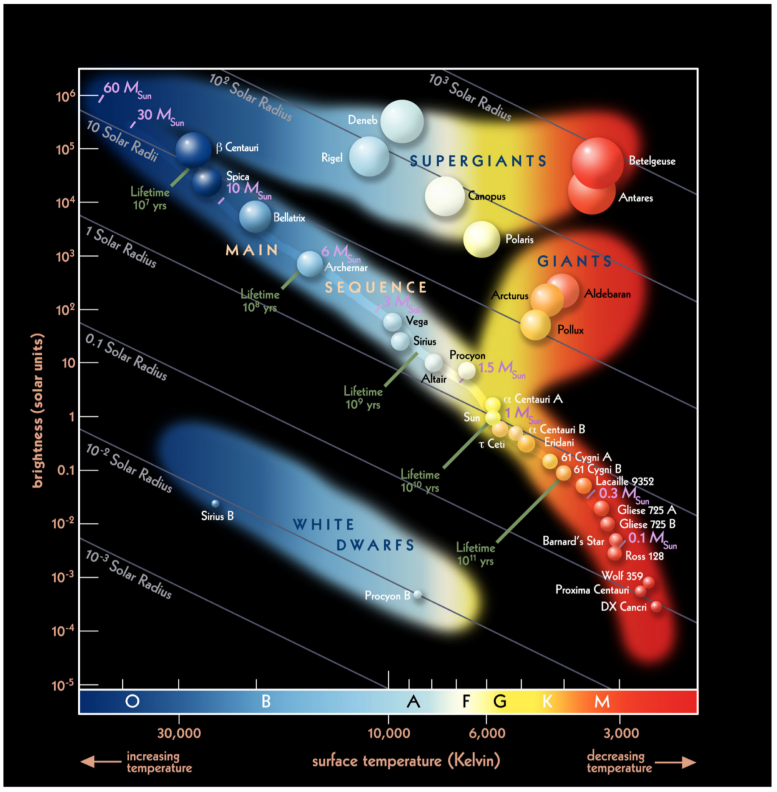


FIGURE 1.1 Diagramme de Hertzprung-Russell. Crédits *The Cosmic Perspective, fourth edition*.

$$L_\star = 4\pi R_\star^2 \sigma T_{\rm eff}^4, \tag{1.1}$$

où σ est la constante de Stefan, $R_\star$ et $T_{\rm eff}$ sont le rayon et la température effective de l'étoile, c'est-à-dire la température correspondant à son rayonnement de corps noir.

Au début du XX$^{\rm ème}$ siècle, les astronomes danois et américains Hertzprung et Russell ont proposé de classer les étoiles dans un diagramme Luminosité-Température, illustré dans la figure 1.1. Le diagramme de Hertzprung-Russel (HR) permet de regrouper les étoiles en différents groupes dont le plus important est la séquence principale, sur une des diagonales du diagramme HR, figure 1.1. Sur cette séquence on peut établir une bijection entre la lumière émise par l'étoile et sa température (ou sa masse). Les étoiles de toutes masses passent la majeure partie de leur vie sur la séquence principale, où l'on peut établir empiriquement et théoriquement (voir le modèle hydrostatique et les relations d'homologies décrites dans Hansen & Kawaler, 1994) que le rayon, la luminosité et la température sont liés à la masse par les relations

$$R_\star \propto M_\star^{0.75}, \tag{1.2}$$

$$L_\star \propto M_\star^{3.5}, \tag{1.3}$$

et

$$T_{\rm eff} \propto M_\star^{0.5}, \tag{1.4}$$

d'après l'équation (1.1) (ces coefficients peuvent varier en fonction de la masse).

Avant de rejoindre la séquence principale, la naissance d'une étoile se déroule en plusieurs étapes.

Un nuage moléculaire, à l'origine en équilibre hydrostatique [2], est fragmenté par des instabilités thermiques, de la turbulence, des ondes de chocs (créées par exemple par des explosions de supernovæ) ou du champ magnétique. Lorsque les fragments atteignent la masse de Jeans, ils deviennent instables gravitationnellement. Commence alors une phase d'accrétion qui marque la naissance d'une proto-étoile.

Durant cette phase d'accrétion et, par conservation du moment cinétique, la rotation du nuage s'accélère [3], jusqu'à ce que le gaz et les poussières s'organisent sous forme d'un disque d'accrétion. Durant cette période, la rotation de l'étoile évolue peu, bien que l'accrétion continue. En effet plusieurs phénomènes reliés au champ magnétique de l'étoile, comme des jets magnétosphériques, ou des connexions magnétiques au-delà du rayon de co-rotation (voir Matt & Pudritz, 2005; Zanni & Ferreira, 2009, et le chapitre 3) permettent à l'étoile, en parallèle de l'accrétion, de perdre du moment cinétique.

Lorsque que la contraction est suffisante pour permettre la fusion de l'hydrogène, on dit que l'étoile atteint la ZAMS (≪ zero age main sequence ≫). La température qui règne alors dans le cœur de l'étoile est de l'ordre de 10^7 K, et les réactions nucléaires sont alors permises grâce à l'effet tunnel. Dans les étoiles, les réactions de fusion nucléaire sur la séquence principale se résument par :

$$4^1H \rightarrow^4 He + 2e^+ + 2\nu + Q_{\rm eff}, \tag{1.5}$$

où $Q_{\rm eff}$ peut prendre les valeurs 19.17, 25.66, 26.20 et 26.73 MeV, pour les processus de réaction PPI, PPII, PPIII et CNO respectivement (voir Hansen & Kawaler, 1994; Bahcall et al., 1995). Les chaînes PP sont majoritaires dans les étoiles de faible masse ($< 1.5M_\odot$), comme le Soleil. Pour les étoiles plus massives, les cycles CNO sont prépondérants et la fusion du cœur produit plus d'énergie par unité de masse. Lorsque ces différentes chaînes de réaction ont consommé la majeure partie de l'hydrogène du cœur de l'étoile, elle amorce la fusion de son cœur d'hélium et quitte la séquence principale pour rejoindre la branche des géantes.

En effet, cette réaction dégage plus d'énergie que la fusion de l'hydrogène et la température du cœur augmente. L'enveloppe de l'étoile s'étend, faisant augmenter sa luminosité malgré une baisse de température effective (voir équation (1.1) et figure 1.1). Pour les étoiles de faible masse ($M_\star \leq 8M_\odot$), la pression électronique suffit à maintenir l'équilibre hydrostatique dans le cœur de carbone, et l'enveloppe se dissipe pour laisser place à une naine blanche, d'un rayon d'à peine un millième de rayon solaire. La température effective des naines est en général supérieure à celle de l'étoile sur la séquence principale, mais leur rayon est si faible que leur luminosité est moindre, ce qui explique la position du groupe dans le diagramme HR.

Le dernier groupe présent dans la figure 1.1 est celui des supergéantes qui correspond à l'après séquence principale pour les étoiles massives ($\geq 8 - 10M_\odot$). Ces étoiles ont un cœur suffisamment massif pour que la gravité surpasse la pression électronique et permette la fusion du carbone en éléments plus lourds, jusqu'au fer. Ces étoiles terminent leur vies en explosant, permettant la création des éléments les plus lourds de l'univers. Ces supernovæ disséminent ainsi le produit de leur explosion dans le milieu interstellaire et sont à l'origine des variations de métallicité des étoiles de deuxième ou troisième génération comme le Soleil.

2. La pression compense la gravité du nuage de densité relativement homogène.
3. En supposant qu'elle possède ne serait-ce qu'un très petit moment cinétique initial.

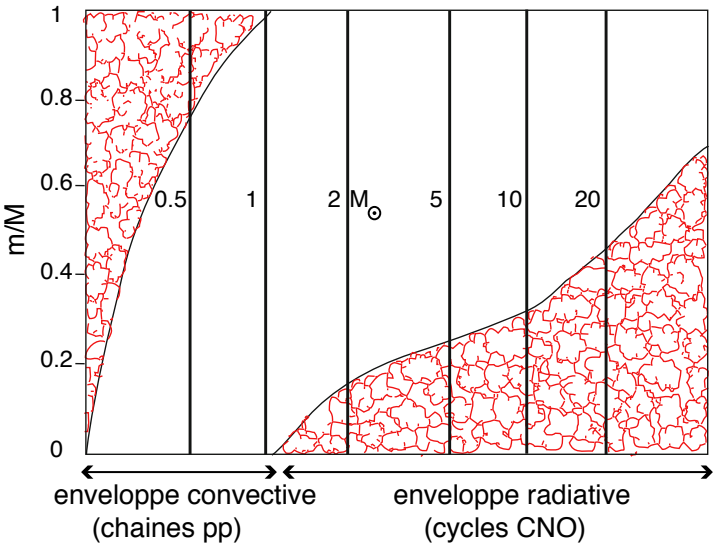


FIGURE 1.2 Structure en zones radiative et convective des étoiles en fonction de leur masse. Le transport par rayonnement a lieu dans les zones blanches, par convection dans les zones rouges. Crédits Kippenhahn & Weigert (1994); Alvan (2014).

1.1.2 Structure interne des étoiles en fonction de la masse

Le maintien de l'équilibre hydrostatique au sein d'une étoile nécessite un transport du flux de chaleur créé dans le cœur par les réactions thermonucléaires jusqu'à la surface, associé à un gradient de température et de pression. On peut en général, dans les étoiles, identifier deux processus principaux pour le transport de l'énergie, le rayonnement et la convection.

Le rayonnement correspond au transport d'énergie par les photons, qui sont émis puis absorbés par les atomes du plasma. Dans le Soleil, ce mode de transport est privilégié dans la couche interne, appelée zone radiative, où le libre parcours moyen d'un photon est d'environ 2 cm. Ainsi, on estime qu'un photon produit dans le cœur va mettre à peu près un million d'années pour émerger de la zone radiative, qui représente environ $0.7R_\odot$ soit $\sim 5\times10^7$ cm. En progressant dans la zone radiative pour s'éloigner du cœur, l'opacité du plasma augmente au point que le rayonnement ne peux plus transporter efficacement le flux d'énergie, et un mouvement macroscopique de convection se déclenche.

La zone convective qui, pour le Soleil s'étend de $0.7R_\odot$ jusqu'à la surface, représente environ 2% de sa masse et 50% de son volume. La convection se déclenche lorsque le gradient de température est supérieur à une évolution adiabatique, plus précisément lorsque

$$\frac{\nabla \ln T}{\nabla \ln p} \geq \left(\frac{\nabla \ln T}{\nabla \ln p}\right)_{\rm ad}, \tag{1.6}$$

ce qui définit le critère de convection de Schwarzshild. Cette transition se déplace en fonction du taux de production d'énergie de chaque étoile, et pour les étoiles les plus massives, on assiste même à un renversement par rapport à la configuration solaire, avec une cœur convectif et une enveloppe radiative.

La figure 1.2, montre l'évolution de la structure interne des étoiles en fonction de leur masse. Les étoiles de très faible masse ($< 0.3-0.4M_\odot$ Baraffe et al., 1998) sont entièrement convectives. En effet, à cause de leur température plus faible, leur opacité, liée au degré d'ionisation moindre de divers

éléments comme le carbone, l'azote et l'oxygène, est très importante ce qui inhibe le transport par radiation et déclenche la convection. Lorsque la masse de l'étoile augmente, la température atteinte au cœur et dans le reste de l'étoile permet à une zone radiative de plus en plus importante de se développer. Les étoiles de type F, autour de $1.3M_\odot$, ont une enveloppe convective extrêmement mince.

À $1.5M_\odot$ l'étoile est suffisamment massive pour fusionner l'hydrogène grâce aux cycles CNO, et cette réaction fortement exothermique enclenche des mouvements de convection dans le cœur. Les zones convectives sont responsables de la génération et de la régénération de champ magnétique, comme nous le verrons dans le chapitre 2. Ce champ magnétique, lorsqu'il est généré dans une zone convective externe, s'étend dans l'atmosphère étendue de l'étoile, la couronne, et se couple avec le plasma ionisé dont elle est constituée.

Ainsi, dans toute la suite du manuscrit, on appellera étoile de type solaire, froide, ou de faible masse, une étoile constituée d'un cœur radiatif et d'une enveloppe convective capable de générer du champ magnétique. Cette définition inclut également les étoiles M complètement convectives. On considère un intervalle de masse compris en $0.08M_\odot$ (transition entre une naine brune et une étoile), et $1.4M_\odot$ où l'enveloppe convective disparaît.

1.1.3 Processus internes, rotation, hélio et astérosismologie

La succession de couches radiatives et convectives montre que la description fine de la structure interne des étoiles va bien plus loin que le modèle hydrostatique. Les effets de la rotation et des processus complexes de transport de moment cinétique, de mélanges des divers éléments chimiques associés à des variations d'opacité doivent être pris en compte dans les modèles de structure interne. Ces modèles demeurent aujourd'hui encore unidimensionnels, du fait de leur complexité et peinent à intégrer l'influence du champ magnétique.

Toutefois, ces modèles peuvent être contraints par les observations. En effet, bien que les étoiles soient opaques jusqu'à leur photosphère[4], l'étude des pulsations à la surface du Soleil ou d'autres étoiles, permet de détecter la signature des ondes qui se propagent dans les cavités que constituent les enveloppes stellaires.

L'héliosismologie pour le Soleil, ou l'astérosismologie pour l'étude d'autres étoiles analyse le spectre en fréquence (après une transformée de Fourier) des variations de l'intensité lumineuse ou des vitesses radiales. Les pics du spectre de puissance peuvent nous renseigner sur la structure interne de l'étoile, en particulier sur la rotation. Plusieurs types d'ondes peuvent se propager à l'intérieur des étoiles. Les modes de pression, résultats de l'interférence d'ondes acoustiques, sont présents dans toute la cavité que la zone soit convective ou radiative. La force de rappel associée à ces modes est le gradient de pression et ils sont excités par divers processus comme des variations d'opacité (mécanismes κ), où la turbulence de la zone convective (excitations stochastiques, voir la revue Unno et al., 1989).

D'autres modes, les modes de gravité, peuvent se propager dans des zones où la stratification est stable, c'est-à-dire dans les zones radiatives. Tout comme les modes de pressions, ils peuvent être excités stochastiquement par la turbulence de la zone convective, notamment grâce aux mouvements

4. Qui est défini justement par la région où la densité est suffisamment faible pour que le plasma devienne optiquement fin, et qui est généralement associé à la « surface » de l'étoile.

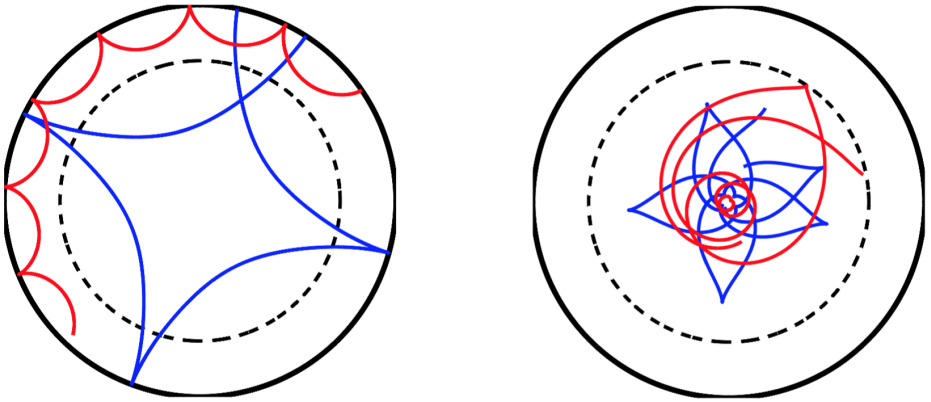


FIGURE 1.3 Parcours des modes de pression (à gauche) et des modes de gravité (à droite). On voit que les modes de gravité ne se propagent que dans la zone radiative, tandis que les modes de pression se propagent dans les deux zones mais ne peuvent sonder le cœur de l'étoile. Crédits Alvan (2014).

convectifs (plumes) qui viennent frapper la zone radiative des étoiles de type solaire. Puisqu'ils n'atteignent pas la surface, ils sont très difficiles à détecter, et les quelques signatures que l'on peut obtenir sont dues à des couplages avec des modes de pression.

La figure 1.3 montre un exemple du parcours des modes de gravité et de pression dans une étoile de type solaire. On y voit que les modes de gravité sont confinés dans la zone radiative, ce qui, s'ils sont un jour détectés pourrait nous permettre de sonder efficacement le cœur du Soleil, tandis que les modes de pressions peuvent se propager dans les deux zones. Néanmoins, seuls les modes de pressions dont le degré et donc l'amplitude est la plus faible, peuvent descendre dans le cœur de l'étoile.

Notre connaissance de l'intérieur du Soleil doit énormément à l'héliosismologie. Grâce à cette technique, on sait désormais que la zone radiative est en rotation solide et que la rotation différentielle que l'on observe en surface a un profil conique (Thompson et al., 2003). La figure 1.4, montre une coupe de la rotation du Soleil, telle qu'elle a été reconstruite à partir des données de l'instrument MDI, à bord de la mission *SOHO*. Les pôles qui ont une période de rotation proche de 35 jours contrastent fortement avec l'équateur avec une période de 25 jours. L'interface entre la zone convective et la zone radiative, la tachocline (Spiegel & Zahn, 1992), est l'objet d'un fort cisaillement que l'on pense être responsable de la génération du champ magnétique solaire (cf. chapitre 2).

L'astérosismologie, pour laquelle on ne peut analyser que les pulsations globales (intégrées sur toute la surface) de l'étoile, permet de déterminer de façon précise le rayon et la période de rotation. Les variations de luminosité peuvent également nous renseigner sur la rotation différentielle de l'étoile, en supposant des tâches, par analogie avec celles observées sur le Soleil (voir chapitre 2). Le Soleil est ainsi érigé en laboratoire de « proximité », pour étudier de façon indirecte les propriétés des autres étoiles.

Or on sait que le Soleil dispose d'une atmosphère étendue, la couronne, au-delà de la photosphère et de la chromosphère (notamment grâce aux éclipses solaires qui laissent entrevoir sa structure, voir la figure 4.1, chapitre 4). La couronne solaire montre les caractéristiques d'un plasma dont la dynamique est dominée par le champ magnétique créé dans l'enveloppe convective. Néanmoins, ses propriétés les plus élémentaires peuvent être approchées à l'aide de modèles hydrodynamiques, qui peuvent être appliqués aux autres étoiles de type solaire et qui font l'objet des sections suivantes de

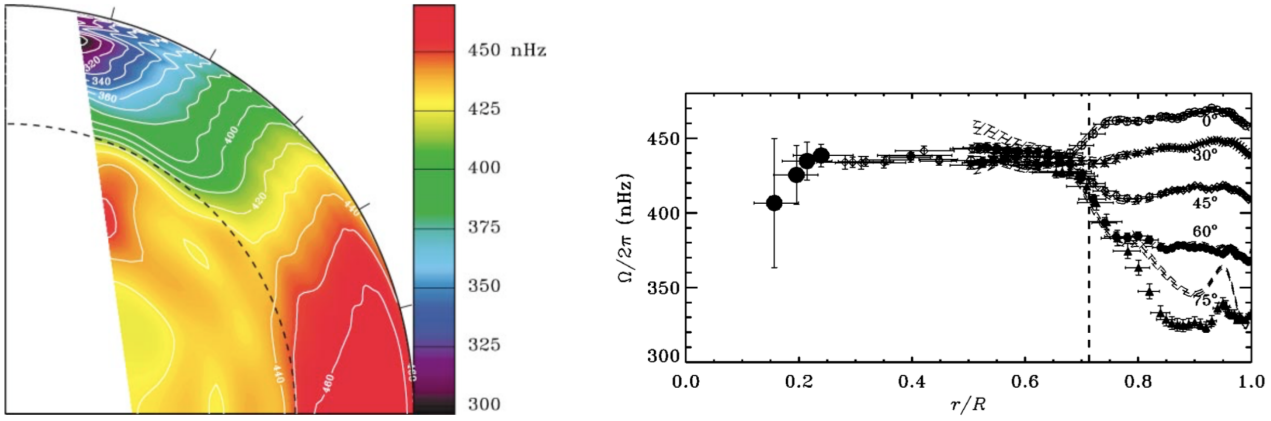


FIGURE 1.4 Structure de la rotation différentielle interne du Soleil, obtenue grâce à l'héliosismologie et l'instrument MDI de la sonde spatiale *SOHO*. Crédits Thompson et al. (2003).

ce chapitre.

1.2 Modèles hydrostatiques et hydrodynamiques pour la couronne

On suppose que la couronne peut être décrite grâce aux équations hydrodynamiques d'un fluide non visqueux, les équations d'Euler, dont on se donne une équation d'état qui lie la densité et la pression. Dans le cas où la solution est à symétrie sphérique, dans un domaine centré sur l'étoile qui exerce une attraction gravitationnelle, on peut écrire l'équation de conservation de la masse

$$\frac{d}{dr}(\rho v r^2) = 0, \tag{1.7}$$

et l'équation du moment

$$v\frac{dv}{dr} = -\frac{1}{\rho}\frac{dp}{dr} - \frac{GM_\star}{r^2}. \tag{1.8}$$

Dans cette section, on fera en plus l'hypothèse que l'écoulement est isotherme, c'est-à-dire que la pression et la densité sont proportionnelles :

$$p = c_s^2 \rho, \tag{1.9}$$

où c_s est la vitesse du son reliée à la température T du gaz par la relation $c_s^2 = 2k_B T/m_p$, avec k_B la constante de Bolztmann et m_p la masse du proton. Le facteur 2 vient ici du fait que l'on considère un gaz d'hydrogène parfaitement ionisé, considéré comme un seul fluide où les protons et les électrons ont la même température, avec un poids moléculaire moyen $(m_p + m_e)/2 \approx m_p/2$. Considérons dans un premier temps l'hypothèse la plus simple, celle d'un équilibre hydrostatique.

1.2.1 L'hypothèse hydrostatique

Sous cette hypothèse, le champ de vitesse est identiquement nul dans tout le domaine et on a immédiatement :

$$\frac{1}{p}\frac{dp}{dr} = -\frac{GM_\star}{c_s^2 r^2}, \tag{1.10}$$

qui s'intègre en :

$$\frac{p}{p_\star} = \exp\left[\frac{GM_\star}{c_s^2 r_\star}\left(\frac{r_\star}{r} - 1\right)\right]. \tag{1.11}$$

Une des particularités de cette solution est que la pression tend vers une valeur non nulle lorsque $r \to +\infty$. Plus précisément, on définit la pression hydrostatique à l'infini :

$$p_{\infty,\mathrm{hs}} = p_\star \exp\left[-\frac{GM_\star}{c_s^2 r_\star}\right]. \tag{1.12}$$

Les premières mesures de polarisation de la couronne solaire au cours des années 1940 ont donné des estimations de la pression dans la couronne solaire. Dès 1946, Allen (1946) et van de Hulst (1947) ont montré que la densité électronique dans la couronne se situait aux alentours de $10^7 - 10^8$ cm^{-3} et correspondait à des températures de l'ordre du million de Kelvin, bien supérieures aux valeurs photosphériques et chromosphériques. La recherche de mécanismes à l'origine du chauffage de la couronne solaire débute avec ces observations (voir Schwarzschild, 1948; Schatzman, 1949).

Conscient que la couronne est un corps extrêmement chaud, on peut estimer la pression à l'infini donnée par le modèle hydrostatique. En supposant $T = 10^6$ K, on obtient le rapport

$$\frac{p_{\infty,\mathrm{hs}}}{p_\star} = 3 \times 10^{-4}, \tag{1.13}$$

tandis que les estimations de la pression du milieu interstellaire donne plutôt une valeur de l'ordre de 10^{-14}. Cette écart énorme, exposé dans le travail de Parker (1958), vint appuyer l'idée, émergente à l'époque, d'une couronne dynamique. En effet, tout au long des années 1950, des observations de queues cométaires indiquent la présence d'un écoulement particulaire dans la direction radiale venant du Soleil, avec des vitesses comprises entre 500 et 1500 km/s (Biermann, 1951, 1952; Cowling, 1956; Biermann, 1957).

1.2.2 Les solutions dynamiques de Parker

Parker ne fut pas le premier à imaginer un écoulement dynamique autour d'un objet stellaire central. Dans le contexte, peut-être plus naturel, d'accrétion de gaz interstellaire dans un potentiel gravitationnel, des solutions similaires ont été proposées, comme en témoigne le travail de Bondi (1952); McCrea (1956). Le problème général, toujours dans une hypothèse isotherme (Bondi, 1952; McCrea, 1956, avait déjà utilisé l'hypothèse polytropique, qui permet de décrire une gamme bien plus large de conditions thermodynamiques du gaz, nous y reviendrons dans la section 1.3), est décrit par les équations (1.7) et (1.8), où l'on cherche cette fois à obtenir un profil de vitesse $v(r)$.

L'équation de conservation de la masse pour notre problème à symétrie sphérique donne :

$$4\pi r^2 \rho(r) v(r) = cste. \tag{1.14}$$

En dérivant cette relation et en divisant par $r^2 \rho v$, on obtient :

$$\frac{1}{\rho}\frac{d\rho}{dr} = -\frac{1}{v}\frac{dv}{dr} - \frac{2}{r}, \tag{1.15}$$

que l'on peut réinjecter dans l'équation (1.8) :

$$v\frac{dv}{dr} + c_s^2\left(-\frac{1}{v}\frac{dv}{dr} - \frac{2}{r}\right) + \frac{GM_\star}{r^2} = 0, \tag{1.16}$$

ou encore :

$$\frac{(v^2 - c_s^2)}{v}\frac{dv}{dr} = \left(\frac{2c_s^2}{r} - \frac{GM_\star}{r^2}\right). \tag{1.17}$$

Cette équation montre une singularité de la dérivée du champ de vitesse au point sonique lorsque $v = c_s$. Dans le cas d'une accrétion, on peut imaginer que le vent part d'une vitesse nulle à l'infini et est amené à devenir supersonique dans sa chute libre vers l'objet central. Pour que cette transition d'un régime subsonique à supersonique se fasse continûment, il est nécessaire que le membre de droite s'annule au point sonique, définissant ainsi un point critique

$$r_c = \frac{GM_\star}{2c_s^2}. \tag{1.18}$$

L'existence de ce point critique est tout aussi pertinente pour le scénario inverse, où, au sein d'une couronne chaude, le gradient de pression accélère progressivement un écoulement qui passe d'un régime subsonique à un régime supersonique.

On peut poursuivre en intégrant membre à membre cette équation, de sorte que :

$$\frac{1}{2}v^2 - c_s^2 \ln v = 2c_s^2 \ln r + \frac{GM_\star}{r} + C, \tag{1.19}$$

que l'on peut écrire en fonction du nombre de Mach $M = v/c_s$, et d'un rayon normalisé $x = r/r_c$:

$$M^2 - 2\ln M = 4\ln x + \frac{4}{x} + C'. \tag{1.20}$$

Les solutions qui passent par le point critique sont facilement identifiables en imposant $M = 1$, $x = 1$ ce qui donne $C' = -3$. La figure 1.5 illustre les solutions de cette équation en fonction de la constante $C'' = C' + 3$. Chaque valeur de C'' décrit deux solutions qui ont des propriétés différentes à la base de la couronne et à l'infini. En particulier, pour $C'' = 0$, on retrouve logiquement une solution d'accrétion avec une vitesse nulle à l'infini et la solution de « vent » avec une vitesse nulle à la base de la couronne.

Cette dernière solution, mise en avant par Parker, possède plusieurs propriétés intéressantes. On peut tout d'abord obtenir un équivalent à l'infini du profil de vitesse :

$$M \sim_{r\to\infty} \sqrt{4\ln x}, \tag{1.21}$$

ce qui implique que la vitesse croît indéfiniment et que les champs de pression et de densité tendent vers zéro. Cette solution permet donc d'expliquer le rapport très faible entre la pression du milieu interstellaire et la pression de la couronne. Par ailleurs, l'effet de la température du gaz, caractérisé par c_s, est totalement inclus dans l'expression du rayon critique qui croît à mesure que c_s diminue. Ainsi, pour une température plus importante, l'accélération du gaz sera plus importante et les vitesses

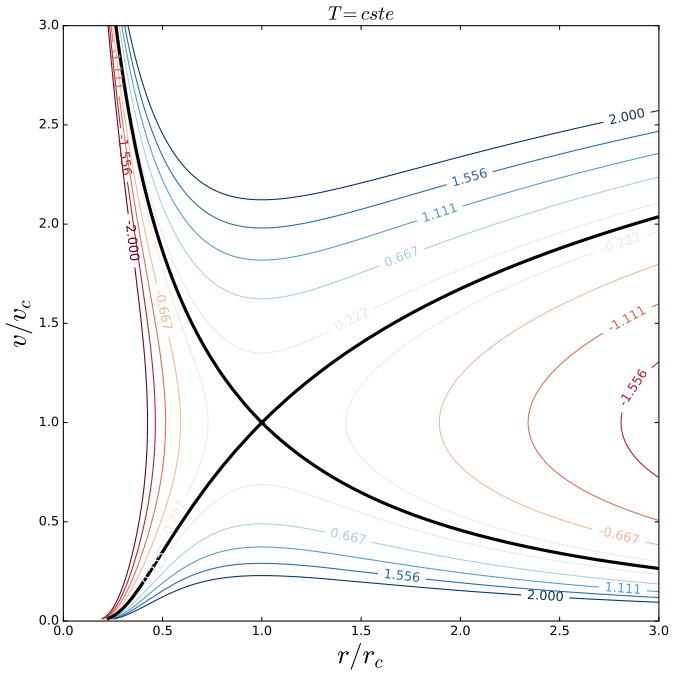


FIGURE 1.5 Solution de l'équation (1.20), en fonction de la constante C''. Les solutions transsoniques de vent et d'accrétion sont surlignées en noir et correspondent à $C'' = 0$. Les solutions de brises sont situées sous le point critique et définies par $C'' > 0$.

atteintes seront plus élevées. Il est aussi intéressant de noter que cette solution existe quelle que soit la température tant qu'elle est strictement positive, et que le facteur déterminant ici est plutôt la pression nulle à l'infini, qui aspire le gaz qui s'échappe de l'étoile.

Le calcul de cette solution, peut se faire simplement avec une méthode de Newton-Raphson sur l'équation (1.20) (voir annexe D). On peut alors estimer que pour une couronne d'un million de Kelvin, la vitesse atteinte autour de l'orbite terrestre à une unité astronomique est de l'ordre de 500 km/s, ce qui correspond aux observations sur les queues cométaires faites par Biermann.

Néanmoins, la solution de vent transsonique n'est pas la seule solution digne d'intérêt. Les solutions obtenues pour $C'' > 0$, dont les vitesses sont faibles à la base de la couronne, ont eu la faveur de la communauté lors de la parution des travaux de Parker (1958). Ces solutions, appelées « brises » restent subsoniques et ont des vitesses nulles à l'infini. Par ailleurs, les solutions définies pour $C'' < 0$, bien qu'a priori non physiques, car elles associent deux valeurs de vitesse pour une position donnée, se révéleront utiles pour l'étude du problème avec un choc (voir section 1.2.3).

1.2.3 Choc terminal et conséquences sur les solutions de vents

Dans la partie précédente nous avons vu que la solution de vent supersonique nécessite une pression nulle à l'infini. Pourtant, bien que la pression typique du milieu interstellaire soit faible, elle n'est *a priori* pas strictement nulle. Par conséquent, imposer une pression non nulle p_∞ comme condition limite va modifier la solution transsonique. Une solution de l'équation (1.5) qui admet une valeur finie de la pression à l'infini a nécessairement une vitesse qui tend vers zéro à l'infini (par l'équation de conservation de la masse). Elle peut donc être décrite par les branches décroissantes à l'infini de la figure 1.5. On peut alors distinguer deux classes de solutions pertinentes pour notre problème, celui d'un écoulement à vitesse nulle à la base de la couronne et avec une pression non nulle à l'infini.

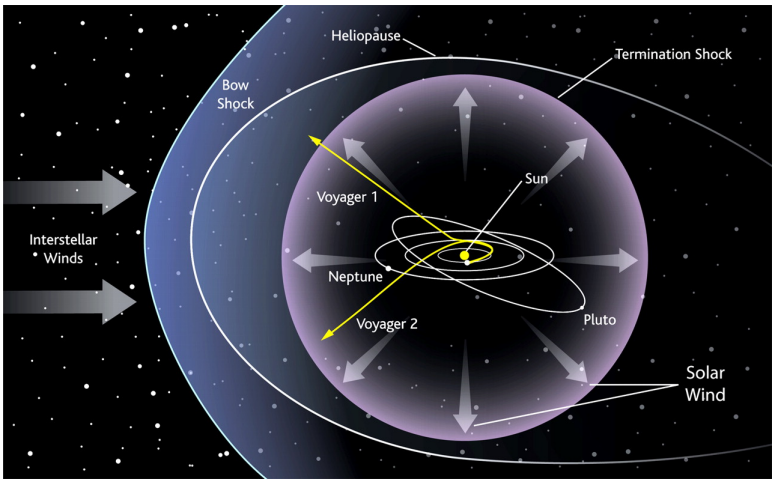


FIGURE 1.6 Structure du choc terminal contre le milieu interstellaire, avec les positions des sondes *Voyager* 1 et 2. Source http ://www.sciencemag.org.

Les équations d'Euler (1.7) et (1.8) admettent en général des solutions discontinues, régies par les conditions de Rankine-Hugoniot au passage d'un choc (voir par exemple Gurnett & Bhattacharjee, 2000). Le premier type de solutions est celui d'une solution de vent transsonique à la base de la couronne qui, à cause de la pression du milieu interstellaire, crée un choc au-delà du point sonique et rejoint ensuite une des branches décroissante en vitesse caractérisée par $C'' < 0$. Cette solution, au regard de nos connaissances, décrit bien la configuration du système solaire et la région du choc terminal, récemment dépassée par la sonde *Voyager* 1 à 100 unités astronomiques du Soleil. La figure 5.14 illustre l'interaction du vent solaire avec le milieu interstellaire. Le choc terminal, qui nous intéresse ici, est probablement relativement sphérique. Au-delà, l'Héliopause est une région d'interaction entre les particules du vent solaire chargé et le milieu interstellaire plutôt neutre. Ces interactions sont à l'origine de bande d'absorption dans la gamme UV qui permettent de détecter la présence de vents stellaires (cf. chapitre 5). Enfin dans son mouvement au sein de la voie Lactée, le Soleil rencontre un vent interstellaire ou galactique, et l'on pense qu'un choc d'étrave se forme, délimitant les limites de l'héliosphère, à environ 1000 UA.

Pour une telle solution, il est pratique de réécrire l'équation (1.20) en termes de pression :

$$\frac{M^2}{2} + \ln p - 2\frac{r_c}{r} = \frac{M_0^2}{2} + \ln p_\star - 2\frac{r_c}{r_\star}, \tag{1.22}$$

et on peut montrer (Velli, 1994) que si les conditions au choc sont respectées (Habbal & Tsinganos, 1983) on a :

$$p_\infty = p_\star \exp\left[\left(\hat{M}^2 - 4\frac{r_c}{r_\star} - M_-^2 + \frac{1}{M_-^2}\right)/2\right], \tag{1.23}$$

où $p_\star$ est la pression à la base de la couronne, $\hat{M}$ est le Mach de la solution transsonique à la base de la couronne et M_- est le Mach en amont du choc. Dans le cas où la pression est nulle à l'infini, on retrouve que la vitesse et donc le nombre de Mach M_- tendent vers l'infini (voir équation 1.21). Lorsqu'on augmente progressivement p_∞, la position du choc diminue jusqu'à ce que la discontinuité de vitesse disparaisse au profit d'une discontinuité de sa dérivée. On se retrouve alors en présence d'une solution de brise critique dont la pression à l'infini est donnée par :

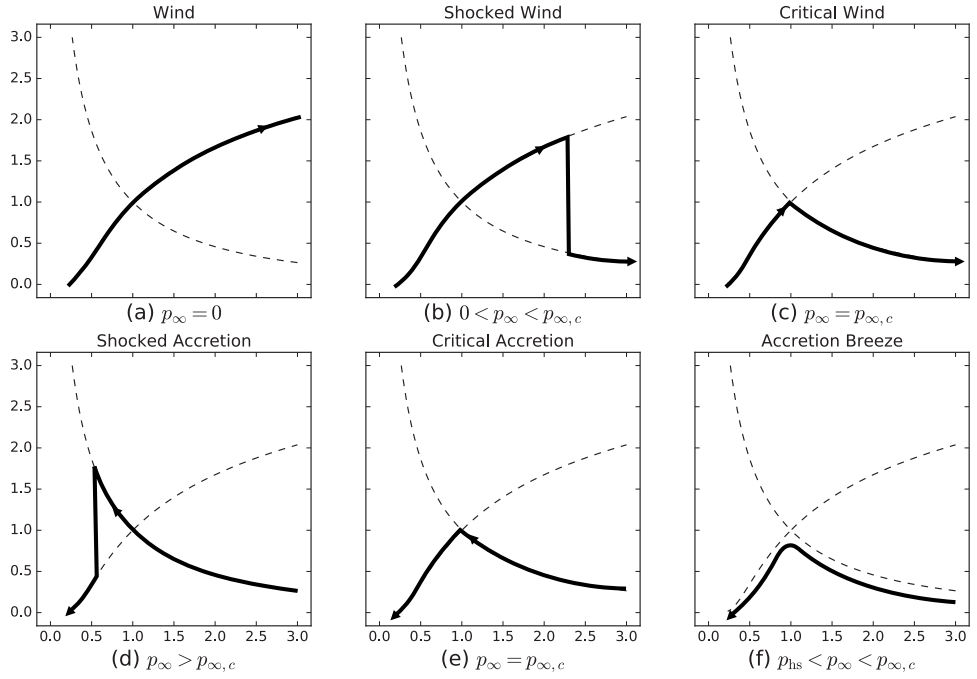


FIGURE 1.7 Solutions de vents et d'accrétion avec choc. La solution au problème de Parker évolue en (a), (b), (c) lorsque la pression à l'infini croît depuis zéro. Puis lorsque la pression à l'infini décroît, la solution prend les formes (d), (e), (f). Adapté de Priest (2014).

$$p_{\infty,c} = p_\star \exp\left(\hat{M}^2/2 - 2r_c/r_\star\right), \tag{1.24}$$

qui est la pression maximale supportée par un écoulement. Au-delà, la solution se transformera en accrétion avec un choc en deçà du point sonique, constitué de la solution transsonique d'accrétion et d'une branche vérifiant $C'' < 0$ et $r < r_c$. Toutefois, pour une pression comprise entre la pression hydrostatique et la pression critique, une solution de brise est également admissible. En effet, à partir de l'équation (1.22) on peut montrer que pour une brise (dont la vitesse à l'infini est nulle), la pression s'écrit simplement $p_\infty = p_\star \exp\left(M_0^2/2 - 2r_c/r_\star\right)$. Cette valeur est donc supérieure à la pression hydrostatique et atteint au maximum la pression critique.

Dès lors, comment déterminer la bonne solution pour une pression à l'infini $p_{\infty,\rm hs} < p_\infty < p_{\infty,c}$? Velli (1994) a démontré que les solutions de brises ne sont stables aux perturbations acoustiques que dans le cas d'une accrétion. En effet, l'équation de moment (1.8), est invariante en v ou $-v$, et les brises peuvent être parcourus dans les deux sens. Ainsi, le choix doit se faire entre une brise d'accrétion et un vent avec un choc terminal. L'intuition physique suggère que la solution sera déterminée par l'histoire de la solution. En partant d'une accrétion et en diminuant la pression à l'infini, l'accrétion naturelle prendra la forme d'une brise en passant la brise critique. À l'inverse, si à partir d'un vent supersonique, on fait croître la pression à l'infini, le système choisira naturellement une solution de vent avec un choc terminal. Ce comportement, illustré dans la figure 1.7, a été vérifié grâce à des simulations numériques (voir Velli, 1994; Priest, 2014).

1.2.4 Observations du vent solaire

Les premières observations *in situ* du vent solaire coïncident avec le début de l'exploration spatiale et les premiers succès de missions soviétiques et américaines hors de la magnétosphère terrestre (voir chapitre 7). Le programme soviétique *Luna*, démarré en 1959, a permis le premier de détecter un flot continu de particules d'une vitesse de plus de 10^3 km/s, grâce au succès de la sonde *Luna* 2 qui finit violemment sa course sur la surface lunaire (Gringauz et al., 1962). La sonde américaine *Mariner* 2, qui réussit le premier survol de Vénus, enregistra pour « l'Ouest » la trace de vitesses ioniques allant de 400 à 700 km/s, de façon non intermittente (Neugebauer & Snyder, 1962). Il apparut ainsi que la composante stationnaire de la couronne était en expansion supersonique.

Ce constat avait paradoxalement été établi pour d'autres étoiles depuis plusieurs décennies, notamment grâce à l'observation de spectres décalés par l'expansion de l'atmosphère d'étoiles massives comme P-Cygni et α Her (Deutsch, 1956). L'existence d'un vent pour les étoiles froides à l'instar du Soleil, est alors venu confirmer que ces phénomènes étaient présents dans tout le diagramme HR (Deutsch, 1969).

Contrairement aux vents d'étoiles massives ou aux explosions de supernovae, les vents stellaires d'étoiles froides liés au gradient de pression thermique sont d'une manière générale difficiles à observer (le chapitre 5 présente plus en détails une méthode apparue depuis la fin des années 2000). L'étude du vent solaire depuis la Terre ou l'espace est donc déterminante pour améliorer notre compréhension de notre étoile et du milieu interplanétaire, mais aussi pour étendre ces recherches aux autres étoiles froides. Depuis les années 1960, de nombreuses sondes se sont succédées pour établir des diagnostiques de plus en plus précis des propriétés du vent solaire. On peut citer les programmes *Luna*, *Mariner*, *Pionneer*, *Voyager*, mais aussi les sondes *Helios*, *ACE*, *WIND*, *Ulysses*, *SOHO*, *SDO*, *STEREO*, *Hinode* et les projets à venir *Solar Orbiter* et *Solar Probe Plus*.

Il serait audacieux de vouloir décrire précisément les apports de chacun de ces programmes qui, couplés aux observations faites depuis le sol ont continûment alimentés les modèles de vent solaire. L'ingrédient clé qui permet de comprendre en finesse tous les phénomènes liés au vent solaire est bien sûr l'interaction de l'écoulement avec le champ magnétique. Les conséquences d'un écoulement supersonique sur le champ magnétique interplanétaire ont été discutées dès les travaux de Parker (1958), avec l'apparition de la fameuse spirale. Nous reviendrons, sinon de façon exhaustive, sur de nombreux aspects du couplage entre le champ magnétique et le vent à partir du chapitre 2 et dans tout le reste de cette thèse.

En plus d'exposer les mécanismes fondamentaux de l'existence du vent solaire, le modèle de Parker permet une bonne estimation quantitative de quelques unes de ses propriétés. Les mesures *in situ* des sondes *ACE* et *Ulysses* ont montré l'existence de deux composantes du vent solaire, un vent rapide autour de 800 km/s et un vent lent autour de 400 km/s à une unité astronomique.

La table 1.1 recense quelques unes des propriétés des composantes lentes et rapides du vent solaire mesurées par *ACE* et *Ulysses*. On peut remarquer que les moyennes faites à une unité astronomique sur plusieurs orbites [5] restent proches d'une sonde à l'autre. Le vent lent possède une densité supérieure et une température inférieure au vent rapide. Bien que *ACE* ait mesuré des vents rapides, son orbite proche de l'écliptique n'a pas permis de l'identifier comme une composante à part entière, c'est-à-dire disposant d'une distribution gaussienne ou maxwellienne. Le programme *Ulysses* en revanche, grâce à plusieurs passages sur des orbites très inclinées, a permis d'identifier l'origine du vent rapide dans les

5. L'orbite très excentrique de *Ulysses* a nécessité des extrapolations à partir des données (voir Johnstone et al., 2015).

Table 1.1. Composantes lente et rapide du vent solaire observées par *ACE* et *Ulysses*

	Densité moyenne n_p (cm^{-3})	Température moyenne T_p (K)	Vitesse moyenne (km/s)
Vent lent			
ACE	6.79	6.61×10^4	400
Ulysses	6.54	9.6×10^4	380
Vent rapide			
ACE	3.04	2.81×10^5	-
Ulysses	2.22	2.88×10^5	800

Note. — Adapté de Johnstone et al. (2015). La distribution de vent rapide pour *ACE* est très loin d'une gaussienne ou d'une maxwellienne, et parler de vitesse moyenne a peu de sens dans ce cas.

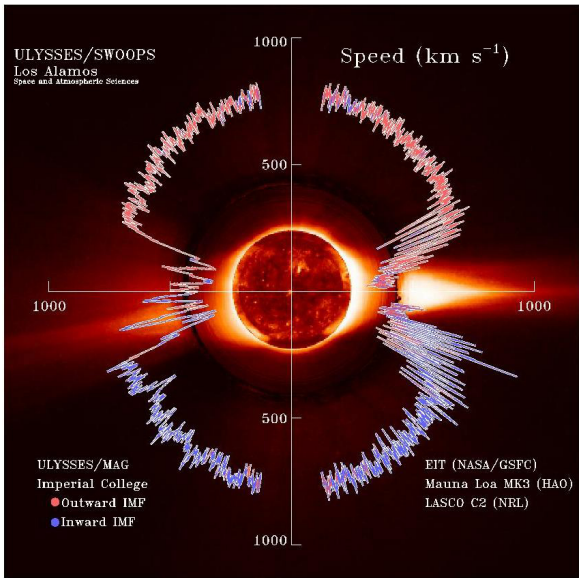


FIGURE 1.8 Vitesse du vent solaire en fonction de la latitude, observée par la sonde *Ulysses*. Crédits McComas et al. (2000).

latitudes correspondant aux trous coronaux, et le vent lent aux streamers (voir chapitre 2). La figure 1.8 montre ainsi la distribution de vitesses en fonction de la latitude durant la période de minimum solaire observée par *Ulysses*.

Le modèle de vent supersonique de Parker donne, pour une température donnée, un profil de vitesse. Ainsi, on peut facilement déduire la température nécessaire pour obtenir des composantes lentes et rapides à 400 et 800 km/s. Une température de 0.75×10^6 K donne une vitesse de 400 km/s à une unité astronomique. On peut dès lors remonter à une densité de surface à partir de la densité observée dans les environs de la Terre. Dans le cas du vent lent, on obtient une densité à la base de la couronne de 6×10^9 cm^{-3}.

Pour les paramètres du vent rapide, on obtient une température coronale de 2.2×10^6 K et une densité de protons à la base de la couronne de 3.6×10^6 cm^{-3}. On peut donc faire plusieurs constats : le premier est que pour la composante lente du vent, des paramètres à la base de la couronne relativement proche de ceux observés, par exemple dans Schatzman (1949), permettent de plutôt bien

rendre compte de la vitesse de l'écoulement. Pour le vent rapide, il est nécessaire d'invoquer une température plus importante, mais que l'on peut observer dans certaines régions du Soleil [6].

En revanche, l'hypothèse d'une expansion isotherme est largement invalidée par les observations *in situ*. La température décroît entre un et deux ordres de grandeur entre la base de la couronne et l'orbite terrestre, ce qui nécessite l'utilisation d'un nouveau genre de modèle, qui permet à la température de varier le long de l'écoulement.

1.3 Le modèle polytropique

L'équation d'état isotherme nécessite, comme nous le verrons, un apport infini d'énergie à la couronne. Ainsi, même s'il est probable que l'évolution de la couronne sur quelques rayons stellaires soit proche d'une évolution isotherme, grâce à des processus de chauffage sur lesquels nous reviendrons dans le chapitre 2, l'expansion sur de grandes distances suit un processus différent. Une équation d'état polytropique permet de rendre compte d'une variation de la température et d'une quantité d'énergie finie apportée lors de l'expansion.

1.3.1 L'équation d'état polytropique

Un processus polytropique est défini par une capacité calorifique $C = dQ/dT$, qui représente la quantité de chaleur apportée au système par unité de température, constante (Lang, 1974). On peut alors écrire le premier principe de la thermodynamique

$$dQ = dU + pdV, \tag{1.25}$$

où U est l'énergie interne, p la pression, et V le volume du gaz. À partir des définitions des capacités calorifiques

$$C_v = \left(\frac{dQ}{dT}\right)_V, \text{ et } C_p = \left(\frac{dQ}{dT}\right)_p, \tag{1.26}$$

et l'équation des gaz parfait $pV = nRT$, on peut montrer que si $\gamma = (C - C_v)/(C - C_p)$, on a les relations :

$$T = T_0(\frac{\rho}{\rho_0})^{\gamma-1}, \quad p = p_0(\frac{\rho}{\rho_0})^{\gamma}. \tag{1.27}$$

Ces relations définissent une équation d'état, dite polytropique, et γ sera dans la suite appelé l'indice polytropique [7].

Pour un gaz parfait monoatomique, on a la relation bien connu $C_p/C_v = 5/3$. Ainsi, si la quantité de chaleur apportée au système est nulle, on retrouve le cas adiabatique et $\gamma = 5/3$. *A contrario*, lorsque l'énergie apportée au système tend vers l'infini, $\gamma \to 1$, ce qui correspond au cas isotherme où $p \propto \rho$. Ainsi, si l'on suppose que des processus de chauffage apportent au système une quantité de chaleur finie C, l'intensité de ce chauffage peut être décrite continûment par une équation d'état pour laquelle l'indice polytropique $\gamma \in]1, 5/3]$.

6. Nous verrons qu'en réalité les régions les plus chaudes de la couronne correspondent aux vents les plus lents (voir Schwadron & McComas, 2003, et le chapitre 2).

7. Dans certains ouvrages, l'indice polytropique est définie par $n = 1/(\gamma - 1)$, et on parle d'exposant polytropique pour γ.

1.3.2 Équation du moment et énergie du vent

Point critique

En utilisant l'équation d'état polytropique (1.27), l'équation de conservation de la masse donne :

$$\frac{1}{\rho}\frac{dp}{dr} = \gamma\frac{p}{\rho}(-\frac{1}{v}\frac{dv}{dr} - \frac{2}{r}). \tag{1.28}$$

On peut réécrire l'équation du moment :

$$v\frac{dv}{dr} + \gamma\frac{p}{\rho}(-\frac{1}{v}\frac{dv}{dr} - \frac{2}{r}) + \frac{GM_\star}{r^2} = 0, \tag{1.29}$$

$$\frac{1}{v}\frac{dv}{dr} = (\frac{2c_s^2}{r} - \frac{GM_\star}{r^2})/(v^2 - c_s^2), \tag{1.30}$$

où $c_s = \sqrt{\gamma p/\rho}$ n'est plus une grandeur constante avec le rayon.

Comme dans le cas isotherme, pour qu'une solution transsonique existe, le numérateur et le dénominateur dans l'équation (1.30) doivent s'annuler au rayon critique, ainsi défini par :

$$r_c = \frac{GM_\star}{2c_s^2(r_c)}, \text{ et} \tag{1.31}$$

$$v_c^2 = c_s^2(r_c) = \frac{GM_\star}{2r_c} = \frac{v_{\rm esc}^2(r_c)}{4}. \tag{1.32}$$

On voit donc que le rayon critique a une forme très proche de celle du cas isotherme, à ceci près que la vitesse du son n'est plus une constante du problème mais varie avec le rayon. La vitesse critique v_c, constante, s'identifie à la vitesse du son au point critique seulement.

Énergie du vent

Par ailleurs, en utilisant l'équation d'état polytropique on a :

$$\frac{1}{\rho}\frac{dp}{dr} = \frac{\gamma}{\gamma-1}\frac{p}{\rho}\frac{d\ln(p/\rho)}{dr} = \frac{\gamma}{\gamma-1}\frac{d}{dr}(p/\rho). \tag{1.33}$$

Ce que l'on peut réinjecter dans l'équation de moment (1.8)

$$v\frac{dv}{dr} + \frac{\gamma}{\gamma-1}\frac{d}{dr}\frac{p}{\rho} + \frac{GM_\star}{r^2} = \frac{d}{dr}(\frac{v^2}{2} + \frac{c_s^2}{\gamma-1} - \frac{GM_\star}{r}) = 0. \tag{1.34}$$

Et l'on obtient

$$e_\gamma = \frac{v^2}{2} + \frac{c_s^2}{\gamma-1} - \frac{GM_\star}{r} = cste. \tag{1.35}$$

On peut calculer cette constante en évaluant l'équation précédente au rayon critique défini plus haut :

$$e_\gamma = \frac{5-3\gamma}{\gamma-1}\frac{GM_\star}{4r_c}. \tag{1.36}$$

Enfin en utilisant à la fois l'équation de conservation de la masse et l'équation d'état polytropique on obtient $c_s^2 \propto v^{1-\gamma}r^{2-2\gamma}$ ce qui permet d'établir que

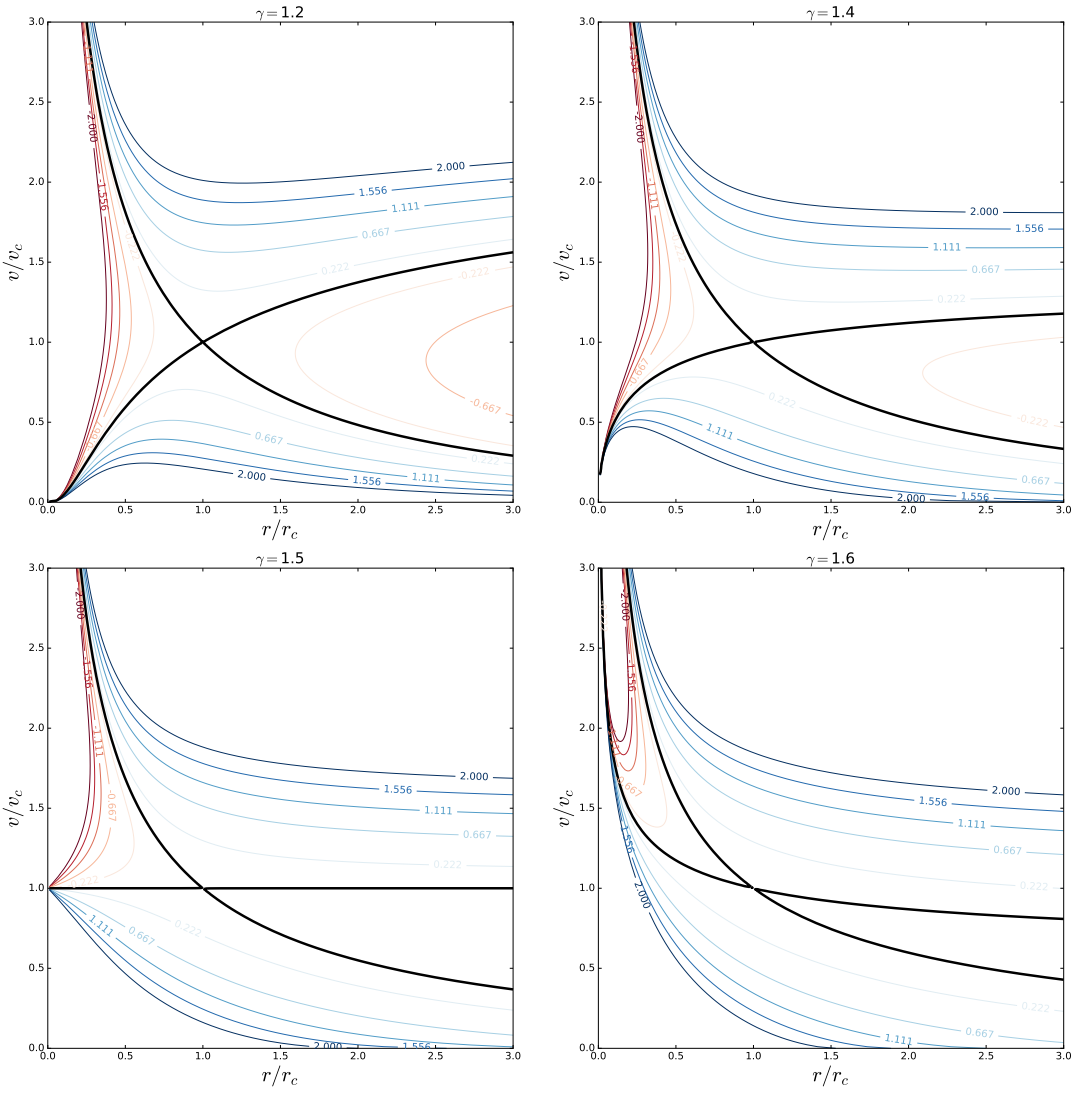


FIGURE 1.9 Plan des solutions de l'équation (1.39) pour $\gamma = 1.2, 1.4, 1.5, 1.6$. La solution de vent transsonique n'existe que si $\gamma < 3/2$. Au-delà, toutes les solutions sont des solutions d'accrétion.

$$e_\gamma = \frac{v^2}{2} + \frac{c_s^2(r_c)}{\gamma - 1}\left(\frac{r}{r_c}\right)^{2-2\gamma}\left(\frac{v}{v_c}\right)^{1-\gamma} - \frac{2v_c^2 r_c}{r}. \tag{1.37}$$

On peut désormais introduire les variables normalisées $w = v/v_c$ et $x = r/r_c$ pour obtenir une équation implicite pour $w(x)$:

$$\frac{v_c^2}{2}w^2 + \frac{1}{\gamma - 1}v_c^2 x^{2-2\gamma}w^{1-\gamma} - \frac{2v_c^2}{x} = e_\gamma, \tag{1.38}$$

ou encore :

$$w^{\gamma+1} - w^{\gamma-1}\left(\frac{4}{x} + \frac{5-3\gamma}{\gamma-1}\right) + \frac{2}{\gamma-1}x^{2-2\gamma} = 0. \tag{1.39}$$

Cette équation est l'équivalent de l'équation (1.20) dans le cas isotherme. La figure 1.9 illustre les solutions dans le plan (w, x) pour quatre valeurs de γ. La structure des solutions est similaire à celle du cas isotherme lorsque γ est proche de 1. Si l'on fait croître γ, ce qui équivaut à diminuer l'énergie donnée au système, l'accélération de la solution de vent va diminuer jusqu'à atteindre le cas

limite $\gamma = 3/2$, où la vitesse est constante. Au-delà, les solutions transsoniques sont exclusivement des solutions d'accrétion.

Ainsi, la discussion faite dans la section 1.2.3 semble transposable au cas polytropique si $\gamma < 3/2$. Cela signifie que des processus de chauffage importants de la couronne sont nécessaires à l'existence du vent, en plus de hautes températures à la base de la couronne. Cela dit, la température à la base de la couronne et l'indice polytropique ne sont sans doute pas indépendants et la conduction au sein du plasma contribue sans doute à faire évoluer ce paramètre en fonction du gradient de température.

Pour obtenir la solution complète, il faut en plus de l'équation (1.39), déterminer le rayon critique qui dépend de γ.

1.3.3 Calcul du rayon critique et critère pour l'existence de vents

En reprenant l'équation de conservation de la masse, on peut écrire la vitesse du son au point critique

$$c_s^2(r_c) = c_{s,0}^2 w_0^{\gamma-1} x_0^{2\gamma-2}, \tag{1.40}$$

où l'indice 0 se réfère à n'importe quelle condition imposée dans le domaine (habituellement à la base de la couronne). Ainsi,

$$c_s^2(r_c) = c_{s,0}^2 w_0^{\gamma-1} x_0^{2\gamma-2} = \frac{GM_\star}{2r_c} = \frac{GM_\star}{2r_0} x_0 = v_{\mathrm{esc},0}^2 x_0/4. \tag{1.41}$$

Et l'on peut réinjecter cette égalité dans l'équation (1.39), ce qui donne :

$$F(x_0) = \left(\frac{v_{\mathrm{esc},0}^2}{4c_{s,0}^2}\frac{1}{x_0^{2\gamma-3}}\right)^{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}} - \left(\frac{v_{\mathrm{esc},0}^2}{4c_{s,0}^2}\frac{1}{x_0^{2\gamma-3}}\right)\left(\frac{4}{x_0} + \frac{5-3\gamma}{\gamma-1}\right) + \frac{2}{\gamma-1}x_0^{2-2\gamma} = 0. \tag{1.42}$$

En posant $\Lambda = \frac{v_{\mathrm{esc},0}^2}{4c_{s,0}^2}$ et en considérant la condition limite à la base de la couronne telle que $z = r_c/r_\star = 1/x_0$, on obtient de façon implicite la valeur du rayon critique par l'équation

$$F(z,\gamma) = (\Lambda z^{2\gamma-3})^{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}} - (\Lambda z^{2\gamma-3})(4z + \frac{5-3\gamma}{\gamma-1}) + \frac{2}{\gamma-1}z^{2\gamma-2} = 0. \tag{1.43}$$

Cette équation peut, encore une fois, être résolue par une méthode de Newton-Raphson (voir annexe D). Il faut néanmoins initialiser la méthode avec une valeur judicieuse. La figure 1.10 montre une carte de couleur de $F(z,\gamma)$. En noir, les solutions de l'équation (1.43) montrent deux branches. Seule la branche supérieure donne une solution physique qui vérifie $v(r_c) = c_s(r_c)$, et on observe que cette branche tends vers $+\infty$ bien avant $\gamma = 3/2$. Ainsi, une résolution numérique doit s'assurer de converger sur la bonne branche des solutions et doit préalablement vérifier que cette solution existe.

Pour estimer la valeur de γ à partir de laquelle le rayon critique diverge, on peut prendre un équivalent de la fonction $F(z,\gamma)$ quand $z \to \infty$ ($\gamma > 1$),

$$F(z,\gamma) \sim_{z\to\infty} \frac{2}{\gamma-1}z^{2\gamma-2} - 4\Lambda z^{2\gamma-2}, \tag{1.44}$$

$$\left(\frac{2}{\gamma-1} - 4\Lambda\right) z^{2\gamma-2} = 0, \tag{1.45}$$

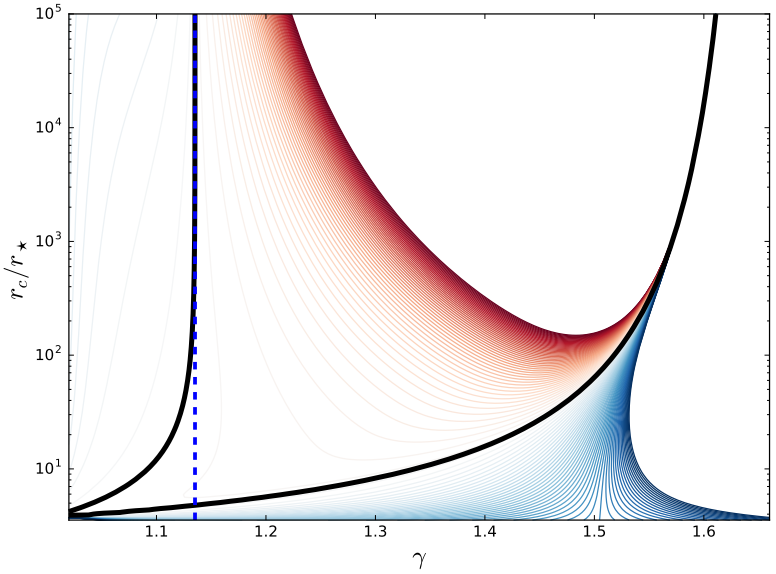


FIGURE 1.10 Contour de la fonction $F(z,\gamma)$ définie par l'équation (1.43). Les contours rouges marquent $F < 0$ et les contours bleus $F > 0$. Les courbes noires donnent la solution $F = 0$ pour $c_s/v_{\rm esc} = 0.26$. Seule la courbe supérieure décrit la solution physique donnant $v(r_c) = c_s(r_c)$, et tend vers $+\infty$ pour $\gamma \approx 1.1352 < 3/2$ (valeur indiquée avec la ligne pointillée bleue).

$$\gamma_{\rm max} = 1 + \frac{1}{2\Lambda} = 1 + 2\left(\frac{c_{s,0}}{v_{\rm esc,0}}\right)^2. \tag{1.46}$$

On peut également exprimer cette condition comme une température minimale qui permet d'obtenir un rayon critique fini dans la solution de vent transsonique. Elle est donnée par :

$$T_{\rm min} = \left(1 - \frac{1}{\gamma}\right)\frac{m_p G M_\odot}{2k_B r_\odot} \approx 11 \times 10^6 \left(1 - \frac{1}{\gamma}\right) {\rm K}. \tag{1.47}$$

Cette température minimale varie entre 0 et 4×10^6 K pour $\gamma \in [1, 3/2]$.

1.4 Conclusions

Les étoiles de type solaire, qui possèdent une enveloppe convective et une couronne chaude, sont en équilibre avec le milieu interstellaire grâce à la pression dynamique créée par l'expansion de leur atmosphère étendue. Bien qu'un modèle isotherme permette d'obtenir un accord plutôt satisfaisant sur les ordres de grandeur de la vitesse terminale du vent issu d'une couronne à un million de Kelvin, le modèle polytropique permet de reproduire la variation de température observée à l'orbite terrestre. Notre dernier calcul démontre que la solution de vent transsonique, pour exister, doit être décrite par un ensemble de paramètres compatibles. Dans la littérature, les valeurs de γ utilisées pour décrire un vent varient en général entre 1 et 1.2 (Washimi & Shibata, 1993; Keppens & Goedbloed, 1999; Matt et al., 2012; Holzwarth & Jardine, 2007; Vidotto et al., 2009). Nos travaux utiliseront une valeur constante tout au long de ce manuscrit de $\gamma = 1.05$. Avec cette valeur, une couronne de 1.5×10^6 Kelvin décrit des vitesses de l'ordre de 450 km/s à l'orbite terrestre et, comme une amélioration de l'hypothèse isotherme, des températures de l'ordre de 9×10^4 K, en très bon accord avec la table 1.1. Pour des températures plus élevées, de l'ordre de 3.0 millions de Kelvin, on obtient un vent rapide

autour de 800 km/s et une température à l'orbite terrestre de 4×10^5 K, ici aussi en bon accord avec les observations de *ACE* et *Ulysses*. Ce modèle n'est bien sûr qu'empirique et ne décrit pas les origines physiques des processus de chauffages de la couronne, que nous aborderons dans le chapitre 2. Il reste néanmoins un excellent compromis dans les simulations numériques 2D et 3D (cf. chapitre 3 et 5).

CHAPITRE 2

MAGNÉTISME DES ÉTOILES DE TYPE SOLAIRE

« What led me more or less directly to the special theory of relativity was the conviction that the electromotive force acting on a body in motion in a magnetic field was nothing else but an electric field. »

Albert Einstein, 1953.

Ce chapitre traite du magnétisme dans les étoiles de type solaire, c'est-à-dire les étoiles possédant une enveloppe convective. L'origine de ce champ magnétique est associée à l'effet dynamo qui regroupe un ensemble de phénomènes capables de convertir l'énergie cinétique des écoulement à grande échelle de l'enveloppe convective en énergie magnétique. Ce champ magnétique est observé dans le cas du Soleil et pour de nombreuses autres étoiles. Les champs « dynamo » sont caractérisés par leur variation sur des échelles séculaires liées à l'évolution de la période de rotation, à la fois dans leur topologie et leur amplitude, et également sur des échelles plus courtes, où le champ peut être cyclique. Ainsi, ces champs magnétiques sont fondamentalement différents des champs fossiles, stables, que l'on retrouve par exemple piégés dans les enveloppes radiatives des étoiles massives.

La section 2.1 traite de l'instabilité dynamo, de l'influence de la rotation et du nombre de Rossby sur le champ magnétique généré, et des cycles observés dans la dynamo solaire. La partie 2.2 aborde les observations de champs magnétiques pour les étoiles froides grâce à la spectropolarimétrie et l'effet Zeeman. Enfin la section 2.3 introduit les notions essentielles pour aborder les effets du couplage entre le champ magnétique, la couronne et le vent.

2.1 Effet dynamo dans les enveloppes convectives

2.1.1 Cycle et familles dans la dynamo solaire

La nature variable de l'activité solaire à été identifiée très tôt grâce à Galilée qui, observant des points sombres semblant migrer sur le disque solaire, les avait associés à des structures mobiles à sa surface. Les données sur le nombre de taches solaires remontent jusqu'au début du XVII$^{\text{ème}}$ siècle, notamment grâce aux observations chinoises. Le travail de George Ellery Hale (Hale, 1908; Hale et al., 1918) a permis d'associer la variation observée du nombres de tache à une activité magnétique.

Les deux graphes du panneau supérieur de la figure 2.1 montrent la répartition et le nombre de taches solaires depuis 1874. Le nombre de taches (panneau central) varie selon un cycle court d'environ 11 ans et est modulé par un cycle plus long, le cycle de Gleissberg d'environ une centaine d'années (voir la revue Usoskin, 2013). Le maximum d'activité solaire est associé au pic de taches visibles sur la surface. Les cycles sont numérotés depuis 1755, et pour le cycle en cours, le numéro 24, le maximum d'activité s'est probablement produit au cours de l'année 2015. L'activité solaire peut également ralentir pendant de longues périodes comme ce fût le cas lors du minimum de Maunder, de 1645 à 1715 environ, où très peu de taches ont pu être recensées (Eddy, 1976).

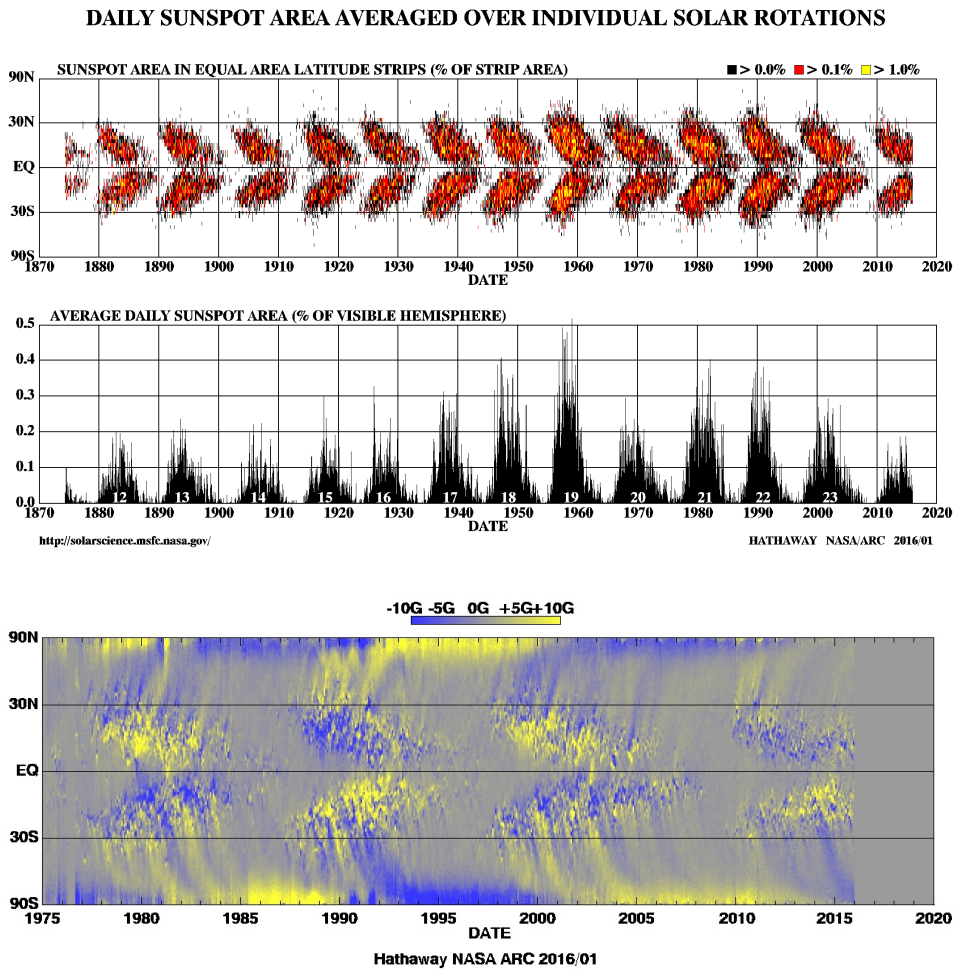


FIGURE 2.1 Cycle du champ magnétique solaire et diagramme papillon du nombre et de la position des taches (panneau supérieur) et de la polarité du champ (panneau inférieur). Crédits D. Hathaway, voir http://solarscience.msfc.nasa.gov/images/.

La répartition des taches solaires au cours du cycle suit une structure bien précise. Le panneau supérieur de la figure 2.1 montre que les taches sont concentrées à des latitudes relativement basses, jusqu'à 30 degrés de part et d'autre de l'équateur, et apparaissent de plus en plus proches de l'équateur à mesure que l'on se rapproche du minimum. Cette forme singulière ailée lui donne son nom de diagramme papillon.

Les taches solaires sont en réalité des concentrations de flux magnétique toroïdal qui émergent à la surface. Une analyse plus fine de la polarité [1] du champ magnétique permet de voir que les taches ne sont pas les seules structures du champ magnétique qui évoluent au cours du cycle. Le panneau inférieur montre une carte du champ magnétique radial en fonction de la latitude au cours des cycles 21, 22 et 23. On retrouve les caractéristiques du diagramme papillon et on peut deviner que les taches sont en fait des bipôles, un couple de structures de polarités opposées. On remarque aussi que les pôles observent un changement de polarité lors du maximum solaire. Ce renversement se fait par une migration du flux des latitudes moyennes vers les pôles.

1. C'est-à-dire le signe du champ magnétique.

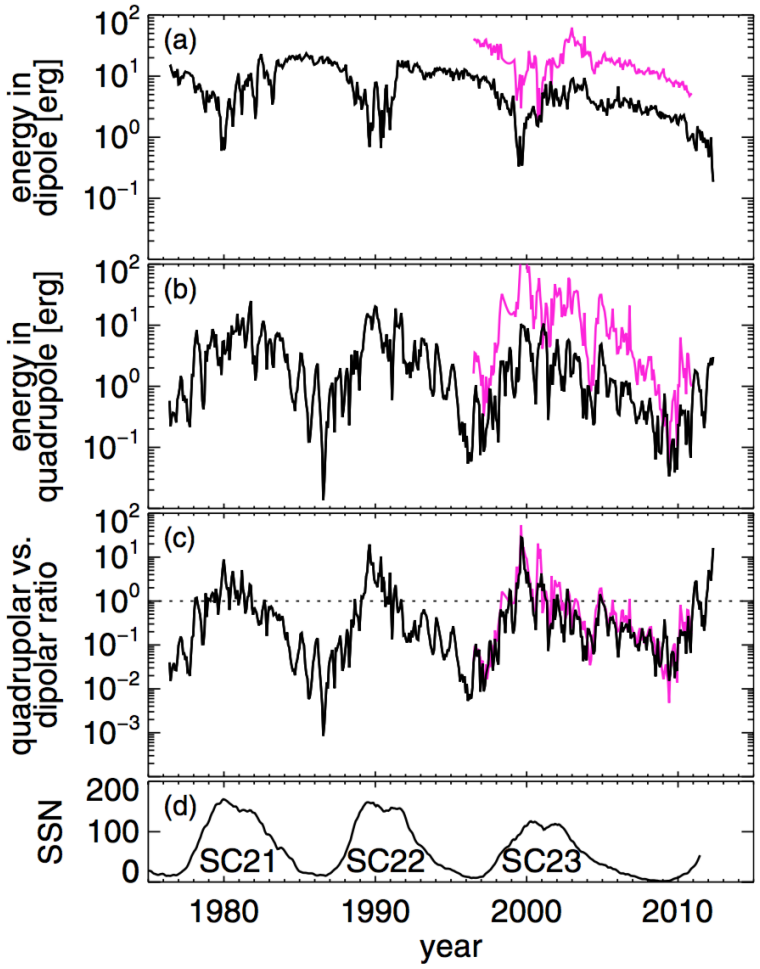


FIGURE 2.2 Topologie du champ magnétique solaire au cours du cycle. Les composantes dipolaire et quadrupolaire sont en opposition de phase. Les lignes noires sont issues des données du mont Wilcox tandis que la courbe magenta provient de données de HMI sur le satellite *SOHO*. Crédits DeRosa et al. (2012).

Ainsi, un cycle solaire complet, pour que les pôles reviennent à la même polarité, est plutôt de l'ordre de 22 ans. Proche du minimum, la topologie du champ magnétique solaire de surface est globalement dipolaire et axisymétrique [2]. Au cours du cycle, cette topologie varie et le champ magnétique se rapproche plutôt d'un quadrupôle lors du maximum.

DeRosa et al. (2012) ont montré que les composantes dipolaires ou quadrupolaires sont en opposition de phase lors du cycle, et que le rapport quadrupôle sur dipôle varie de 10 à 10^{-3} au maximum et au minimum d'activité respectivement. Ce comportement est illustré dans la figure 2.2. Toutefois, au maximum d'activité, la topologie est plus complexe qu'un simple quadrupôle et on peut généraliser ce résultat en constatant que l'opposition de phase se fait entre les familles symétrique ($l+m$ pair) et antisymétrique ($l+m$ impair) par rapport à l'équateur (voir l'annexe C, pour la définition du degré l et de l'ordre m dans la décomposition en harmoniques sphériques).

2. C'est-à-dire que la répartition des polarités du champ magnétique peut être décrite par le dipôle axisymétrique, l'harmonique sphérique de degré $l=1$ et d'ordre $m=0$ (voir annexe C). Dans ce cas, l'emploi du terme « topologie » est approprié, car il se réfère à la catégorisation d'une propriété (la polarité) en fonction du lieu topos (« $\tau o \pi o \sigma$ ») en grec. Dans la suite de ce manuscrit, on utilisera également ce terme pour caractériser la structure du champ magnétique dans la couronne, en associant par exemple la topologie aux boucles fermées, qui possèdent pourtant différentes polarités. Le terme topologie peut faire débat et certains préfèrent parler de géométrie pour caractériser le champ magnétique coronal.

Ainsi, le champ magnétique solaire possède nombre de propriétés qu'un modèle de dynamo doit pouvoir reproduire. Observer le Soleil reste le meilleur moyen de contraindre les modèles de dynamo, car on peut lier l'activité et les propriétés du champ magnétique comme l'amplitude ou la topologie. Pour les autres étoiles, bien que des indicateurs de l'activité existent, comme les raies de calcium ou le flux X, les observations spectropolarimétriques (voir la section 2.2) qui permettent de caractériser toutes les composantes du champ magnétique restent peu nombreuses.

2.1.2 L'instabilité dynamo

La génération de champ magnétique dans un fluide conducteur tel que le plasma d'hydrogène des enveloppes convectives stellaires est régie par l'équation d'induction (déduite des équations de Maxwell, voir l'annexe A, Moffatt, 1978)

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B} - \eta \nabla \times \mathbf{B}) \,. \tag{2.1}$$

Dans le terme de droite, on identifie clairement les enjeux de l'effet dynamo, c'est-à-dire assurer la génération de champ magnétique grâce aux mouvements du fluide conducteur $(\mathbf{v} \times \mathbf{B})$ contre la diffusion ohmique $(\eta \nabla \times \mathbf{B})$, η étant la diffusivité magnétique (voir annexe A). D'une manière générale, le problème de l'instabilité dynamo nécessite une résolution des équations couplées de la magnétohydrodynamique, donnant la structure de l'écoulement et du champ magnétique dans une étoile. La variabilité des champs magnétiques dynamos, et notamment la nécessité de transformer constamment un champ poloïdal en champ toroïdal et inversement, ne permet pas l'existence de solutions d'équilibre stationnaires, comme peuvent l'être les champs fossiles des zones radiatives (voir Duez & Mathis, 2010; Emeriau & Mathis, 2015). On peut également démontrer qu'un champ de vitesse axisymétrique ne permet pas de maintenir un champ magnétique axisymétrique contre la diffusion ohmique, c'est le théorème anti-dynamo de Cowling (Cowling, 1933). Les modèles dynamos font appel à la rotation différentielle, au cisaillement à la base de l'enveloppe convective, aux instabilités MHD, à la turbulence et à d'autres mécanismes pour expliquer les caractéristiques de la dynamo solaire (Charbonneau, 2010; Brun et al., 2013).

Les simulations numériques en trois dimensions ont permis de prendre en compte ces phénomènes de façon toujours plus réaliste(voir par exemple Brun et al., 2004; Browning et al., 2006; Ghizaru et al., 2010; Brown et al., 2011; Racine et al., 2011; Nelson et al., 2013; Käpylä et al., 2013; Beaudoin et al., 2013). La théorie du champ moyen permet toutefois d'aborder l'instabilité dynamo dans une configuration axisymétrique. Le théorème anti-dynamo de Cowling peut être contourné en considérant les composantes moyennes longitudinales (et donc axisymétriques) du champ de vitesse et du champ magnétique, en ajoutant un terme perturbateur à ce champ moyen dont la moyenne longitudinale est nulle. On écrit :

$$\mathbf{B} = \langle \mathbf{B} \rangle + \mathbf{B}', \tag{2.2}$$

$$\mathbf{v} = \langle \mathbf{v} \rangle + \mathbf{v}', \tag{2.3}$$

et $\langle \mathbf{B}' \rangle = \langle \mathbf{v}' \rangle = 0$. L'équation d'induction sur le champ magnétique moyen devient alors :

$$\frac{\partial \langle \mathbf{B} \rangle}{\partial t} = \nabla \times \left(\langle \mathbf{v} \rangle \times \langle \mathbf{B} \rangle + \langle \mathbf{v}' \times \mathbf{B}' \rangle + \eta \nabla \times \langle \mathbf{B} \rangle \right). \tag{2.4}$$

Seul le terme croisé sur les composantes variables reste. Il constitue une force électromotrice que l'on cherche à exprimer en fonction de la composante moyenne. Typiquement, on fait un développement de ce terme au premier ordre

$$\langle \mathbf{v}' \times \mathbf{B}' \rangle = \alpha \langle \mathbf{B} \rangle + \beta \nabla \times \langle \mathbf{B} \rangle, \tag{2.5}$$

où α et β sont liés à la turbulence (et considérés ici isotropes).

Puisque les champs moyens sont axisymétriques, on peut les décomposer (voir annexe A) en une composante poloïdale dérivant d'un potentiel scalaire et une composante toroïdale :

$$\langle \mathbf{B} \rangle = \nabla \times (\langle A \rangle \mathbf{e}_\varphi) + \langle B_\varphi \rangle \mathbf{e}_\varphi, \tag{2.6}$$

$$\langle \mathbf{v} \rangle = \langle \mathbf{v}_p \rangle + R\Omega \mathbf{e}_\varphi, \tag{2.7}$$

et l'équation d'induction devient les deux équations couplées :

$$\frac{\partial \langle A \rangle}{\partial t} = \underbrace{(\eta + \beta)\left(\nabla^2 - \frac{1}{R^2}\right)\langle A \rangle}_{\text{diffusion turbulente}} - \underbrace{\frac{\mathbf{v}_p}{R} \cdot \nabla (R \langle A \rangle)}_{\text{advection}} + \underbrace{\alpha \langle B_\varphi \rangle}_{\text{effet } \alpha}, \tag{2.8}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \langle B_\varphi \rangle}{\partial t} = {} & \underbrace{(\eta + \beta)\left(\nabla^2 - \frac{1}{R^2}\right)\langle B_\varphi \rangle}_{\text{diffusion turbulente}} + \underbrace{\frac{1}{R}\frac{\partial R \langle B_\varphi \rangle}{\partial r}\frac{\partial (\eta + \beta)}{dr}}_{\text{transport diamagnétique}} - \underbrace{R \mathbf{v}_p \cdot \nabla \left(\frac{\langle B_\varphi \rangle}{R} \right)}_{\text{advection}} - \underbrace{\langle B_\varphi \rangle \nabla \cdot \mathbf{v}_p}_{\text{compression}} \\ & + \underbrace{R(\nabla \times (\langle A \rangle \mathbf{e}_\varphi)) \cdot \nabla \Omega}_{\text{effet } \Omega} + \underbrace{\nabla \times [\alpha \nabla \times (\langle A \rangle \mathbf{e}_\varphi)]}_{\text{effet } \alpha}. \end{aligned} \tag{2.9}$$

On voit dans ces équations que la turbulence (caractérisée par α) constitue un terme source pour les composantes poloïdales et toroïdales du champ magnétique et qu'ainsi, l'effet dynamo peut exister et maintenir des composantes moyennes axisymétriques. Le terme de cisaillement proportionnel au gradient de Ω constitue un terme source seulement pour la composante toroïdale [3]. On estime dans le cas du Soleil que l'effet α est négligeable pour B_φ devant l'effet Ω lié à la rotation différentielle et on néglige le dernier terme de l'équation 2.9.

Les mécanismes des dynamos $\alpha\Omega$ sont illustrés dans la figure 2.3. Schématiquement, on voit que la rotation différentielle permet de tirer les lignes de champ magnétique poloïdales et de les transformer en lignes de champ toroïdales. L'effet α lui, consiste à « soulever » des lignes de champ toroïdales grâce à la convection.

La théorie du champ moyen permet de retrouver en partie les propriétés de la dynamo solaire. Ainsi, une dynamo $\alpha\Omega$ (avec rotation différentielle) permet relativement simplement d'obtenir des cycles (c'est-à-dire des renversements de polarité, l'apparition de taches est encore très difficile à obtenir, voir Brun et al., 2015; Nelson et al., 2014). Les solutions dynamos $\alpha\Omega$ permettent la propagation d'ondes dont la direction est donnée par le vecteur :

3. Il n'est d'ailleurs pas lié à l'approche champ moyen et existe dans le cas de deux champ purement axisymétrique, où il est possible de générer du champ toroïdal à partir de champ poloïdal mais pas l'inverse.

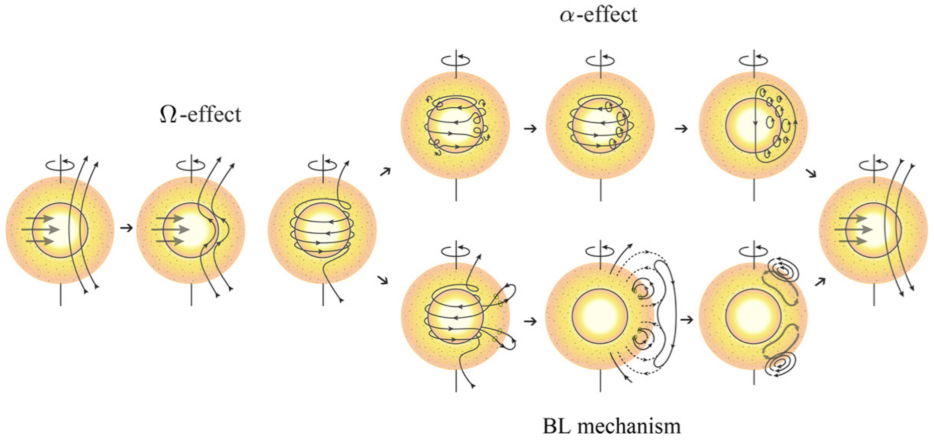


FIGURE 2.3 Schéma de principe des effets α, Ω et Babcock-Leighton. Crédits Sanchez et al. (2014).

$$\mathbf{s} = \alpha \nabla \Omega \times \mathbf{e}_{\varphi}, \tag{2.10}$$

ce qui constitue la règle de Parker-Yoshimura (Parker, 1955; Yoshimura, 1975; Stix, 1976). On peut donc en principe expliquer la migration vers le pôles du flux magnétique. Néanmoins, l'étude détaillée de la migration des taches montre que la propagation nécessite un α négatif près de l'équateur. D'autres mécanismes sont donc invoqués pour expliquer cette migration et peuvent s'incorporer dans le formalisme de la dynamo en champ moyen. C'est le cas par exemple de l'effet Babcock-Leighton (voir la figure 2.3 Babcock, 1961; Leighton, 1969), qui permet d'expliquer la migration de flux associée au renversement de polarité. La dynamo Babcock-Leighton en champ moyen permet également d'expliquer l'opposition de phase des familles symétrique et antisymétrique (DeRosa et al., 2012), ce qui en fait le modèle de référence pour la dynamo solaire.

Sans rotation différentielle, la génération de champ magnétique appelé α^2 (les deux termes sources proviennent de l'effet α), a parfois été associée à une génération de champ magnétique à plus petite échelle que les dynamo $\alpha\Omega$ (Durney et al., 1993).

2.1.3 Champ d'équipartition, α-quenching et dynamo d'interface

Les composantes du champ magnétique poloïdale et toroïdale sont ainsi régénérées en étant étirées par l'écoulement dans la zone convective. Cela suppose que la pression dynamique de l'écoulement est supérieure à la tension magnétique des lignes de champ. Or le champ magnétique peut en principe croître de façon exponentielle, si par exemple on suppose que la diffusion est négligeable et que la circulation méridienne est nulle ($\mathbf{v}_p = 0$) dans les équations (2.9).

On peut introduire la notion de champ d'équipartition, à partir duquel la tension magnétique est capable de stopper les effets α et Ω. On définit :

$$B_{\mathrm{eq}} \equiv \sqrt{\mu_0 \rho} v_T, \tag{2.11}$$

où v_T est la vitesse caractéristique de l'écoulement turbulent. Ce champ magnétique est une borne supérieure au-delà de laquelle l'amplification du champ magnétique s'arrête. Dans le modèle de champ moyen, on peut stopper la croissance du champ magnétique en introduisant un paramètre

α qui dépend de l'amplitude de $\langle B \rangle$ (Pouquet et al., 1976; Durney et al., 1993; Blackman & Brandenburg, 2002)

$$\alpha = \frac{\alpha_0}{1 + \left(\frac{\langle B \rangle}{B_{\rm eq}}\right)^2}, \tag{2.12}$$

ce qui fait tendre α vers zéro lorsque le champ magnétique est supérieure au champ d'équipartition. Ce phénomène, appelé α-quenching, est largement utilisé dans les modèles de dynamo de champ moyen. Cependant, les modèles de turbulence ont montré que la rétroaction du champ magnétique toroïdal sur l'effet α apparaît pour des amplitudes bien plus faibles du champ magnétique (voir la revue de Cattaneo & Hughes, 1996) et qu'ainsi

$$\alpha \approx \frac{\alpha_0}{1 + {\rm Rm}\left(\frac{\langle B \rangle}{B_{\rm eq}}\right)^2}, \tag{2.13}$$

où ${\rm Rm} = vL/\eta$ est le nombre de Reynolds magnétique (v étant la vitesse et L la longueur caractéristique du système, cf. annexe A), qui est de l'ordre de 10^8 dans la zone convective du Soleil (Charbonneau, 2010). La conséquence de résultat est qu'il est (de nouveau) très difficile d'amplifier un champ poloïdal dans une zone convective, à partir d'un champ toroïdal. Une des solutions, proposée par Parker (1993), est de confiner le champ toroïdal proche de la tachocline, ou l'amplification est assurée par l'effet Ω et le cisaillement entre la zone radiative en rotation solide et la zone convective en rotation différentielle. Ce mécanisme porte le nom de dynamo d'interface.

On pense que la dynamo solaire est une dynamo d'interface, et que ce mécanisme est le mécanisme dominant de génération de champ magnétique pour les étoiles qui possèdent une tachocline. Pour les étoiles complètement convectives (pour lesquelles on détecte des champs magnétiques, voir la section 2.2), l'instabilité dynamo opère différemment, peut être par un processus α^2. Dans cette courte introduction, de nombreux processus ont été laissé de côté. On a, par exemple, omis de parler ici de l'effet de la circulation méridienne (qui fait néanmoins parti du mécanisme de Babcock-Leighton) ou du pompage turbulent.

Le formalisme du champ moyen reste cependant pertinent pour disposer d'une vue globale sur l'effet dynamo. En particulier la distinction entre les dynamo α^2 et $\alpha\Omega$, dynamo d'interface et dynamo distribuée, trouve des applications dans l'étude de la rotation et du magnétisme stellaire (voir section 2.2 et le chapitre 3).

2.2 Magnétisme stellaire

2.2.1 Effet Zeeman et spectropolarimétrie

Comme souvent en astrophysique, l'étude des propriétés d'une étoile repose sur la lumière que l'on en reçoit. Mesurer un champ magnétique à distance à partir d'un spectre lumineux n'est possible que parce que les photons libérés à la photosphère ont vu leur propriétés modifiés par le champ magnétique à la surface de l'étoile. L'effet Zeeman (Zeeman, 1897), qui fut à l'origine de la découverte du champ magnétique solaire (Seares, 1913), est aujourd'hui encore le principal effet utilisé dans la détection de champs magnétiques. En présence d'un champ magnétique, de nouveaux niveaux d'énergies en $\lambda \pm \Delta\lambda$ pour une longueur d'onde λ donnée, sont occupés lors de l'excitation ou de la

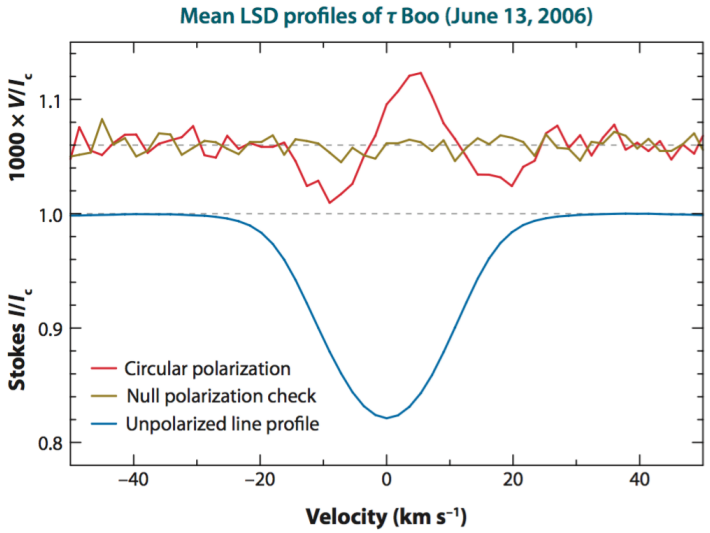


FIGURE 2.4 Profils LSD (sur plusieurs raies) de la polarisation circulaire (Stokes V) indiquant la détection d'un champ magnétique dans la ligne de visée pour l'étoile τ Bootis. Crédits Donati & Landstreet (2009).

désexcitation d'un électron. On assiste alors à une séparation des lignes d'émissions ou d'absorptions dans les spectres de lumière produits sous l'influence d'un champ magnétique.

Le déplacement en longueur d'onde (en μm)

$$\Delta\lambda = 4.67\lambda_0 g_{\text{eff}} B, \tag{2.14}$$

est proportionnel à l'amplitude du champ magnétique B et au facteur effectif de Landé g_{eff}, sans dimension (Reiners, 2012). En pratique, une séparation claire, ne peut être observée que pour des champs très intenses de l'ordre du kG (une discussion détaillée est donnée dans Donati & Landstreet, 2009), et on observe plutôt un élargissement des lignes.

Par ailleurs, la polarisation du signal nous renseigne sur la géométrie du champ magnétique de surface. En effet, la polarisation circulaire de la lumière est plus sensible à la composante du champ magnétique dans la ligne de visée tandis, que la polarisation rectiligne est sensible à la composante transverse. La détection du champ magnétique vectoriel est donc rendue possible par l'utilisation de spectropolarimètre, c'est-à-dire la combinaison d'un spectrographe et de filtres de polarisation.

Les spectropolarimètres tels que NARVAL au télescope Bernard Lyot (Pic du Midi), ou encore ESPaDOnS (Echelle SpectroPolarimetric Device for the Observation of Stars) au Canada France Hawaï Telescope (CFHT), permettent d'obtenir les quatre paramètres de Stokes (I,V,Q,U) caractérisant les polarisations circulaire et rectiligne, pour de nombreuses raies spectrales. En combinant les signaux obtenus des différentes raies spectrales, notamment grâce à une technique de corrélation croisée (LSD pour « Least Square Deconvolution » Donati et al., 1997), on peut considérablement améliorer le rapport signal sur bruit et détecter des champs magnétiques de l'ordre du Gauss.

La figure 2.4 montre un exemple de détection d'un champ magnétique dans la composante polarisée circulairement d'un spectre de l'étoile τ Bootis. L'élargissement de la raie d'absorption est visible pour l'intensité lumineuse intégrée (Stokes I) ainsi que dans la polarisation circulaire (Stokes V). On vérifie également qu'aucun signal n'est présent dans la lumière non polarisée.

L'effet Zeeman, observé sur plusieurs longueurs d'ondes et plusieurs états de polarisation, permet donc de retrouver la composante moyenne du champ magnétique à la surface. En effet, la lumière qui parvient sur les spectropolarimètres représente le faisceau intégré sur le disque de l'étoile. Cette technique ne permet donc pas d'accéder à une mesure des détails du champ magnétique à la surface, et les signatures Zeeman mesurent en réalité un « flux » magnétique intégré sur la surface, dans le sens où une forte concentration sur une petite partie du disque peut donner le même signal qu'un champ plus faible à plus grande échelle. On trouve parfois que l'amplitude B est en réalité Bf, où f est le facteur de remplissage du champ magnétique sur la surface (Reiners, 2012).

Observer des structures plus fines à la surface est néanmoins possible, en prenant avantage de la rotation de l'étoile et de l'effet Doppler associé. Cette technique porte le nom de Zeeman Doppler Imaging (ZDI) et a été initialement proposée par Semel (1989), puis raffinée par Donati & Brown (1997) et Piskunov & Kochukhov (2002). Les signatures de polarisation varient en fonction de la phase de l'étoile, et l'on peut reconstruire des cartes des trois composantes du champ magnétique à la photosphère. Plus l'étoile tourne rapidement, plus il est possible d'accéder à des détails fins, et plus la carte sera constituée de coefficients sur les harmoniques de degré l élevés (cf. annexe C).

L'imagerie Zeeman Doppler suppose toutefois que le champ magnétique varie peu sur des temps de l'ordre de la période de rotation de l'étoile. De plus, les signaux les plus marqués sont obtenus dans la polarisation circulaire (Stokes V, qui permet de retrouver toutes les composantes du champ magnétique grâce à la rotation de l'étoile), et dans ce cas, l'unicité de l'inversion n'est pas garantie et les méthodes numériques utilisent des principes de régularisation d'entropie maximum (Donati, 2001) ou de Tikhonov (Piskunov & Kochukhov, 2002). Des travaux récents ont montré l'intérêt de faire une réduction simultanée sur les quatre paramètres de Stokes (Rosén et al., 2015), mais les signaux de polarisation rectiligne ne sont pour l'heure exploitables que pour un petit nombre d'étoiles. Enfin, la détection de champ magnétique par l'effet Hanle, une alternative à l'effet Zeeman, a montré des différences significatives dans l'amplitude détectée du champ magnétique solaire (Landi Degl'Innocenti & Landolfi, 2004; Trujillo Bueno et al., 2004).

2.2.2 Diversité du magnétisme des étoiles de type solaire

L'effet Zeeman et la spectropolarimétrie ont permis de détecter des champs magnétiques dans de nombreuses étoiles froides, donnant ainsi des raisons de croire qu'un effet dynamo opère dans les enveloppes convectives de ces étoiles. Les modèles dynamos sont cependant principalement contraints par les observations du Soleil, et des changements significatifs dans la vitesse de rotation et dans la taille de la zone convective ont probablement une influence sur la génération du champ magnétique (Brun et al., 2015). Afin d'ordonner la variété des magnétismes stellaires, on peut introduire le nombre de Rossby (Durney & Latour, 1978)

$$\mathrm{Ro} = \frac{1}{\Omega_\star \tau_{\mathrm{cz}}} = \frac{P_\star}{2\pi\tau_{\mathrm{cz}}}, \tag{2.15}$$

où $\Omega_\star = 2\pi/P_\star$ est la fréquence de rotation de l'étoile et τ_{cz} est le temps de retournement convectif, c'est-à-dire le temps pour l'écoulement à grande échelle de parcourir la zone convective. Le nombre de Rossby du Soleil est estimé aux alentours de 0.6, bien que le choix de définition du temps de retournement convectif peut conduire à des valeurs différentes. Le nombre de Rossby mesure notamment l'effet de la force de Coriolis sur les cellules de convection. Il est une fonction croissante de la période

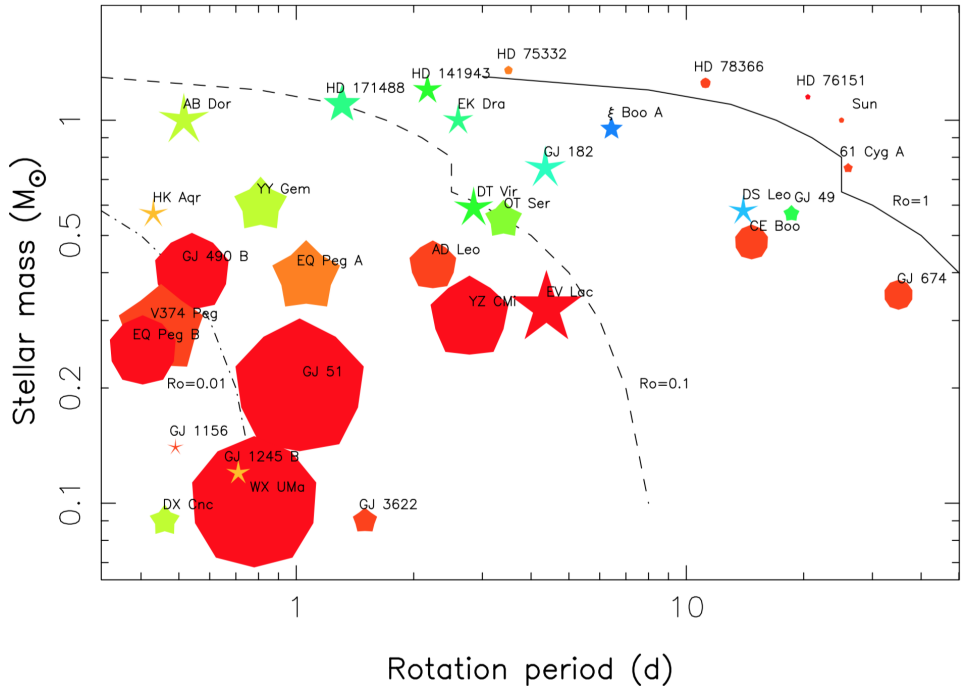


FIGURE 2.5 Variété du magnétisme des étoiles froides en fonction de la masse et de la période de rotation. État des observations ZDI en 2013. Voir le texte pour la description des symboles. Crédits Donati et al. (2009); Donati (2013).

et de la masse. En effet, lorsque la masse augmente, la zone convective est de plus en plus mince (cf. chapitre 1) et $\tau_{\rm cz}$ diminue.

Le nombre de Rossby est un bon indicateur de l'activité magnétique[4]. Noyes et al. (1984) ont montré que la période de cycles d'activité observés dans les raies d'émissions du calcium des étoiles froides suivait une loi de puissance avec l'inverse du nombre de Rossby σ, tandis que les flux d'émissions X sont proportionnels au carré de σ jusqu'à une saturation pour $\mathrm{Ro} \approx 0.1$ (voir chapitre 5). D'une manière générale, les étoiles les plus actives sont représentées par un nombre de Rossby plus faible, et par exemple, une étoile de type M, pour une période de rotation donnée, sera plus active qu'une étoile K ou G.

L'imagerie Zeeman Doppler permet d'aller plus loin et de fournir des exemples de champs magnétiques pour des propriétés différentes de la zone convective. La figure 2.5 présente une synthèse des observations ZDI en 2013. De nombreuses propriétés des champs magnétiques sont représentées dans ce diagramme. La taille des symboles représente l'amplitude du champ magnétique, et leur couleur la part de champ poloïdal (plutôt rouge) et la part de champ toroïdal (plutôt bleue). La forme des symboles représente le caractère axisymétrique du champ : plus la forme est arrondie et plus le champ est axisymétrique. Enfin les lignes grises marquent les contours du nombre de Rossby (la définition du nombre de Rossby pour ce diagramme est $\mathrm{Ro} = P_\star/\tau_{\rm cz}$, et le Rossby Solaire est supérieur à 1).

Bien que l'exercice soit délicat, on peut tenter de dégager des tendances dans ce diagramme et interpréter ces observations grâce aux mécanismes dynamo sous jacents. Les étoiles très actives ($\mathrm{Ro} < 0.1$) montrent un champ intense, poloïdal et axisymétrique dans leur ensemble. Certaines de ces étoiles sont entièrement convectives, la transition généralement admise étant autour de $0.35 - 0.4 M_\odot$ (Baraffe et al., 1998). Les étoiles M complètement convectives semblent donc capables de créer un

4. Bien que cette affirmation ait été récemment nuancée par les travaux de Reiners et al. (2014).

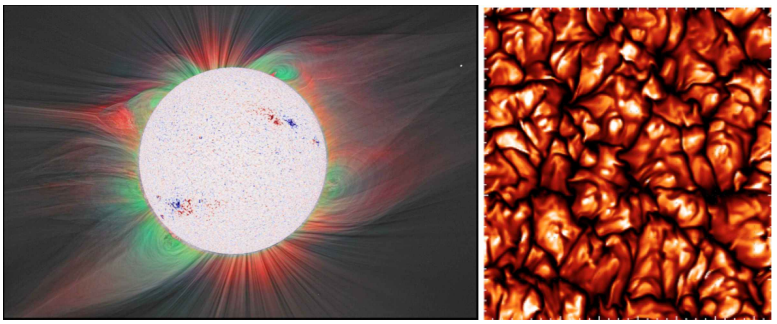


FIGURE 2.6 Visualisation des structures magnétiques de la photosphère à la couronne. Crédits T. Amari et S. Habbal.

champ à grande échelle, contrairement à ce qui a été proposé par Durney et al. (1993). Ce résultat a par la suite été appuyé par des modèles de dynamo α^2 de champ à grande échelle (Chabrier & Küker, 2006).

Une transition se fait en revanche pour les étoiles $< 0.5 M_\odot$ et $\mathrm{Ro} < 1$, qui montrent une capacité de générer un champ toroïdal et non axisymétrique. Le champ magnétique solaire montre une composante toroïdale faible et ces observations ont fortement surpris au regard du modèle de la dynamo d'interface, qui stocke et amplifie le champ toroïdal dans la tachocline. Ces champs toroïdaux semblent largement présents pour des périodes ≤ 20 jours (Petit et al., 2008), et l'énergie contenue dans la composante toroïdale augmente lorsque le nombre de Rossby diminue, et ce plus rapidement que l'énergie contenue dans la composante poloïdale (See et al., 2015).

Pour des nombres de Rossby $\mathrm{Ro} > 1$, on retrouve des configurations poloïdales et axisymétriques, avec des amplitudes proches de celles observées pour le Soleil ($\sim$ G). Vidotto et al. (2014) ont montré que l'on pouvait obtenir, grâce aux observations spectropolarimétriques, une loi d'échelle sur l'amplitude moyenne du champ magnétique

$$\langle B \rangle \propto P_\star^{-1.32 \pm 0.14}, \tag{2.16}$$

et l'amplitude maximale représentée dans la figure 2.5 est de l'ordre de 1500 G (WX UMa).

L'interprétation de ces observations reste donc relativement difficile, compte tenu du peu d'informations dont on dispose sur la structure interne des étoiles observées. Il est vraisemblable qu'une variété de mécanismes soient responsables de la génération du champ magnétique en fonction de la géométrie de la zone convective, et du profil de rotation différentielle. Des observations plus nombreuses, ainsi qu'un suivi des cartes ZDI pourraient apporter des informations sur des renversements de polarité et mieux contraindre les modèles.

2.3 Le vent solaire magnétique

Dans le premier chapitre, nous avons présenté l'expansion hydrodynamique de la couronne comme une conséquence de la température de celle-ci, de l'ordre du million de Kelvin. Or la température à la photosphère, c'est-à-dire la température effective du Soleil, est de l'ordre de 6000 K. À la photosphère, la densité chute très fortement tandis que la pression diminue plus doucement maintenue par des processus de chauffage. La température augmente d'abord doucement dans la chromosphère puis brusquement en passant la région de transition, où la température passe de 10^4 à 10^6 K.

La figure 2.6 illustre le champ magnétique du Soleil de la photosphère à la couronne. À la base, on perçoit la structure granulée du champ magnétique avec une alternance de grains rouges et bleus, associée à la granulation de la surface, c'est-à-dire les cellules de convection qui transportent le flux magnétique à la surface (voir le panneau droit de la figure 2.6). Au-delà, dans la chromosphère, la région de transition et la basse couronne, le champ magnétique domine la dynamique du plasma (voir le chapitre 4 et la figure 4.5), donnant naissance à des boucles, ou streamers, qui confinent le plasma coronal. Les régions ouvertes, visibles près des pôles dans la figure 2.6 (car le soleil est proche du minimum et donc d'un dipôle), donnent naissance au vent solaire.

2.3.1 Chauffage et bilan d'énergie dans la basse couronne

Le gradient de pression associé à une couronne d'un million de degrés est capable de fournir l'énergie nécessaire à l'accélération du vent lent (400 km/s à l'orbite terrestre, cf. chapitre 1). La composante rapide du vent, en revanche, nécessiterait une température coronale supérieure à 2 MK. Or les observations montrent que la température des trous coronaux, que l'on a identifiés comme la source du vent rapide, ne dépasse pas 1.5 MK (Gloeckler et al., 2003). De plus, on observe une forte anti-corrélation entre la vitesse du vent et la température de sa source (Geiss et al., 1995), ce qui signifie que le vent rapide semble provenir de régions plus froides que le vent lent. L'existence du vent rapide ne peut être expliquée que par des processus étendus de chauffage qui fournissent une source d'énergie sur plusieurs rayons solaires (Withbroe & Noyes, 1977; Holzer & Leer, 1980; Withbroe, 1988). Les ondes d'Alfvén, créées à la photosphère par les mouvements convectifs à petite échelle, sont perçues comme le principal vecteur de l'énergie magnétique à travers la région de transition, capable de déposer continûment l'énergie nécessaire au chauffage de la couronne et à l'accélération du vent.

Les mécanismes à l'origine de la dissipation des ondes d'Alfvén dans la chromosphère, la région de transition et la couronne, sont nombreux et on ne sait aujourd'hui quel est le processus dominant. La cascade turbulente, la conversion vers des modes compressibles (voir annexe A), le mélange de phase ou la résonance ion-cyclotron, sont autant de moyens de convertir l'énergie magnétique des ondes en énergie thermique ou cinétique dans la couronne. Quels que soient les mécanismes de dissipation, la vitesse terminale du vent peut être déduite à partir des propriétés de la photosphère, grâce à un bilan d'énergie le long d'un tube de flux ouvert. La variation de l'énergie dans l'écoulement s'écrit

$$\frac{\partial E_{\rm tot}}{\partial t} + \nabla \cdot \underbrace{\left[\rho \mathbf{v}\left(\frac{1}{2}v^2 + \frac{c_s^2}{\gamma - 1} - \frac{GM_\star}{r}\right) - \frac{1}{\mu_0}(\mathbf{v}\times\mathbf{B})\times\mathbf{B} + \mathbf{F}_c\right]}_{\mathbf{F}_E} + \dot{E}_{\rm rad} = 0, \tag{2.17}$$

où c_s est la vitesse du son (cf. chapitre 1), $\gamma = 5/3$ pour un gaz d'hydrogène et $\dot{E}_{\rm rad}$ représente les pertes radiatives. Si l'on considère l'écoulement dans le tube de flux en régime permanent ($\partial E_{\rm tot}/\partial t = 0$), on peut intégrer l'équation (2.17) entre la base de la couronne et un rayon arbitraire, où le vent a atteint sa vitesse terminale. On a :

$$\int_{S_1} \mathbf{F}_E \cdot d\mathbf{A} - \int_{R_0}^{R_1} \dot{E}_{\rm rad} dV = \int_{S_0} \mathbf{F}_E \cdot d\mathbf{A}, \tag{2.18}$$

où S_i, R_i représente la surface et la distance au centre de l'étoile de la section du tube de flux considéré. Lorsque le vent a atteint sa vitesse terminale, le terme cinétique de $\mathbf{F}_E$ domine et on

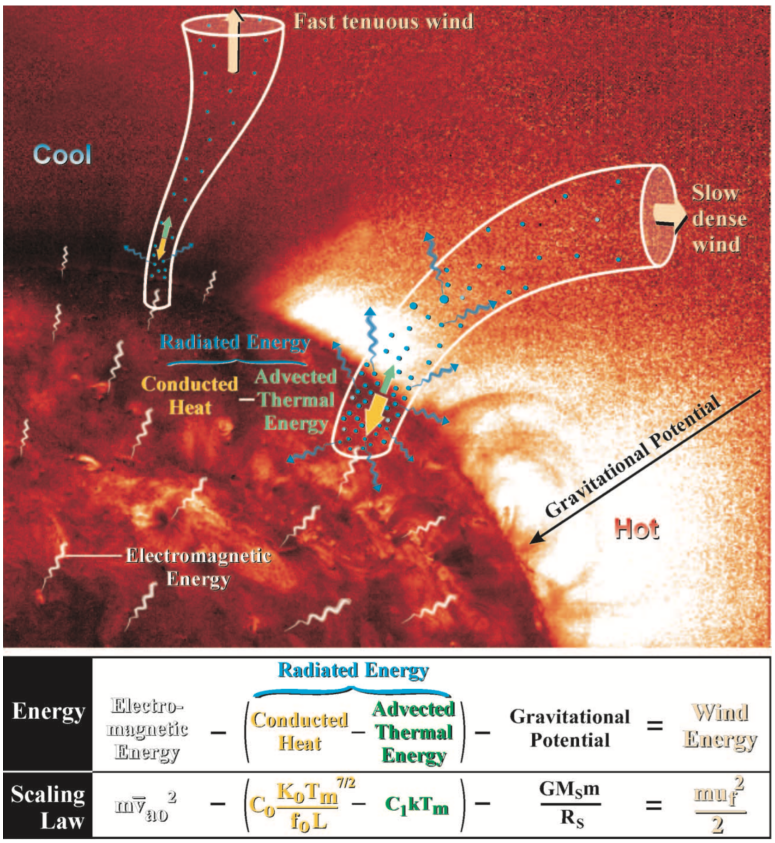


FIGURE 2.7 Bilan énergétique dans le vent solaire afin d'expliquer l'origine du vent lent et rapide. Crédits (Schwadron & McComas, 2003).

peut écrire :

$$\int_{S_1} \mathbf{F}_E \cdot d\mathbf{A} \approx \rho_1 v_1 A_1 \left(\frac{1}{2} v_1^2\right). \tag{2.19}$$

À l'inverse, à la base du tube de flux, la vitesse du vent est négligeable et il reste :

$$\int_{S_0} \mathbf{F}_E \cdot d\mathbf{A} \approx A_0 \left[\rho_0 v_0 \left(\frac{c_{s,0}}{\gamma - 1} - \frac{GM_\star}{R_0}\right) + \frac{1}{\mu_0}(-B_r \delta B_\perp \delta v_\perp + v_r \delta B_\perp^2) + F_c\right], \tag{2.20}$$

où le vecteur de Poynting a été décomposé entre un terme de transport de l'énergie par les ondes d'Alfvén $-B_r \delta B_\perp \delta v_\perp$ le long du champ magnétique et un terme d'advection des perturbations par l'écoulement $v_r \delta B_\perp^2$ (voir par exemple Suzuki, 2006). Tout l'enjeu des lois d'échelle cherchant à prédire la vitesse terminale du vent est donc d'estimer l'injection d'énergie par le vecteur de Poynting, les pertes radiatives, le flux de conduction mais surtout le flux de masse initial $\rho_0 v_0 = \rho_1 v_1$. Fisk et al. (1999) ont montré que la vitesse terminale est positivement corrélée avec l'amplitude du champ magnétique à la surface, et que l'énergie provenant de l'émergence de flux magnétique depuis la photosphère est suffisante pour l'accélération du vent rapide.

Schwadron & McComas (2003) ont dérivé une loi d'échelle permettant d'expliquer l'anti-corrélation entre les vitesses terminales et la température coronale de la région source. Dans leur modèle, les pertes radiatives de l'écoulement entre la photosphère et la base de la couronne jouent un rôle essentiel. En passant la région de transition, les électrons conduisent la chaleur qui a tendance à être émise dans la chromosphère, mais le vent parvient à capturer et à advecter une partie de cette énergie dans

des régions de plus faible densité où les pertes radiatives sont négligeables. L'efficacité de ces deux processus est dépendante de la température et un plasma de quelques centaines de milliers de Kelvin parvient à transmettre plus d'énergie dans la basse couronne qu'un plasma plus chaud. Ce mécanisme est représenté dans la figure 2.7 et fournit une explication physique au fait que le vent rapide provienne en général de régions plus froides que le vent lent. Néanmoins, dans ce modèle, l'estimation des pertes radiatives est faite à partir de modèles sur les boucles fermées qui émergent, et appliquée aux régions ouvertes dont le vent s'échappe (voir Velli, 2010).

Dans un autre modèle, considérant également la conservation d'énergie dans un tube de flux, Suzuki (2006) propose une expression de la vitesse terminale comme une fonction seulement du champ magnétique radial et du facteur d'expansion du tube de flux (voir section suivante). Ce résultat est possible car les effets de conduction et les pertes radiatives sont inclus dans une température effective et un indice polytropique effectif $\gamma = 1.1$.

Les profils de température, de densité et de vitesse à travers la région de transition et dans la basse couronne, ne peuvent en revanche être obtenus qu'avec des modèles MHD complets le long d'un tube de flux. En modélisant la dissipation des ondes d'Alfvén par des fonctions de chauffage liées à l'amplitude du champ magnétique (Lionello et al., 2001, 2009; Grappin et al., 2010), on peut reproduire les caractéristiques du vent rapide dans les régions ouvertes. Des modèles plus fins de la cascade turbulente ont été proposés, en incluant l'évolution temporelle des perturbations (Verdini et al., 2010; Lionello et al., 2014). Néanmoins, afin de limiter la résolution nécessaire à la description de toutes les échelles de longueur, ces modèles démarrent dans la partie supérieure de la chromosphère.

Le modèle de Suzuki et al. (2013) (adapté de Suzuki & Inutsuka, 2006) permet d'obtenir une chromosphère et une région de transition de façon auto-consistante, grâce à l'injection des perturbations magnétiques dès la photosphère. La figure 2.8 montre les différents profils des champs de vitesse, de densité et de température en fonction de la perturbation en vitesse injectée $\delta v_\perp$ dans l'équation (2.20). On voit que la température du gaz aux alentours de $\sim 3 \times 10^3$ peut atteindre 10^6 K dans la couronne. L'épaisseur de la chromosphère, marquée par les astérisques noires, représente au mieux quelques pour cent du rayon stellaire. Les vitesses du vent à 10 rayons stellaires varient de 250 km/s à plus de 800 km/s, et peuvent ainsi expliquer la répartition du vent lent et rapide.

Dans ce modèle, l'augmentation de l'amplitude du champ magnétique et du flux de Poynting montre un épaississement de la chromosphère, avec des densités plus importantes à la base de

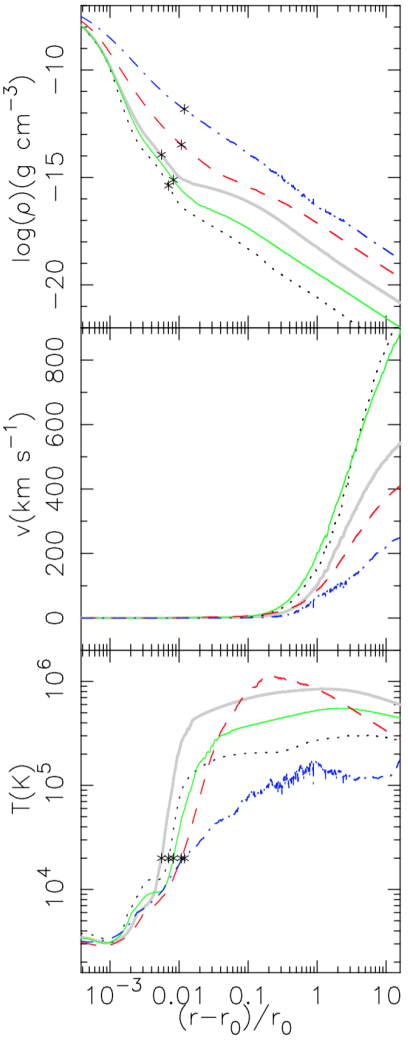


FIGURE 2.8 Simulations de vent solaires lents et rapides, par l'injection de perturbations de vitesses à la base de la photosphère. Dans cet ordre, les courbes bleues, rouges, grises, vertes et noires représentent une injection de perturbations de vitesses doublée par rapport au cas précédent. Crédits (Suzuki et al., 2013).

la couronne. La température en revanche augmente peu et semble atteindre un maximum à un million de Kelvin. On s'attend donc à ce que la perte de masse et la vitesse terminale des vents d'étoiles plus actives soient plus importantes. Ces considérations seront utiles pour le modèle exposé dans le chapitre 5. D'une manière générale, la vitesse terminale d'un vent peut toujours être obtenue avec le modèle polytropique avec une température effective T_c et un indice polytropique donné ($\gamma \in]1, 5/3]$, voir chapitre 1). C'est le choix que nous avons fait dans tout ce manuscrit, avec une valeur de $\gamma = 1.05$ qui reproduit raisonnablement la dépendance radiale du profil de vitesse et de densité.

2.3.2 Facteur d'expansion et vitesse terminale

La vitesse terminale du vent est donc liée à des processus de chauffage, de conduction et de radiation dans la chromosphère et dans la basse couronne qui sont déterminés par la température du plasma et l'intensité du champ magnétique. Il reste un facteur d'importance que nous avons laissé de côté jusqu'à présent : la géométrie du champ magnétique et plus précisément l'expansion des tubes de flux. Pour comprendre l'influence de ce paramètre, revenons au cas d'un écoulement isotherme en laissant de côté le flux radiatif, le flux de Poynting et la conduction. Dans un tube de flux, on peut réécrire l'équation de conservation de la masse par :

$$\frac{1}{v}\frac{dv}{dr} + \frac{1}{\rho}\frac{d\rho}{dr} + \frac{1}{A}\frac{dA}{dr} = 0, \tag{2.21}$$

où A est l'aire section du tube de flux. Puisque l'écoulement est isotherme, on a avec l'équation de moment (cf. chapitre 1) :

$$\left(v - \frac{c_s^2}{v}\right)\frac{dv}{dr} = \frac{c_s^2}{A}\frac{dA}{dr} - \frac{v_{\rm kep}^2(r_c)r_c}{r^2}, \tag{2.22}$$

où c_s est la vitesse du son (constante), $v_{\rm kep}(r) = \sqrt{GM_\star/r}$ est la vitesse Képlérienne et r_c le rayon critique de la solution transsonique.

Si l'on introduit dans cette équation le nombre de Mach, v/c_s, l'équation devient

$$\left(M - \frac{1}{M}\right)\frac{dM}{dr} = \frac{1}{A}\frac{dA}{dr} - \frac{v_{\rm kep}^2(r_c)r_c}{c_s^2 r^2}. \tag{2.23}$$

Lorsque le vent est subsonique ($M < 1$), le terme $(M - 1/M)$ est négatif. Ainsi, l'accélération ou la décélération de l'écoulement dépend du signe du membre de droite. Si l'on considère localement que le tube de flux s'étend de façon polynomiale, c'est-à-dire $A \propto r^\alpha$, où $\alpha > 0$, on a :

$$\frac{1}{A}\frac{dA}{dr} = \frac{\alpha}{r}. \tag{2.24}$$

Or puisque l'on sait que dans le cas à symétrie sphérique (cf. chapitre 1), qui correspond à une expansion radiale ($\alpha = 2$), le vent accélère et

$$\frac{2}{r} \leq \frac{v_{\rm kep}^2(r_c)r_c}{c_s^2 r^2}. \tag{2.25}$$

Une expansion superradiale ($\alpha \geq 2$) aura généralement tendance à inverser l'inégalité ci-dessus. Néanmoins, tant que cette condition n'est pas atteinte, une expansion peut accélérer l'écoulement, en

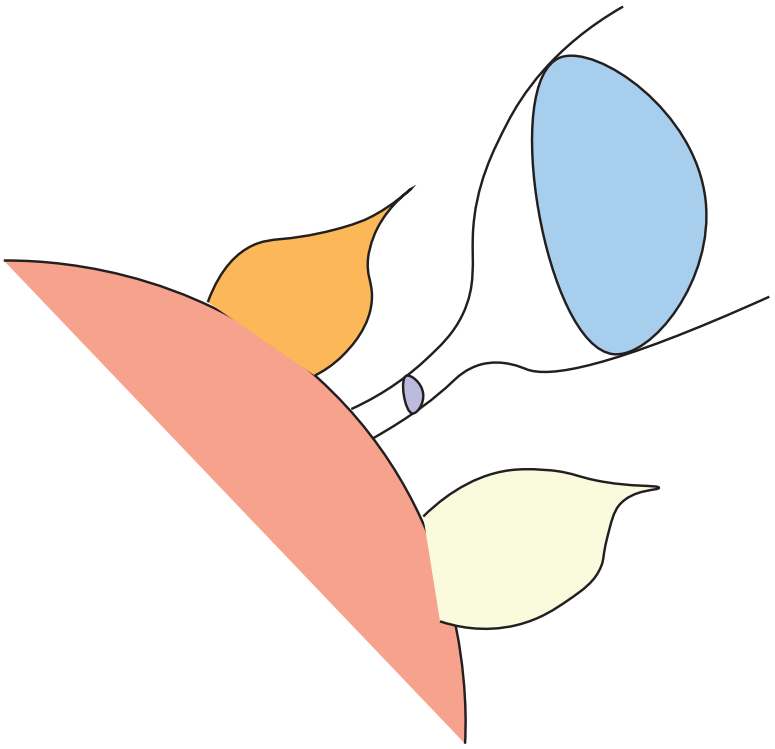


FIGURE 2.9 Expansion d'un tube de flux dans la couronne. Dans le cas du Soleil, la majeure partie de l'expansion superradiale se produit probablement un peu en dessous du point sonique, à quelques rayons stellaires, et on observe une anti-corrélation entre la vitesse terminale et $f_{\rm exp}$.

particulier si celle-ci à lieu bien en dessous du point sonique, où le terme $v_{\rm kep}^2(r_c)r_c/(c_s^2 r^2)$ est plus grand (voir Velli, 2010).

En revanche lorsque le vent est supersonique, une expansion superradiale va nécessairement accélérer l'écoulement, puisque le terme de droite de l'équation (2.23) est positif pour $\alpha = 2$ et croissant avec α.

Dans le cas du Soleil, on observe une anti-corrélation entre l'expansion des tubes de flux et la vitesse terminale du vent (Wang & Sheeley, 1990; Pinto et al., 2016). Ce constat a permis de dériver des lois empiriques reliant la vitesse terminale et le facteur d'expansion. Ce dernier mesure la différence entre une expansion idéale radiale et l'expansion réelle d'un tube de flux. Il est généralement calculé entre la surface et le rayon de surface source lié à une extrapolation potentielle (cf. chapitre 4) et défini par :

$$f_{\rm exp} = \left(\frac{r_\star}{r_{\rm ss}}\right)^2 \left(\frac{A_{\rm ss}}{A_\star}\right), \tag{2.26}$$

où $A_{\rm ss}$ et $A_\star$ sont les aires de la section d'un tube de flux à la surface source et à la surface de l'étoile respectivement. Le modèle Wang-Sheeley-Arge (WSA) utilise ces relations empiriques pour calculer les conditions dans la basse couronne, et un code d'évolution MHD (ENLIL) au-delà, afin de suivre l'évolution des éjections de masse coronale dans le milieu interplanétaire (météorologie de l'espace Pizzo et al., 2011). La figure 2.9 illustre l'expansion superradiale d'un tube de flux dans la basse couronne. Comme on l'a vu, l'expansion superradiale des tubes de flux a probablement lieu sous la surface sonique dans la cas solaire. Néanmoins, pour les étoiles jeunes à rotation rapide, nous

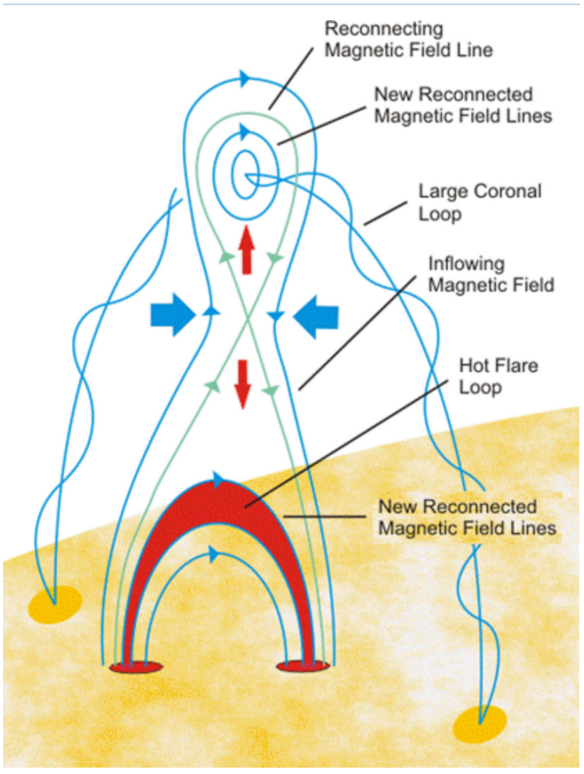


FIGURE 2.10 Mécanisme à l'origine d'une flare éruptive et d'une éjection de masse coronale. Crédits nasa.gov

discuterons dans le chapitre 5 de mécanismes capables de maintenir une expansion superradiale au-delà de la surface sonique et donc d'accélérer le vent.

2.3.3 Évènements dynamiques, éruptions et éjections de masse coronale

Pour terminer ce chapitre, abordons succinctement les processus dynamiques qui ont lieu dans la photosphère et la basse couronne. Les tempêtes solaires, qui se manifestent sur Terre grâce aux aurores boréales et australes, témoignent des éjections qui se déclenchent à la surface du Soleil et qui se déplacent dans la composante permanente du vent. Ces éjections de masse coronale (CMEs) sont généralement associées à des évènements éruptifs, les « flares », visibles en Hα. Les flares se produisent à toutes les échelles et les « nanoflares » ont été proposées comme une source de chauffage de la couronne (Parker, 1988), tandis que l'énergie libérée lors de ces évènements peut atteindre de 10^{28} à 10^{32} ergs (Shibata & Magara, 2011).

Le déclenchement de flares éruptives associées au CMEs est encore mal compris. Ces évènements sont caractérisés par une protubérance solaire confinée dans une boucle fermée qui s'ouvre soudainement, provoquant l'éjection de masse coronale. La figure 2.10 illustre le processus de reconnexion que l'on pense être à l'origine de l'éruption (voir la revue de Priest & Forbes, 2000). Cet événement produit un chauffage intense des boucles inférieures qui émettent dans la gamme X avant de refroidir et d'émettre en Hα.

Les flares éruptives sont la conséquence de l'accumulation d'énergie libre dans les boucles coronales. Le champ magnétique coronal est dans un état d'énergie minimal lorsqu'il est potentiel, ce qui est équivalent à dire qu'il n'y a pas de courants (voir chapitre 4). On peut identifier les boucles coronales « torsadées » ou « nouées », comme de probables précurseurs d'éruptions et de CMEs. L'étude

des configurations non potentielles du champ magnétique coronal passe entre autre par des reconstructions « force-free », c'est-à-dire pour lesquelles on autorise l'existence de courants parallèles au champ magnétique (voir la revue de Wiegelmann & Sakurai, 2012). Nos simulations du chapitre 5 utilisent une extrapolation potentielle comme initialisation, à partir de la composante radiale du champ magnétique, ce qui favorise une énergie libre faible dans les solutions.

De plus, ces mécanismes reposent sur la reconnexion, c'est-à-dire la capacité du champ magnétique à changer de configuration et de topologie. Ce mécanisme n'est possible que si la conductivité du plasma est finie (et donc la diffusivité non nulle), ce qui n'est pas permis dans le cadre de la MHD idéale, cadre théorique utilisé dans le reste de ce manuscrit (cf. annexe A). Néanmoins, la discrétisation et la résolution numérique des équations de la MHD introduisent une résistivité de grille, qui permet l'existence de reconnexion et la diffusion de l'énergie magnétique (voir le chapitre 7).

2.4 Conclusions

Les étoiles de type solaire, froides ou de faible masse, génèrent du champ magnétique par effet dynamo dans leur enveloppe convective. Bien qu'il existe encore de nombreuses questions ouvertes sur le champ magnétique solaire et le cycle de 22 ans, et de plus nombreuses questions encore sur le magnétisme des autres étoiles, l'existence de ce champ magnétique est à l'origine d'un chauffage de la couronne de ces étoiles par injection d'énergie magnétique depuis la photosphère. Les températures coronales observées pour ces étoiles sont toutes de l'ordre du million de Kelvin et vont donc naturellement créer un gradient de pression avec le milieu interstellaire, éjectant ainsi un vent de particules (cf. chapitre 1).

La perte de masse des étoiles de type solaire est relativement négligeable lorsqu'elles sont sur la séquence principale. En revanche, les étoiles de type solaire sont connues pour perdre énormément de moment cinétique tout au long de leur vie. Les vents stellaires sont la raison de ce freinage, et doivent donc prendre en compte toute la variabilité des champs magnétiques qui leur donnent naissance, que ce soit en amplitude, en topologie, et sur des échelles de temps qui varient de quelques heures au milliard d'années.

Deuxième partie

Simulations MHD de vents et couronnes stellaires

CHAPITRE 3

PERTE DE MOMENT CINÉTIQUE DES ÉTOILES ET IMPACT D'UN CHAMP MAGNÉTIQUE COMPLEXE

Ce chapitre traite de la perte de moment cinétique pour les étoiles de type solaire qui possèdent une zone convective et une couronne chaude. Ces étoiles sont freinées par leur vent et voient leur taux de rotation diminuer tout au long de la séquence principale. Dans la section 3.1, nous abordons quelques résultats observationnels issus de mesures des périodes de rotation dans les amas ouverts, ainsi que la genèse des formulations théoriques. La section 3.2 décrit un ensemble de soixante simulations quantifiant l'effet de la topologie magnétique sur le freinage du vent stellaire. Enfin, la partie 3.3 introduit une nouvelle formulation permettant de prendre en compte des topologies arbitraires dans les modèles de freinage.

3.1 Observations, freinage et gyrochronologie

3.1.1 Amas ouverts, loi de Skumanich et gyrochronologie

Les amas ouverts sont une composante clé de l'étude de l'évolution de la rotation stellaire. Un amas ouvert est un ensemble d'étoiles liées gravitationnellement dans un espace relativement restreint (de 1 à 15 parsecs). On pense qu'ils sont le résultat d'une flambée de formation d'étoiles au sein d'un nuage moléculaire. Les étoiles, qui se forment en quelques millions d'années, possèdent donc des propriétés chimiques et un âge similaire. La distribution de masse dans ces amas suit la loi de Salpeter (1955), avec quelques nuances pour les étoiles moins massives que le Soleil (Miller & Scalo, 1979).

Connaissant la distribution de masse au sein de l'amas, et en regardant la distribution de luminosité, on peut estimer le nombre d'étoiles ayant quitté la séquence principale. En effet, les étoiles très massives ont une durée de vie très courte, d'une dizaine de millions d'années par exemple pour les étoiles de $15 M_\odot$. Ces géantes bleues deviennent des géantes et super géantes rouges modifiant ainsi le spectre de luminosité de l'amas.

L'étude de nombreux amas d'âges divers a permis d'établir l'évolution type de la distribution de la période de rotation des étoiles jusqu'à environ un milliard d'années. La figure 3.1 illustre les périodes de rotation en fonction de la masse pour seize amas ouverts ainsi que des régions de formation d'étoiles et des naines M.

La distribution initiale des périodes de rotation des étoiles est encore un problème ouvert, mais leur évolution suit un schéma bien connu. Pour les étoiles très jeunes, les T-Tauri qui sont toujours en interaction avec un disque d'accrétion, la période évolue très peu alors que la contraction qu'elles subissent devrait amener à une diminution de la période par conservation du moment cinétique. Il est possible que le moment cinétique soit évacué par un vent généré par l'accrétion du disque (Matt & Pudritz, 2005), par des jets pouvant être issus de zones de reconnexion dans le disque (Ferreira et al., 2000), ou par des connexions magnétiques entre le champ magnétique stellaire et le disque

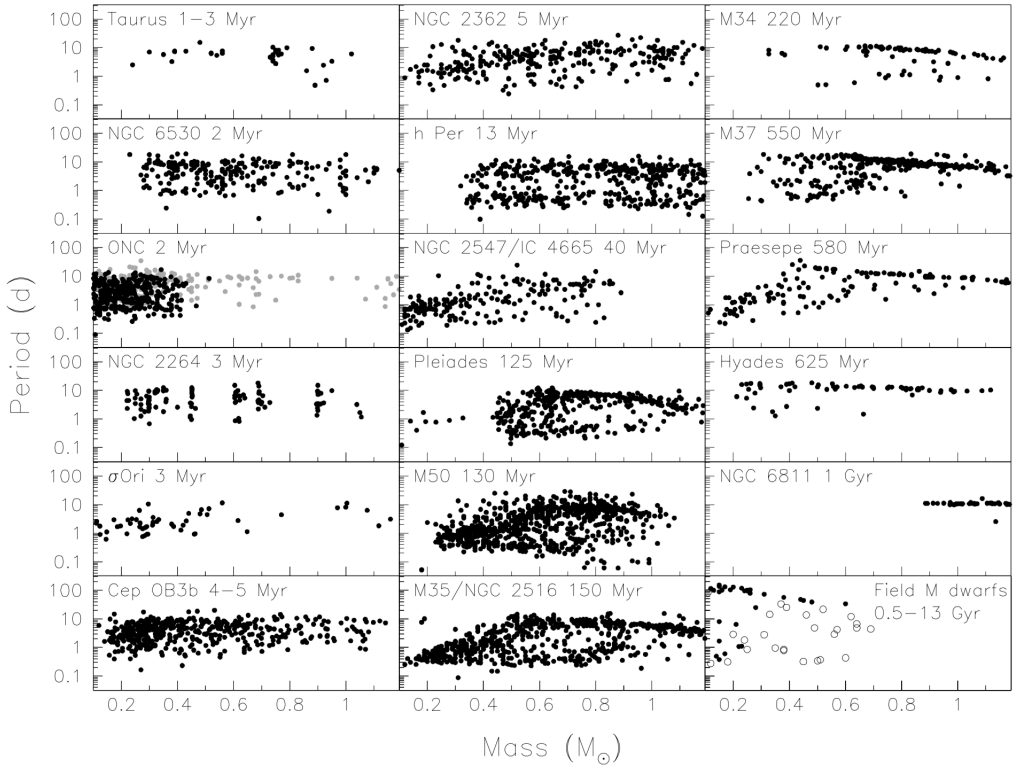


FIGURE 3.1 Distribution des périodes de rotation en fonction de la masse, pour des amas ouverts, des régions de formation d'étoiles et des naines M. L'âge croît de haut en bas et de gauche à droite. On observe une distribution large pour les amas jeunes entre 0.1 et 10 jours et une convergence pour les amas approchant du milliard d'années, autour d'une période supérieure à 10 jours. Cette convergence est plus rapide chez les étoiles les plus massives. Crédits Bouvier et al. (2014).

au-delà du rayon de co-rotation (où le disque tourne moins vite que l'étoile Zanni & Ferreira, 2009). Une fois le disque dissipé, la contraction continue et, cette fois, le taux de rotation augmente jusqu'à l'initiation de réactions nucléaires dans le cœur de l'étoile, lorsqu'elle arrive sur la ZAMS. La pression générée par les processus nucléaires équilibre les forces de gravitation, et la contraction s'arrête. Le vent, un plasma de particules éjectées par les températures extrêmes de la couronne, emporte du moment cinétique et devient le phénomène dominant dans l'évolution de la rotation stellaire. Ce freinage induit une baisse du taux de rotation durant la séquence principale, bien que de récents travaux tendent à montrer que ce freinage perd en efficacité autour de l'âge du Soleil (van Saders et al., 2016).

Le temps de vie du disque varie d'une étoile à l'autre et introduit une large distribution de périodes de rotation dans les amas de quelques millions d'années, même en supposant une distribution initiale des périodes très resserrée (8-10 jours, voir Irwin & Bouvier, 2009). Pourtant, toutes les périodes de rotation semblent converger vers une loi unique qui apparaît clairement pour les masses supérieures à $0.8M_{\odot}$ dans la figure 3.1 à partir de 500 millions d'années. Cela signifie que les rotateurs rapides freinent plus vite que les rotateurs lents. Skumanich (1972) remarqua de surcroît, en faisant la moyenne des périodes de rotation des étoiles appartenant aux Pléiades (125 Ma) et aux Hyades (625 Ma), combinées à la période du Soleil, que la période de rotation décroît comme une puissance de l'âge :

$$\frac{\Omega_\star}{\Omega_\odot} = \left(\frac{t}{t_\odot}\right)^{-1/p}, \tag{3.1}$$

où $p \approx 2$. Ainsi, en combinant convergence et loi de Skumanich, la période de rotation devient une fonction injective de l'âge, que l'on peut facilement inverser. La gyrochronologie (Barnes, 2003), qui permet de retrouver l'âge d'une étoile à partir de sa période, semble relativement fiable pour les étoiles de la séquence principale, plus jeunes que le Soleil (voir van Saders et al., 2016), en sachant que la convergence intervient plus tôt pour les étoiles les plus massives.

En effet, la figure 3.1 montre que les étoiles les moins massives mettent plus de temps que les autres pour converger sur la loi de Skumanich. On peut le voir avec les ventres mous d'étoiles de faible masse dans les amas M35/NGC, M37 et Praesepe de la figure 3.1, où la distribution de périodes est plus large pour les masses faibles, alors qu'on observe déjà une convergence pour les étoiles $> 1M_\odot$. En revanche, à partir d'une valeur du taux de rotation qui dépend de la masse, cette tendance s'inverse et les étoiles de faible masse freinent plus vite que les plus massives, ce qui transparaît dans la pente légèrement négative qui apparaît dans la figure 3.1 pour les amas âgés.

La perte de moment cinétique des étoiles de type solaire est la conséquence de l'expansion magnétisée de la couronne, qui transporte du moment cinétique. L'efficacité de ce transport est intimement liée aux propriétés du vent et du champ magnétique de l'étoile. Depuis les travaux pionniers de Schatzman (1962), les modèles se sont efforcés de relier les propriétés du champ magnétique et du vent à l'évolution de la période de rotation de l'étoile. Un modèle pertinent doit donc pouvoir reproduire les observations suivantes :

— Les étoiles tournant le plus rapidement doivent freiner plus efficacement pour assurer une convergence du taux de rotation en fonction de l'âge.
— Les taux de rotation doivent tendre vers la loi de Skumanich (ou une loi approchée).
— L'efficacité du freinage dépend fortement de la masse et un changement de comportement survient lors du vieillissement de l'étoile. Pour les étoiles jeunes, l'échelle de temps de freinage est une fonction décroissante la masse tandis qu'on observe l'inverse pour les étoiles âgées.

La section suivante aborde quelques modèles empiriques qui permettent de retrouver ces observations.

3.1.2 Modèles empiriques

Les modèles développés afin de comprendre la rotation des étoiles ont généralement besoin de décrire la structure interne de l'étoile et son interaction avec l'environnement qui l'entoure, le disque et le vent. Selon les modèles, l'étoile peut être décrite comme un corps en rotation solide (Kawaler, 1988; Bouvier et al., 1997; Matt et al., 2015), ou comme une succession de couches (en général deux) qui échangent du moment cinétique à leur interface (MacGregor & Brenner, 1991; Gallet & Bouvier, 2013, 2015).

Rotation solide

Dans le cas le plus simple, où l'étoile est en rotation solide, l'évolution de la fréquence de rotation peut s'écrire :

$$\frac{d\Omega_\star}{dt} = \frac{T}{I_\star} - \frac{\Omega_\star}{I_\star}\frac{dI_\star}{dt}, \tag{3.2}$$

où $I_\star$ est le moment d'inertie, et T est le couple exercé par le vent sur l'étoile. Le couple dû au vent connaît deux régimes au cours du temps. Lorsque l'étoile tourne vite, le couple est dans un régime saturé et est lié linéairement au taux de rotation de l'étoile. On pense que cette saturation est liée à la saturation du champ magnétique observé dans le flux X (voir chapitre 5). Lorsque le freinage a suffisamment agi sur l'étoile, ou bien si l'étoile n'a jamais été en régime saturé, le couple devient proportionnel au cube du taux de rotation. On peut écrire de manière synthétique :

$$T = -T_0 \left(\frac{\min(\Omega_{\rm sat}, \Omega_\star)}{\Omega_\odot} \right)^p \frac{\Omega_\star}{\Omega_\odot} \left(\frac{M}{M_\odot} \right)^{-1/2} \left(\frac{R}{R_\odot} \right)^{1/2}, \tag{3.3}$$

où $\Omega_{\rm sat}$ varie en fonction de la masse de l'étoile entre 8 et $14\Omega_\odot$ (Bouvier et al., 1997).

Sur la séquence principale, la variation de moment d'inertie est négligeable, et on peut donc se passer du second terme de droite ($dI_\star/dt = 0$). On peut dès lors calibrer T_0 sur la rotation solaire, en considérant un jumeau solaire ($R = R_\odot$, $M = M_\odot$) en régime non saturé. En posant $\omega = \Omega_\star/\Omega_\odot$ et $\tau_{\rm us} = (I_\star \Omega_\odot)/(T_0 p)$, on obtient :

$$p \, \frac{d\omega}{dt} = -\frac{1}{\tau_{\rm us}} \omega^{p+1}. \tag{3.4}$$

Cette équation peut s'intégrer simplement en séparant les variables pour donner :

$$\omega(t) = (t/\tau_{\rm us} + A)^{-1/p}, \tag{3.5}$$

avec A une constante qui dépend des conditions initiales. Toutefois, à l'âge du Soleil, où $t \gg \tau_{\rm us}$, les conditions initiales sont négligeables et on obtient la convergence quelque soit p et la loi de Skumanich si $p = 2$. Dans ce modèle, le couple exercé par le vent sur le Soleil est alors :

$$T_0 = \frac{I_\odot \Omega_\odot}{pt} \approx \frac{0.1 M_\odot R_\odot^2 \Omega_\odot}{pt}. \tag{3.6}$$

Ce qui donne $T_0 = 9 \times 10^{30}$ ergs, avec $I_\odot \approx 0.1 M_\odot R_\odot^2$, $p = 2$ et $t = 4.5 \times 10^9$ années.

Ce premier modèle permet simplement de retrouver la convergence des taux de rotation et la loi de Skumanich. Néanmoins, la dépendance en masse n'intervient qu'avec le choix de $\Omega_{\rm sat}$. Ce modèle n'est donc pas capable de reproduire la dépendance en masse du couple dans le régime non saturé. Pour introduire cet effet, Matt et al. (2015) ont proposé une dépendance du couple au nombre de Rossby (voir chapitre 2), plutôt qu'à la période de rotation seule. La figure 3.2 illustre les échelles de temps de freinage en fonction de la masse obtenue avec ce modèle. On voit qu'en régime saturé, l'échelle de temps de freinage est une fonction décroissante de la masse. En régime non saturé, on retrouve bien une inversion de ce comportement. Ce modèle est en accord quantitatif avec les échelles de temps déduites d'observations représentées par la courbe bleue (van Saders & Pinsonneault, 2013) et la courbe verte (Barnes, 2010), pour des masses $< 0.6 M_\odot$. Les modèles théoriques de Reiners & Mohanty (2012) en rouge et de Kawaler (1988) en orange n'observent en revanche pas de changement de dépendance à la masse lors du changement de régime.

Ainsi, un modèle en rotation solide permet de retrouver les trois principales caractéristiques de l'évolution rotationnelle des étoiles de type solaire. Pourtant, ces étoiles sont composées d'au moins deux couches bien distinctes : une zone radiative et une zone convective (cf. chapitre 1). Le vent couplé au champ magnétique créé dans la zone convective est vraisemblablement plus à même de

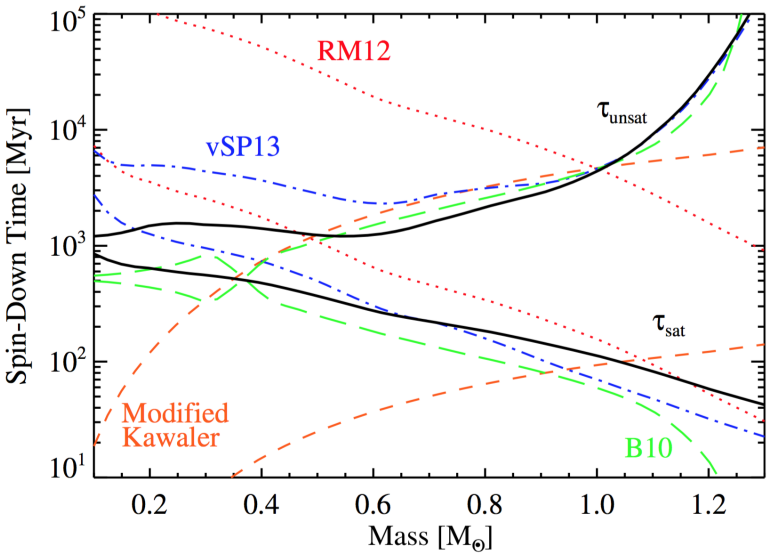


FIGURE 3.2 Échelles de temps de freinage en fonction de la masse et du régime saturé ou non. Les courbes noires sont issues du modèle de Matt et al. (2015), et sont comparées à d'autres travaux théoriques ou issus d'observations. Crédits Matt et al. (2015).

freiner cette dernière que la zone radiative. Ce découplage entre zones radiatives et convectives a notamment été invoqué pour expliquer une dispersion dans les observations des périodes dans les amas ouverts (Stauffer et al., 1984; Soderblom et al., 1993).

Modèles bi-couches

Considérons désormais l'étoile non plus comme un corps en rotation solide mais comme deux couches en interaction, par exemple une zone radiative et une zone convective. Dans ce genre de modèles, des prescriptions sur l'évolution relative des couches (masse, rayon, moment d'inertie) doivent être données. Elles sont généralement issues de tables de modèles d'évolutions stellaires (voir par exemple Baraffe et al., 1998), qui fournissent ces prescriptions pour une masse et un rayon donnés. On peut ensuite traduire l'échange de moment cinétique à l'aide d'un temps de couplage τ_c. Ce temps de couplage est un moyen de prendre en compte les processus internes de redistribution du moment cinétique dans l'étoile. Il tend à faire converger les moments cinétiques de chacune des couches, ce qui est exigé par la rotation solide observée dans le Soleil au premier ordre. Typiquement, les modèles vont introduire dans l'équation d'évolution du moment cinétique le terme :

$$\Delta J = \frac{I_1 J_2 - I_2 J_1}{I_1 + I_2}, \tag{3.7}$$

où les J_i sont les moments cinétiques et I_i les moments d'inertie de chaque couche. Le terme $\Delta J/\tau_c$ [1] a la dimension d'un couple et agit avec le couple de freinage (MacGregor & Brenner, 1991; Gallet & Bouvier, 2013). Ces modèles peuvent également prendre en compte des couples de marées issus de l'interaction avec un Jupiter chaud (Zhang & Penev, 2014), ou encore un couple associé aux interactions magnétiques étoile-planète (voir le chapitre 6, Strugarek et al., 2014b, 2015).

La figure 3.3 montre les résultats que peuvent donner ces modèles. Les lignes de couleur sont des modèles partant d'une rotation initiale rapide (bleu), moyenne (vert), ou lente (rouge). On observe un découplage lors de la phase de contraction et sur la ZAMS entre la rotation du cœur (en pointillés)

1. τ_c est typiquement de l'ordre de 100 millions d'années (Gallet & Bouvier, 2013).

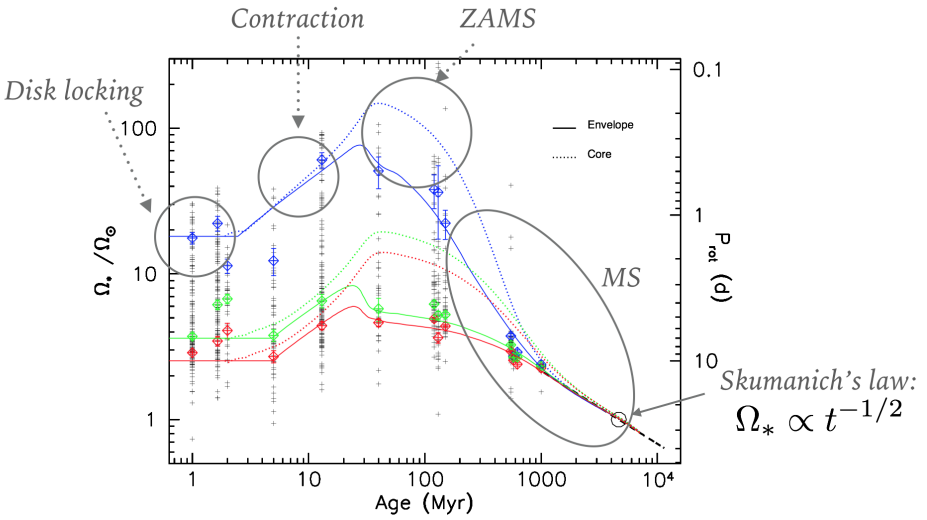


FIGURE 3.3 Adéquation de modèles bi-couches avec les périodes observées dans les amas ouverts. Les courbes rouges, vertes et bleues représentent le 25, 50 et $90^{\text{ème}}$ percentil des distributions de vitesse angulaire au sein de ces amas. On observe un clair découplage entre le cœur et l'enveloppe et une convergence sur la loi de Skumanich. Adapté de Gallet & Bouvier (2013).

et la rotation de l'enveloppe. Les enveloppes radiatives et convectives convergent, quelle que soit la rotation initiale, sur la loi de Skumanich.

Les modèles que nous venons de décrire, en dépit de leur succès à reproduire les observations, restent en grande partie empiriques. En particulier, la relation précise entre la structure du champ magnétique et l'efficacité du freinage est relativement mal comprise. Le mécanisme de saturation du couple de freinage a été largement associé à la saturation du champ magnétique observée dans le flux X (voir le chapitre 5). Ces deux notions diffèrent pourtant, dans le sens où le mécanisme de saturation dans les modèles d'évolution rotationnelle caractérise le changement de comportement du freinage en fonction de la masse de l'étoile, tandis que la saturation dans le flux X indique simplement un maximum dans l'amplitude du champ magnétique.

Les travaux de Barnes (2003) interprètent la transition opérée par le couple de freinage, comme un changement dans la structure du champ magnétique de l'étoile. Les étoiles des séquences *I* pour *Interface* et *C* pour *Convective*, qui correspondent respectivement aux régimes non saturé et saturé, sont alors supposées maintenir leur champ magnétique par un processus différent. Sur la séquence *I*, une dynamo d'interface crée un champ à grande échelle, qui freine à la fois la zone convective et la zone radiative. Sur la séquence *C*, le champ est organisé sur de plus petites échelles et ne freine que l'enveloppe convective. Cette distinction permet de comprendre le changement de comportement en fonction de la masse, car la masse (et donc l'inertie) de l'enveloppe convective est une fonction décroissante de la masse totale (cf. chapitre 1, figure 1.2). Le modèle de la dynamo métastable (Brown, 2014) reprend et complète les propositions de Barnes (2003), en invoquant une transition rapide, stochastique entre ces deux séquences, afin d'expliquer le faible nombre d'étoiles occupant l'espace entre les séquences *I* et *C*.

Cette transition grande échelle/petite échelle, suggérée par les modèles dynamo de Durney et al. (1993), a depuis été mise en difficulté par les observations Zeeman Doppler (voir chapitre 2). Une meilleure compréhension du mécanisme de saturation nécessite, entre autres choses, une analyse

fine de la dépendance du freinage aux propriétés du champ magnétique, afin de mieux contraindre les modèles dynamo.

3.1.3 Genèse des formulations de freinage magnétique.

Freinage et rayon d'Alfvén

Peu après la proposition de Parker d'une couronne en expansion, Schatzman (1959, 1962) comprit le rôle que ces éjections de matière pouvaient avoir sur l'évolution des étoiles dans le diagramme de Hertzprung-Russell. Il fut le premier à donner un ordre de grandeur de la distance sur laquelle l'étoile en rotation pouvait entraîner le plasma environnant : $r \approx B^2/(4\mu_0\Omega_\star\rho v)$.

Weber & Davis (1967) formulèrent le problème de façon plus précise, dans l'hypothèse d'un vent unidimensionnel en rotation. Leurs travaux montrent que la perte de moment cinétique, le freinage, est le produit de la perte de masse, du taux de rotation de l'étoile et du rayon d'Alfvén au carré. Démontrons et généralisons ce résultat pour une configuration axisymétrique, dans un repère cylindrique (R, φ, Z).

Le champ de vitesse et le champ magnétique sont décomposés en composantes poloïdales v_p, B_p et en composantes toroïdales v_φ, B_φ. Le champ magnétique poloïdal dérive d'un potentiel ψ. On montre dans l'annexe A que les quantités conservées le long des lignes de champ $\Omega_{\rm eff}$, liée à la conservation de l'hélicité et Λ, liée à la conservation du moment cinétique (voir Ustyugova et al., 1999), définies par :

$$\Omega_{\rm eff}(\psi) = \frac{1}{R}\left(v_\varphi - \frac{v_p}{B_p}B_\varphi\right), \tag{3.8}$$

$$\Lambda(\psi) = R\left(v_\varphi - B_\varphi\frac{B_p}{\mu_0\rho v_p}\right), \tag{3.9}$$

vérifient

$$R_A^2(\psi) = \Lambda(\psi)/\Omega_{\rm eff}(\psi), \tag{3.10}$$

où le rayon d'Alfvén R_A est défini comme la distance à laquelle le vent atteint la vitesse d'Alfvén poloïdale $v_A = B_p/\sqrt{\mu_0\rho}$. L'intégrale sur une surface du flux de moment cinétique $\rho\Lambda\mathbf{v}$ donne la perte de moment cinétique due au vent :

$$\dot{J} = \int_S \rho\Lambda\mathbf{v}\cdot d\mathbf{S}, \tag{3.11}$$

$$= \int_S \Omega_{\rm eff}R_A^2(\psi)\rho\mathbf{v}\cdot d\mathbf{S}, \tag{3.12}$$

$$= \Omega_\star\langle R_A\rangle^2\int_S \rho\mathbf{v}\cdot d\mathbf{S}, \tag{3.13}$$

$$= \dot{M}\Omega_\star\langle R_A\rangle^2, \tag{3.14}$$

où $\langle R_A\rangle$ est une moyenne du rayon d'Alfvén sur les lignes de champ, dont on donnera une définition plus précise dans la section 3.2.4, et $\dot{M}$ est le taux de perte de masse. On a utilisé le fait que $\Omega_{\rm eff}(\psi) = \Omega_\star$. En effet, cette quantité est conservée le long des lignes de champ et possède une

valeur unique à la surface de l'étoile. Le rayon d'Alfvén agit donc comme un bras de levier et peut avoir une influence considérable sur l'efficacité du freinage.

Un vent est-il toujours transalfvénique ? Un petit calcul simple permet de vérifier que si un vent est accéléré, il deviendra toujours transalfvénique. En effet, la décroissance du champ magnétique est proportionnelle à $1/r^2$ (où r est le rayon sphérique), dans le cas d'un split-monopole, une topologie idéalisée utilisée notamment dans le modèle de Weber & Davis (1967). Pour les topologies plus réalistes, la décroissance est encore plus forte. Par ailleurs, par conservation de la masse, $\sqrt{\rho v_p}$ décroît en $1/r$. Ainsi, dans le pire des cas, le nombre de Mach alfvénique

$$M_A = \frac{v_p \sqrt{\mu_0 \rho}}{B_p} \propto \sqrt{v_p} r. \tag{3.15}$$

Formulation de freinage

Pour autant, cette formulation reste assez peu utile sans un moyen d'estimer le rayon d'Alfvén. Weber & Davis (1967) proposèrent une méthode de calcul exacte du rayon d'Alfvén à partir des paramètres stellaires, en supposant le champ entièrement radial (voir aussi Sakurai, 1985; Mestel & Spruit, 1987; Keppens et al., 1995, et le chapitre 4 pour un développement détaillé). Par souci de simplicité et pour intégrer des champs magnétiques complexes, on peut chercher à estimer de façon approchée le rayon d'Alfvén (Mestel, 1984; Kawaler, 1988). Considérons la vitesse au point d'Alfvén et un champ magnétique qui décroît comme une loi de puissance : $B(R) = B_\star (R_\star/R)^{l+2}$, où l est le degré de la topologie du champ magnétique (cf. annexe C). On a par définition :

$$v(R_A)^2 = v_A^2 = \frac{B^2}{\mu_0 \rho(R_A)} = \frac{B_\star 2 R_\star^{2l+4}}{R_A^{2l+4} \mu_0 \rho R_A}, \tag{3.16}$$

et :

$$\left(\frac{R_A}{R_\star}\right)^{2l+2} = \frac{B_\star^2 R_\star^2}{\mu_0 R_A^2 \rho(R_A) v(R_A)^2}, \tag{3.17}$$

où l'on reconnaît le taux de perte de masse $\dot{M} = R_A^2 \rho(R_A) v(R_A)$.

On peut ensuite considérer, comme l'ont fait Mestel (1984); Kawaler (1988); Reiners & Mohanty (2012), que à hauteur du rayon d'Alfvén, la vitesse s'écrit $v(R_A) = K v_{\rm esc} \, (R_A/R_\star)^q$. Ainsi, la vitesse au point d'Alfvén est proportionnelle à la vitesse de libération $v_{\rm esc}$ et le vent accélère comme une puissance de la distance à l'étoile. Le paramètre q doit donc être positif. Nous reviendrons sur sa valeur dans la section 3.2. Le paramètre de magnétisation du vent

$$\Upsilon = \frac{B_\star^2 R_\star^2}{\dot{M} v_{\rm esc}}, \tag{3.18}$$

qui mesure le rapport entre l'énergie magnétique du vent et son énergie cinétique (ud-Doula & Owocki, 2002), apparaît alors pour donner la relation

$$\frac{R_A}{R_\star}^{2l+2+q} = K \Upsilon. \tag{3.19}$$

Il semble donc naturel de chercher à décrire le rayon d'Alfvén comme une puissance du paramètre

Υ. Pour compléter cette approche, Matt et al. (2012) ont proposé d'inclure l'accélération due à l'effet magnéto-centrifuge en ajoutant à la vitesse une fraction de la vitesse Képlérienne et en définissant une vitesse modifiée :

$$v_{\rm mod}^2 = v_{\rm esc}^2 + \frac{2\Omega_\star R_\star^2}{K_2^2}. \tag{3.20}$$

En remplaçant $v_{\rm esc}$ par $v_{\rm mod}$ dans la loi de puissance, on obtient la formulation utilisée dans les travaux de Matt et al. (2012) et dans le travail qui va suivre :

$$\frac{R_A}{R_\star} = K_1 \left(\frac{\Upsilon}{\sqrt{1 + f^2/K_2^2}} \right)^m. \tag{3.21}$$

Où K_1, K_2, et m sont des constantes ajustées grâce aux résultats de simulations. Cette loi a été intégrée avec succès dans les modèles de rotation stellaire (Gallet & Bouvier, 2013). Pourtant, aucune n'avait à ce jour pris en compte de façon systématique l'influence de la topologie du champ magnétique, se contentant de considérer des champs magnétiques radiaux ou dipolaires. Or la structure du champ magnétique et sa topologie pourraient être impliquées dans la transition observée sur les lois de freinage magnétiques entre le régime saturé et non saturé. C'est l'hypothèse privilégiée des travaux de Brown (2014); Garraffo et al. (2015a). La topologie magnétique est également invoquée pour expliquer les pertes de masse anormalement faibles observées chez certaines étoiles jeunes (voir le chapitre 5 Wood et al., 2005), notamment par la présence de larges bandeaux toroïdaux chez les étoiles à rotation rapide (Vidotto et al., 2016). van Saders et al. (2016) ont également proposé qu'un changement de topologie soit à l'origine des rotations anormalement rapides (par rapport à la gyrochronologie) de certaines étoiles âgées.

3.2 Études paramétriques de vents dipolaires, quadrupolaires et octupolaires

Cette partie décrit une étude paramétrique de vents stellaires axisymétriques en géométrie cylindrique. À travers plus de soixante simulations faites avec le code PLUTO (Mignone et al., 2007, voir annexe B), ce chapitre quantifie pour la première fois l'influence de la topologie magnétique sur la perte de moment cinétique d'une étoile. Il présente également de façon approfondie les effets de l'intensité du champ magnétique et de la rotation qui ont été abordés lors de travaux antérieurs (Matt & Pudritz, 2008; Matt et al., 2012). Les résultats de cette partie ainsi que ceux de la partie 3.3 ont été publiés dans Réville et al. (2015a).

3.2.1 Configuration numérique

Dans notre étude, comme souvent pour l'étude à large échelle de vents stellaires, la MHD idéale sert de cadre théorique (cf. annexe A). L'outil principal utilisé dans ce travail est le code PLUTO développé à l'Université de Turin par Andrea Mignone et son équipe (voir annexe B). Les équations de la MHD sont résolues numériquement grâce à une méthode de volumes finis avec un solveur de Riemann approché de type HLL (Einfeldt, 1988, voir annexe B). La configuration axisymétrique utilise une grille mixte $(R, Z) \in [0, 100R_\star] \times [-100R_\star, 100R_\star]$, composée d'une grille uniforme dans le domaine $[0, 2.5R_\star] \times [-2.5R_\star, 2.5R_\star]$ avec une résolution $dR = dZ = 0.01R_\star$ où 256 points de grilles couvrent

$2.5R_\star$ et une grille étirée au-delà, dont la résolution atteint $dR = dZ \approx 1R_\star$ sur les bords du domaine (voir chapitre 5 pour la configuration 3D).

Dans toute la suite, les champs vectoriels $\mathbf{v}$ et $\mathbf{B}$ sont respectivement les champs de vitesse et magnétique dans une représentation eulérienne. La pression p, la densité ρ, l'énergie $E_{\rm tot}$ sont les champs scalaires complétant la description du problème. Les solveurs de Riemann permettent de décrire des discontinuités (chocs) et écrivent généralement les équations de la MHD à partir de la conservation des champs $(\rho, \rho\mathbf{v}, E_{\rm tot}, \mathbf{B})$. La variation temporelle de chacun de ces champs est la conséquence de la divergence d'un flux et de termes sources (voir annexe B) :

$$\frac{\partial}{\partial t}\rho + \nabla \cdot \rho\mathbf{v} = 0, \tag{3.22}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\mathbf{v}) + \nabla \cdot \left[\rho\mathbf{v}\mathbf{v} - \mathbf{B}\mathbf{B} + (p + \frac{B^2}{2})\mathbf{I}\right] = \rho\mathbf{a}, \tag{3.23}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}E_{\rm tot} + \nabla \cdot \left[(E_{\rm tot} + p + \frac{B^2}{2})\mathbf{v} - \mathbf{B}(\mathbf{v}\cdot\mathbf{B})\right] = \mathbf{m}\cdot\mathbf{a}, \tag{3.24}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\mathbf{B} + \nabla \cdot [\mathbf{v}\mathbf{B} - \mathbf{B}\mathbf{v}] = 0, \tag{3.25}$$

où le terme source $\mathbf{a} = GM_\star/r\mathbf{e_r}$ décrit dans notre cas l'action du champ gravitationnel de l'étoile. Pour compléter cet ensemble d'équations, une relation dite de fermeture est nécessaire, une équation d'état liant la densité et la pression à l'énergie interne ϵ qui apparaît dans l'expression de l'énergie totale $E_{\rm tot} = \rho\epsilon + \rho v^2/2 + B^2/2$. Nous utiliserons dans l'ensemble de notre étude une équation d'état idéale liée à l'indice polytropique $\gamma = 1.05$:

$$\epsilon = \frac{p}{\rho(\gamma - 1)}. \tag{3.26}$$

Nos modèles de vents stellaires ne décrivent l'étoile qu'à partir de la basse couronne. La structure interne, la photosphère, la chromosphère et la région de transition ne sont pas modélisées. Au-delà de la photosphère, qui est généralement considérée comme ce qui définit le rayon de l'étoile, la chromosphère et la région de transition occupent une couche d'environ $0.01R_\star$ (Suzuki & Inutsuka, 2006). En traversant la région de transition, le plasma voit sa température augmenter de 10^4 K à plus de 10^6 K. Cette température extrême en contact avec le milieu interplanétaire peu dense et froid est à l'origine du gradient de pression qui accélère le vent.

Pour initialiser notre modèle, la vitesse, la densité et la pression, sont imposées avec la solution polytropique à symétrie sphérique. Cette solution ne dépend que de la température et de γ, et des températures de l'ordre du million de Kelvin permettent d'obtenir des vitesses de plusieurs centaines de kilomètres par seconde à l'orbite terrestre (cf. chapitre 1, Keppens & Goedbloed, 1999).

Les paramètres de nos simulations sont généralement exprimés en terme de vitesse, normalisés par la vitesse de libération de l'étoile $v_{\rm esc} = \sqrt{2GM_\star/r_\star}$. La température est imposée par le biais de la vitesse du son $c_s = \sqrt{\gamma p/\rho}$ à la base de la couronne, et cette première étude utilise une valeur constante $c_s/v_{\rm esc} = 0.222$, ce qui correspond à une température d'environ un million de Kelvin pour une étoile de masse et de rayon solaire.

L'intensité du champ magnétique est, de la même façon, paramétrée par la vitesse d'Alfvén v_A à la base de la couronne, et la rotation de l'étoile par la vitesse azimutale $v_{\rm rot}$ à la surface. La rotation de l'étoile est, dans notre étude, celle d'un corps en rotation solide. Ainsi, les effets de la rotation

Table 3.1. Table des paramètres de l'étude.

Cas	γ	$c_s/v_{\rm esc}$	$v_A/v_{\rm esc}$	$v_{\rm rot}/v_{\rm esc}$	f
1	1.05	0.222	0.0753	7.03×10^{-5}	9.95×10^{-5}
2	1.05	0.222	0.301	7.03×10^{-5}	9.95×10^{-5}
3	1.05	0.222	1.51	7.03×10^{-5}	9.95×10^{-5}
3+	1.05	0.222	2.0	7.03×10^{-5}	9.95×10^{-5}
5	1.05	0.222	0.0753	7.03×10^{-4}	9.95×10^{-4}
6	1.05	0.222	0.301	7.03×10^{-4}	9.95×10^{-4}
7	1.05	0.222	1.51	7.03×10^{-4}	9.95×10^{-4}
8	1.05	0.222	0.0753	2.78×10^{-3}	3.93×10^{-3}
10	1.05	0.222	0.301	2.78×10^{-3}	3.93×10^{-3}
13	1.05	0.222	1.51	2.78×10^{-3}	3.93×10^{-3}
23	1.05	0.222	0.0753	2.85×10^{-2}	4.03×10^{-2}
24	1.05	0.222	0.301	2.85×10^{-2}	4.03×10^{-2}
25	1.05	0.222	1.51	2.85×10^{-2}	4.03×10^{-2}
31	1.05	0.222	0.301	4.2×10^{-2}	5.94×10^{-2}
37	1.05	0.222	0.301	7.0×10^{-2}	9.86×10^{-2}
45	1.05	0.222	0.301	1.39×10^{-1}	1.97×10^{-1}
47	1.05	0.222	1.51	1.39×10^{-1}	1.97×10^{-1}
48	1.05	0.222	0.753	2.85×10^{-1}	4.03×10^{-1}
49	1.05	0.222	1.51	2.85×10^{-1}	4.03×10^{-1}
50	1.05	0.222	3.01	2.85×10^{-1}	4.03×10^{-1}

Note. — Paramètres des 60 simulations (20 pour chaque topologie) avec $\gamma = 1.05$ et $c_s/v_{\rm esc} = 0.222$. La numérotation des cas fait référence à Matt et al. (2012).

différentielle ne sont pas pris en compte. Un autre paramètre permet d'exprimer la rotation de l'étoile de façon plus explicite ; $f \equiv R_\star\Omega_\star/\sqrt{GM_\star/R_\star}$ est le rapport entre la vitesse de rotation et la vitesse Képlérienne, qui correspond à la vitesse pour laquelle la force centrifuge est égale à l'attraction du champ gravitationel de l'étoile. Ainsi, f varie entre 0 et 1, et pour $f > 1$, la force centrifuge est trop forte pour maintenir le confinement gravitationnel de l'étoile.

La table 3.1 réunit tous les paramètres des soixante simulations réalisées. Vingt cas regroupant des rotations et intensités de champs magnétiques différents sont déclinés avec trois topologies ; un dipôle, un quadrupôle et un octupôle.

Les expressions des champs dipolaire, quadrupolaire et octupolaire s'écrivent en coordonnées cylindriques (R, ϕ, Z) :

Dipôle

$$B_R = B_\star\frac{3RZ}{r^5}, \quad B_Z = B_\star\frac{(2Z^2 - R^2)}{r^5}, \tag{3.27}$$

Quadrupôle

$$B_R = B_\star\frac{R(5(Z/r)^2 - 1)}{r^5}, \quad B_Z = B_\star\frac{Z(5(Z/r)^2 - 3)}{r^5}, \tag{3.28}$$

Octupôle

$$B_R = B_\star\frac{(35Z^3R/r^2 - 15ZR)}{3r^7}, \quad B_Z = B_\star\frac{(35(Z/r)^4 - 30(Z/r)^2 + 3)}{3r^5}, \tag{3.29}$$

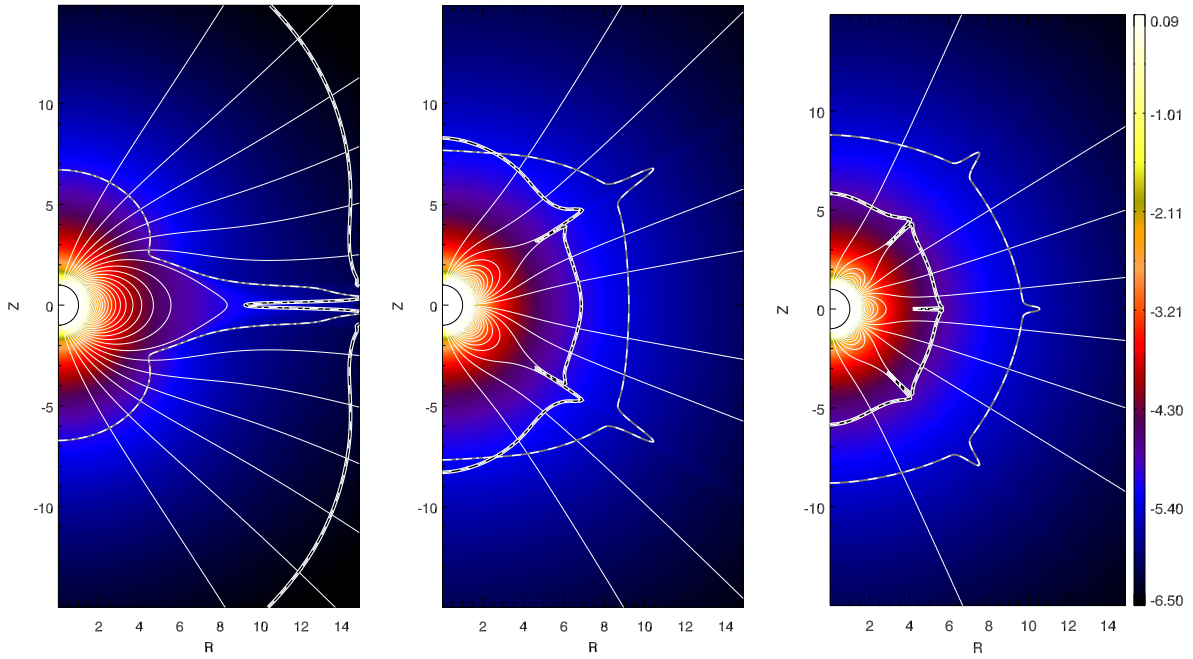


FIGURE 3.4 Solutions de vents dipolaire, quadrupolaire et octupolaire en régime permanent à faible rotation (cas 2). Le fond de couleur représente le logarithme de la densité. La courbe gris clair est la surface sonique, la courbe blanche épaisse est la surface d'Alfvén. Les surfaces magnéto-soniques lentes et rapides sont respectivement représentées avec des tirets et une alternance points tirets. On voit très clairement la taille de la surface d'Alfvén diminuer avec la complexité du champ magnétique.

où $r = \sqrt{R^2 + Z^2}$ est le rayon sphérique. Les composantes toroïdales B_ϕ sont nulles, les champs étant axisymétriques.

Utiliser les paramètres de contrôle normalisés $c_s/v_{\rm esc}, v_A/v_{\rm esc}, v_{\rm rot}/v_{\rm esc}$ pour nos simulations permet de traiter une grande variété d'étoiles. En effet, les équations de la MHD peuvent être normalisées et il est naturel dans un code comme PLUTO et dans les méthodes de volumes finis d'utiliser des valeurs proches de l'unité. Ainsi, notre configuration est normalisée en longueur, vitesse et densité, de sorte que au sein de la simulation $R_\star = 1.0, v_{\rm kep} = \sqrt{GM_\star/R_\star} = 1.0, \rho_\star = 1.0$. Pour une étoile de type solaire (équivalente en terme de masse et de rayon), l'intervalle de vitesse de rotation que nous avons choisi équivaut à des périodes allant de 0.3 à 1167 jours. L'intensité du champ magnétique varie quant à elle de 0.9 G à 35 G si la densité à la base de la couronne est fixée à 2.9×10^{-15}g/cm^3. Nous verrons dans les chapitres suivants que la normalisation de densité est une des principales variables d'ajustement de ce genre de modèles et qu'elle peut être utilisée pour décrire des régimes de champs magnétiques et de vents très différents.

Nous menons nos simulations jusqu'à ce qu'un régime permanent s'établisse, c'est-à-dire un équilibre entre le champ magnétique de l'étoile, qui a tendance à confiner le plasma dans des boucles fermées que l'on appelle zones mortes, et l'écoulement qui s'échappe de l'étoile dans les régions ouvertes ou trous coronaux, accéléré par le gradient de pression thermique.

3.2.2 Zones mortes et trous coronaux

La figure 3.4 présente les régimes permanents établis pour le cas 2 en géométries dipolaire, quadrupolaire et octupolaire. Le fond de couleur représente le logarithme de la densité. Sur une dizaine de rayons stellaires, la densité varie de six ordres de grandeur (ce qui démontre que le vent

est accéléré, d'après l'équation de conservation de la masse) d'une façon quasi isotrope (à symétrie sphérique). Pourtant, l'œil aguerri peut remarquer dans cette figure une surdensité qui correspond aux boucles fermées de champs magnétiques matérialisées par les lignes blanches. Dans le cas dipolaire, la différence peut être d'un ordre de grandeur entre ces zones et les zones où les lignes de champ sont ouvertes et où le vent peut s'écouler librement.

En effet, la MHD idéale admet un théorème dit du « champ gelé »[2], qui démontre que l'écoulement ne peut se faire que le long des lignes de champ magnétique. La topologie du champ magnétique coronal peut donc être catégorisée en deux régions, les trous coronaux où les lignes de champ sont ouvertes, et les zones mortes où les lignes de champ forment des boucles fermées. La formation de ces deux régions est un processus dynamique et non-linéaire qui est justement ce que l'on cherche à obtenir avec des simulations. Le régime permanent résulte d'un équilibre entre les processus d'accélération du vent (gradient de pression et effet magnéto centrifuge) et la tension magnétique qui confine le plasma au sein de boucles fermées. Des solutions semi-analytiques à ce problème existent pour des topologies simples où le champ est radial (voir chapitre 4), où même dipolaire (Sakurai, 1985). Pour des topologies plus complexes, il est plus efficace de résoudre numériquement les équations de la MHD.

Les trois topologies utilisées dans cette étude montrent des structures différentes et notamment un nombre de boucles correspondant au degré l du polynôme de Legendre permettant de décrire la structure du champ à la surface (voir annexe C). En réalité, dans une configuration axisymétrique, ces boucles représentent des arches accolées autour de l'étoile à différentes latitudes. En trois dimensions, lorsque le champ n'est pas axisymétrique, les structures ouvertes et fermées peuvent coexister aux mêmes latitudes et donner lieu à des interactions entre le vent issu des zones mortes, plus lent, et le vent issu des trous coronaux (ces effets sont discutés dans le chapitre 5). D'une manière générale, des boucles seront formées là où le champ radial B_r est nul, sauf si l'amplitude du champ magnétique est trop faible pour contenir l'écoulement.

Les zones mortes sont appelées ainsi car elles sont, en régime permanent, en co-rotation avec l'étoile. La figure 3.5 montre en fond de couleur les vitesses poloïdales et toroïdales pour le cas 2 dans les trois topologies (seul le fond change au regard de la figure 3.4). Les légendes sont en unité de code, et donc les vitesses apparaissent normalisées par la vitesse Képlérienne à la surface de l'étoile (environ 437 km/s pour le Soleil). La vitesse poloïdale est strictement nulle dans les zones mortes, quelle que soit la topologie. La figure 3.5 montre aussi une remarquable co-rotation des zones mortes avec l'étoile. Le profil de vitesse toroïdale est quasi cylindrique pour les trois topologies.

Dans les zones ouvertes, le plasma est aussi entraîné par la rotation de l'étoile et transporte ainsi le moment cinétique. Cette perte de moment cinétique (ou freinage), à laquelle une grande partie de cette thèse est consacrée, est quantifiée par la surface d'Alfvén en blanc épais dans les figures 3.4,3.5, qui marque le point où la vitesse poloïdale du vent dépasse la vitesse d'Alfvén locale $B/\sqrt{\mu_0 \rho}$. Le calcul de Weber & Davis (1967) démontre en effet que tout se passe comme si le plasma était en co-rotation jusqu'au rayon d'Alfvén et libre ensuite. En réalité, seules les zones mortes sont en co-rotation avec l'étoile, tandis que les lignes de champ ouvertes sont entraînées en rotation (mais jamais en co-rotation) avec l'étoile bien au-delà.

2. Ce théorème s'obtient en supposant une conductivité infinie du plasma, et donc une résistivité $\eta = 0$ dans l'équation d'induction, voir l'annexe A.

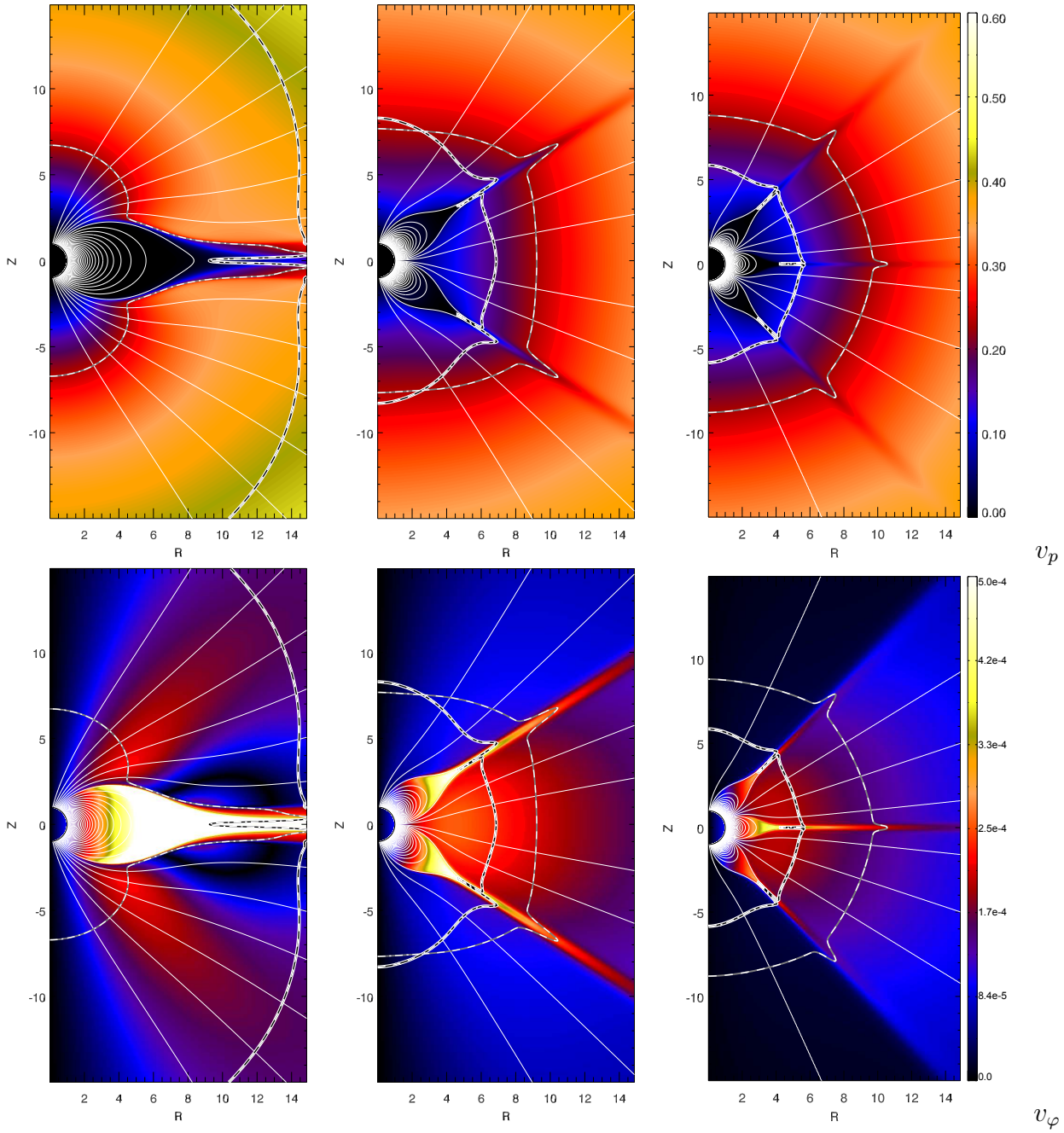


FIGURE 3.5 Vents multipolaires pour le cas 2 avec en fond de couleur la vitesse poloïdale (panneau supérieur) et la vitesse toroïdale (panneau inférieur). Ces quantités permettent d'illustrer les propriétés des zones mortes, statiques dans un repère en co-rotation avec l'étoile. La vitesse toroïdale dans les zones fermées montre un profil cylindrique qui démontre cette co-rotation. Les différentes surfaces sont représentées de la même façon que dans la figure 3.4.

Dans les trous coronaux, la vitesse poloïdale atteint quelques centaines de km/s après une dizaine de rayons stellaires. Les zones mortes sont entourées par des vents plus lents. Le vent est ainsi plus rapide de 20 à 25% dans le cas dipolaire, du fait de trous coronaux plus larges et moins soumis à l'interaction avec les zones mortes.

Néanmoins, le rayon d'Alfvén décroît avec la complexité du champ magnétique (plus précisément le degré l). La principale raison de ce résultat est la décroissance du champ magnétique, qui varie en $1/r^3$ pour le dipôle, $1/r^4$ pour le quadrupôle et $1/r^5$ pour l'octupôle, qui compense largement les vitesses plus élevées dans le cas dipolaire. Nous quantifierons précisément l'influence de la topologie magnétique sur le freinage dans la section 3.2.4.

Les autres surfaces matérialisées dans ces figures sont les surfaces soniques (gris), magnéto-soniques lente (tirets-points) et magnéto-soniques rapides (tirets). Ces surfaces et leurs positions relatives permettent de caractériser la structure du vent. Elles sont atteintes lorsque le vent atteint les vitesses magnéto-sonores lentes et rapides, qui sont, avec la vitesse d'Alfvén les modes de propagation des ondes en MHD idéale (voir annexe A). On peut les caractériser par l'unité des nombres de Mach suivants :

$$M_s^2 = \frac{2(v_R^2 + v_Z^2)}{c_s^2 + A_p^2 + A_\varphi^2 - \sqrt{[c_s^2 + A_p^2 + A_\varphi^2]^2 - 4c_s^2 A_p^2}}, \tag{3.30}$$

$$M_f^2 = \frac{2(v_R^2 + v_Z^2)}{c_s^2 + A_p^2 + A_\varphi^2 + \sqrt{[c_s^2 + A_p^2 + A_\varphi^2]^2 - 4c_s^2 A_p^2}}, \tag{3.31}$$

où A_p et A_φ sont respectivement les composantes poloïdales et toroïdales de la vitesse d'Alfvén $\mathbf{B}/\sqrt{\mu_0 \rho}$. À faible rotation, les surfaces magnéto-soniques lentes et rapide sont confondues avec les surfaces d'Alfvén et soniques. On peut se convaincre aisément que sans composante toroïdale de la vitesse le mode magnéto-sonique lent est égale au minimum du mode d'Alfvén et du mode sonique, le mode magnéto-sonique rapide au maximum.

Voyons désormais ce qu'il se passe lorsque l'étoile tourne (très) vite.

3.2.3 Effet magnéto-centrifuge et collimation

La figure 3.6 montre les régimes permanents du cas 31 décliné sur les différentes topologies. Le cas 31 possède la même intensité de champ magnétique que le cas 2, mais une vitesse de rotation 25 fois supérieure. Le fond de couleur représente la vitesse poloïdale, cette figure doit donc se comparer au panneau supérieur de la figure 3.5. On observe que la vitesse poloïdale du vent augmente globalement et se rapproche d'une structure cylindrique. C'est le signe d'une accélération supplémentaire du vent, due à l'effet magnéto-centrifuge. Cet effet décrit dans de nombreux travaux (Weber & Davis, 1967; Michel, 1969; Sakurai, 1985; Washimi & Shibata, 1993; Ferreira, 2013) est une simple conséquence de l'entraînement de l'écoulement en rotation avec l'étoile par la tension magnétique.

La résultante des forces projetées le long d'une ligne de champ magnétique s'exprime (voir Ustyugova et al., 1999) :

$$f = \frac{v_\varphi^2}{R}\mathbf{e}_s \cdot \mathbf{e}_R - \frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial s} - \frac{\partial \Phi}{\partial s} + \frac{1}{\mu_0 \rho}\mathbf{e}_s \cdot [(\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B}], \tag{3.32}$$

que l'on peut décomposer selon les composantes suivantes :

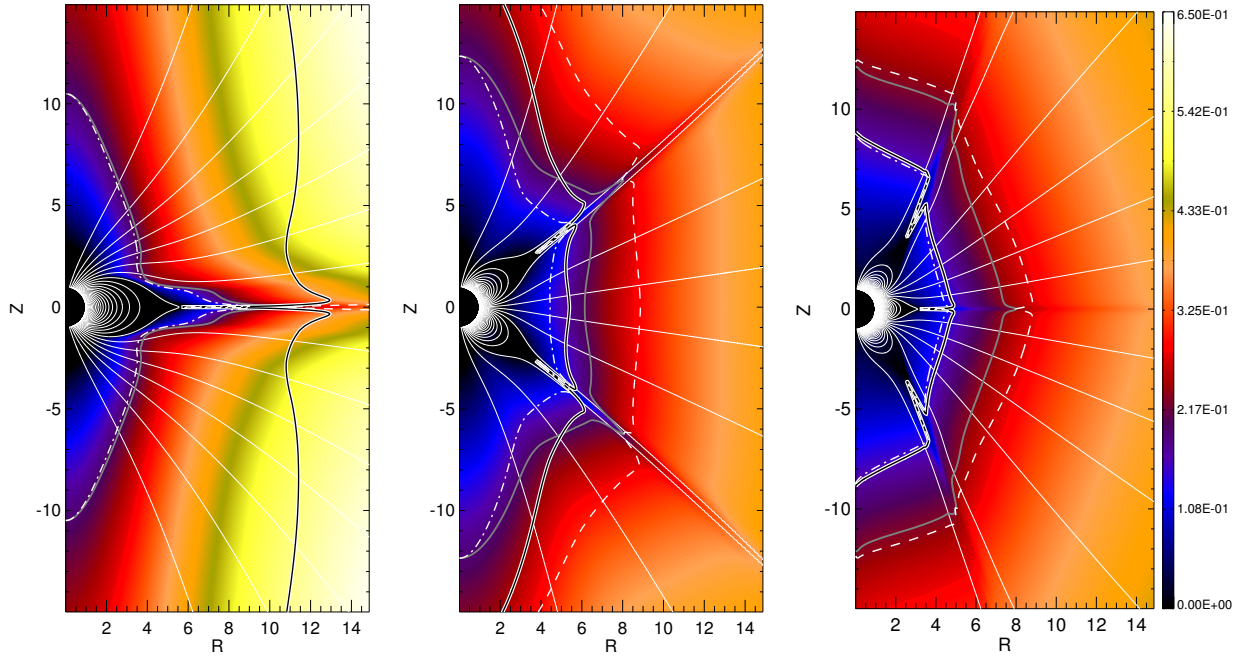


FIGURE 3.6 Vents multipolaires pour le cas 31, en rotation rapide. Le fond de couleur représente la vitesse poloïdale et se compare au panneau supérieur de la figure 3.5. Les vitesses sont plus importantes ici et le profil prend une structure cylindrique qui est le signe de l'effet magnéto-centrifuge.

$$f_p = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial s}, \tag{3.33}$$

$$f_g = -\frac{\partial \Phi}{\partial s}, \tag{3.34}$$

$$f_m = \frac{1}{\mu_0 \rho}\mathbf{e}_s \cdot [(\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B}] = -\frac{1}{2\mu_0 \rho R^2}\frac{\partial (RB_\varphi)^2}{\partial s}, \tag{3.35}$$

$$f_c = \frac{v_\varphi^2}{R} \quad \mathbf{e}_s \cdot \mathbf{e}_R, \tag{3.36}$$

où f_p représente la force due au gradient de pression thermique, f_g est la force due au champ gravitationnel de l'étoile, f_m la force due au gradient de pression magnétique et f_c la force centrifuge. $\Phi = GM_\star/r$ est logiquement le potentiel gravitationel, s est l'abscisse curviligne le long de la ligne de champ et $\mathbf{e_s}$ le vecteur unité tangent à cette ligne (voir figure 3.7).

La force centrifuge (équation 3.36) est donc d'autant plus intense que la vitesse toroïdale v_φ générée par l'entraînement en rotation des lignes de champ est intense, et que la ligne de champ magnétique est parallèle à $\mathbf{e_R}$, c'est-à-dire la direction radiale cylindrique. Les profils de vitesse poloïdale de la figure 3.6 montrent une structure cylindrique, ce qui signifie que l'accélération centrifuge est comparable ou supérieure à l'accélération due au gradient de pression.

Ainsi, la surface d'Alfvén est logiquement plus proche que dans le cas à faible rotation (figure 3.5) à l'équateur et aux latitudes moyenne. Cet effet sur la surface d'Alfvén a une conséquence directe sur la perte de moment cinétique de l'étoile, comme nous le verrons dans la section suivante.

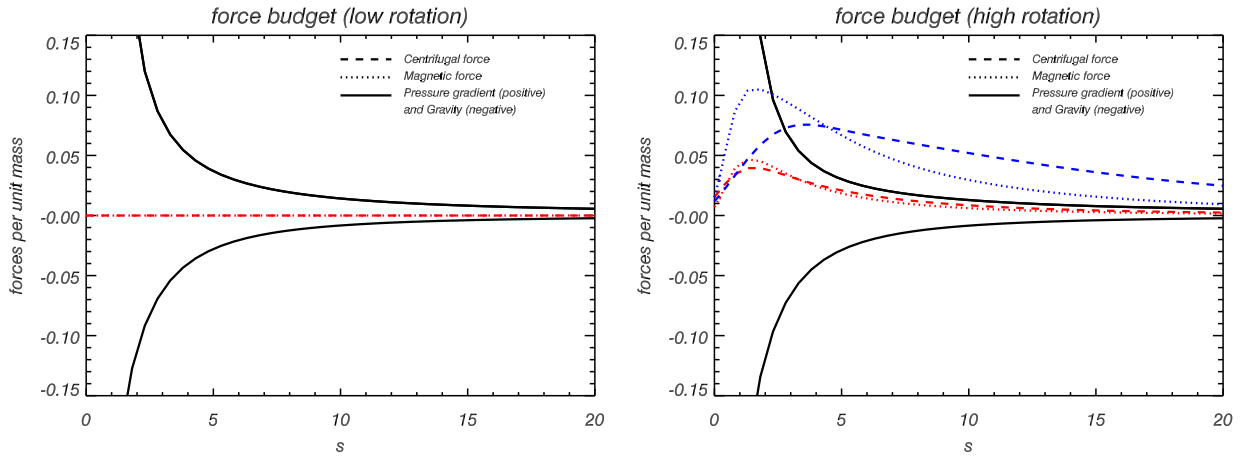


FIGURE 3.7 Bilan des forces le long des lignes de champ en rotation lente et rapide. Les forces magnétique et centrifuge sont négligeables lorsque la rotation est lente (panneau droit, cas 2) et ce, quelle que soit l'intensité du champ magnétique. À forte rotation (cas 45-47), les forces magnétique et centrifuge sont comparables ou supérieures au gradient de pression et ce, d'autant plus que le champ magnétique est fort. Les courbes rouges sont associées au cas 45 et les courbes bleues au cas 47, au champ magnétique 5 fois plus intense.

La figure 3.7 illustre les équations (3.33-3.36) dans différents cas extrêmes, avec différentes rotations et différents champs magnétiques. Pour le cas à faible rotation (cas 2, $f = 9.95 \times 10^{-5}$, panneau gauche), quelle que soit l'intensité du champ magnétique, les forces magnétique et centrifuge sont négligeables, et la seule source d'accélération du vent est le gradient de pression. Lorsque la rotation est extrême (cas 45-47, $f = 0.197$, panneau droit), les forces magnétique et centrifuge sont comparables et même supérieures au gradient de pression. L'effet est d'autant plus important que le champ magnétique est intense. En effet, les courbes bleues sont associées au cas 47, dont l'intensité du champ magnétique est 5 fois supérieure au cas 45 (courbes rouges).

La littérature a souvent opposé ces deux régimes, l'un où l'accélération est dominée par le gradient de pression et le vent est qualifié de « thermique », l'autre où la force centrifuge domine l'accélération et le vent est « magnéto-centrifuge ». Dans ce dernier cas, la vitesse du vent peut être dérivée de manière asymptotique $v_M = (R_\star^4 B_\star^2 \Omega_\star^2 / \dot{M})^{1/3}$ (Michel, 1969; Belcher & MacGregor, 1976). La limite entre ces deux régimes est souvent placée à $f = 10^{-2}$, ce qui correspond à une période de 2 jours pour une étoile de type solaire. Les étoiles jeunes de quelques centaines de millions d'années dont la période est de quelques jours sont donc des candidates idéales pour l'étude combinée de ces deux effets ; nous y reviendrons au chapitre 5.

La figure 3.6 montre également un comportement différent aux pôles pour les rotateurs rapides. Le vent est plus lent qu'à faible rotation, et la surface d'Alfvén est plus éloignée. En effet, comme le montre la figure 3.8, les lignes de champ s'enroulent avec la rotation et forment une tour magnétique au-dessus des pôles (Lynden-Bell, 1996; Ferreira, 2002, 2013). De plus, le gradient de pression magnétique (équation 3.35) exerce une force dirigée vers l'axe de rotation. Il y a donc un effet de collimation (visible dans la figure 3.5, où les lignes sont courbées vers l'axe Z) qui, par conservation du flux magnétique, augmentent le champ magnétique poloïdal. Ainsi, non seulement la vitesse poloïdale est plus faible, mais le champ magnétique croît aux pôles en comparaison d'un cas à faible rotation. La surface d'Alfvén s'éloigne significativement de l'étoile dans les régions polaires.

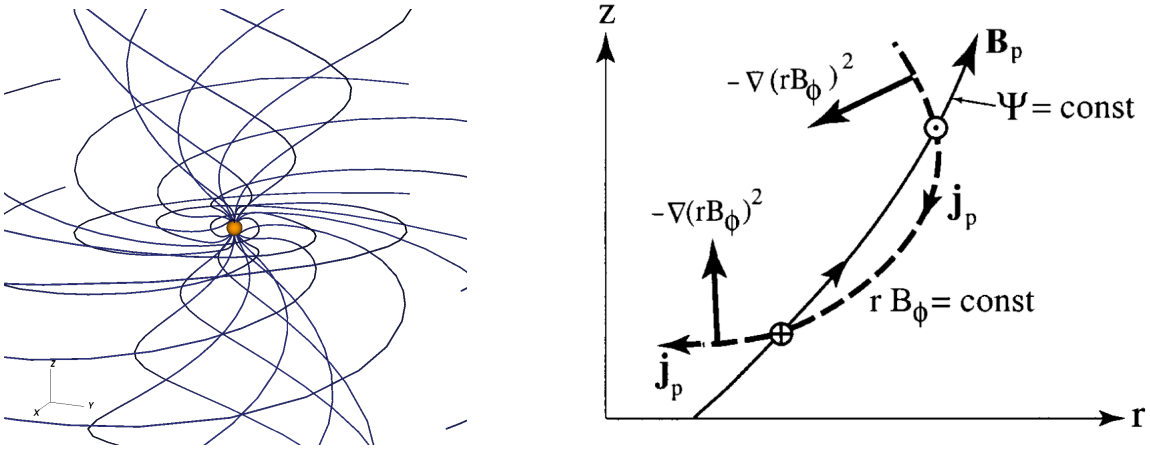


FIGURE 3.8 Illustration de l'enroulement des lignes de champ, grâce à une reconstruction 3D du cas 31 dipolaire (panneau droit). La spirale de Parker est visible dans le plan équatorial, de même que l'enroulement des lignes de champ aux pôles (« magnetic towering »). Le panneau gauche présente l'orientation de la force magnétique sur une ligne de champ ouverte (Crédits Ustyugova et al., 1999). Le gradient de champ toroïdal exerce une force dirigée vers l'axe de rotation qui va faire migrer ces lignes et augmenter le champ magnétique poloïdal aux pôles.

Quantifions maintenant l'influence de chacun des paramètres, en particulier celle de la topologie, qui est la nouveauté majeure de ce travail.

3.2.4 Loi de freinage et influence de la topologie

Le degré de complexité l de la topologie magnétique a une influence directe sur l'extension de la surface d'Alfvén. Elle diminue de taille quand l augmente (cf. figures 3.4,3.5). Compte tenu des travaux de Weber & Davis (1967), cela devrait avoir une influence sur la perte de moment cinétique. Pour quantifier précisément cet effet, nous utilisons l'approche de Matt & Pudritz (2008); Matt et al. (2012), en définissant un rayon d'Alfvén « effectif » qui vérifie de fait la relation de Weber & Davis (1967) :

$$\langle R_A \rangle = \sqrt{\frac{\dot{J}}{\dot{M}\Omega_\star}}. \tag{3.37}$$

Ici $\dot{J}$ et $\dot{M}$ sont calculés en intégrant le flux de moment cinétique $\rho\Lambda\mathbf{v}$ et le flux de masse $\rho\mathbf{v}$ sur une surface du domaine de simulation (voir équations (3.14)). En régime permanent, ces intégrales sont constantes pour des surfaces S concentriques englobant entièrement les zones mortes de la structure coronale. La table 3.2 donne le rayon d'Alfvén effectif pour chacune des soixante simulations.

L'analyse de cette table révèle plusieurs choses. Bien entendu, l'intensité du champ magnétique a une influence direct sur le rayon d'Alfvén qui en est une fonction croissante. Toutefois cette influence n'est pas linéaire. En effet, si l'on regarde les valeurs du paramètre de magnétisation Υ définit, on le rappelle, par :

$$\Upsilon = \frac{B_\star^2 R_\star^2}{\dot{M} v_{\rm esc}}, \tag{3.38}$$

Table 3.2. Résultats des soixante simulations.

	$\langle R_A \rangle$			Υ			$\Upsilon_{\rm open}/(4\pi)$		
Case	dipôle	quadrupôle	octupôle	dipôle	quadrupôle	octupôle	dipôle	quadrupôle	octupôle
1	6.3	3.6	3.0	115	98	113	123	16.5	8
2	12.5	5.3	4.0	2360	1830	1880	886	80	32
3	32.3	9.3	5.9	115000	70000	59600	21400	652	151
3+	36.4	9.9	6.3	239000	151000	114000	50600	1140	199
5	6.3	3.6	3.0	115	98	113	123	16.5	8
6	12.5	5.3	4.0	2360	1830	1880	886	80	32
7	32.3	9.3	5.9	115000	70000	59600	20300	646	151
8	6.3	3.6	3.0	115	98	113	122	16.5	8
10	12.6	5.3	4.0	2340	1830	1875	890	81	32
13	32.3	9.3	5.9	101000	70600	59900	20300	646	145
23	5.9	3.5	3.1	83	99.5	95	127	20	9
24	11.7	5.2	4.1	1450	1380	1500	998	85	33
25	30.3	9.2	5.8	52000	49000	46200	15000	680	151
31	10.6	4.9	4.0	1030	1045	1180	937	85	31
37	8.7	4.4	3.6	492	560	635	758	77.5	30
45	5.5	3.4	2.9	102	143	135	407	60	20
47	13.4	5.7	4.4	3430	4085	4510	5170	438	126
48	4.9	3.1	2.6	81	104	94	545	79	37
49	7.1	3.7	3.2	431	447	486	1920	193	87
50	11.4	5.0	4.3	2280	2390	2710	7100	524	252

Note. — Valeurs calculées de R_A, Υ et $\Upsilon_{\rm open}$, utilisées pour dériver les lois de freinage (3.39) and (3.44). Les paramètres d'entrée de chaque cas sont donnés dans la table 3.1.

celles-ci augmentent de façon quasiment quadratique, pour des faibles rotations et champs magnétiques. Par exemple, pour les cas 1 et 2, Υ varie d'un facteur 20 quand $v_A/v_{\rm esc}$ varie d'un facteur 4 environ et ce, pour les trois topologies. En revanche le rayon d'Alfvén ne varie que d'un facteur 2 pour le dipôle, 1.5 pour le quadrupôle et 1.3 pour l'octupôle. Lorsque la rotation augmente, le rayon d'Alfvén diminue par rapport à un cas au champ magnétique similaire, à cause de l'effet magnéto-centrifuge. L'effet commence à être sensible pour les cas 23-24-25, c'est-à-dire pour une valeur de $f = 4.03 \times 10^{-2}$. Ces propriétés peuvent se résumer grâce à la loi de freinage proposée dans la section 3.1.3, équation (3.21) :

$$\langle \frac{R_A}{R_\star} \rangle = K_1 \left(\frac{\Upsilon}{\sqrt{1 + f^2/K_2^2}} \right)^m , \tag{3.39}$$

où K_1,K_2 et m sont des constantes issues d'un ajustement sur les données. La table 3.3 donne les valeurs de ces constantes pour chacune des trois topologies. On voit que les constantes K_1 et K_2 sont similaires, mais que m varie significativement en fonction de la géométrie du champ. La figure 3.9 illustre ces trois différents ajustements. Pour une même valeur du paramètre Υ, le rayon d'Alfvén varie significativement d'une topologie à l'autre, et on peut retrouver facilement un facteur 3 entre un dipôle et un quadrupôle. Or cela représente un ordre de grandeur dans la variation de moment cinétique, et cette tendance s'accentue lorsque Υ et la complexité du champ augmentent. L'organisation du champ

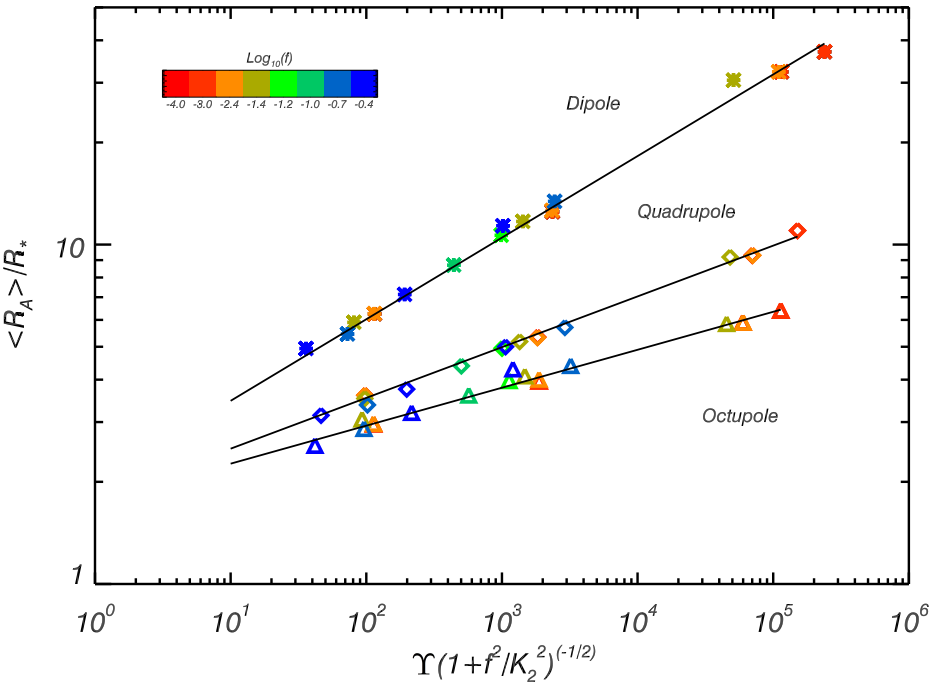


FIGURE 3.9 Ajustement sur la loi de freinage 3.39 pour chacune des trois topologies. La couleur représente le taux de rotation, et le symbole représente la topologie : étoiles pour les cas dipolaires, losanges pour les cas quadrupolaires, et triangles pour les cas octupolaires. Pour un paramètre de magnétisation similaire Υ, le rayon d'Alfvén effectif est plus faible pour le quadrupôle et l'octupôle. Ces différences sont quantifiées par différentes constantes m dans la loi de freinage (voir table 3.2).

Table 3.3. Paramètres des lois de freinage pour l'ensemble des simulations.

Topologie	K_1	K_2	m	$m_{th}(q=0.7)$	$m_{th}(q=-1/2)$
Dipôle ($l=1$)	2.0 ± 0.1	0.2 ± 0.1	0.235 ± 0.007	0.21	0.29
Quadrupôle ($l=2$)	1.7 ± 0.3	0.2 ± 0.1	0.15 ± 0.02	0.15	0.18
Octupôle ($l=3$)	1.7 ± 0.3	0.2 ± 0.1	0.11 ± 0.02	0.11	0.13
Champ Radial/Ouvert ($l=0$)				0.37	0.66
	K_3	K_4	m	-	-
Nouvelle Formulation	0.65 ± 0.05	0.06 ± 0.01	0.31 ± 0.02		

Note. — Paramètres de la régression correspondant à l'équation 3.39 pour chacune des topologies. Les valeurs m correspondent aux pentes des trois droites noires de la figure 3.9. Les valeurs m_{th} attendues grâce au modèle de la section 3.1.3 sont données pour deux valeurs du paramètre q.

magnétique sur des échelles différentes, pour une même amplitude à la surface, peut donc avoir une énorme influence sur la perte de moment cinétique.

Le fait que K_1 et K_2 soient similaires pour chaque topologie montre d'une part qu'à champ magnétique faible (pour $\Upsilon \approx 1$), la topologie influe peu sur le rayon d'Alfvén, qui reste très proche de l'étoile. D'autre part, l'effet magnéto-centrifuge devient non négligeable pour une valeur de $f = 0.2$ indépendante de la topologie. Les valeurs de la constante m, pour chaque topologie, sont cohérentes avec une

accélération du vent en $r^{0.7}$, et leur différences s'expliquent essentiellement par la dépendance radiale de la décroissance du champ magnétique.

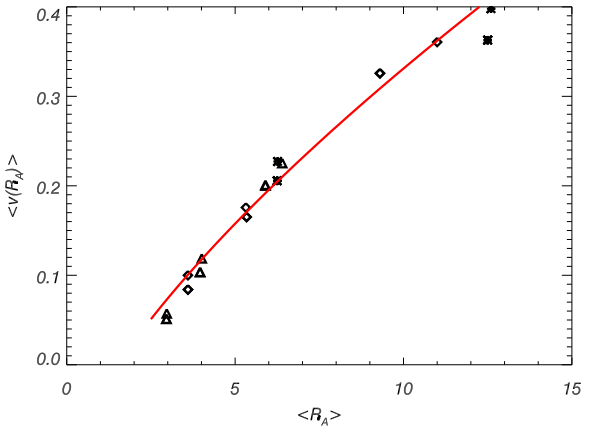


FIGURE 3.10 Vitesse moyenne sur la surface d'Alfvén en fonction du rayon d'Alfvén effectif pour les cas à faible rotation. La ligne rouge correspond à une loi de puissance $v(R_A) \propto R_A^{0.7}$. Les symboles correspondent à la topologie de la même façon que dans les autres figures.

Valeurs du paramètre m

Les valeurs du paramètre m pour chaque topologie peuvent s'expliquer grâce à la dérivation faite dans la section 3.1.3. On donne dans la table 3.3 la valeur de $m_{th} = 1/(2l+2+q)$ en fonction de la topologie. L'accord est très bon si l'on utilise une valeur de $q = 0.7$. D'autres travaux ont auparavant proposé des lois de freinage similaires en utilisant d'autres valeurs de q. Reiners & Mohanty (2012) ont par exemple suggéré de prendre $q = -1/2$, ce qui semble être contredit par nos travaux où $q > 0$. La table 3.3 montre que les estimations m_{th} obtenues avec cette valeur sont en moins bon accord avec les simulations. En effet, cette valeur suggère une décélération du vent. La figure 3.10 montre bien au contraire que la vitesse du vent au point d'Alfvén croît avec ce dernier, et qu'une loi de puissance utilisant $q = 0.7$ est une bonne estimation. L'ordonnée $\langle v(R_A)\rangle$ est calculée en faisant la moyenne des vitesses au point appartenant à la surface d'Alfvén. Les cas à forte rotation, pour lesquels l'accélération magnéto-centrifuge est non négligeable, ne sont pas représentés sur la figure 3.10. En effet, le paramètre q constant ne permet pas de décrire l'accélération supplémentaire qui est par ailleurs intégrée dans la formulation (3.39) dans le dénominateur.

Perte de masse

Enfin, la table 3.2 nous renseigne sur l'influence des différents paramètres sur la perte de masse. En effet, on peut voir que la topologie a un impact relativement faible sur celle-ci pour des champs magnétiques faibles. Υ ne varie dans ces cas que de quelques pour cents entre chacune des topologies. Dans les cas à champ magnétique fort (cas 3 et 3+), il y a un facteur 2 entre la perte de masse du cas dipolaire et octupolaire. En effet, les larges boucles fermées sont capables de contenir plus de plasma que les topologies plus complexes dont l'intensité diminue plus fortement. Toutefois, ces variations sont petites face aux variations engendrées par la rotation et l'effet magnéto-centrifuge. Prenons les cas extrêmes 3 et 49, qui possèdent un champ magnétique similaire mais dont la rotation est séparée d'un facteur 4000. La perte de masse varie d'un facteur 250. Pour quantifier ces variations,

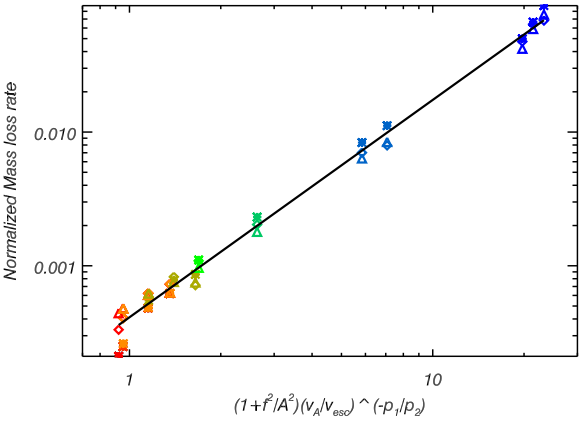


FIGURE 3.11 Ajustement de la perte de masse sur la loi 3.41. Les symboles et couleurs sont identiques à la figure 3.9. On voit la faible influence de la topologie et l'importance de l'effet magnéto-centrifuge dans l'augmentation de la perte de masse.

nous avons appliqué la loi suivante aux données des simulations :

$$\dot{M} = A_1(v_A/v_{\rm esc})^{-p_1}(1+\tfrac{f^2}{A_2^2})^{p_2} \tag{3.40}$$

$$= A_1(B_\star\sqrt{\tfrac{R_\star}{2\mu_0\rho_\star GM_\star}})^{-p_1}(1+\tfrac{f^2}{A_2^2})^{p_2}, \tag{3.41}$$

où $A_1 = 4.1\times10^{-4}$, $p_1 = 0.19$, $A_2 = 0.087$ et $p_2 = 1.6$ sont les paramètres d'ajustement de la loi. On retrouve le fait que la rotation a une influence prépondérante dans la détermination de la perte de masse. Aucun paramètre de topologie n'est utilisé, mais nous incluons une dépendance à l'intensité du champ magnétique. La figure 3.11 illustre la qualité de cet ajustement. Les couleurs et les symboles sont cohérents avec les figures précédentes.

Cette partie a permis de quantifier l'influence de la topologie sur le freinage magnétique. On retrouve le résultat selon lequel les champs plus complexes diminuent l'efficacité du freinage pour une intensité de champ magnétique donnée. Par ailleurs, si nous avons choisi de paramétrer l'intensité du champ magnétique par sa valeur à l'équateur, une paramétrisation avec le flux de surface par exemple aurait donné des résultats similaires. En effet, le flux de surface peut s'écrire $\Phi(R_\star) = \alpha\pi B_\star R_\star^2$, où $\alpha = 4,16/(3\sqrt{3}) \approx 3.1$ et $52/15 \approx 3.5$ pour le dipôle, le quadrupôle et l'octupôle respectivement. En revanche, un autre flux, le flux ouvert, permet d'obtenir une loi de freinage unifiée, qui fait l'objet de la section suivante.

3.3 Une nouvelle loi de freinage pour les champs magnétiques complexes

3.3.1 Flux magnétique ouvert

L'ouverture des lignes de champ par l'écoulement du vent amène le champ à devenir purement radial au-delà de quelques rayons stellaires. En réalité, la rotation des lignes de champ magnétique occasionne la création d'une structure appelée spirale de Parker. Cette spirale, représentée en figure 3.12, décrit un champ (B_r, B_φ) dont le flux magnétique est constant au-delà d'une surface « source » sur laquelle nous reviendrons abondamment dans le chapitre 4. En effet, la décroissance d'un champ radial est proportionnelle à $1/r^2$, il en résulte que le flux magnétique non signé définit par :

$$\Phi(r) = \int_S |\mathbf{B}\cdot d\mathbf{S}| \tag{3.42}$$

est indépendant de r, si la surface S a une aire proportionnelle à r^2 (par exemple une sphère de rayon r). C'est ce champ magnétique qui est observé à l'orbite terrestre et c'est pour cette raison que les communauté héliophysique et astrophysique ont longtemps fait l'hypothèse d'un champ radial et d'un flux magnétique constant pour décrire les champs magnétique stellaires (Weber & Davis, 1967; Parker, 1965; Marsch & Richter, 1984).

Dans le cas de champs magnétiques plus complexes, comme les dipôles, quadrupôles et octupôles de nos simulations, le flux magnétique non signé observe une structure bien spécifique. Près de l'étoile, le flux décroît comme $1/r^l$, où l est comme d'habitude le degré du multipôle. Lorsque r augmente (c'est-à-dire lorsque la surface d'intégration s'élargit), le profil du flux s'aplatit jusqu'à devenir parfaitement constant. Ce comportement est illustré figure 3.13. Les lignes pointillées sont les courbes $1/r^l$ et les

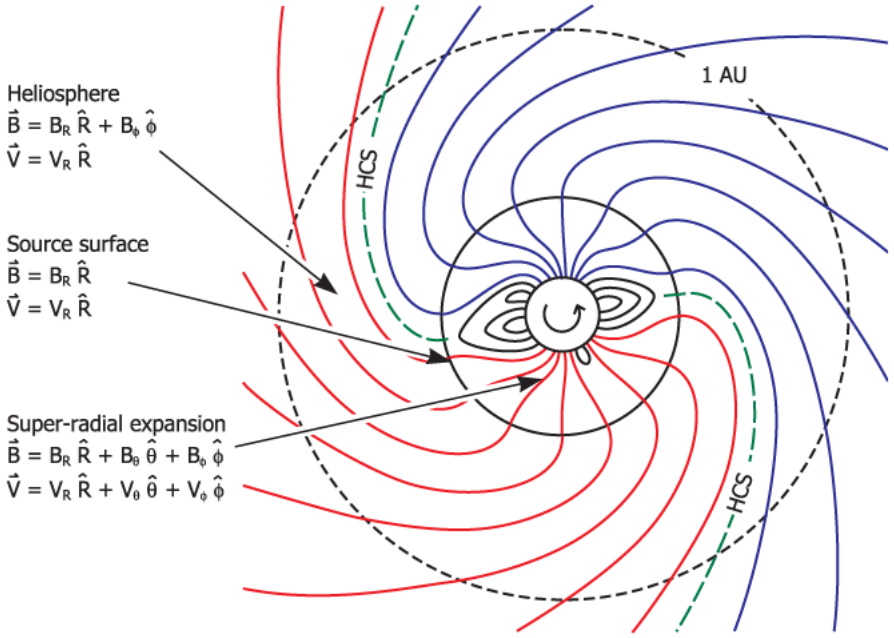


FIGURE 3.12 Structure du vent solaire dans le plan équatorial. Le champ magnétique domine la dynamique jusqu'au rayon de surface source. Au-delà, le vent ouvre complètement les lignes de champ et forme la spirale de Parker, observable à l'orbite terrestre. Crédits Owens & Forsyth (2013).

lignes pleines sont les flux magnétiques non signés intégrés sur des sphères concentriques de rayon r, dans le cas 2 et pour chaque topologie. On retrouve ici le fait que les flux de surface ($r = 1$) sont proches lorsque la valeur $B_\star$ à l'équateur est identique. En revanche, dans les cas quadrupolaire et octupolaire, le flux (et donc le champ) décroît bien plus rapidement que dans le cas dipolaire.

En général, pour des champs magnétiques d'intensité comparable, la courbe du flux d'un cas dipolaire sera au-dessus de celle d'un cas quadrupolaire, qui sera au-dessus de celle d'un cas octupolaire. Ainsi, la valeur du flux ouvert, qui est la valeur constante atteinte une fois que les lignes de champ sont ouvertes, change de manière significative en fonction de la topologie. Plus spécifiquement, le flux ouvert dépend de la même façon que le rayon d'Alfvén de la topologie, il décroît avec l. Nous allons tirer avantage de cette propriété pour établir une loi de freinage qui ne dépend plus de la topologie, mais seulement du flux magnétique ouvert.

3.3.2 Nouvelle formulation

Afin d'utiliser le flux magnétique ouvert dans une formulation de freinage, nous définissons un nouveau paramètre de magnétisation :

$$\Upsilon_{\rm open} \equiv \frac{\Phi_{\rm open}^2}{R_\star^2 \dot{M}_w v_{\rm esc}}. \tag{3.43}$$

$\Upsilon_{\rm open}$ est, à l'instar de Υ, un paramètre sans dimension, qui mesure le rapport de l'énergie magnétique disponible pour le freinage (à travers le flux ouvert) et de l'énergie cinétique du vent. Les valeurs de $\Upsilon_{\rm open}$ sont listées dans la table 3.2. Qualitativement, $\Upsilon_{\rm open}$ se comporte de façon similaire à Υ, il augmente avec l'intensité du champ magnétique et diminue lorsque la rotation devient plus rapide.

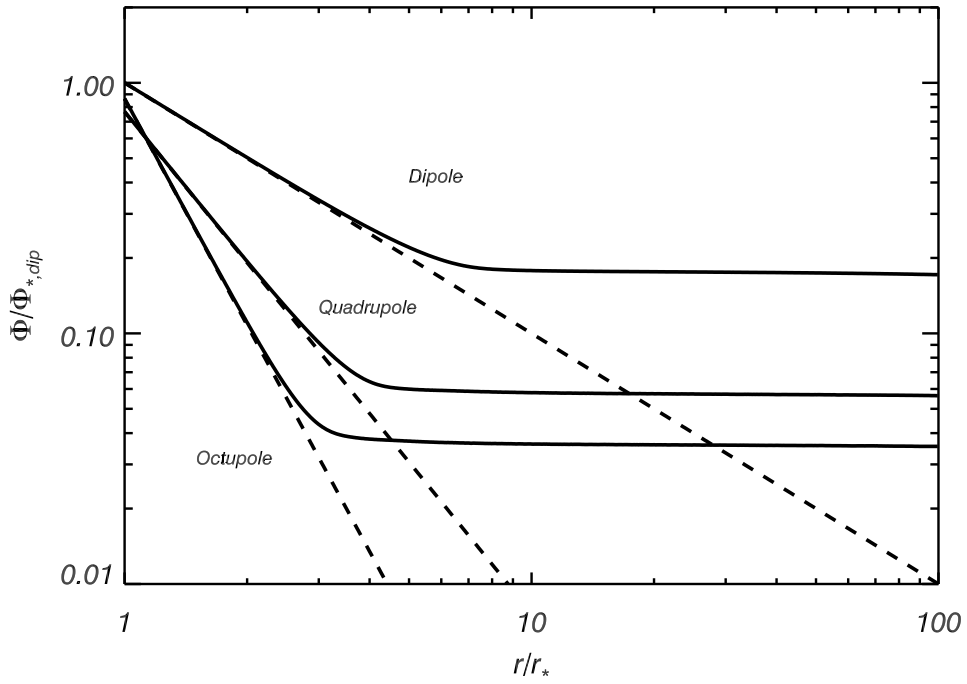


FIGURE 3.13 Flux magnétique non signé pour les trois topologies dans le cas 2. Les lignes pointillées correspondent à une décroissance en $1/r^l$. Une fois toutes les lignes de champ ouvertes, le flux devient constant. Cette valeur définit le flux ouvert $\Phi_{\rm open}$. Le flux ouvert dépend fortement de la topologie et décroît avec l.

En revanche, contrairement à Υ, $\Upsilon_{\rm open}$ décroît très fortement avec la topologie grâce aux propriétés du flux ouvert.

En adaptant la formulation (3.39) à ce nouveau paramètre, on obtient la nouvelle formulation suivante :

$$\langle \frac{R_A}{R_\star} \rangle = K_3 \left(\frac{\Upsilon_{\rm open}}{(1+f^2/K_4^2)^{1/2}} \right)^m , \tag{3.44}$$

qui est illustrée par la figure 3.14. Le panneau supérieur représente une loi plus simple, $\langle \frac{R_A}{R_\star} \rangle = K_3 \Upsilon_{\rm open}^m$, qui ne prend pas en compte l'effet magnéto-centrifuge. En comparant les panneaux supérieur et inférieur, on peut voir que le terme $\sqrt{1+f^2/K_4^2}$ est primordial pour décrire toutes les simulations à l'aide d'une seule et unique loi. Les rotateurs rapides représentés en bleu, sont nettement en dessous des rotateurs lents en rouges. Toutefois, pour un même taux de rotation, la loi de puissance qui lie $\langle R_A \rangle$ et $\Upsilon_{\rm open}$, matérialisée par la ligne noire de pente m, est désormais constante et ne dépend plus de la topologie. Ainsi, en incluant la dépendance en rotation, un seul ensemble de trois paramètres permet de décrire l'ensemble des soixante simulations :

$$K_3 = 0.65, \quad K_4 = 0.06, \quad m = 0.31. \tag{3.45}$$

La déviation moyenne des simulations à cet ajustement est de 4%, et six cas sont entre 15% et 20%. Comme on peut s'y attendre, la valeur de m est proche de la valeur de m_{th} obtenue avec un champ radial, c'est-à-dire $l = 0$. Dans ce dernier cas, la valeur $q = -1/2$ montre un désaccord flagrant avec les simulations (voir table 3.3). La force de cette formulation est de considérer la quantité de champ radial capable de contribuer au freinage de l'étoile, c'est-à-dire le flux ouvert, plutôt que le flux de

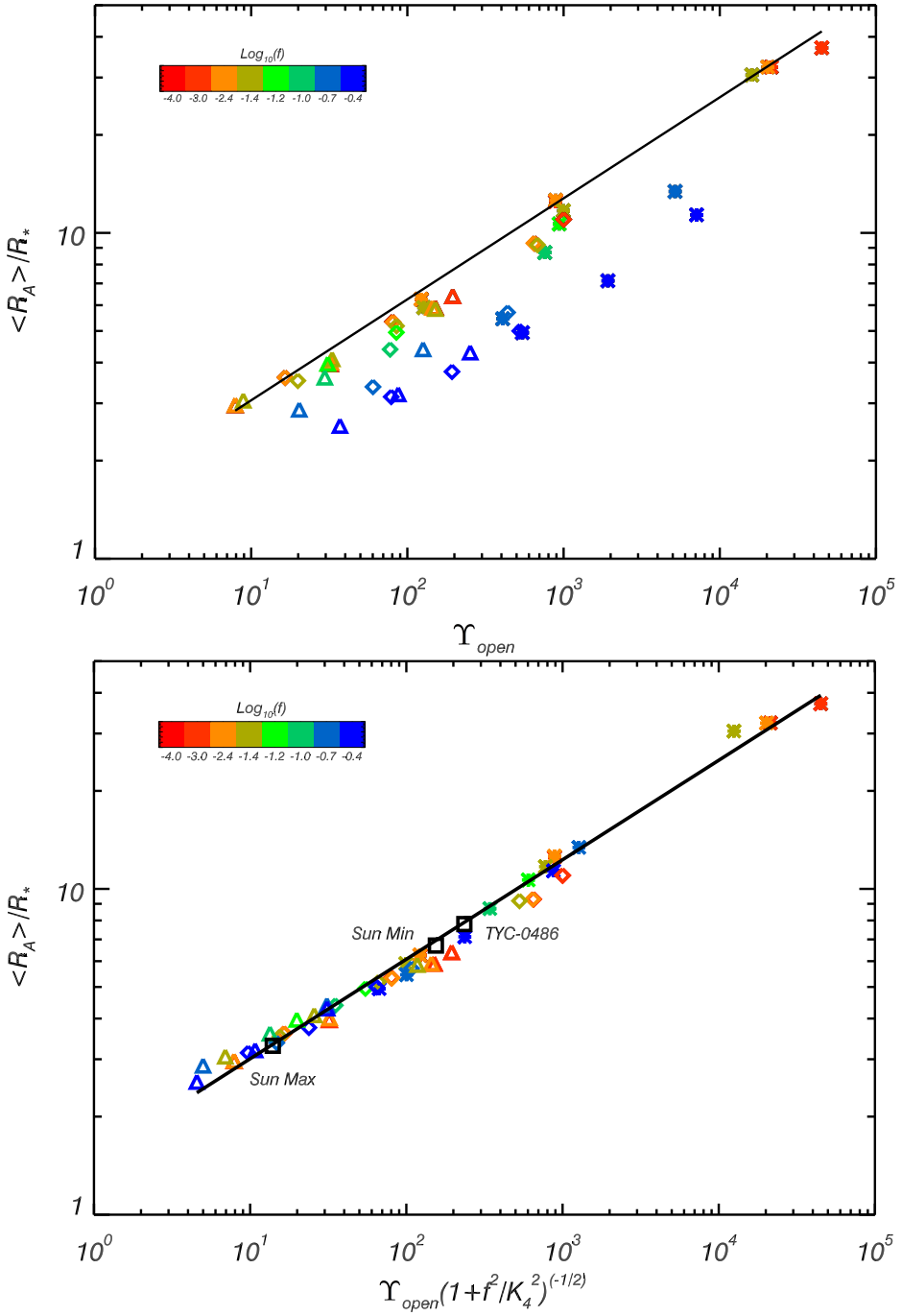


FIGURE 3.14 Ajustement sur la loi 3.44. Le panneau supérieur illustre l'accord à cette loi si l'on ne tient pas compte de l'effet magnéto-centrifuge. Le panneau inférieur montre un très bon accord des soixante simulations sur la formulation en flux ouvert. Le terme $\sqrt{1+f^2/K_4^2}$ ramène les rotateurs rapides (en vert et bleu) sur la ligne noire. Les cas réalistes abordés en section 3.15 sont également bien décrits par cette loi. La quantité $\Upsilon_{\rm open}$ montrée ici est en réalité $\Upsilon_{\rm open}/(4\pi)$ (ce qui change le coefficient K_3 par rapport à l'article section 3.6).

surface qui peut décroître très rapidement au-delà de la basse couronne et ne plus contribuer au transport de moment cinétique.

Puisque cette formulation permet de décrire des topologies dipolaires, quadrupolaires et octupolaires, pourquoi ne pourrait-elle pas décrire des cas plus complexes ? Nous examinons dans la suite des topologies mixtes issues de la combinaison de différents multipôles.

3.3.3 Topologies mixtes issues d'observations

Le flux ouvert est une quantité calculé *a posteriori*, à partir des simulations. Bien que notre étude se soit jusqu'à présent limitée aux trois premiers modes axisymétriques de la décomposition en harmoniques sphériques, rien n'empêche de tenter d'appliquer cette loi pour des topologies (encore) plus complexes. Une première étape est de considérer des topologie décrites par la somme de ces trois modes avec des amplitudes différentes. En d'autres termes, il s'agit d'une troncature au degré 3 de la décomposition en harmoniques sphériques d'un champ magnétique axisymétrique arbitraire. En faisant une expansion multipolaire à partir du champ radial, le champ magnétique s'exprime partout de la façon suivante (voir chapitre 4 et l'annexe C) :

$$B_r(r,\theta) = \sum_{l=1}^{l=3} B_l^0(t)\frac{Y_l^0(\theta,\phi)}{r^{l+2}}, \tag{3.46}$$

$$B_\theta(r,\theta) = \sum_{l=1}^{l=3} -B_l^0(t)\frac{\partial_\theta Y_l^0(\theta,\phi)}{r^{l+2}}, \tag{3.47}$$

où

$$Y_l^0(\theta,\phi) = C_l^0 P_l(cos(\theta)), \tag{3.48}$$

et

$$C_l^0 = \sqrt{\frac{2l+1}{4\pi}}. \tag{3.49}$$

Trois simulations incluant des coefficients B_l^0 issus d'observations viennent compléter notre étude. Les données du Soleil en minimum et maximum d'activité sont issues de l'observatoire Wilcox (DeRosa et al., 2012) pour le cycle 22 (minimum en 1996, maximum en 2000). Les composantes dipolaire, quadrupolaire et octupolaire caractérisées par les coefficients B_1^0, B_2^0, B_3^0, listés dans la table 3.4. Ils sont exprimés en Gauss et donc associés à une valeur de normalisation de densité dont dépend directement la normalisation de champ magnétique $B_0 = V_0\sqrt{\rho_0}$. Nous avons choisi $\rho_0 = 2.9 \times 10^{-15}$gm/cm^3, ce qui permet de retrouver un taux de perte de masse d'environ $10^{-14}M_\odot$/an dans nos simulations [3].

TYC 0486-4943-1 est une jeune étoile de 70 millions d'années de type spectral K. C'est un rotateur rapide avec une période de 3.3 jours, de masse $M_{\rm TYC} = 0.69M_\odot$ et de rayon $R_{\rm TYC} = 0.68R_\odot$. À défaut de disposer d'observations de la perte de masse et de la température coronale de cette étoile,

3. En effet comme on l'a vu précédemment la perte de masse ne dépend que faiblement de la topologie et du champ magnétique à faible rotation. Elle est proche de la valeur donnée par un vent polytropique à symétrie sphérique, on peut donc calibrer la normalisation de densité pour obtenir la perte de masse souhaitée *a priori*.

Table 3.4. Paramètres et Résultats des simulations réalistes.

	Sun Min	Sun Max	TYC-0486
Paramètres			
B_1^0 (G)	-4.5	0.5	-4.5
B_2^0 (G)	0.24	2.2	-28.2
B_3^0 (G)	-4.24	0.5	-4.7
f	0.004	0.004	0.03
Période (jours)	28	28	3.75
Résultats			
$\Upsilon_{\rm open}/(4\pi)$	155	14	275
$\langle R_A/R_\star \rangle$	6.7	3.3	7.7
$\dot{M}$ (10^{-14} $M_\odot$/an)	0.85	0.87	0.9

Note. — Paramètres pour les simulations réalistes en supposant une densité à la base de la couronne de $\rho_0 = 2.9 \times 10^{-15}$ g/cm^3 qui implique une normalisation du champ magnétique $B_0 = 8.3$ G. L'accord de ces simulations avec notre loi globale de freinage est montré figure 3.14.

ainsi que pour pouvoir facilement comparer ces simulations au reste de l'étude, nous avons gardé pour cet étoile les paramètres $c_s/v_{\rm esc} = 0.222$ [4] et $\rho_0 = 2.9 \times 10^{-15}$gm/cm^3. Toutefois, l'étude des émissions coronales de rayons X (Preibisch, 1997; Wood, 2004; Holzwarth & Jardine, 2007) laisse penser que les étoiles tournant plus rapidement sont plus actives magnétiquement, et donc que leur température coronale est probablement plus élevée. Nous verrons dans le chapitre 5 comment prendre en compte ces variations.

Le Soleil au minimum d'activité présente une composante dipolaire dominante, contrairement au maximum où le champ est dominé par un quadrupôle. La figure 3.15 illustre les régimes permanents de ces deux états tandis que la table 3.4 donne les résultats des simulations : $\langle R_A/R_\star \rangle$ et $\Upsilon_{\rm open}$. TYC 0486-4943-1 présente elle aussi une composante quadrupolaire dominante, avec un champ magnétique plus intense et une rotation conséquente. Ainsi, on observe dans la figure 3.15 la collimation des lignes de champ magnétique en direction de l'axe de rotation et l'élargissement de la surface d'Alfvén au-dessus du pôle nord ($Z > 0$). En dépit d'un champ magnétique beaucoup plus intense, le rayon d'Alfvén effectif pour TYC 0486-4943-1 est équivalent à celui du Soleil au minimum d'activité du fait de sa topologie quadrupolaire.

Enfin, comme le montre la figure 3.14, ces trois cas à topologies mixtes respectent remarquablement la formulation de freinage en flux ouvert. D'autres simulations issues de tests et d'expérimentations ont montré que de nombreux autres cas de topologies mixtes peuvent être décrits ainsi. *A minima*, dans le cas d'une combinaison de dipôle, quadrupôle et octupôle, et pour des configurations axisymétriques, cette formulation semble prometteuse pour décrire le freinage dû à des champs magnétiques complexes.

4. La vitesse de libération de cette étoile est par ailleurs très proche de la valeur solaire.

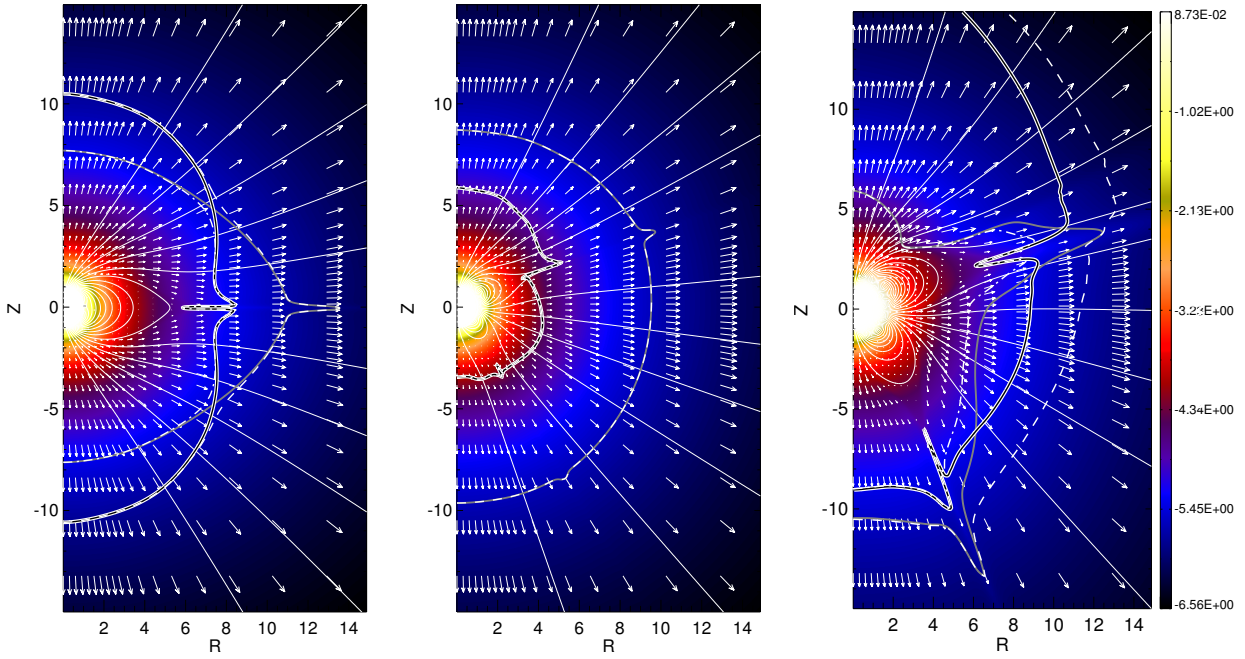


FIGURE 3.15 Cas réalistes avec topologies mixtes. Les surfaces d'Alfvén (en blanc épais) montrent des structures irrégulières dues à la combinaison des topologies et aux propriétés symétriques ou antisymétriques des multipôles.

3.4 Discussion et perspectives

Le rayon d'Alfvén, qui agit comme un bras de levier sur la perte de moment cinétique d'une étoile, dépend fortement de la topologie magnétique. Des topologies plus complexes, c'est-à-dire avec un degré l plus élevé, diminuent fortement l'efficacité du freinage. Cette étude s'arrête à $l = 3$, en supposant une topologie idéale ou mixte, c'est à dire composée de plusieurs modes. Néanmoins, des études ultérieures ont montré, comme on pouvait s'y attendre, que cette tendance s'accentue avec un degré plus élevé (Garraffo et al., 2015a). Un champ magnétique exclusivement distribué sur de petites échelles (disons $l > 3$) peut donc avoir les propriétés nécessaires pour expliquer le changement abrupt de comportement de la perte de moment cinétique en fonction du nombre de Rossby pour les étoiles jeunes.

Certaines études, en effet, tendent à montrer que les étoiles jeunes tournant rapidement ont plus d'énergie magnétique dans les petites échelles que les étoiles plus âgées (Folsom et al., 2016). Les composantes dipolaires et quadrupolaires sont cependant toujours présentes, et la dernière partie de ce chapitre montre qu'elles dominent le champ à grande échelle devant la composante octupolaire, et donc vraisemblablement devant les composantes à encore plus petite échelle. De plus, le modèle dynamo de Durney et al. (1993) a, depuis sa publication, été remis en question par d'autres modèles de dynamo α^2 capables de générer du champ magnétique à grande échelle.

La topologie magnétique n'est donc certainement pas la réponse à toutes les questions de l'évolution de la rotation des étoiles. De nombreux travaux théoriques et observationnels seront sûrement nécessaires pour expliquer l'avant et l'après Skumanich. Notre étude fournit un outil puissant, capable d'estimer le couple à partir d'une topologie quelconque (voir le chapitre 5 pour une extension de ces résultats en

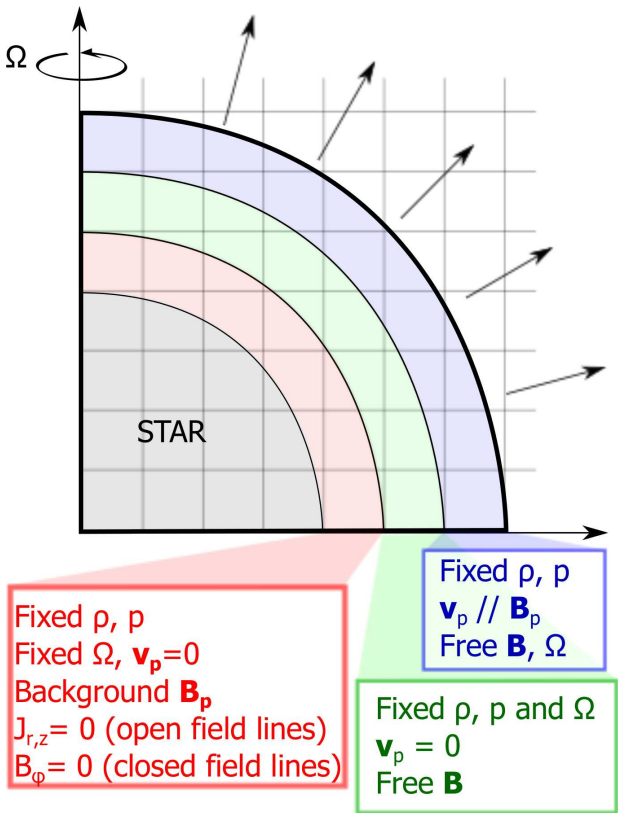


FIGURE 3.16 Structure en trois couches de notre condition limite, afin d'assurer la rotation des lignes de champ magnétique avec l'étoile dans les régions de champ ouvert.

3D), qui fait le lien entre l'étude de la génération de champ magnétique par effet dynamo, les observations spectropolarimétriques et les modèles d'évolution rotationnelle. Cet outil nécessite, toutefois, de pouvoir estimer la valeur du flux ouvert.

3.5 Aparté Technique 1 : Conditions limites pour la simulation de vents MHD

L'objectif des apartés techniques placés à la fin de certains chapitres de cette thèse est de mettre l'accent sur une difficulté que j'ai rencontré au cours de mes travaux. Ces points sont techniques et auraient pu prendre place dans les annexes (ils sont d'ailleurs relégués aux appendices dans mes articles). Toutefois, ils constituent une contribution originale et cruciale pour l'obtention des résultats et sont les garants de leur reproductibilité. J'ai donc choisi de les placer en fin de chapitre, libre au lecteur de les occulter si il le souhaite.

Ce premier aparté technique traite des conditions limites nécessaires au calcul de moment cinétique dans les simulations de vents MHD. Ces conditions sont adaptées de celles décrites dans Matt & Pudritz (2008). La surface de l'étoile est divisée en trois couches concentriques d'une épaisseur d'un point de grille. Un schéma de la structure de ces couches est représenté figure 3.16 (adapté de Strugarek et al., 2014a).

Dans chacune des couches, la pression et la densité sont fixées par la valeur donnée par la solution polytropique à symétrie sphérique utilisée pour l'initialisation. En revanche, chacune des couches réserve un traitement différent pour les champs $\mathbf{v}$ et $\mathbf{B}$.

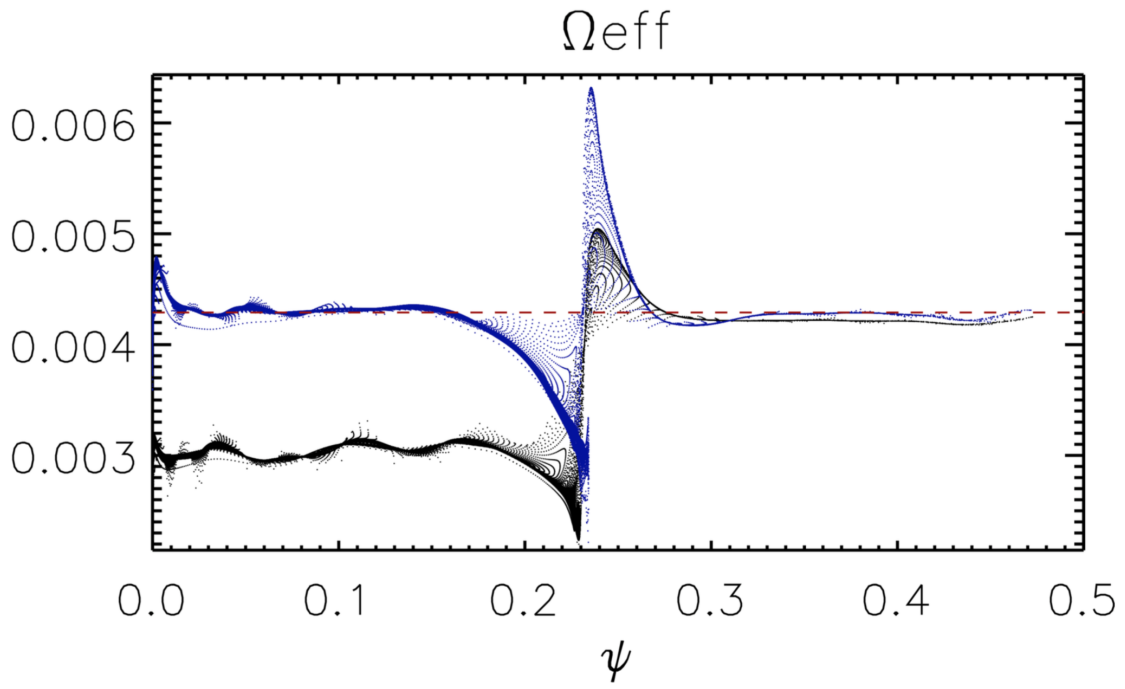


FIGURE 3.17 Représentation de $\Omega_{\rm eff}$ en fonction des valeurs du potentiel ψ du champ magnétique pour le cas dipolaire. Chaque valeur de ψ représente une ligne de champ magnétique. Dans le cas dipolaire (panneau supérieur), un exemple de simulation avec une condition limite simple ($B_\varphi = 0$ partout) est représenté en noir (la courbe bleue montre la solution avec notre condition limite). Dans ce cas, les régions de champ ouvert ne respectent pas $\Omega_{\rm eff} = \Omega_\star$, les lignes de champ magnétique glissent à la surface de l'étoile et ne transportent pas suffisamment de moment cinétique. Avec une bonne condition limite, pour chacune des topologies, la condition $\Omega_{\rm eff} = \Omega_\star$ est raisonnablement respectée partout sauf au niveau des nappes de courant.

Dans la couche la plus externe (en bleue figure 3.16), le champ magnétique est libre d'évoluer avec la solution dans le reste du domaine, mais le champ de vitesse poloïdal est maintenu parallèle au champ magnétique. Le champ de vitesse toroïdal est libre lui aussi. Dans la couche intermédiaire (en vert), le champ de vitesse poloïdal est mis à zéro, et v_φ est contraint à la co-rotation. Le champ magnétique est toujours libre.

Enfin, dans la couche profonde (en rouge), le champ poloïdal est celui de l'expansion multipolaire [5], tandis que le champ toroïdal subit un traitement spécial. L'objectif est de minimiser au maximum les courants et donc la génération de champ électrique pour faire de l'étoile le conducteur le plus parfait possible. Le champ à l'initialisation est issu d'un expansion multipolaire et est donc potentiel. On considère que l'interaction avec le vent en rotation introduit une perturbation uniquement sur la composante toroïdale B_φ de sorte que :

$$\nabla \times (\mathbf{B}) = \nabla \times (\mathbf{B}_{\rm pot} + \delta B_\varphi \mathbf{e}_\varphi), \tag{3.50}$$

$$= \frac{1}{R}\frac{\partial R \delta B_\varphi}{\partial R}\mathbf{e}_Z - \frac{\partial \delta B_\varphi}{\partial Z}\mathbf{e}_R. \tag{3.51}$$

5. Ici, en utilisant l'option « Background Field » de PLUTO, il suffit de mettre la partie variable à 0.0, voir annexe B.

L'idée est donc de minimiser les dérivées de la perturbation B_φ. Dans le code, on examine à chaque pas de temps la condition limite, et l'algorithme correspondant à la couche la plus profonde (en rouge) se présente comme suit :

Algorithm 1 Conditions limites sur B_φ dans la couche profonde

procedure CL($r^{k,j,i}$)
  $\hat{v}_{A\varphi,R} \leftarrow B_\varphi^{k,j,i+2}/\sqrt{4\pi\rho^{k,j,i+2}}$ ▷ Estimation de $v_{A\varphi}$ dans la couche externe.
  $\hat{v}_{A\varphi,Z} \leftarrow B_\varphi^{k,j\pm2,i}/\sqrt{4\pi\rho^{k,j\pm2,i}}$ ▷ + (-) si au-dessus (en dessous) de l'équateur
  if $|\hat{v}_{A\varphi,R}| > v_{A,BC}$ or $|\hat{v}_{A\varphi,Z}| > v_{A,BC}$ **then** ▷ Si $v_{A\varphi}$ dépasse un seuil $v_{A,BC}$
    $\delta B_{\varphi,R} \leftarrow B_\varphi^{k,j,i+1} R^{k,j,i+1}/R^{k,j,i}$
    $\delta B_{\varphi,Z} \leftarrow B_\varphi^{k,j\pm1,i}$ ▷ Idem ligne 3
    $\delta B_\varphi \leftarrow (\delta B_{\varphi,R} + \delta B_{\varphi,Z})/2$
    $B_\varphi^{k,j,i} \leftarrow \delta B_\varphi$
  else
    $B_\varphi^{k,j,i} = 0.0$

Il faut dans cette condition distinguer les régions de champ ouvert et fermé. En effet, en appliquant cette condition au niveau des boucles fermées, une composante indésirable B_φ est généré artificiellement (probablement à cause de l'implémentation de la condition, relativement imprécise). Ainsi, puisque le champ toroïdal doit être nul dans les boucles fermées en co-rotation, cette condition limite n'est activée que si B_φ dans les couches supérieures est au-dessus d'un seuil $v_{A,BC}$, qui augmente avec l'intensité du champ magnétique et le taux de rotation. Ce test peut être modifié en utilisant directement une estimation de $\Omega_{\rm eff}$ dans la couche externe (il faut alors laisser le temps aux zones mortes de se développer), et appliquer la condition au-dessus d'un certain seuil. C'est ce qui a été implémenté pour les cas 3D du chapitre 5.

Une fois appliquée dans les simulations, cette condition permet la conservation de $\Omega_{\rm eff}$ et son maintient au taux de rotation de l'étoile. La figure 3.17 montre la conservation de cette quantité en fonction des valeurs du potentiel ψ de $\mathbf{B}$. Chaque valeur de ψ est donc associée à une ligne de champ, et l'aspect linéique de la figure 3.17 montre que cette quantité est plutôt bien conservée dans tout le domaine (voir des figure similaires pour les autres topologies dans l'appendice de l'article en 3.6). Si les lignes de champ sont fixées à la surface de l'étoile, la relation $\Omega_{\rm eff} = \Omega_\star$ doit être vérifiée[6]. On voit que cette condition n'est respectée dans les régions ouvertes que si notre condition est appliquée. Par ailleurs, les fortes variations de $\Omega_{\rm eff}$, pour $\psi = 0$ dans le cas du dipôle, sont dues aux nappes de courant qui apparaissent à l'interface des polarités opposées du champ au-delà des boucles fermées. Dans ces régions limites, les conditions de la MHD idéale ne s'applique plus, et donc la condition n'est pas vérifiée, quelle que soit les conditions limites. D'une manière générale, sans cette condition, la perte de moment cinétique et donc le rayon d'Alfvén effectif sont moindres. L'accord avec notre formulation de freinage est plus mauvais, mais surtout le rayon d'Alfvén effectif ne correspond plus à la surface d'Alfvén réelle observée dans les simulations. Des exemples quantitatifs sont présentés dans le chapitre 5.

3.6 Article publié : ApJ, 798 :116

6. On peut mettre en question cette hypothèse, surtout si l'on extrapole le champ observé dans la photosphère au champ qui règne à la base de la couronne.

The Astrophysical Journal, 798:116 (15pp), 2015 January 10 doi:10.1088/0004-637X/798/2/116
© 2015. The American Astronomical Society. All rights reserved.

THE EFFECT OF MAGNETIC TOPOLOGY ON THERMALLY DRIVEN WIND: TOWARD A GENERAL FORMULATION OF THE BRAKING LAW

Victor Réville[1], Allan Sacha Brun[1], Sean P. Matt[2], Antoine Strugarek[1,3], and Rui F. Pinto[1,4]
[1] Laboratoire AIM, DSM/IRFU/SAp, CEA Saclay, F-91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France; victor.reville@cea.fr, sacha.brun@cea.fr
[2] Department of Physics and Astronomy, University of Exeter, Stocker Road, Exeter EX4 4SB, UK; s.matt@exeter.ac.uk
[3] Département de physique, Université de Montréal, C.P. 6128 Succ. Centre-Ville, Montréal, QC H3C-3J7, Canada; strugarek@astro.umontreal.ca
[4] LESIA, Observatoire de Paris-Meudon, 5 place Jules Janssen, F-92195 MEUDON Cedex, France; rui.pinto@obspm.fr
Received 2014 August 11; accepted 2014 October 29; published 2015 January 7

ABSTRACT

Stellar wind is thought to be the main process responsible for the spin down of main-sequence stars. The extraction of angular momentum by a magnetized wind has been studied for decades, leading to several formulations for the resulting torque. However, previous studies generally consider simple dipole or split monopole stellar magnetic topologies. Here we consider, in addition to a dipolar stellar magnetic field, both quadrupolar and octupolar configurations, while also varying the rotation rate and the magnetic field strength. Sixty simulations made with a 2.5D cylindrical and axisymmetric set-up, and computed with the PLUTO code, were used to find torque formulations for each topology. We further succeed to give a unique law that fits the data for every topology by formulating the torque in terms of the amount of open magnetic flux in the wind. We also show that our formulation can be applied to even more realistic magnetic topologies, with examples of the Sun in its minimum and maximum phases as observed at the Wilcox Solar Observatory, and of a young K-star (TYC-0486-4943-1) whose topology has been obtained by Zeeman–Doppler Imaging.

Key words: magnetohydrodynamics (MHD) – stars: low-mass – stars: magnetic field – stars: rotation – stars: winds, outflows

1. INTRODUCTION

The evolution of the angular momentum of a solar-like star is the result of interactions with its environment: a disk when it is an accreting young star or its expanding atmosphere—the stellar wind—during the main sequence (MS). Despite a broad distribution of rotation rates in very young star clusters (Irwin & Bouvier 2009), MS stars spin down and are observed to approximately follow the empirical Skumanich's law: $\Omega(t) \propto t^{-1/2}$ (Skumanich 1972). This law has been deduced from observations of the Pleiades, Ursa Major, and the Hyades. Since then, observations of low-mass stars' open clusters have confirmed this trend. The braking is the consequence of the magnetized wind that carries angular momentum away from the star (Schatzman 1959, 1962), and close planets could play a role as well (Strugarek et al. 2014b). Also, the magnetic activity of the star is stronger with higher rotation rate (Noyes et al. 1984; Brandenburg & Saar 2000; Brun et al. 2004; Garcia et al. 2014) so that more rapidly rotating stars brake more than slower ones. Thus, this convergence can be understood, and models have been developed (Reiners & Mohanty 2012; Gallet & Bouvier 2013; Brown 2014) with the goal of being able to infer age from the stellar rotation period (gyrochronology, see Barnes 2003) or magnetic activity (magnetochronology, see Vidotto et al. 2014a).

For sun-like stars, the wind accelerates mostly due to the pressure gradient (Parker 1958) (for a more precise description, see Cranmer et al. 2007). In the case of rapid rotators, both magnetic pressure and centrifugal force add to acceleration (Weber & Davis 1967). The wind reaches the Alfvén speed at the Alfvén surface. Weber & Davis (1967) demonstrated that for a one-dimensional magnetized wind, the loss of angular momentum is proportional to the Alfvén radius squared, which acts as a lever arm. Hence, models that have been proposed to explain rotation rate evolution need to tie the Alfvén radius to the parameters of the problem. Kawaler (1988), following the formulation of Mestel (1984), introduced a power-law dependence of the Alfvén radius on the strength of the magnetic field over the mass-loss rate. This power-law formulation has been investigated further by Matt & Pudritz (2008) and Matt et al. (2012) who included the influence of the rotation rate.

In those torque formulations, the mass-loss rate is assumed to be known, and analytical techniques have been proposed to compute it from stellar parameters (Cranmer & Saar 2011), but it can also be observed (Wood 2004). Indeed, the wind is eventually stopped by the interstellar medium pressure and becomes subsonic again at the termination shock. Beyond this point, a contact surface between the stellar wind and the interstellar plasma, the astropause, contains heated hydrogen that produces H I Lyman-α absorption, which is detectable in the UV. Those data can be used to infer the mass-loss rate of sun-like stars (Wood et al. 2002) and thus braking models can be constrained by observations and provide a solid base for gyrochronology.

However, to date, studies have mainly considered simple magnetic topologies such as split monopoles (Weber & Davis 1967; Kawaler 1988) and dipoles (Mestel 1968; Washimi & Shibata 1993; Matt & Pudritz 2008; Matt et al. 2012; Cohen & Drake 2014). The real topology of the stellar magnetic field can be much more complex. For instance, during the 22 year solar cycle, the sun oscillates between dipolar and quadrupolar dominant topology (DeRosa et al. 2012). It is now generally agreed that magnetic activity in solar-like stars owes its origin to a nonlinear dynamo process operating in and at the base of the stars' convective envelopes (Moffatt 1978; Brun et al. 2004, 2013; Charbonneau 2010). High performance numerical simulations are now able to reproduce key characteristics of stellar magnetic activity, such as global scale organization of the magnetic field, regular cycles, and flux concentration and emergence (Ghizaru et al. 2010; Brown et al. 2011; Racine et al.

2011; Nelson et al. 2013; Käpylä et al. 2013; Beaudoin et al. 2013). These simulations inform us on the organization of the large-scale magnetic topology in solar-like stars and hence on its impact on their coronal field.

The large-scale coronal magnetic fields influence the wind driving and may be responsible for the changes in velocities and the mass-loss rate over the solar cycle (Pinto et al. 2011). Thus, models are needed to quantify this effect on the wind driving and the associated extraction of angular momentum. Three-dimensional simulations of stellar winds evaluating the mass and angular momentum loss rates have already been made, for instance in the work of Cohen & Drake (2014), who used the BATS-R-US code with a dipolar topology and an axisymmetric set-up. Vidotto et al. (2014b) introduced realistic topologies of six M-dwarfs, where they provide physical based relations between output and parameters of the simulations. However, for the sample of stars, they used a wide range of stellar parameters whose influence could not be clearly isolated. We chose to work in 2.5D, which means that we have two spatial dimensions, assumed axisymmetry, and vectors have all three components, to be able to perform more than 60 wind simulations in a systematic parametric study. We derive braking laws from our simulation results, which accurately include the influence of magnetic topologies that are more complex than a dipole, in order to improve rotation evolution models.

In our study, we focused on thermally driven winds that are thought to exist in every cool star with an outer convective envelope (corresponding to spectral types from M to F, i.e., 0.1–1.4 $M_\odot$). We chose to run simulations with a set of 20 initial parameters used in Matt et al. (2012) with different topologies. The first three axisymmetric components that can be extracted from a realistic geometry, the dipole, the quadrupole, and the octupole, were used for each case. Over this parametric study, we have been able to find three braking laws, one for each topology. The range for the parameters cover four orders of magnitude for the rotation rate and two for the magnetic field strength. To go further, we propose here a topology-independent formulation for the braking law using the open magnetic flux. It has been preferred to other quantities that appear in the literature, such as the filling factor (Cranmer & Saar 2011) because it seems to be the simplest—and yet understandable—way to get a topology-independent braking law for all of our cases. Moreover we demonstrated that this formulation can be applied for realistic magnetic topology, we show here the example of a young sun whose magnetic field is obtained through Zeeman–Doppler Imaging (ZDI) maps and of the Sun at its minimum and maximum of cycle 22 using Wilcox magnetograms.

We introduce the formulation we use for the stellar wind braking in Section 2, with a more detailed derivation in Appendix A. Our numerical methods are detailed in Section 3, while in Section 4 we give the results of our parameter study. Section 5 introduce our topology-independent formulation and makes a comparison between the different braking laws. We show then that magnetic torques of realistic topologies can be predicted by our formulation in Section 6. Finally, we discuss several points raised by our study in Section 7 and then come to a conclusion and perspectives for further work. Appendices B and C are dedicated to numerical details of the simulations and to our exhaustive results.

2. MODELS FOR STELLAR WIND BRAKING

The idea of a non-hydrostatic expanding stellar atmosphere appeared with Parker (1958), where an accelerated outflow was used to explain the observed pressure ratio of the order of 10^{14} between the base of the corona and the interstellar medium. Schatzman (1962), Parker (1963), Weber & Davis (1967) and Mestel (1968) then introduced the effect of both magnetic field and rotation, thus creating the magnetic rotator theory, which is now the standard MHD theory for stellar winds. It combines the driving of the wind due to the pressure gradient and the magnetocentrifugal effect. In ideal MHD, in which the plasma is "frozen-in" with the magnetic field, the outflow is directed along the magnetic field lines. Thus, the plasma is rotating with the magnetic field of the star and is subject to a centrifugal force, which contributes to the acceleration. Rotation also creates a toroidal magnetic field component (B_ϕ) whose gradient also adds to acceleration through the Lorentz force. Weber & Davis (1967) used a simple one-dimensional model (at the equator) to quantify the angular momentum carried by the plasma and demonstrated that

$$l \equiv \Omega_* R_A^2, \tag{1}$$

where l is the specific (per unit mass) angular momentum of the gas, Ω_* is the rotation rate of the star, and R_A the Alfvén is the radius, i.e., the radius at which the velocity field reaches the Alfvén speed is

$$v_A \equiv \frac{B_p}{\sqrt{4\pi\rho}}, \tag{2}$$

where B_p is the poloidal component of the magnetic field in this model. The loss rate of angular momentum by the star is expressed in a steady state as the product of the mass-loss rate and the specific angular momentum carried by the outflow, which gives the following expression for the torque exerted on the star,

$$\tau_w = \dot{M}_w \Omega_* R_A^2, \tag{3}$$

where $\dot{M}_w$ is the integrated mass-loss rate.

In order to find a formulation for a realistic multi-dimensional outflow, we define an average value for the Alfvén radius (which is the cylindrical radius, the distance from the rotation axis) such that Equation (3) is always true:

$$\langle R_A \rangle = \sqrt{\frac{\tau_w}{\dot{M}_w \Omega_*}}. \tag{4}$$

$\dot{M}_w$ and τ_w are computed from our simulations once they have reached a steady state. We use in this work the formulation introduced in Matt et al. (2012; see Appendix A for a complete derivation of this formulation):

$$\frac{\langle R_A \rangle}{R_*} = K_1 \left[\frac{\Upsilon}{(1 + f^2/K_2^2)^{1/2}} \right]^m, \tag{5}$$

where

$$\Upsilon \equiv \frac{B_*^2 R_*^2}{\dot{M}_w v_{\rm esc}} \tag{6}$$

is the magnetization parameter introduced in Matt & Pudritz (2008). A similar parameter has been introduced before in ud-Doula & Owocki (2002), where the terminal velocity v_∞ was used instead of the escape velocity $v_{\rm esc} \equiv \sqrt{(2GM_*)/R_*}$. Both characterize the magnetization of the wind, which is the ratio of the magnetic field energy and the kinetic energy of the wind.

f is the fraction of the break-up rate, i.e., the ratio between the rotation rate at the equator of the star (in our simulations, the star has a solid body rotation) and the keplerian speed that is defined by

$$f \equiv \Omega_* R_*^{3/2} (GM_*)^{-1/2}. \tag{7}$$

3. NUMERICAL SETUP

In this work, we use the compressible magnetohydrodynamic (MHD) code PLUTO (Mignone et al. 2007). All simulations are performed in 2.5D (two spatial dimensions, three vector components), assuming axisymmetry and using cylindrical coordinates (hereafter (R, ϕ, Z)). Since PLUTO is a multi-physics, multi-solver code, we chose a finite-volume method using an approximate Riemann Solver, here the HLL solver (Einfeldt 1988). PLUTO uses a reconstruct–solve–average approach using a set of primitive variables $(\rho, \mathbf{v}, p, \mathbf{B})$ to solve the Riemann problem corresponding to the following conservative ideal MHD equations (expressed here with the set of conservative variables $(\rho, \mathbf{m}, E, \mathbf{B})$):

$$\frac{\partial}{\partial t}\rho + \nabla \cdot \rho\mathbf{v} = 0 \tag{8}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\mathbf{m} + \nabla \cdot (\mathbf{m}\mathbf{v} - \mathbf{B}\mathbf{B} + \mathbf{I}p) = \rho\mathbf{a} \tag{9}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}E + \nabla \cdot ((E + p)\mathbf{v} - \mathbf{B}(\mathbf{v} \cdot \mathbf{B})) = \mathbf{m} \cdot \mathbf{a} \tag{10}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\mathbf{B} + \nabla \cdot (\mathbf{v}\mathbf{B} - \mathbf{B}\mathbf{v}) = 0, \tag{11}$$

where ρ is the density, p and $\mathbf{v}$ are the pressure and the velocity field, $\mathbf{m} = \rho\mathbf{v}$ is the momentum density, $E = \rho\epsilon + \mathbf{m}^2/(2\rho) + \mathbf{B}^2/2$ is the energy density using the ideal equation of state: $\rho\epsilon = p/(\gamma - 1)$ (γ being the adiabatic exponent, and ϵ the internal energy per mass), $\mathbf{B}$ is the magnetic field, and $\mathbf{a}$ is a source term (gravitational acceleration in our case).

Our domain is $[R, Z] \in [0, 100R_*] \times [-100R_*, 100R_*]$ with 768×1536 grid points. We use a mixed grid (uniform+stretched) so that 256×512 grid points uniformly mesh the domain $[0, 2.5R_*] \times [-2.5R_*, 2.5R_*]$, which surrounds the star. The grid spacing then grows geometrically with the distance to the star.

The stellar wind solutions are obtained by setting boundary conditions at the border and inside the computational domain. Those boundary conditions are described in Appendix B and summed-up in Figure 10. PLUTO solves normalized equations. Three normalization values set all the others: length, speed, and density. Thus, in our set-up, the radius of the star is $R_*/R_0 = 1$, the density and the keplerian speed at the surface of the star are $\rho_*/\rho_0 = 1$ and $v_{\rm kep}/V_0 = \sqrt{GM_*/R_*}/V_0 = 1$. By choosing the physical values of those normalizations, for example $R_0 = 6.96 \times 10^{10}$ cm (the radius of the Sun) one can deduce all of the other values output by the code. The magnetic field normalization is, for instance, given by $B_0 = \sqrt{4\pi\rho_0}V_0$. Our simulations are then controlled with five parameters: γ the adiabatic exponent (ratio of specific heats), the initial magnetic field topology, which can be a dipole, a quadrupole, or an octupole, and three speeds normalized by the escape speed, taken at the equator and at the surface of the star: $v_{\rm rot}/v_{\rm esc}$ the rotation speed, $v_A/v_{\rm esc}$ the surface Alfvén speed at the equator (directly related to the strength of the magnetic field), and $c_s/v_{\rm esc}$ the speed of sound (giving the pressure over density ratio since $c_s = \sqrt{\gamma p/\rho}$).

We then let the code evolve the set of Equations (8)–(11) until it reaches a steady-state solution. We check the quality of this steady state with various criteria. For instance, by looking at the mass flux versus time, one can be sure that a constant value is reached. Another method first introduced in Keppens & Goedbloed (1999) is to look at several quantities that should be conserved along the field lines in ideal MHD. We used this technique with several quantities, especially the effective rotation rate. More details are given in Appendix B.

Table 1
Table of Parameters and Computed Alfvén Radii

Case	$v_A/v_{\rm esc}$	f	$\langle R_A\rangle$ Dip.	$\langle R_A\rangle$ Quad.	$\langle R_A\rangle$ Oct.
1	0.0753	9.95e−5	6.3	3.6	3.0
2	0.301	9.95e−5	12.5	5.3	4.0
3	1.51	9.95e−5	32.3	9.3	5.9
3+	2.00	9.95e−5	36.4	9.9	6.3
5	0.0753	9.95e−4	6.3	3.6	3.0
6	0.301	9.95e−4	12.5	5.3	4.0
7	1.51	9.95e−4	32.3	9.3	5.9
8	0.0753	3.93e−3	6.3	3.6	3.0
10	0.301	3.93e−3	12.6	5.3	4.0
13	1.51	3.93e−3	32.3	9.3	5.9
23	0.0753	4.03e−2	5.9	3.5	3.1
24	0.301	4.03e−2	11.7	5.2	4.1
25	1.51	4.03e−2	30.3	9.2	5.8
31	0.301	5.94e−2	10.6	4.9	4.0
37	0.301	9.86e−2	8.7	4.4	3.6
45	0.301	1.97e−1	5.5	3.4	2.9
47	1.51	1.97e−1	13.4	5.7	4.4
48	0.753	4.03e−1	4.9	3.1	2.6
49	1.51	4.03e−1	7.1	3.7	3.2
50	3.01	4.03e−1	11.4	5.0	4.3

Notes. Parameters of our 60 simulations (20 for each topology) with $\gamma = 1.05$ and $c_s/v_{\rm esc} = 0.222$ in Columns 2 and 3. The number the cases refer to Matt et al. (2012). The resulting average Alfvén radii are given in the last three columns. They decrease with higher order topology, and with rotation starting at $f = 0.04$ (cases 23, 24, 25).

Our purpose here is to investigate the effect of the magnetic topology on the magnetic braking of sun-like stars. We use for this the same method as the one developed in Matt & Balick (2004), Matt & Pudritz (2008), and Matt et al. (2012), i.e., 2.5D axisymmetric ideal MHD simulations. However, a different code is used to compute the wind solutions: PLUTO (Mignone et al. 2007). We kept fixed γ and $c_s/v_{\rm esc}$, at the fiducial values for sun-like stars (Matt et al. 2012; Washimi & Shibata 1993). The parameter $c_s/v_{\rm esc} = 0.222$ corresponds to a $\sim 10^6$ K hot corona for solar parameters and $\gamma = 1.05$. This choice of γ is dictated by the need to maintain an almost constant temperature as the wind expands, which is observed in the solar wind. Hence, choosing $\gamma \neq 5/3$ is a simplified way of taking into account heating that is not modeled here. For combined values of $v_A/v_{\rm esc}$ and f we chose 20 cases from Matt et al. (2012). For each of these cases we run three different magnetic topologies for the star. The value of the parameters are summed-up in Table 1. For a solar mass and radius, the values for the rotation period range from 1167 days till 0.3 days approximately (from 10^{-4} to 0.4 in terms of break-up ratio), while the strength of the magnetic field at the equator (controlled by $v_A/v_{\rm esc}$) goes from 0.9 to 35 G for a base coronal density of 2.9×10^{-15} g cm^{-3}. However, changing normalizations naturally changes the physical parameter range (see Section 7).

Figure 1 shows these three topologies in the initial state (dashed field lines) and once a steady-state has been reached (continuous field lines). We now discuss the results of our 60 simulations.

4. PARAMETRIC DEPENDENCE OF THE MAGNETIC TORQUE

Magnetic field topology has a strong influence on the outflow. Figure 1 illustrates how the thermal and dynamical pressure of

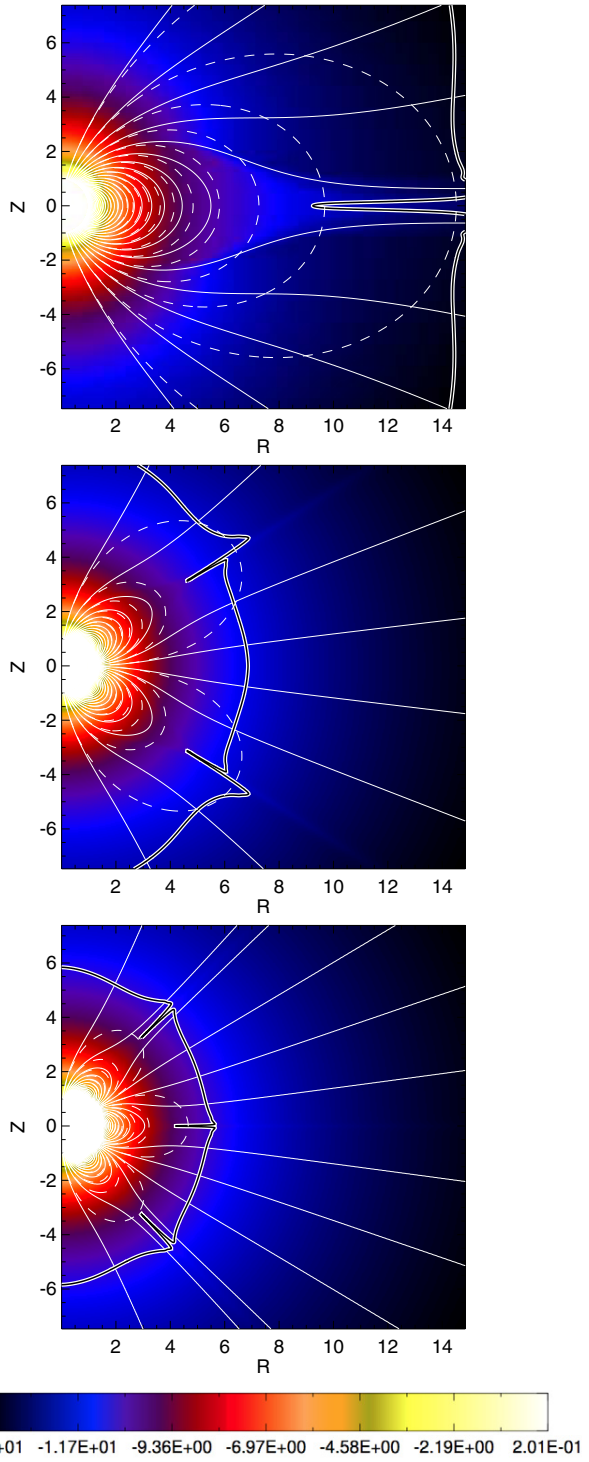


Figure 1. Magnetic field lines of initial topologies (dashed lines) and final state (continuous lines) for case 2 and the three topologies. The color background is the logarithm of the density normalized to the surface density. The Alfvén surface is shown as the thick black and white line.

the wind opens the magnetic field lines. In steady state, magnetic loops remain centered on latitudes where the (spherical) radial magnetic field is zero, thus forming dead zones where the plasma co-rotates with the star. The shape and size of those dead zones depends on the magnetic field strength and the rotation rate, while their number is controlled by the magnetic topology. Generally speaking, we can extract trends for each independent parameter variation.

4.1. Effect of Magnetic Field Strength

The magnetic field strength has quite a straightforward influence on the average Alfvén radius: a more intense magnetic field results in a larger torque (see Table 1). This is because the Alfvén speed is higher, and thus it takes longer for the wind to accelerate and reach the Alfvén surface. The magnetic field strength also has a weak influence on the mass-loss rate (compared to the rotation rate, see Section 7). The latter decrease with stronger magnetic fields since magnetic forces are able to confine more plasma in the dead zones. However, the Alfvén radius does not grow linearly with the magnetic field strength. For instance, between cases 2 and 3, the magnetic field strength is multiplied by 5, whereas the average Alfvén radius is multiplied by 2.6 (see Table 1).

Matt & Pudritz (2008) precisely described this effect, and for weakly rotating cases, we are able to fit the average Alfvén radius with the same formulation (Equation (A5)). More details on the fit will be given in Section 4.2.

4.2. Magnetocentrifugal Regime and Force Budget (Effect of Rotation)

In Figure 2, several solutions illustrate the influence of rotation and topology on the wind. For the three different topologies, the rotation rate is increased while the magnetic field strength is held fixed (the top panel is case 2, the bottom panel is case 31). We plot the surfaces corresponding to each mode of ideal MHD along with the sonic surface. Fast and slow magnetosonic surfaces are often merged with the sonic and Alfvén surfaces, and switch when those two cross so that the fast magnetosonic surface is always further from the star than the slow one. The poloidal speed (in color background) is strongly affected by the change in rotation rate in the bottom panels.

However, the influence of the rotation rate appears through two different phenomena depending on latitude. The most relevant aspect for angular momentum loss is that the Alfvén surface comes closer to the star at low and mid latitudes with a higher rotation rate (see Figure 2 and Table 1). This is a simple consequence of the magnetocentrifugal effect described by Weber & Davis (1967), Sakurai (1985), and Washimi & Shibata (1993). The magnetized wind is rotating with the star and is thus accelerated by a centrifugal effect. A magnetic pressure gradient is also responsible for an additional acceleration. All forces projected along a magnetic field line can be expressed as follows (Ustyugova et al. 1999):

$$f_p = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial s} \tag{12}$$

$$f_g = -\frac{\partial \Phi}{\partial s} \tag{13}$$

$$f_m = -\frac{1}{8\pi\rho R^2}\frac{\partial (RB_\phi)^2}{\partial s} \tag{14}$$

$$f_c = -\frac{v_\phi^2}{R}\quad \hat{\mathbf{s}}\cdot\hat{\mathbf{R}}, \tag{15}$$

where the subscripts p, g, m, and c refer, respectively, to the pressure gradient and the gravitational, magnetic, and centrifugal forces, while s is the curvi-linear abscissa directed

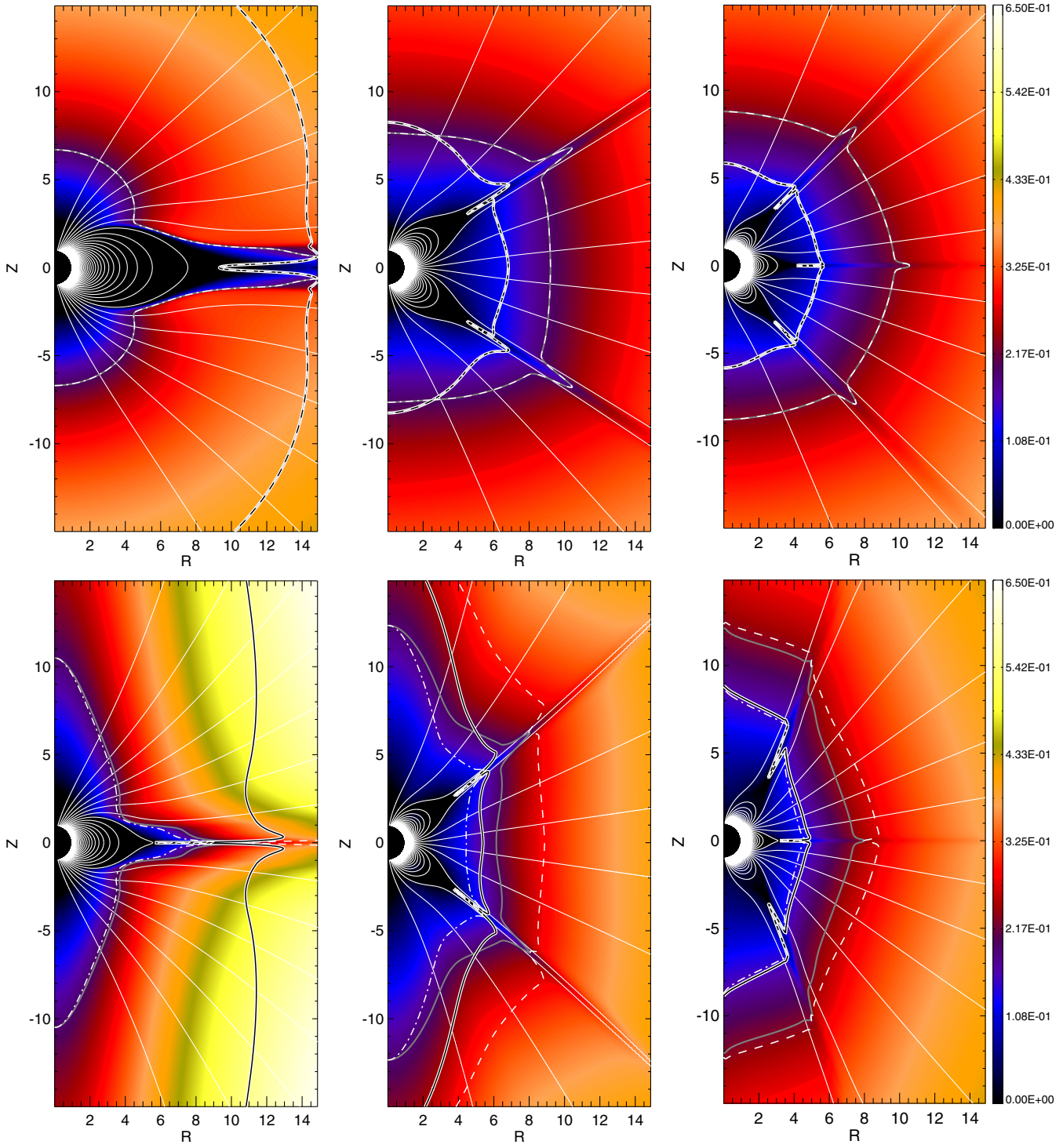


Figure 2. Steady-state solutions for a wind with dipolar, quadrupolar, and octupolar magnetic fields from left to right and for two different rotation rates: case 2 ($f = 9.95 \times 10^{-5}$) on top and 31 ($f = 5.94 \times 10^{-2}$) below. The simulations are initialized with the same coronal temperature and the same magnetic field strength. The thick white line with a black core is the Alfvén surface and the thick gray line is the sonic surface. The slow and the fast magneto-sonic surfaces, respectively, are the dot–dashed and dashed lines. When rotation increases, the Alfvén surface gets closer to the star at the equator and further at the pole. For higher order multipoles the Alfvén radius is also generally closer to the star. The poloidal speed normalized to the keplerian speed (437 km/s for the Sun) is represented by the color background with the same scale on all the panels.

along the field line and Φ the gravitational potential. Vectors with a hat are unit vectors. The force budget in slow and fast rotators is given in Figure 3. One can see that at high rotation (20% of the break-up speed) the magnetic and centrifugal forces become comparable to or even higher than the pressure gradient. A toroidal component of the magnetic field is created, which contributes to the driving (Equation (14)). This additional acceleration can double the poloidal speed around the equatorial streamer (for the highest values of f, see Figure 2) and thus allow the outflow to reach the Alfvén speed much closer to

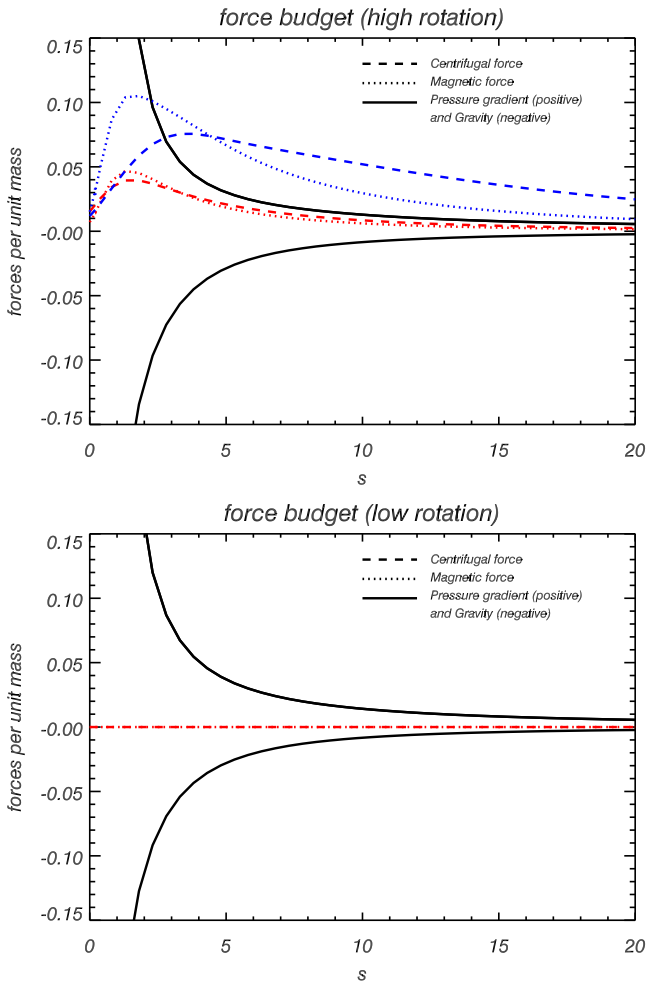


Figure 3. On the two panels are the force budget along a field line for the dipolar cases 2, 45, and 47. The pressure gradient and gravity only remain close between the different cases, while the magnetic and centrifugal forces go from negligible (top panel for case 2) to comparable (colored lines for case 45 (red) and 47 (blue) in the bottom panel) to the pressure gradient. The field lines have their seeds at 75°, 55°, 60° of latitude for cases 2, 45, and 47, respectively, so that they remain approximately radial. With higher magnetic field strength, the amplitudes of the centrifugal and magnetic forces increase. s is the curvi-linear abscissa, expressed in stellar radii, that starts at the surface of the star.

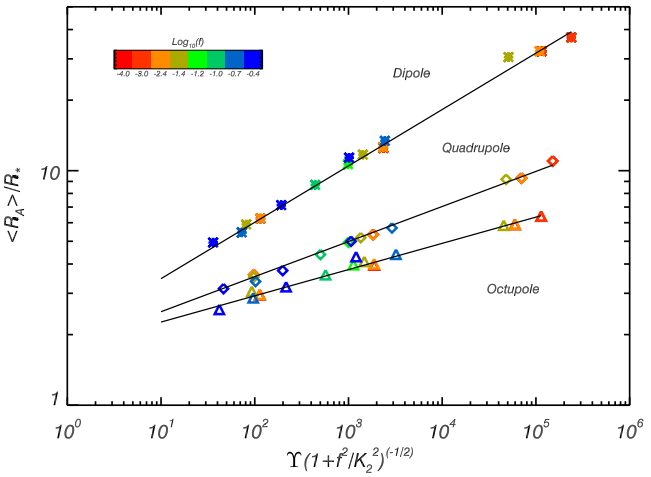


Figure 4. Three fits made for each topology (parameters are in Table 2). The crosses are for the dipole, the diamonds for the quadrupole, and the triangles for the octupole. Colors go from red to blue when rotating faster. With the growing complexity of the magnetic field, the braking efficiency decreases as shown by the values of the fits.

the star. The transition between those two regimes (thermal and magnetocentrifugal winds) occurs around $f \approx 10^{-2}$ when magnetic and centrifugal forces reach a few percent of the pressure gradient.

Also, rotation extends the Alfvén surface at high latitudes. Rotation twists the magnetic field lines, through the creation of a toroidal component of the magnetic field. Near the poles, the associated B_ϕ gradient is directed toward the rotation axis (Ustyugova et al. 1999). The magnetic field lines, being frozen-in the plasma, are bent as well and this collimation increases the poloidal field relative to the non-collimated case. Indeed, rotation tends to decrease the width of a given flux tube near the poles and thus flux conservation imposes a poloidal field increase. The Alfvén surface then goes further away at high latitudes while poloidal speed is much less influenced by the centrifugal acceleration. In our simulations, the Alfvén surface can be pushed further away by 250% near the axis. For instance, in dipolar case 31 the Alfvén surface is reached around 70 R_* on the axis whereas in dipolar case 2, it is reached around 20 R_* (the window of Figure 2 is too small to see those effects). However, this effect does not seem to have a strong influence on the average global value $\langle R_A \rangle$ since angular momentum flux is relatively weak near the rotation axis (see Table 1).

In our parameter study (see Table 1), the effect of rotation on the average Alfvén radius starts to be noticeable with cases 23, 24, and 25 with a break-up ratio $f = 0.04$ for all topologies. There, magnetic and centrifugal forces reach a few percent of the pressure gradient. Up to $f \approx 0.1$, this effect is still weak and the simple power law (Equation A5) provides a good fit. Beyond this value ($f > 0.1$), the decrease of the Alfvén radius becomes stronger, justifying a three parameter regression, as in Matt et al. (2012). Formulation 5 accurately describes our results and Figure 4 illustrates this fit made independently for the three topologies (three black lines). All of the results and outputs of our simulations are given in Table 4 while the results of the fits are in table 2.

4.3. Effect of Topology

Qualitatively, in all three topologies, we observe streamers at latitudes where magnetic forces are high enough to counterbalance the thermal and the ram pressure. Around the dead zones, the plasma is moving slower than in open field line regions (see Figure 2). The magnetic field reaches a minimum (in ideal MHD it should be zero and the Alfvén surface should touch the last closed magnetic field loop) on top of the dead zones, while on both sides of this minimum the Alfvén surface is slightly extended due to the slow wind. At those latitudes, beyond dead zones, thin current sheets are created, one for the dipole, two for the quadrupole, and three for the octupole.

Interestingly, the value of Υ is usually comparable (same order of magnitude) for the three topologies. Colored points of Figure 4 are almost vertically aligned, which means that the mass-loss rate does depend weakly on the magnetic topology (see Equation (6)). However, a trend for the effect of topology on the mass loss can be detected with the strongest magnetic fields (see Table 4), where lower-order topologies have higher Υ (see Appendix C).

The key point of our parameter study is that with an increasing complexity of the topology (higher-order multipole), the

Table 2
Fit Parameters for the Three Topologies

Topology	K_1	K_2	m	$m_{\rm th}(q=0.7)$	$m_{\rm th}(q=-1/2)$
Dipole ($l=1$)	2.0 ± 0.1	0.2 ± 0.1	0.235 ± 0.007	0.21	0.29
Quadrupole ($l=2$)	1.7 ± 0.3	0.2 ± 0.1	0.15 ± 0.02	0.15	0.18
Octupole ($l=3$)	1.7 ± 0.3	0.2 ± 0.1	0.11 ± 0.02	0.11	0.13
Radial/open field ($l=0$)				0.37	0.66
	K_3	K_4	m	-	-
Topology independent	1.4 ± 0.1	0.06 ± 0.01	0.31 ± 0.02		

Notes. Parameters of the fit to Equation (5) made independently for each topology. The values K_1 and m correspond to three black lines of Figure 4 for the dipolar, quadrupolar, and octupolar configurations. The parameters K_3 and K_4 for the topology independent formulation 18 (see Section 5) are given as well. The expected values for $m_{\rm th}$ through analytical models are given for different values of the parameter q for comparison with the fitted value (see Section 5.2 and Appendix A).

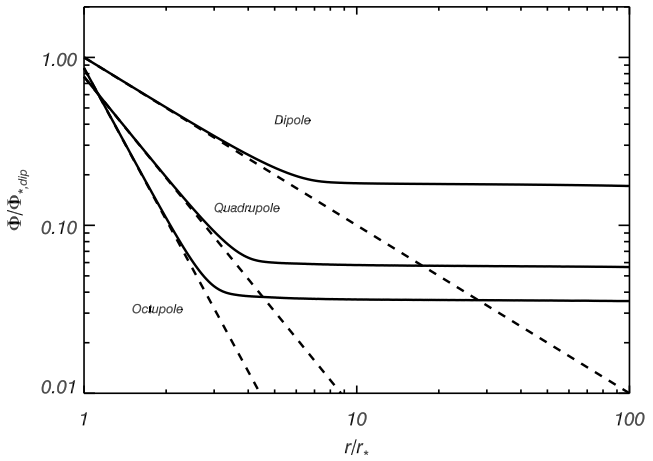


Figure 5. Magnetic flux for all three topologies in case 3. The black lines are the magnetic flux in the steady-state winds while the dashed lines are the fluxes of the initial potential field as a function of the distance from the star.

magnetic braking is less efficient for a given Alfvén speed at the base of the corona (see Figure 2 for relative positions of the Alfvén surfaces and Table 1 for the average value). Dipolar cases are always above quadrupolar cases, which are always above octupolar cases, in Figure 4 for a given Υ. The slope of the fits also decreases with a higher order of multipoles (see Table 2). This is a consequence of the faster decay with distance to the star of the magnetic field for more complex topologies. This decay is shown in Figure 5, where the absolute magnitude of the magnetic flux is integrated over concentric spheres:

$$\Phi(r) = \int_{S_r} |\boldsymbol{B}\cdot d\boldsymbol{S}|. \tag{16}$$

As shown in Figure 5, The magnetic flux shows two regimes. Close to the star, the magnetic flux decreases as $1/r^l$ where l is 1 for the dipole, 2 for the quadruple, and 3 for the octupole. In other words, the flux follows the radial dependence expected for single-mode topology. However, the wind opens the field lines and beyond some stellar radii, the field becomes completely open, and thus the flux becomes constant. This constant is the value we define as the open flux, which is numerically computed from our simulations (see Section 5). The decay of the three modes is such that even if the field lines open closer to the star in higher order multipole, the amount of magnetic flux is higher for lower order multipoles. Hence the Alfvén speed is logically reached closer for more complex topologies since the amplitude of the magnetic field is still lower.

In our 60 simulations, we chose to use the parameter $v_A/v_{\rm esc}$ to control magnetic field strength. This parameter is proportional to B_* which is the magnetic field amplitude taken at the surface of the star, on the equator. Thus, for different topologies, the magnetic surface flux varies slightly at $r/r_* = 1$ as it can be seen in Figure 5. The variation is smaller than 29% when comparing the various topologies used in our study, independently of the value of B_*.[5] Hence, a parametric study that varies the surface magnetic flux would give similar braking laws. On the other hand, the value of the open flux is a complex consequence of the dynamics of the wind, and topology has a strong influence on it (see Figure 5). We will show in the next section how the open flux can be used to derive a topology-independent braking law.

5. TOWARD A GENERAL BRAKING LAW

5.1. A Topology-independent Formulation for the Magnetic Torque

Topologies of cool stars' magnetic fields include combinations of dipolar, quadrupolar, and octupolar components as well as higher order multipoles. This configuration changes over magnetic cycles that are likely to occur in most solar-like stars (see Pinto et al. (2011) for the effect of the 11 yr cycle variability of the Sun on the wind topology). We attempt to find a topology-independent formulation in order to take into account this complexity for stellar evolution models. This section gives a single law fit for our 60 simulations and all three topologies. The key idea is to consider the dependency of the Alfvén radius on the open magnetic flux instead of the surface magnetic field strength. In all of our cases, the open flux is the constant value of the integrated magnetic flux beyond the last magnetic loops (see previous section, Figure 5).

Thus, introducing the open flux into a new parameter $\Upsilon_{\rm open}$ defined as follows:

$$\Upsilon_{\rm open} \equiv \frac{\Phi_{\rm open}^2}{R_*^2 \dot{M}_w v_{\rm esc}}; \tag{17}$$

and using a similar formulation to the previous section,

$$\frac{\langle R_A\rangle}{R_*} = K_3\left[\frac{\Upsilon_{\rm open}}{\left(1+f^2/K_4^2\right)^{1/2}}\right]^m, \tag{18}$$

we are able to fit all of our 60 simulations into one single law, as shown in Figure 6. The value for the parameters of this law are in Table 2.

[5] The flux at the surface of the star is $\phi(R_*) = \alpha\pi B_* R_*^2$ where $\alpha = 4$, $16/(3\sqrt{3}) \approx 3.1$ and $52/15 \approx 3.5$ for the dipole, the quadrupole, and the octupole, respectively.

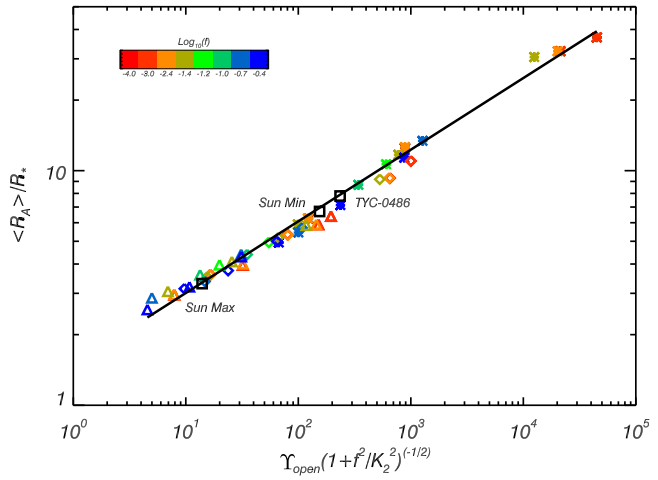


Figure 6. One law fit for the three topologies. Colors and symbols are the same as Figure 4. The influence of the rotation is captured in the x-axis variable as in Figure 4. Black squares are complex topologies (Sun Min, Sun Max, and TYC-0486-4943-1 introduced in Section 6), which demonstrates that winds with combination of magnetic multipoles follow the same braking law as those with single-mode topologies.

Over the 60 simulations, the average deviation to the fit is around 4% while six cases reach between 15% and 20%. This formulation shows how relevant the open flux in this situation is. Indeed, the mass and angular momentum losses occur through open field lines. Also, $\Upsilon_{\rm open}$ contains the relevant information about the open field line region and the size and the number of dead zones, since these determine how much open flux there is compared to the surface magnetic flux. As a consequence, the open flux and the mass-loss rate are coupled (see Vidotto et al. 2014b). Higher mass loss corresponds to higher open flux for a given B_*, that is to say rotation increases both. Thus, the effect of rotation can be seen earlier in the open flux formulation (the fitted value of K_4 is 0.06 rather than $K_2 = 0.2$ in Section 4). We show in Figure 13 (in Appendix C) how important it is to introduce a three parameter fit, taking into account the rotation rate. Comparing Figure 13 and 6, we see that the denominator $(1 + f^2/K_4^2)^{0.5}$ in formulation 18 collapses all the points on the single power law.

5.2. Comments

In our work, we have been through 20 cases of Matt et al. (2012) parameters. Comparing both works, we can see that our values for Υ are in all cases larger, sometimes by an order of magnitude. Different computed mass-loss rates are responsible for this mismatch. Our trend for higher Υ and thus a lower mass-loss rate can be understood. We implemented a somewhat different boundary condition that sets the pressure and density gradients inside the star using a polytropic (rather than isothermal) hydrodynamical wind solution (Keppens & Goedbloed 2000). This makes our simulation more stable numerically since an inherent irregularity of the speed solution at the surface of the star is removed thanks to this method. Indeed, in Matt et al. (2012), the wind is isothermal inside the star and polytropic outside, and for $\gamma = 1.05$ the speed profile is below the isothermal solution at a given radius. Even though the outside domain is ruled by a polytropic equation of state in both works, the isothermal boundary condition seems to maintain the steady-state solution with a higher $\dot{M}_w$ than the fully polytropic simulation.

In the end, our parameter study gave us three topology associated braking laws, using the same formulation as Matt et al. (2012), but with different coefficients and a topology independent formulation. For the dipolar cases, comparing our results to Matt et al. (2012), it is interesting to note that despite very different values of Υ, the exponents m for the dipolar case, which are 0.235 in our case and 0.22 in Matt et al. (2012), are almost statistically indistinguishable. This shows that even if the prediction of $\dot{M}_w$ is highly sensitive to numerical and thermodynamical properties of the simulations, Υ is the relevant control parameter for stellar wind braking.

Interestingly, the values of K_1 and K_2 do not vary much with the topology. The value of K_1 is somewhat constrained by a similar behavior of the Alfvén surface when $\Upsilon \sim 1$, i.e., for very weak magnetic fields. The coefficient K_2 is logically similar since the same acceleration process occurs in the open field lines with the three topologies. However, the topology has a strong influence on the braking through the m coefficient and, to account for the complex magnetic field of solar-like stars in a single equation, the new formulation that we propose is needed.

Our dipolar value for K_1 is a bit smaller than the one obtained in Matt et al. (2012). We think that this value is very sensitive to our change of boundary conditions. It is the most likely to change with the thermal driving, i.e., the value of γ and $c_s/v_{\rm esc}$ that remained fixed in our parameter study (see Matt & Pudritz 2008 for some cases with different $c_s/v_{\rm esc}$ and γ, and Section 7.1).

For the three topologies, our value for the K_2 constant is larger ($\sim$0.2 rather than 0.07) from the one found in Matt et al. (2012). However, as we see in Table 1, rotation starts to influence the average Alfvén radius around $f = 0.04$, but the errors are significant in those parameters and we have less coverage of the rotation rate than in Matt et al. (2012). The difference might also be due to the slight changes of boundary conditions in comparison with this work.

The parameter K_4 that appears in the open flux formulation seems to be the most relevant to consider the influence of the rotation rate. The value of 0.06 is coherent with our forces analysis. It is also very close to the one obtained in Matt et al. (2012; $K_2 = 0.0716$), and in Washimi & Shibata (1993) where it is also found that above $f = 0.079$ the centrifugal effect begins to be prominent.

For the exponent m of the power law, analytical calculations give $m_{\rm th} = 1/(2l+2+q)$, where $1/r^{l+2}$ is the radial dependency of the magnetic field and q is the exponent of the power law that describe the Alfvén velocity dependency on the Alfvén radius (see Appendix A). Kawaler (1988) and Reiners & Mohanty (2012) used a value of $-1/2$ in their studies. This value should be positive since the wind speed matches the Alfvén speed at the Alfvén radius and that our winds accelerate with distance to the star. In order to propose a value for q, we computed an average value of the Alfvén speed along the Alfvén surface, for slowly rotating cases($f \leqslant 10^{-2}$), since the rotational influence is already included through the parameters K_2 and K_4. We also focused our sample on the range where most of our Alfvén radii are, namely $R_A/R_* \in [2, 13]$, which represents 26 out of our 60 simulations. Then, as shown in Figure 7, the variation of the Alfvén speed (or wind speed) with the Alfvén radius can be approximated with the following equation:

$$v(R_A) = v_{\rm esc}(a(R_A/R_*)^q + b), \tag{19}$$

with $q = 0.7$, $a = 0.063$ and $b = -0.084$.

The offset is due to the fact that the wind starts to accelerate at the surface of the star, i.e., at $R/R_* = 1$. Indeed, when magnetic

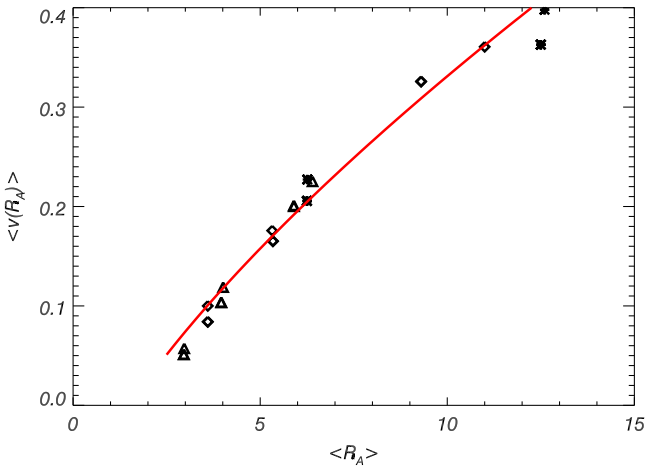


Figure 7. Scatter plot of the average Alfvén speed on the Alfvén surface as a function of the average Alfvén radius (corresponding to Equation (A3)) for 26 slow rotating cases. The red line is a fit of a power-law growth with an exponent $q = 0.7$ and a slight offset.

field tends toward zero, the Alfvén surface is located just outside the surface where the wind speed starts to increase. Interestingly, the value of $m_{\rm th}$ for the quadrupolar and the octupolar topologies (see Table 2) are very close to the fitted value obtained with our simulations. Moreover, in the case of a purely radial field (or a split monopole), we find that the value of $m_{\rm th}$ is close to the value obtained with our topology independent formulation using the open flux, i.e., the part of the flux created by the open/radial field lines. However, even if the value $q = 0.7$ yields good fits for small Alfvén radii, it is too high to fit our Alfvén radii around $30R_*$. Indeed, as shown in Parker (1958), the speed profile behaves asymptotically as the square root of a logarithm in the hydrodynamical case and q diminishes with the distance to the star. This is why the $m_{\rm th}$ value for the dipolar cases is less satisfactory and would need a lower value of q. Nevertheless, any estimation should be positive and thus different than the one from Kawaler (1988) and Reiners & Mohanty (2012).

6. THE CASE OF REALISTIC MIXED TOPOLOGIES OF THE SUN AND YOUNG STARS

The formulation given in the previous section seems to work well on single-mode topologies. However, what happens if we mix all three components in order to make more realistic simulations? The topology of the Sun changes during its cycle, from mostly quadrupolar during activity maximum to a mostly dipolar global topology at its minimum. This topology change has been measured by DeRosa et al. (2012) with data of the Wilcox Solar Observatory and the MDI instrument on board *Solar and Heliospheric Observatory*. This work gives the coefficients of each component of the spherical harmonics decomposition of the magnetic field normal to the solar photosphere. We used the classical formalism of this decomposition (Donati et al. 2006; DeRosa et al. 2012), but using only the three axisymmetric components $l = 1, 2, 3$:

$$B_r(\theta, \phi, t) = \sum_{l=1}^{l=3} B_l^0(t) Y_l^0(\theta, \phi), \tag{20}$$

Table 3
Parameters and Results of the Realistic Topology Simulations

	Sun Min	Sun Max	TYC-0486
	Parameters		
B_1^0 (G)	−4.5	0.5	−4.5
B_2^0 (G)	0.24	2.2	−28.2
B_3^0 (G)	−4.24	0.5	−4.7
f	0.004	0.004	0.03
Period (days)	28	28	3.75
	Results		
$\Upsilon_{\rm open}$	155	14	275
R_A/R_*	6.7	3.3	7.7
$\dot{M}_w$ (10^{-14} $M_\odot {\rm yr}^{-1}$)	0.85	0.87	0.9

Notes. Input parameters are given in physical units here assuming a density normalization $\rho_0 = 2.9^{-15}$ g cm^{-3} and a magnetic field normalization $B_0 = 8.3$ G. The agreement of the results of those simulations and the topology independent formulation is shown in Figure 6.

where

$$Y_l^0(\theta, \phi) = C_l^0 P_l(\cos(\theta)), \tag{21}$$

$$C_l^0 = \sqrt{\frac{2l+1}{4\pi}}, \tag{22}$$

and P_l^m are the Legendre polynomials. We performed two simulations with the coefficients given in Table 3; the results for the Sun are given there as well. Adding those three components together creates a complex topology (see Figure 8). In the case of the Solar maximum, the topology is close to quadrupolar, while at the minimum, a strong dipole dominates.

In order to test our stellar wind model and topology-independent formulation on another star than the Sun, we used output from ZDI maps (Donati et al. 2006) of young stars (observed with NARVAL at Télescope Bernard Lyot) with a strong non-dipolar magnetic field. As young stars are generally more magnetic than the Sun, we expect a larger Alfvén radius, although this depends strongly on the unknown mass-loss rate. The case of the 70 million year old star TYC-0486-4943-1 is interesting because it has a dominant quadrupolar component and a strong magnetic activity. The radius and the mass of this star are $R_{\rm TYC} = 0.68R_\odot$ and $M_{\rm TYC} = 0.69\,M_\odot$, so the speed normalization can remain the same since the Keplerian speed ($v_{\rm kep} = \sqrt{GM_*/R_*}$) is very similar to the Sun. Its rotation period is 3.75 days and thus falls within the range of our parameter study ($f = 0.03$). The coronal temperature (T_c) may be higher (Preibisch 1997) in this star, since it is more active magnetically, but without more information we chose to keep the same $c_s/v_{\rm esc}$ for all simulations. Changing the value of the coronal temperature is likely to change the values of the constants K_1 and K_3 that would diminish with higher T_c (Matt & Pudritz 2008; Matt et al. 2012; Ud-Doula et al. 2009), and the values of K_2 and K_4. We expect the exponent m to be robust to this change but a more systematic study is needed, which is beyond the scope of this paper.

The winds created by all those configurations are shown in Figure 8, and the results are listed in Table 3. We see in Figure 6 that the torque of those wind are well described by our formulation. We tested other configurations of topologies and all fall onto our law (not shown here). Interestingly, despite a much higher magnetic energy density for the young K-star TYC-0486 ($\propto \sum (B_m^l)^2$), the average Alfvén radius is only slightly

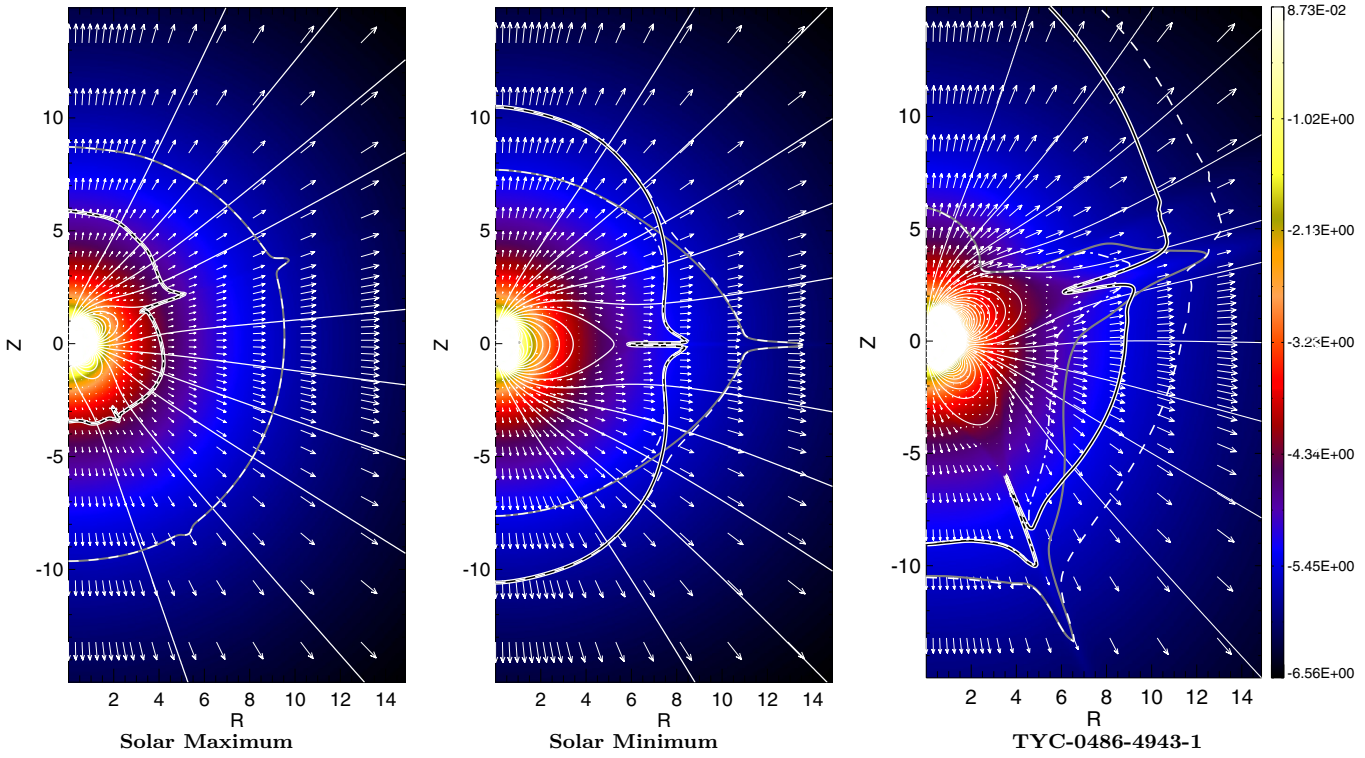


Figure 8. Steady-state solutions of three winds with a realistic magnetic topology extracted from Wilcox Solar Observatory data (DeRosa et al. 2012) for the solar cases and from a ZDI map of TYC-0486-4943-1. Only the axisymmetric component until $l = 3$ are taken into account. The wind critical surfaces are shown in the same format as Figure 2. The background is the logarithm of the density and we added velocity arrows in white.

larger than for the Solar minimum. This result demonstrates how relevant the topology parameter for the calculation of the magnetic torque is. It is also interesting to note that during one cycle the magnetic braking (which is proportional to R_A^2) vary by a factor of four (Pinto et al. 2011 found a factor of 16 over the solar cycle; see also Vidotto et al. 2012). This could have an effect on the long time rotational evolution of the Sun.

The value for the Alfvén radius in both solar cases is low compared to the expected value of 10–12$R_\odot$ (Pizzo et al. 1983). However, depending on models the range can vary between 2.5$R_\odot$ and 60$R_\odot$. Isothermal models, from which we are close tend to give a lower limit for R_A (Pneuman & Kopp 1971), whereas conductive models give the highest estimates (Durney & Pneuman 1975). The mass-loss rates are also lower than the usual value for the Sun (2–4.10^{-14} $M_\odot$ yr^{-1}), and since we do not know the mass-loss rate of TYC-0486-4943-1 we kept the same density normalization $\rho_0 = 2.9 \times 10^{-15}$ g cm^{-3} for all of the values of mass-loss rates given in Table 3. We will come back to this point in Section 7.1.

7. DISCUSSION

7.1. Mass-loss Rate

In Section 6, we give values for the solar mass-loss rate. Here normalization plays an important role. We chose the density normalization to be $\rho_0 = 2.9 \times 10^{-15}$ g cm^{-3}. The mass-loss rate of the two cases is then around 0.8×10^{-14} $M_\odot$ yr^{-1}. We could simply change the density normalization to get solar mass-loss rates, but we would then have to lower values of the Alfvén radii in our Solar cases, given that the magnetic field normalization is imposed by the density normalization.

However, the mass-loss rate is also very sensitive to the parameter we kept fixed: $c_s/v_{\rm esc}$ and γ. For instance, increasing temperature by 12% to get $c_s/v_{\rm esc} = 0.235$ multiplies the mass-loss rate by five. Thus, there is some freedom that can be used to get closer to solar values, changing temperature and normalizations.

Also the mass-loss rate depends on physics not included in our simulations. For instance, our simulations include no heating, and the driving could be better physically modeled including Alfvén waves. This is why we give our braking laws as a function of the mass-loss rate so that the rotation evolution model can take into account much more physics than we do here, for instance, using the method proposed by Cranmer & Saar (2011).

Nevertheless, we performed a simple fit of the mass-loss rate in the case of our coronal temperature, as a function of the parameters we varied: $v_A/v_{\rm esc}$ and $v_{\rm rot}/v_{\rm esc}$. As $\dot{M}_w$ is an increasing function of f and a decreasing function of $v_A/v_{\rm esc}$, we propose the following formulation:

$$\dot{M}_w = A_1 (v_A/v_{\rm esc})^{-p_1} \left(1 + \frac{f^2}{A_2^2}\right)^{p_2} \quad (23)$$

$$= A_1 \left(B_* \sqrt{\frac{R_*}{8\pi\rho_* G M_*}}\right)^{-p_1} \left(1 + \frac{f^2}{A_2^2}\right)^{p_2}. \quad (24)$$

Fitting this formula with our set of simulations, we find: $A_1 = 0.28$, $p_1 = 0.19$, $A_2 = 0.087$, and $p_2 = 1.6$. It means that $\dot{M}_w$ is strongly increased at high rotation while the dependence on the magnetic field strength is rather weak (there is a factor of eight between p_1 and p_2). This fit is shown in Figure 9.

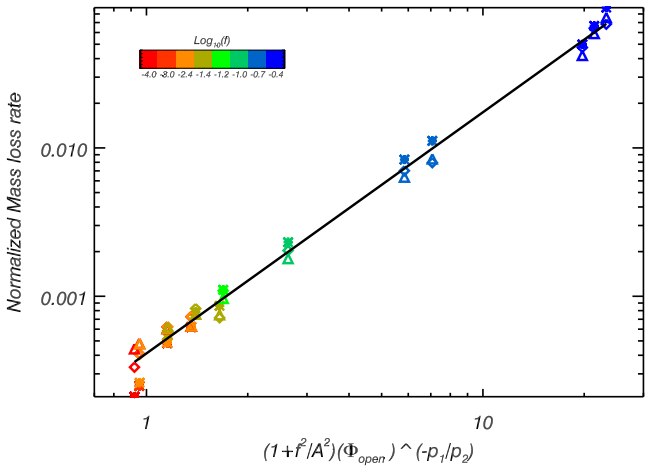


Figure 9. Fit of $\dot{M}_w$ with the stellar parameters f and $v_A/v_{\rm esc}$ (see Equation (24)).

Cohen & Drake (2014) found $\dot{M}_w \propto B_*$, which seems contradictory with our results. However, their wind driving is related to an energy source term that changes accordingly with the magnetic field. As we see with the value of our fit, the dependence of $\dot{M}_w$ on the magnetic field strength is weak, whereas the coronal temperature (which we held fixed) has a very strong influence on ρv. Hence, a trend such as that found in Cohen & Drake (2014) is expected because the coronal heating is a consequence of the magnetic activity. However, in our parameter study with a fixed temperature polytropic wind, a higher strength of the magnetic field reduces the mass-loss rate since more magnetic loops are formed and confined the plasma.

7.2. Higher Order Components of the Magnetic Field and Non-axisymmetry

We have limited our study to three spherical harmonics modes. ZDI maps offer many more non-zero components of stars' magnetic fields and our formulation could be further generalized. For axisymmetric modes, our formulation should be robust. Indeed, as we go to higher orders, the radial decay of the magnetic field increases and we can already see that the octupole has very little influence on the large-scale topology of the steady-state solution of the wind when mixed with a dipolar or a quadrupolar field (if the surface amplitudes are comparable). In any case, the open flux captures the effect of higher order fields by decreasing if more plasma is kept in magnetic loops.

However, because all of our study is axisymmetric, a full three-dimensional study of the torque created by complex topologies must be investigated in order to fully test our formulation.

8. CONCLUSION

In this work, we give the first quantitative results on the systematic influence of the topology of stellar magnetic fields on the Alfvén radius and the torque applied by a magnetized wind on its star. Our formulation in the simplest dipolar case is very similar to Matt et al. (2012). We found that the more complex the field is the smaller is the torque. Qualitatively, this has been expected from simple scaling arguments (see quadrupolar simulations in Matt & Pudritz 2008) and we are now able to give braking laws in three ideal axisymmetric cases: a dipole, a quadrupole, and an octupole. Furthermore, we derived a unified topology-independent formulation from our set of 60 simulations. In the case of our Sun today, the first two topologies are dominant during the activity cycle. We have performed simulations of the two cases of the solar minimum and maximum, whose torque is well predicted by our formulation. In the cases of more active stars, such as the young K-star TYC-0486-4943-1, even higher order magnetic multipoles can be significant during an activity cycle, and our topology-independent formulation is a first step to understanding the influence of a fully realistic topology on the angular momentum loss. With this formulation, the equivalent torque is given as follows:

$$\tau_w = \dot{M}_w \Omega_* R_*^2 K_3^2 \left(\frac{\Upsilon_{\rm open}}{\left(1 + f^2/K_4^2\right)^{1/2}} \right)^{2m} \quad (25)$$

$$= \dot{M}_w^{1-2m} \Omega_* R_*^{2-4m} K_3^2 \left(\frac{\Phi_{\rm open}^2}{v_{\rm esc}\left(1 + f^2/K_4^2\right)^{1/2}} \right)^{2m}. \quad (26)$$

However, considering the present day knowledge of the mass-loss rate and the wind velocities at 1 AU, our model might need to include more physics or at least an exploration of the other parameters, i.e., γ and $c_s/v_{\rm esc}$. Also, even if the open flux is more difficult to get than a star's magnetic field strength at the equator from observations, our study shows that it might be more meaningful for torque calculations. Further works could tackle the prediction of open flux from knowledge of the surface field from ZDI maps (as in Vidotto et al. 2014b) and provide torque for distant stars.

A major step to further confirm this formulation is to test it on non-axisymmetric realistic topologies, and this is left for further works.

We thank Colin Folsom and Pascal Petit for the magnetic field decomposition coefficients of TYC-0486-4943-1, Jérome Bouvier and the ANR TOUPIES project that aim to understand the evolution of stars' spin rates, the ERC STARS2 (www.stars2.eu), and CNES support via our Solar Orbiter funding.

APPENDIX A
DERIVATION OF TORQUE FORMULATIONS

In order to have a semi-analytic expression for the Alfvén radius and thus a torque formulation, a one-dimensional approach has been introduced by Kawaler (1988). Assuming that the magnetic field strength decreases as a single power law $B = B_*(R_*/R)^{l+2}$, at the Alfvén radius, we have the following equality:

$$v(R_A)^2 = v_A^2 = \frac{B^2}{4\pi\rho_{R_A}} = \frac{B_*^2 R_*^{2l+4}}{R_A^{2l+4} 4\pi\rho_{R_A}}, \quad (A1)$$

and thus,

$$\left(\frac{R_A}{R_*}\right)^{2l+2} = \frac{B_*^2 R_*^2}{4\pi R_A^2 \rho_{R_A} v(R_A) v(R_A)}. \quad (A2)$$

Interpreting $4\pi\rho_{R_A} v(R_A) R_A^2$ as the mass-loss rate at this radius and considering a simple model for the dependence of the Alfvén speed at the Alfvén radius

$$v(R_A) \propto v_{\rm esc}(R_A/R_*)^q, \quad (A3)$$

we are left with

$$\left(\frac{R_A}{R_*}\right)^{2l+2+q} \propto \frac{B_*^2 R_*^2}{\dot{M}_w v_{\rm esc}} \equiv \Upsilon. \tag{A4}$$

The parameter q is likely positive (the wind accelerates) even though in the literature it has often been set to $-1/2$ (Kawaler 1988; Reiners & Mohanty 2012). Hence, we have a semi-analytical formulation for the Alfvén radius

$$\frac{R_A}{R_*} = K\Upsilon^m, \tag{A5}$$

where

$$m = 1/(2l+2+q). \tag{A6}$$

Although in two dimensions the Alfvén surface is not spherically symmetric and the magnetic field does not follow a single power law, Matt & Pudritz (2008) demonstrated that the formulation (A5) fits the simulations results precisely when all the constituting parameters of Υ (B_*, $v_{\rm esc}$, $\dot{M}_w$) vary.

In Matt et al. (2012), 50 simulations were performed allowing the magnetic field strength and the rotation rate to vary. Considering that the rotation rate mainly appears in the magnetocentrifugal effect, one can write a modified speed:

$$v_{\rm mod}^2 = v_{\rm esc}^2 + \frac{2\Omega_*^2 R_*^2}{K_2^2} = v_{\rm esc}^2\left(1 + f^2/K_2^2\right), \tag{A7}$$

where f is the fraction of break-up rate defined in Section 2.

The formulation for the Alfvén radius as a function of (Ω_*, Υ) is given by replacing $v_{\rm esc}$ in Equations (A3) and (A4) by this modified speed $v_{\rm mod}$:

$$\frac{R_A}{R_*} = K_1\left[\frac{\Upsilon}{\left(1 + f^2/K_2^2\right)^{1/2}}\right]^m. \tag{A8}$$

This formulation precisely captures the influence of the rotation rate of the star on the magnetic torque in the 50 simulations of Matt et al. (2012).[6] The values found for the three models parameters are

$$K_1 = 2.5, \quad K_2 = 0.07, \quad m = 0.22. \tag{A9}$$

The parameter K_2 is the value from which the rotation rate starts to have an influence on the magnetic braking. Indeed, the magnetocentrifugal effect adds acceleration to the wind and thus the Alfvén radius gets closer to the star. Rapid rotation can also increase the mass-loss rate (for a given $v_A/v_{\rm esc}$), but this effect is already taken care of in the parameter Υ.

APPENDIX B

BOUNDARY CONDITIONS AND CONSERVATION PROPERTIES

In this work, the boundary conditions at the external limits of the domain are outflow conditions except for the axisymmetric axis.[7] The star is then modeled through a three-layer boundary condition described in Figure 10 (Strugarek et al. 2014a). Each layer is at least one grid cell thick. The interior of the star is not modeled so that quantities into the gray area on Figure 10 are set to constant values. In the red layer, the poloidal field is set to be the same as in the initial state (dipolar, quadrupolar, octupolar, or a mix of the three) and since we use a background field splitting, we set the fluctuating field to zero. The poloidal speed is set to zero, while the star is in solid body rotation. The density and pressure profile are fixed to the polytropic solution of Parker's equations for a one-dimensional hydrodynamical wind with $\gamma = 1.05$ (see polytropic solutions of Keppens & Goedbloed 2000; Lamers & Cassinelli 1999). A sophisticated condition is used on the toroidal field, which is set to maintain the poloidal current as close to zero as possible. This is an empirical method first used in Matt & Balick (2004) that allows good conservation properties of the effective rotation, which is key for torque calculations.

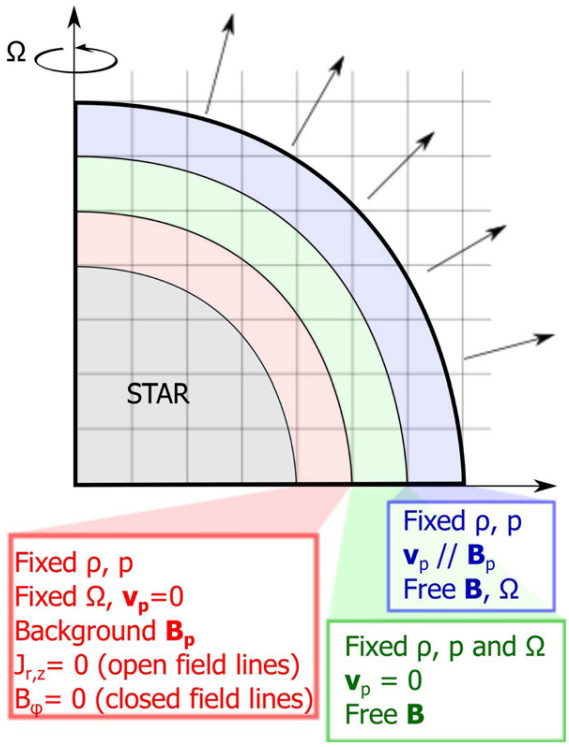


Figure 10. Three-layer boundary condition is used to ensure the conservation of quantities such as $\Omega_{\rm eff}$, which measure the effective rotation of the magnetic field lines with the star.

However, this condition is only necessary where the field lines are open and we set the toroidal field to zero on closed field line regions to avoid artificial creation of B_ϕ in the dead zones. We dynamically discriminate open/closed field line regions using an empirical criterion on the Alfvén speed associated with the azimuthal magnetic field in the upper layers of the boundary conditions.

In the green layer, the same conditions are applied to the pressure, density, rotation rate, and the poloidal speed is set again to zero, but we let the magnetic field evolve. In the blue layer, we keep the same conditions for ρ and p while the poloidal speed and magnetic field are forced to be parallel.

We give the analytic expressions of the magnetic field used to initialize our simulations, for the dipole, the quadrupole, or the octupole in cylindrical coordinates, where B_* is the amplitude at the equator:

[6] The formulation (5) is equivalent to, but algebraically modified, compared to Matt et al. (2012) so that coefficients K_1 and K_2 are more meaningful.

[7] The outflow boundary condition sets a zero gradient across the boundary for all variables while the axisymmetric condition along the rotation axis is such that variables are symmetrized across the boundary and the normal and toroidal components of vector fields flip signs.

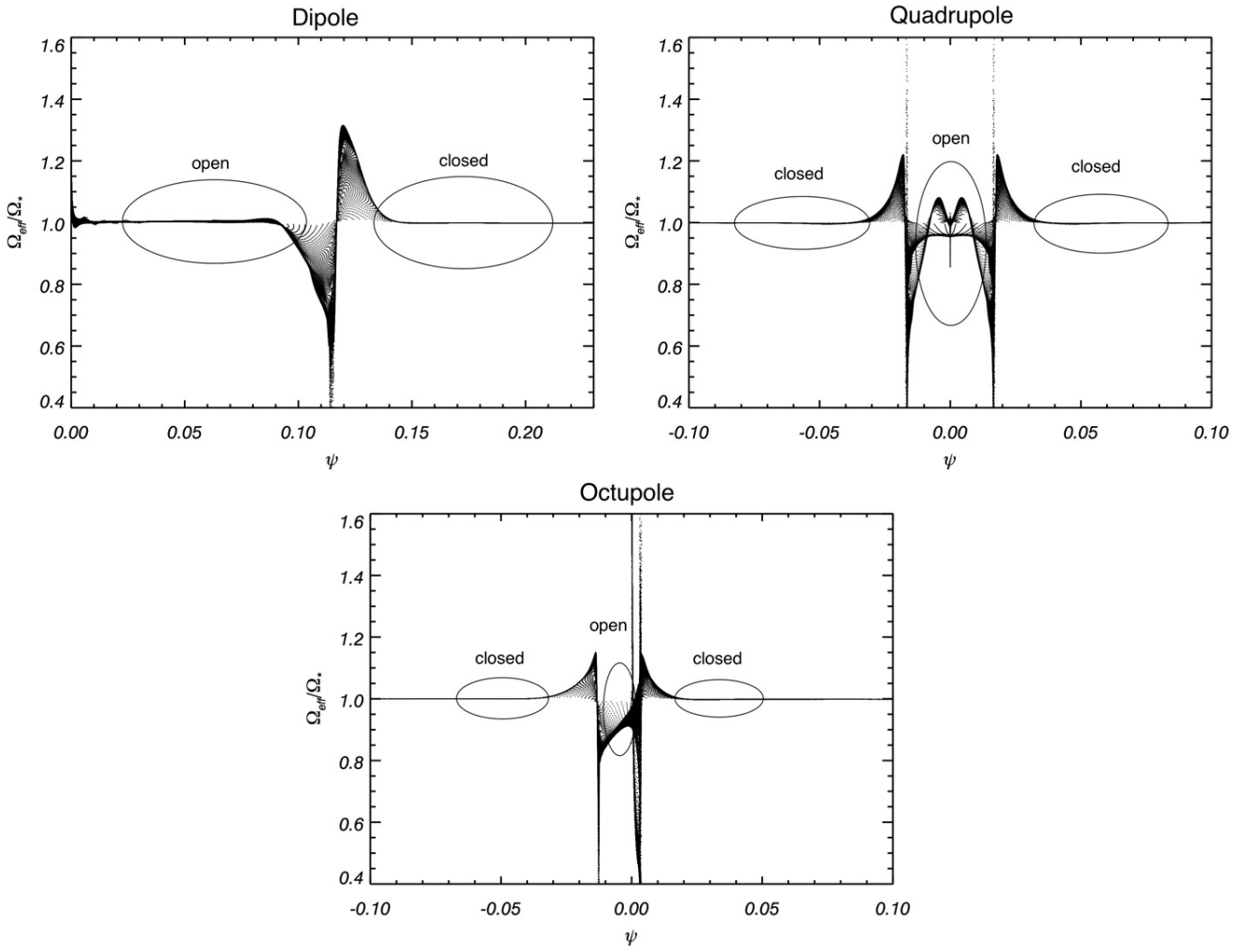


Figure 11. Effective rotation for the three topologies in case 31: dipole on the top left, quadrupole on the top right, and octupole on the bottom.

Dipole

$$B_R = B_* \frac{3RZ}{r^5}, \quad B_Z = B_* \frac{(2Z^2 - R^2)}{r^5}. \tag{B1}$$

Quadrupole

$$B_R = B_* \frac{R(5(Z/r)^2 - 1)}{r^5}, \quad B_Z = B_* \frac{Z(5(Z/r)^2 - 3)}{r^5}. \tag{B2}$$

Octupole

$$B_R = B_* \frac{(35Z^3R/r^2 - 15ZR)}{3r^7},$$
$$B_Z = B_* \frac{(35(Z/r)^4 - 30(Z/r)^2 + 3)}{3r^5}. \tag{B3}$$

Using a variational principle with the Lagrangian of ideal MHD equations in the axisymmetric case, it can be demonstrated that some scalar quantities must be conserved along the magnetic field lines. Among them is the energy (the Bernoulli function), the entropy, and the effective rotation rate of the magnetic field lines, which is the derivative of the electric field potential (Keppens & Goedbloed 2000; Zanni & Ferreira 2009), defined as follows:

$$\Omega_{\rm eff}(\psi) \equiv \frac{1}{R}\left(v_\phi - \frac{v_p}{B_p} B_\phi\right), \tag{B4}$$

where the subscript p stands for the poloidal component of the field, and the subscript ϕ for the toroidal component, thus we have $B_p = \sqrt{B_R^2 + B_Z^2}$. $\Omega_{\rm eff}$ is expressed as a function of ψ, the stream function of the magnetic field, which can be computed as $\psi = RA$, where R is the cylindrical radius and A the scalar potential of the magnetic field ($\mathbf{B} = \nabla \times (A\mathbf{e}_\phi)$). As a consequence, since each value of ψ can be associated with a magnetic field line, the conservation of this quantity is visualized on the full two-dimensional grid through little vertical spread in the $\Omega_{\rm eff}/\Omega_*$ versus ψ plots in Figure 11.

In steady-state ideal MHD, $\Omega_{\rm eff}$ should be the same on all of the magnetic field lines and equal to the rotation rate of the star in order to behave as field lines anchored into the rotating stellar surface. Thus, good conservation properties of $\Omega_{\rm eff}$ are necessary to compute an accurate value of the angular momentum flux. The conservation is affected by boundary conditions. For instance, if our deepest layer boundary condition on B_ϕ is not applied, the value of $\Omega_{\rm eff}$ is below one by more than 20% on the left arm on Figure 11 for the dipolar case, which corresponds to open field lines (see Strugarek et al. 2014a).

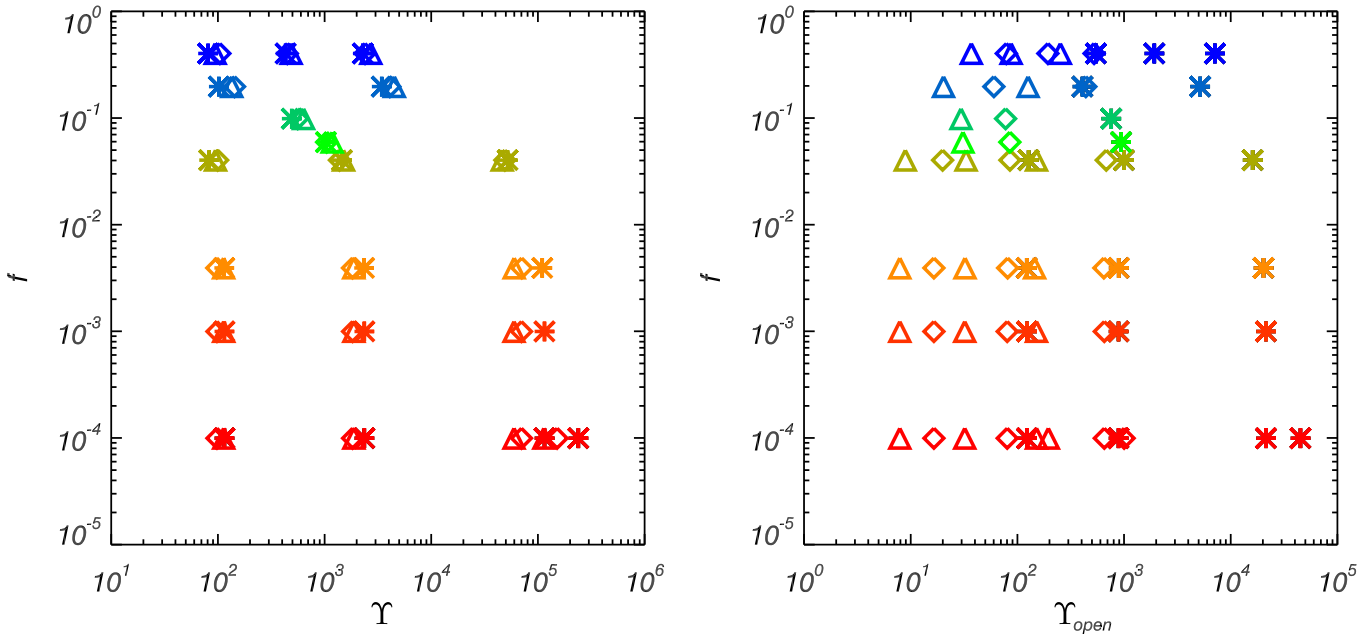


Figure 12. Parameter space explored for the three different topologies: crosses are for the dipole, diamonds are for the quadrupole, and triangles are for the octupole. As in Figures 4, 13, 6, and 9, colors are associated with rotation.

Table 4
Results of Our 60 Simulations

Case	$\langle R_A \rangle$			Υ			$\Upsilon_{\rm open}$		
	Dipole	Quadrupole	Octupole	Dipole	Quadrupole	Octupole	Dipole	Quadrupole	Octupole
1	6.3	3.6	3.0	115	98	113	123	16.5	8
2	12.5	5.3	4.0	2360	1830	1880	886	80	32
3	32.3	9.3	5.9	115000	70000	59600	21400	652	151
3+	36.4	9.9	6.3	239000	151000	114000	50600	1140	199
5	6.3	3.6	3.0	115	98	113	123	16.5	8
6	12.5	5.3	4.0	2360	1830	1880	886	80	32
7	32.3	9.3	5.9	115000	70000	59600	20300	646	151
8	6.3	3.6	3.0	115	98	113	122	16.5	8
10	12.6	5.3	4.0	2340	1830	1875	890	81	32
13	32.3	9.3	5.9	101000	70600	59900	2030	646	145
23	5.9	3.5	3.1	83	99.5	95	127	20	9
24	11.7	5.2	4.1	1450	1380	1500	998	85	33
25	30.3	9.2	5.8	52000	49000	46200	15000	680	151
31	10.6	4.9	4.0	1030	1045	1180	937	85	31
37	8.7	4.4	3.6	492	560	635	758	77.5	30
45	5.5	3.4	2.9	102	143	135	407	60	20
47	13.4	5.7	4.4	3430	4085	4510	5170	438	126
48	4.9	3.1	2.6	81	104	94	545	79	37
49	7.1	3.7	3.2	431	447	486	1920	193	87
50	11.4	5.0	4.3	2280	2390	2710	7100	524	252

Notes. We give here all of the computed values of R_A, Υ, and $\Upsilon_{\rm open}$ that were used to perform the fits of this paper. The parameters used for each case are listed in Table 1.

For other topologies, the value of $\Omega_{\rm eff}/\Omega_*$ for open field lines remain close to unity even if non-ideal features (current sheets) have more influence than in the dipolar case. Those non-ideal features are due to a current sheet around the streamers, created by numerical diffusion. However, using our resolution, they have negligible influence on our average value of R_A (this has been checked by increasing resolution, while those features diminish, our integrated values remain the same within 1%).

APPENDIX C
EXHAUSTIVE RESULTS

Table 4 gives all of the results that we used to fit our formulations. Figure 12 shows the parameter space explored in terms of Υ and $\Upsilon_{\rm open}$ and also visualizes the dependence of these quantities on the rotation rate. For instance, we can see that Υ depends weakly on the topology (the different symbols

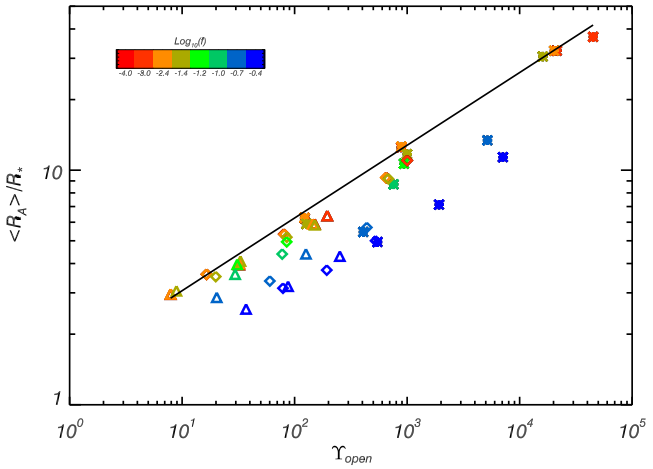


Figure 13. Alfvén radius vs. $\Upsilon_{\rm open}$. Colors and symbols are the same as in Figure 4. A constant slope (represented by the black line) is observed between simulations at the same rotation rate, but higher rotators (green, light blue, and blue) are shifted to smaller R_A/R_*.

are merged), this is not the case of $\Upsilon_{\rm open}$, for which all three topologies are well separated for a given case. This is necessary to get a topology-independent formulation.

Eventually, we would like to show how important it is to take into account the rotation rate in our formulation. For instance, considering a simple formulation such as

$$\frac{R_A}{R_*} = K_1 \Upsilon_{\rm open}^m \qquad \text{(C1)}$$

gives a general trend (see Figure 13). For a given rotation rate, points of all topologies follow the same power law. However, for rotation rates beyond $f = 0.05$ (green, light blue, and blue points), the power law is shifted downward.

REFERENCES

Barnes, S. A. 2003, ApJ, 586, 464
Beaudoin, P., Charbonneau, P., Racine, E., & Smolarkiewicz, P. K. 2013, SoPh, 282, 335
Brandenburg, A., & Saar, S. H. 2000, in ASP Conf. Ser. 198, Stellar Clusters and Associations: Convection, Rotation, and Dynamos, ed. R. Pallavicini, G. Micela, & S. Sciortino (San Francisco, CA: ASP), 381
Brown, B. P., Miesch, M. S., Browning, M. K., Brun, A. S., & Toomre, J. 2011, ApJ, 731, 69
Brown, T. M. 2014, ApJ, 789, 101
Brun, A. S., Browning, M. K., Dikpati, M., Hotta, H., & Strugarek, A. 2013, SSR, in press
Brun, A. S., Miesch, M. S., & Toomre, J. 2004, ApJ, 614, 1073
Charbonneau, P. 2010, LRSP, 7, 3
Cohen, O., & Drake, J. J. 2014, ApJ, 783, 55
Cranmer, S. R., & Saar, S. H. 2011, ApJ, 741, 54
Cranmer, S. R., van Ballegooijen, A. A., & Edgar, R. J. 2007, ApJS, 171, 520
DeRosa, M. L., Brun, A. S., & Hoeksema, J. T. 2012, ApJ, 757, 96
Donati, J.-F., Howarth, I. D., Jardine, M. M., et al. 2006, MNRAS, 370, 629
Durney, B. R., & Pneuman, G. W. 1975, SoPh, 40, 461
Einfeldt, B. 1988, JCoPh, 25, 294
Gallet, F., & Bouvier, J. 2013, A&A, 556, A36
Garcia, R. A., Ceillier, T., Salabert, D., et al. 2014, A&A, 572, 32
Ghizaru, M., Charbonneau, P., & Smolarkiewicz, P. K. 2010, ApJL, 715, L133
Irwin, J., & Bouvier, J. 2009, in IAU Symp. 258, The Ages of Stars, ed. E. E. Mamajek, D. R. Soderblom, & R. F. G. Wyse (Cambridge: Cambridge Univ. Press), 363
Käpylä, P. J., Mantere, M. J., Cole, E., Warnecke, J., & Brandenburg, A. 2013, ApJ, 778, 41
Kawaler, S. D. 1988, ApJ, 333, 236
Keppens, R., & Goedbloed, J. P. 1999, A&A, 343, 251
Keppens, R., & Goedbloed, J. P. 2000, ApJ, 530, 1036
Lamers, H. J. G. L. M., & Cassinelli, J. P. 1999, Introduction to Stellar Winds (Cambridge: Cambridge Univ. Press)
Matt, S., & Balick, B. 2004, ApJ, 615, 921
Matt, S., & Pudritz, R. E. 2008, ApJ, 678, 1109
Matt, S. P., Pinzón, G., Greene, T. P., & Pudritz, R. E. 2012, ApJ, 745, 101
Mestel, L. 1968, MNRAS, 138, 359
Mestel, L. 1984, in Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun, ed. S. L. Baliunas & L. Hartmann (Lecture Notes in Physics, Vol. 193; Berlin: Springer), 49
Mignone, A., Bodo, G., Massaglia, S., et al. 2007, ApJS, 170, 228
Moffatt, H. K. 1978, Magnetic Field Generation in Electrically Conducting Fluids (Cambridge: Cambridge Univ. Press)
Nelson, N. J., Brown, B. P., Brun, A. S., Miesch, M. S., & Toomre, J. 2013, ApJ, 762, 73
Noyes, R. W., Weiss, N. O., & Vaughan, A. H. 1984, ApJ, 287, 769
Parker, E. N. 1958, ApJ, 128, 664
Parker, E. N. 1963, Interplanetary Dynamical Processes (New York: Interscience)
Pinto, R. F., Brun, A. S., Jouve, L., & Grappin, R. 2011, ApJ, 737, 72
Pizzo, V., Schwenn, R., Marsch, E., et al. 1983, ApJ, 271, 335
Pneuman, G. W., & Kopp, R. A. 1971, SoPh, 18, 258
Preibisch, T. 1997, A&A, 320, 525
Racine, É., Charbonneau, P., Ghizaru, M., Bouchat, A., & Smolarkiewicz, P. K. 2011, ApJ, 735, 46
Reiners, A., & Mohanty, S. 2012, ApJ, 746, 43
Sakurai, T. 1985, A&A, 152, 121
Schatzman, E. 1959, in IAU Symp. 10, The Hertzsprung-Russell Diagram, ed. J. L. Greenstein (Cambridge: Cambridge Univ. Press), 129
Schatzman, E. 1962, AnAp, 25, 18
Skumanich, A. 1972, ApJ, 171, 565
Strugarek, A., Brun, A. S., Matt, S. P., & Reville, V. 2014a, in IAU Symp. 300, Nature of Prominences and Their Role in Space Weather, ed. B. Schmieder, J.-M. Malherbe, & S. T. Wu (Cambridge: Cambridge Univ. Press), 330
Strugarek, A., Brun, A. S., Matt, S. P., & Réville, V. 2014b, ApJ, 795, 86
ud-Doula, A., & Owocki, S. P. 2002, ApJ, 576, 413
Ud-Doula, A., Owocki, S. P., & Townsend, R. H. D. 2009, MNRAS, 392, 1022
Ustyugova, G. V., Koldoba, A. V., Romanova, M. M., Chechetkin, V. M., & Lovelace, R. V. E. 1999, ApJ, 516, 221
Vidotto, A. A., Fares, R., Jardine, M., et al. 2012, MNRAS, 423, 3285
Vidotto, A. A., Gregory, S. G., Jardine, M., et al. 2014a, MNRAS, 441, 2361
Vidotto, A. A., Jardine, M., Morin, J., et al. 2014b, MNRAS, 438, 1162
Washimi, H., & Shibata, S. 1993, MNRAS, 262, 936
Weber, E. J., & Davis, L., Jr. 1967, ApJ, 148, 217
Wood, B. E. 2004, LRSP, 1, 2
Wood, B. E., Müller, H.-R., Zank, G. P., & Linsky, J. L. 2002, ApJ, 574, 412
Zanni, C., & Ferreira, J. 2009, A&A, 508, 1117

CHAPITRE 4

MODÈLES SEMI-ANALYTIQUES POUR LA RECONSTRUCTION DE STRUCTURES CORONALES STELLAIRES

Le chapitre précédent a mis en évidence l'efficacité du flux magnétique ouvert pour décrire le freinage magnétique exercé par le vent d'une étoile au champ magnétique complexe. Cependant, le flux ouvert est, au même titre que la perte de masse, un résultat de la dynamique du vent, c'est-à-dire de l'interaction non-linéaire entre le champ magnétique et l'écoulement. Pour appliquer cette formulation sans recourir à une simulation MHD (qui donne directement la perte de moment cinétique), il faut pouvoir à partir de modèles simples estimer la perte de masse et le flux ouvert. L'estimation de la perte de masse a été abordée notamment dans les travaux de (Kawaler, 1988; Holzwarth & Jardine, 2007; Cranmer & Saar, 2011). Ce chapitre propose une méthode d'estimation du flux ouvert, à l'aide d'extrapolations potentielles, et une méthodologie de calcul de couple semi-analytique décrite dans Réville et al. (2015b).

La section 4.1 introduit le modèle d'extrapolation potentielle que nous utilisons et définit la notion de rayon de surface source optimal. La section 4.2 propose une méthode d'estimation du rayon de source surface à partir de modèles de vents unidimensionnels, en insistant sur l'importance de prendre en compte la rotation et l'effet magnéto-centrifuge, grâce au calcul détaillé dans l'aparté technique 4.4.

4.1 Extrapolation potentielle du magnétique coronal à partir d'observations de la surface.

4.1.1 Le modèle PFSS

Les éclipses totales, lorsque le disque lunaire occulte la photosphère, permettent d'observer [1] l'atmosphère étendue du Soleil, la couronne. Des structures liées au champ magnétique créées dan l'enveloppe convective par effet dynamo (voir le chapitre 2) s'étendent jusqu'à 2 ou 3 rayons solaires. En effet, au-delà de la photosphère, à cause de la chute très importante de densité, le champ magnétique domine la dynamique de la couronne sur quelques rayons stellaires avant que l'écoulement ne reprenne le dessus. La figure 4.1 illustre ces structures, les streamers, et leur variations au cours du cycle solaire. Le maximum d'activité exhibe des structures plus nombreuses et moins étendues tandis que le minimum montre un champ magnétique proche d'un dipôle. On distingue aussi les lignes de champ ouvertes issues des trous coronaux.

Le chapitre précédent détaille les propriétés physiques de la couronne et montre comment reproduire la structure coronale à l'aide de simulations MHD auto-consistantes. Toutefois, d'autres méthodes plus simples ont été développées pour reproduire cette structure, notamment pour décrire la couronne solaire. Le « potential field source surface model » (PFSS) est le plus répandu. Apparu à la

1. Les lunettes de protection sont fortement conseillées.

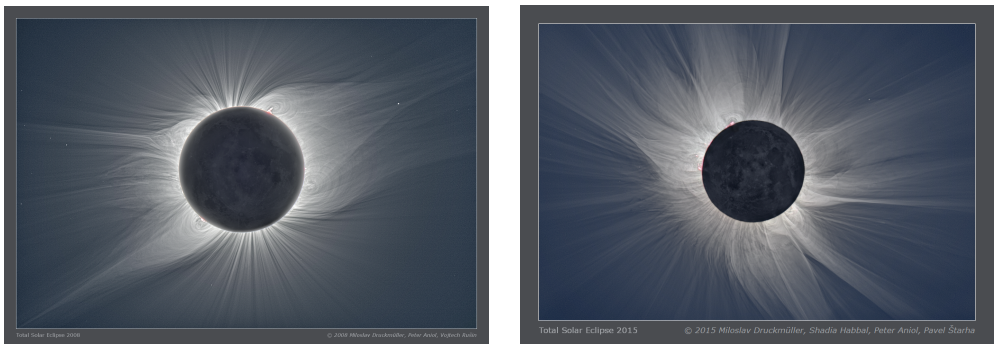


FIGURE 4.1 Images d'éclipses solaires en 2008 (peu après le minimum) et en 2015 (peu après le maximum) faites depuis la Terre. En 2008, les streamers forment une configuration majoritairement dipolaire et on distingue les lignes de champ ouvertes dans les trous coronaux. En 2015, le champ s'organise en streamers plus petits et répartis sur toutes les latitudes. Ces images sont le résultat de 23 photographies et de nombreux traitements. Crédits http://www.zam.fme.vutbr.cz/~druck/eclipse/.

fin des années 1960, dans deux travaux quasi simultanés (Schatten et al., 1969; Altschuler & Newkirk, 1969), ce modèle permet de calculer de manière rapide la structure du champ magnétique coronal dans n'importe quel point de l'espace (au-delà de la photosphère), à partir de magnétogrammes solaires scalaires ou vectoriels comme ceux produits ces dernières années par des instruments spatiaux comme MDI (SOHO), HMI (SDO), Hinode, ou au sol, avec par exemple le télescope solaire THEMIS. [2].

Ce modèle fait l'hypothèse que le champ magnétique se trouve dans un état d'énergie minimal, c'est dire qu'il n'existe pas de courants permanents dans une coquille allant de la surface de l'étoile jusqu'à une surface sphérique, appelée surface source. Dans ce volume on a :

$$\mathbf{J} = \frac{1}{\mu_0} \nabla \times \mathbf{B} = 0. \tag{4.1}$$

Le champ magnétique admet donc un potentiel scalaire Ψ tel que $-\nabla\Psi = \mathbf{B}$. Or puisque le champ magnétique est à divergence nulle, ce potentiel est harmonique, il vérifie l'équation de Laplace

$$\Delta\Psi = 0. \tag{4.2}$$

Comme n'importe quelle solution de l'équation de Laplace, Ψ peut se mettre sous la forme

$$\Psi = \sum_{l,m} \left[\mu_l^m r^l + \nu_l^m r^{-(l+1)} \right] Y_l^m(\theta, \varphi), \tag{4.3}$$

où l'on décompose ainsi la dépendance radiale et les variations sur la sphère décrites par les harmoniques sphériques Y_l^m. Comme dans le chapitre précédent $l \geq 0$ représente le degré de l'harmonique sphérique, et $0 \leq m \leq l$ représente l'ordre (voir l'annexe C).

Par ailleurs le champ magnétique de surface observé peut se décomposer sur les harmoniques sphériques et se mettre sous la forme générale :

2. Pour d'autres étoiles, on utilisera des cartes obtenues par Imagerie Zeeman Doppler, obtenues grâce aux spectropolarimètres NARVAL au TBL et ESPaDOnS au CFHT. Voir chapitre 2.

$$B_r(\theta,\varphi) = \sum_{l,m} \alpha_{l,m} Y_l^m(\theta,\varphi), \tag{4.4}$$

$$B_\theta(\theta,\varphi) = \sum_{l,m} \beta_{l,m} Z_l^m(\theta,\varphi) - \gamma_{l,m} X_l^m(\theta,\varphi), \tag{4.5}$$

$$B_\varphi(\theta,\varphi) = \sum_{l,m} \beta_{l,m} X_l^m(\theta,\varphi) - \gamma_{l,m} Z_l^m(\theta,\varphi), \tag{4.6}$$

où les harmoniques sphériques vectorielles Y_l^m, X_l^m, Z_l^m sont définies dans l'annexe C.

L'idée est donc de faire correspondre au mieux le champ potentiel à reconstruire et le champ de surface observé. Les coefficients $\gamma_{l,m}$ servent à reconstituer la partie non potentielle du champ magnétique et peuvent représenter une part importante du spectre observé. Pour autant, ils ne peuvent par définition pas servir de contrainte à l'extrapolation que l'on cherche à obtenir. De même, il faut choisir de baser l'extrapolation sur les coefficients $\alpha_{l,m}$ ou $\beta_{l,m}$. En effet, la structure du champ potentiel découle d'un lien entre B_r et B_θ qui ne sont donc pas indépendants. Or pour chaque couple (l,m), une condition à la surface de l'étoile et à la surface source est imposée pour l'extrapolation, ce qui définit entièrement les deux inconnues μ_l^m et ν_l^m.

À chaque fois que nous utiliserons des champs magnétiques issus d'observations, nous prendrons le champ radial comme référence. On suppose en effet que le champ radial B_r est proche du champ dans la ligne de visée, qui est le mieux contraint par les observations (cf. chapitre 2, section 2.2). On a donc à la surface de l'étoile :

$$B_r(r=r_\star) = -\frac{\partial\psi}{\partial r}(r=r_\star), \tag{4.7}$$

$$\Leftrightarrow \sum_{l,m} \alpha_l^m Y_l^m = \sum_{l,m} \left[-\nu_l^m l r_\star^{l-1} + \nu_l^m (l+1) r_\star^{-(l+2)}\right] Y_l^m. \tag{4.8}$$

Les harmoniques sphériques formant une base (famille complète et génératrice) des fonctions de la sphère, cette condition est équivalente à égaler seulement le terme entre crochet avec le coefficient $\alpha_{l,m}$, pour chaque couple (l,m).

La deuxième condition imite les effets du vent, en faisant en sorte que toutes les lignes de champ soient radiales au-delà de la surface source. Par conséquent, on impose un potentiel nul sur la surface source, ce qui équivaut à dire que le champ ne dépend pas de (θ,φ), soit :

$$\psi(r=r_{\rm ss}) = \sum_{l,m} \left[\mu_l^m r_{\rm ss}^l + \nu_l^m r_{\rm ss}^{-(l+1)}\right] Y_l^m = 0.0, \tag{4.9}$$

$$\Leftrightarrow \mu_l^m r_{\rm ss}^l + \nu_l^m r_{\rm ss}^{-(l+1)} = 0.0. \tag{4.10}$$

En combinant ces deux conditions, on peut résoudre le système en (μ_l^m, ν_l^m) :

$$\mu_l^m = \alpha_{l,m}/(l r_\star^{l-1} r_{\rm ss}^{-2l+1} + (l+1) r_\star^{-(l+2)}), \tag{4.11}$$

$$\nu_l^m = -\mu_l^m r_{\rm ss}^{-(2l+1)}, \tag{4.12}$$

ce qui détermine le champ magnétique dans tout l'espace. En effet, au-delà de la surface source, seul le champ magnétique radial est non nul et résulte d'une décroissance en $1/r^2$ à partir de ses valeurs en $r = r_{ss}$.

La valeur de r_{ss} est donc le rayon à partir duquel toutes les lignes de champ deviennent radiales. Dans le travail de Schatten et al. (1969), il est défini comme la distance à partir de laquelle l'énergie transverse magnétique devient plus faible que l'énergie thermique du vent. Toutefois, ce critère est difficilement mesurable. Dans le cas du Soleil, les modèles font souvent état d'un rayon de surface source égal à $2.5R_\odot$. L'un des arguments majeurs pour fixer cette valeur a été de comparer la polarité du champ magnétique mesuré à une unité astronomique et celui prédit par le modèle (Hoeksema et al., 1983), c'est-à-dire la position relative de l'instrument par rapport à la nappe de courant héliosphérique, dont la structure varie au cours du cycle de 11 ans (cf. chapitre 5). La taille des streamers observés est également un bon critère permettant de fixer la valeur de r_{ss}.

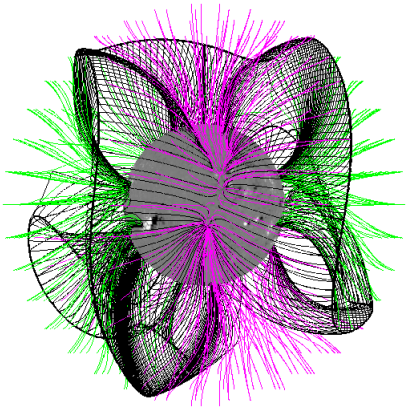


FIGURE 4.2 Visualisation de la structure coronale du maximum solaire à l'aide d'une extrapolation potentielle avec $r_{ss} = 2.5R_\odot$. Crédits DeRosa et al. (2012).

La figure 4.2 donne un exemple d'extrapolation potentielle faite en 3 dimensions à partir d'un magnétogramme solaire obtenu par le satellite SOHO (*Solar and Heliospheric Observatory*) et l'instrument MDI et à l'observatoire Wilcox (DeRosa et al., 2012). On y voit la structure quadrupolaire du champ, lors d'une phase d'activité maximale. Le rayon de surface source est fixé à $2.5R_\odot$, ce qui équivaut à fixer la taille de la plus grande boucle fermée à cette valeur. Cela ne signifie pas pour autant qu'il n'y a pas de lignes ouvertes, elles sont matérialisées figure 4.2 en vert et en violet en fonction de leur polarité (sortante/positive et rentrante/négative).

Cette valeur de référence a été abondamment utilisée dans la communauté solaire. Cependant, quelques travaux récents ont suggéré que le rayon de surface source pouvait varier au cours du cycle solaire. Lee et al. (2011) ont par exemple proposé d'utiliser une valeur réduite du rayon de surface source autour de $1.8R_\odot$ durant les phases de minimum, en se basant sur le flux observé à une unité astronomique et sur la structure des trous coronaux observés sur la surface. Arden et al. (2014) ont examiné la variation du meilleur r_{ss}, c'est-à-dire la valeur permettant de reproduire au mieux le flux magnétique mais aussi la direction du champ à une unité astronomique, durant plus d'un cycle. Contrairement à Lee et al. (2011), leur conclusion indique que la valeur de r_{ss} doit être augmentée de 15% à 20% durant les périodes de minimum d'activité par rapport à la valeur de référence $2.5R_\odot$. Cette tendance est la plus intuitive, puisqu'elle implique des boucles fermées plus étendues en minimum qu'en maximum. Or nos simulations faites au chapitre 3, montre qu'une variation de topologie telle qu'elle existe entre le minimum dipolaire et le maximum quadrupolaire présente ces caractéristiques (voir aussi la figure 4.1).

Les raisons de ces différences sont encore peu claires, et la comparaison minimum/maximum peut être dangereuse, notamment à cause de la présence de courants intenses en phase de maximum qui ont une forte influence sur le flux (Yeates et al., 2010), et qui font du maximum d'activité un mauvais candidat pour l'extrapolation potentielle. D'autres techniques de reconstruction sont possibles et permettent de prendre en compte la structure tridimensionnelle du champ magnétique observé, qu'elle soit issue de magnétogrammes vectoriels ou de cartes ZDI (Jardine et al., 2013). En général, une

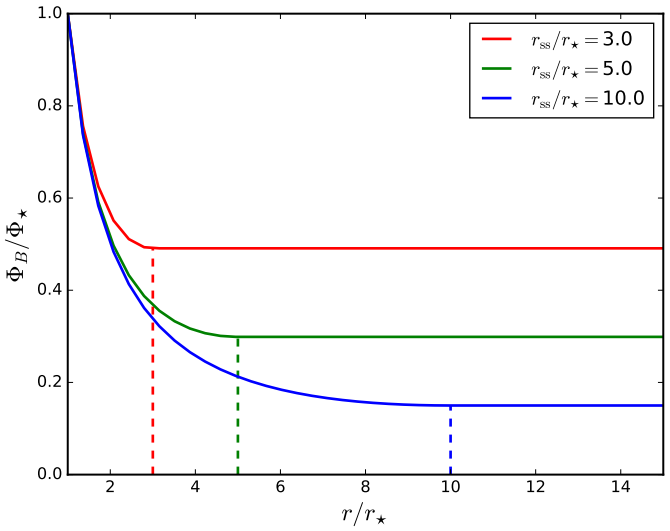


FIGURE 4.3 Illustration de l'effet du choix de r_{ss} sur le flux ouvert issu d'une extrapolation potentielle. Le flux magnétique non signé devient constant à partir de r_{ss}, et décroît avec la distance. Par conséquent pour un même flux de surface (ici celui d'un dipôle), plus r_{ss} est loin, plus la valeur du flux ouvert est faible. Le flux tend vers 0 quand r_{ss} tend vers $+\infty$.

description plus précise du champ magnétique utilise une reconstruction qui permet l'existence de courants parallèles au champ magnétique (configuration « force-free », voir la revue de Wiegelmann & Sakurai, 2012).

Le rayon de surface source est donc susceptible de varier au cours du cycle solaire, notamment à cause du changement de topologie qui oscille entre familles magnétiques symétrique et antisymétrique, et de la variation d'amplitude du champ (voir chapitre 2). Il semble alors difficile de justifier l'utilisation de la valeur solaire de référence à d'autres étoiles, dont le champ magnétique peut être complètement différent. Pour quelle valeur de r_{ss} une extrapolation potentielle permet-elle de reconstruire fidèlement la structure coronale d'une étoile et de calculer de façon précise le flux ouvert ? Dans quelle mesure le modèle PFSS peut-il reproduire les résultats d'une simulation MHD ?

4.1.2 Rayon de surface source optimal

Une extrapolation potentielle, une fois le champ magnétique de surface imposé, n'a plus qu'un seul paramètre libre, le rayon de la surface source r_{ss}. Notre objectif dans ce chapitre est de parvenir à estimer le flux ouvert d'une simulation avec une extrapolation potentielle. Or il existe précisément une valeur unique de r_{ss} qui donne la valeur du flux ouvert de chaque simulation.

En effet, dans chacune de nos simulations la valeur du flux ouvert est strictement inférieure à la valeur du flux de surface, puisqu'au moins une petite partie du flux reste confinée dans des boucles fermées. Le flux ouvert est bien sûr positif en tant que l'intégrale d'une quantité positive. Le flux ouvert calculé à partir d'une extrapolation potentielle, connaît les mêmes caractéristiques, et plus la surface source est proche de l'étoile, plus elle intercepte de boucles fermées et donc plus le flux ouvert est conséquent. Cela signifie que le flux ouvert extrapolé est une fonction décroissante de r_{ss}. La figure 4.3 illustre ce comportement, lorsque r_{ss} tend vers $+\infty$, le flux ouvert tend vers zéro, et ainsi il existe une valeur qui intercepte la valeur du flux ouvert de la simulation.

Table 4.1. Table des rayons de surface source optimaux

Cas	$v_A/v_{\rm esc}$	f	$r_{\rm ss,opt}$		
			Dip.	Quad.	Oct.
1	0.0753	9.95×10^{-5}	5.2	3.3	2.7
2	0.301	9.95×10^{-5}	8.6	4.7	3.5
3	1.51	9.95×10^{-5}	17.8	7.0	4.8
3+	2.00	9.95×10^{-5}	21.4	7.7	5.1
5	0.0753	9.95×10^{-4}	5.2	3.3	2.7
6	0.301	9.95×10^{-4}	8.6	4.7	3.5
7	1.51	9.95×10^{-4}	17.8	7.0	4.8
8	0.0753	3.93×10^{-3}	5.2	3.3	2.7
10	0.301	3.93×10^{-3}	8.5	4.7	3.5
13	1.51	3.93×10^{-3}	17.4	7.0	4.8
23	0.0753	4.03×10^{-2}	4.3	3.2	2.6
24	0.301	4.03×10^{-2}	6.4	4.3	3.3
25	1.51	4.03×10^{-2}	9.7	6.3	4.6
31	0.301	5.94×10^{-2}	5.6	4.1	3.2
37	0.301	9.86×10^{-2}	4.3	3.4	2.9
45	0.301	1.97×10^{-1}	3.0	2.7	2.4
47	1.51	1.97×10^{-1}	4.6	3.6	3.2
48	0.753	4.03×10^{-1}	2.3	2.2	2.1
49	1.51	4.03×10^{-1}	3.0	2.8	2.3
50	3.01	4.03×10^{-1}	3.7	3.0	2.7

Note. — Valeurs de $r_{\rm ss,opt}$ pour chacune des simulations de Réville et al. (2015a). Elles varient avec les paramètres stellaires, la rotation, l'intensité et la topologie du champ magnétique.

On peut donc définir un unique rayon de source surface « optimal » $r_{\rm ss,opt}$ pour chaque simulation comme le zéro de la fonction :

$$F(r_{\rm ss}) = \Phi^{\rm pfss}_{\rm open}(r_{\rm ss}) - \Phi^{\rm sim}_{\rm open}, \tag{4.13}$$

où $\Phi^{\rm sim}_{\rm open}$ est le flux ouvert obtenu par la simulation et $\Phi^{\rm pfss}_{\rm open}(r_{\rm ss})$ celui obtenu avec l'extrapolation potentielle.

La table 4.1, recense les valeurs des $r_{\rm ss,opt}$ que nous avons obtenues sur l'ensemble des simulations présentées au chapitre 3. La valeur $r_{\rm ss,opt}$ est obtenue par une méthode de dichotomie. À partir d'un intervalle de valeurs $[r_{ss,1}, r_{ss,2}]$, qui contient la valeur optimale (ce qui est équivalent à la condition $F(r_{ss,1}) > 0$ et $F(r_{ss,2}) < 0$), l'algorithme consiste à découper l'intervalle en deux et à sélectionner celui dont les deux extrémités sont de signes opposés. L'erreur est donc au maximum $(r_{ss,1} - r_{ss,2})/2^n$, où n est le nombre d'itérations, ce qui pour la précision souhaitée ici représente une dizaine d'itérations.

Les valeurs de $r_{\rm ss,opt}$ varient en fonction de tous les paramètres pris en compte dans cette étude, l'intensité du champ magnétique, sa topologie et le taux de rotation de l'étoile. Ces variations sont qualitativement semblables à celles du rayon d'Alfvén effectif décrit au chapitre 3. $r_{\rm ss,opt}$ croît avec l'intensité du champ magnétique, décroît avec la complexité l et avec le taux de rotation. Il arrive

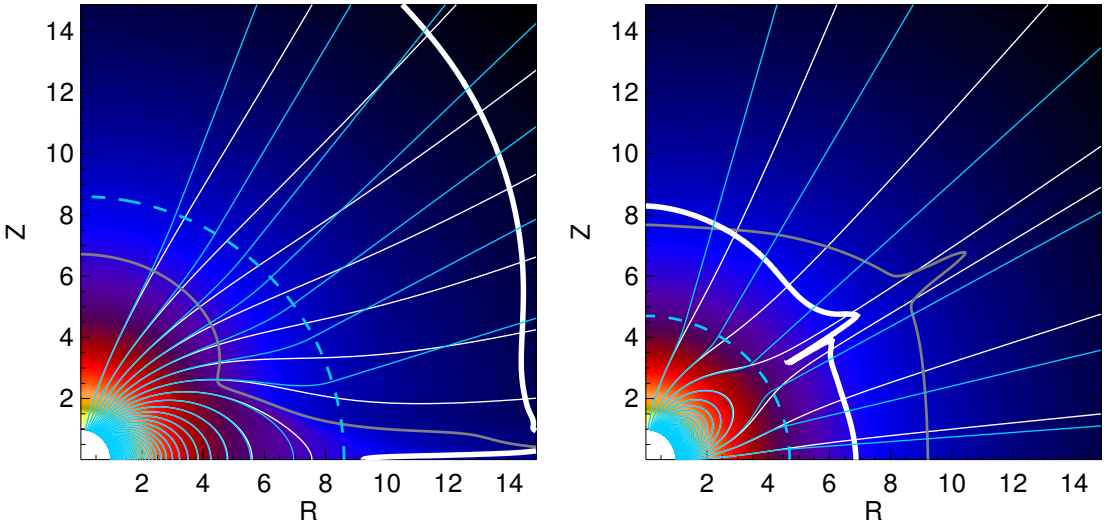


FIGURE 4.4 Comparaison des simulations MHD (lignes de champ en blanc épais) et des extrapolations potentielles (lignes en cyan) faites à $r_{\mathrm{ss,opt}}$. Les boucles fermées sont bien reproduites par l'extrapolation potentielle mais l'expansion des tubes de flux au-delà de la surface source est peu satisfaisante.

d'ailleurs que certains travaux maintiennent une ambiguïté entre rayon de surface source et rayon d'Alfvén en affirmant que les lignes de champ magnétique sont radiales au-delà de r_A. Pour les vents thermiques, dont au moins une partie de l'accélération est due à un gradient de pression thermique, le rayon d'Alfvén est pourtant toujours supérieur au rayon de source surface optimal.

> r_{ss} **et rayon d'Alfvén.** Cette étude démontre que le rayon d'Alfvén est toujours supérieur au rayon de surface source. En effet, au rayon d'Alfvén $v^2 = B^2/(\mu_0\rho)$, ce qui équivaut à dire que la pression ram est égale à la pression magnétique. La section 4.2 montre que bien qu'un équilibre de pression soit la bonne méthode pour estimer le rayon de surface source, la pression thermique joue un rôle fondamental. C'est la somme des pressions thermique et ram égale à la pression magnétique qui définit le rayon de surface source optimal. Pour les vents dont l'accélération est due à d'autres mécanismes (les vents radiatifs des étoiles massives par exemple), on peut avoir égalité entre ces deux valeurs.

D'une manière générale, le rayon de surface source optimal mesure la taille de la plus grande boucle fermée. Dans notre étude, il peut varier de 2 à 20 rayons stellaires et s'éloigne considérablement de la valeur solaire de référence. Les cas extrêmes de forts champs magnétiques à faible rotation sont peu susceptibles de correspondre à des cas réalistes mais nous verrons à la fin de ce travail que pour de jeunes étoiles dont le taux de rotation et le champ magnétique sont forts, le rayon optimal peut atteindre $10R_\star$.

La figure 4.4 permet de comparer les résultats de deux de nos simulations avec l'extrapolation potentielle faite au $r_{\mathrm{ss,opt}}$. L'extrapolation potentielle dont les lignes de champ sont en cyan reproduit de façon précise les boucles fermées de la simulation en blanc. La surface d'Alfvén est dans tous les cas au-delà de la surface source, excepté au niveau des nappes de courants où la surface d'Alfvén vient toucher la plus grande boucle fermée, on a alors localement $r_{\mathrm{ss,opt}} = r_A$.

Au-delà de la surface source, l'accord entre les deux modèles, l'extrapolation potentielle et la simulation MHD ne reste pas satisfaisant. Imposer des lignes radiales directement après la surface source, ne rend pas bien compte de la façon dont l'écoulement ouvre les lignes de champ, qui deviennent radiales plus loin de l'étoile. Même si le flux ouvert est par définition identique, l'expansion des tubes de flux dans le modèle d'extrapolation potentielle est fausse, puisqu'elle n'est pas calculée de façon consistante avec l'écoulement. Cela a des conséquences pour nombre de modèles qui dans le cas solaire utilise des extrapolations potentielles pour calculer la vitesse asymptotique du vent (voir le chapitre 2, section 2.3, Wang & Sheeley, 1990, 1991) et pour déduire la structure du champ coronal (Titov et al., 2012).

Dans les cas présentés, c'est-à-dire pour des rotateurs lents, l'extrapolation potentielle surestime le facteur d'expansion des tubes de flux à proximité des streamers, ce qui implique une sous estimation de la vitesse asymptotique du vent qui est inversement proportionnelle au facteur d'expansion (Wang & Sheeley, 1990, 1991). Comme nous l'avons vu dans le chapitre 2, une expansion superradiale, implique en général une décélération de l'écoulement si le vent est subsonique, bien que le cas contraire soit possible (Velli, 2010; Pinto et al., 2016). Une expansion superradiale au-delà de la surface source, qui ne peut donc pas être modélisée par le modèle PFSS, et que l'on observe à haute latitude dans la figure 4.4, est en revanche source d'accélération de l'écoulement. À forte rotation, ces effets peuvent devenir très importants, comme nous le verrons dans le chapitre 5.

L'extrapolation potentielle possède donc de nombreuses limites et ne permet pas de déterminer de façon auto-consistante les champs de vitesses, de densité, ou même la composante azimutale du champ magnétique créée par la rotation de l'étoile. Néanmoins, à condition de pouvoir estimer correctement le rayon de surface source optimal, il permet de retrouver la valeur du flux ouvert et de l'introduire dans notre formulation de freinage.

4.2 Estimations du couple magnétique et de la perte de masse pour les étoiles de type solaire.

4.2.1 Balance de pression et estimation du flux ouvert

Parmi toutes les étoiles auxquelles peut s'appliquer notre modèle de freinage, les étoiles qui possèdent une enveloppe convective ($0.2 - 1.4 M_\odot$), l'ensemble des paramètres stellaires est vaste. Les étoiles jeunes, qui possèdent une période de moins d'un jour, ont un champ magnétique de quelques centaines à plus d'un millier de Gauss (Vidotto et al., 2014). L'évolution de la topologie magnétique des étoiles froides en fonction de leur âge ou de leur rotation reste mal comprise (voir le chapitre 2, section 2.2, figure 2.5). Elle varie pour des étoiles de même type spectral et de même période. Le champ magnétique étant aussi à l'origine du chauffage coronal, les mécanismes d'accélération du vent sont susceptibles de changer d'une étoile à l'autre (Suzuki, 2011; Cranmer & Saar, 2011). Dans ces conditions, afin d'estimer le flux ouvert porté par le vent d'une étoile avec une extrapolation potentielle, un choix judicieux du rayon de surface source est nécessaire.

Jardine et al. (2002) s'appuyèrent sur l'observation de protubérances de l'étoile AB Doradus à $2.7 R_\star$ pour fixer un $r_{\rm ss}$ légèrement supérieur. Néanmoins, la plupart des travaux fixent une valeur entre 2 et 4 rayons stellaires d'une manière pour le moins arbitraire. En revenant à la définition donnée par

Schatten et al. (1969), $r_{\rm ss}$ peut être interprété comme la région où l'énergie magnétique (qui domine dans la basse couronne) est équivalente à l'énergie thermique du vent.

Le paramètre $\beta = p/(B^2/(2\mu_0))$ permet d'exprimer ces variations de régime non pas en terme d'énergie mais de pression. La figure 4.5 représente l'évolution de β avec la distance à la photosphère. Au-dessus de la chromosphère (qui n'est pas modélisée dans nos simulations), $\beta < 1$, c'est le champ magnétique qui domine la dynamique du plasma, permettant ainsi la création de boucles fermées. Puis après 10^9m, soit environ $1.5R_\odot$, la pression thermique redevient importante dans l'écoulement. On peut donc penser que l'équilibre de pression thermique et magnétique donne une bonne idée de l'endroit où placer le rayon de surface source.

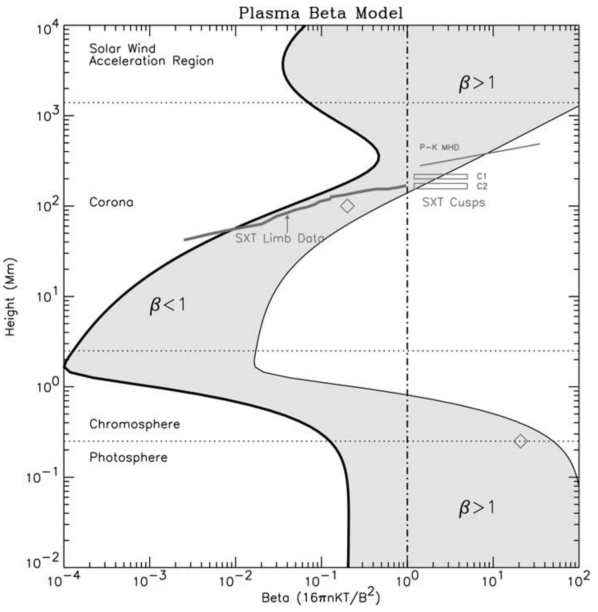


FIGURE 4.5 Évolution de β avec la hauteur. Crédits Gary (2001).

Par ailleurs, la pression thermique n'est pas le seul facteur à l'origine de l'ouverture des lignes de champ. La pression dynamique (ram), résultat de l'accélération thermique du vent, apporte également sa contribution. De plus, la pression magnétique peut également être dirigée vers l'extérieur. Le terme de Lorentz

$$\mathbf{J} \times \mathbf{B} = -\frac{\nabla B^2}{2\mu_0} + \frac{1}{\mu_0}\mathbf{B} \cdot \nabla \mathbf{B}, \tag{4.14}$$

se décompose en un terme de pression et de tension, lié à la courbure des lignes de champ magnétique qui permet de retenir le plasma au sein de boucles fermées. On peut néanmoins montrer que l'amplitude maximale orthogonale à une ligne de champ de la force de Lorentz, qui s'oppose à l'écoulement, est $B^2/(2\mu_0)$ (voir Gurnett & Bhattacharjee, 2000).

Nous définissons donc un estimateur du rayon surface source, comme la moyenne des rayons en latitude où s'établit l'équilibre :

$$P_{\rm hydro} \equiv p + \rho v^2 = \frac{B^2}{2\mu_0} \equiv P_{\rm mag}. \tag{4.15}$$

Bien sûr, l'objectif étant de calculer le flux ouvert sans faire de simulations, ces quantités doivent être obtenues à partir de modèles simples. Les pressions thermique et dynamique sont issues d'un modèle polytropique à symétrie sphérique (cf. chapitre 1). Et la pression magnétique est obtenue à partir d'une expansion multipolaire du champ magnétique de surface, ce qui correspond en gros à ce que serait le champ magnétique coronal sans vent.

La figure 4.6 illustre un tel équilibre unidimensionnel (coupe équatoriale) dans le cas d'un vent dipolaire et quadrupolaire avec les caractéristiques du cas 3. La pression magnétique dominante à la surface de l'étoile décroît d'autant plus que la topologie du champ est complexe (en $r^{-2(l+2)}$) et

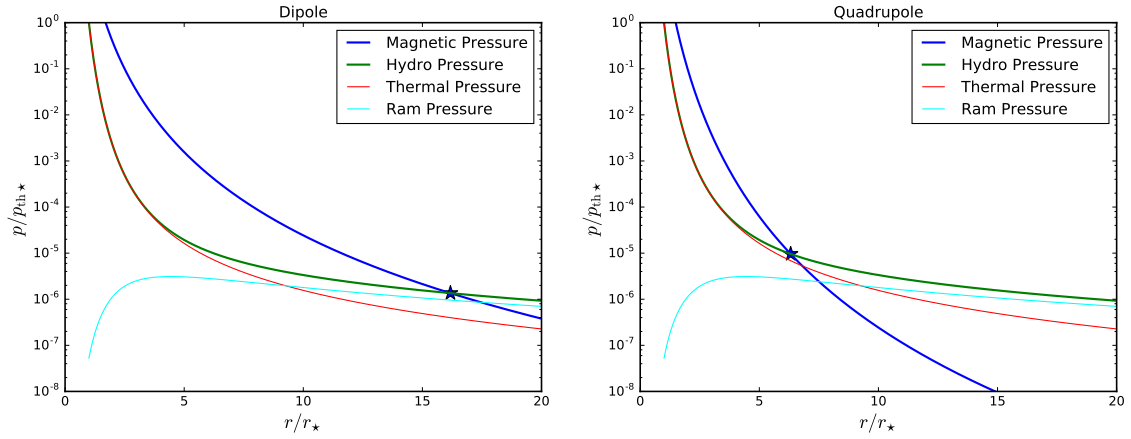


FIGURE 4.6 Bilan des pressions pour les paramètres du cas 3 dans un cas dipolaire et un cas quadrupolaire. Les courbes représentent une coupe dans le plan équatorial, et l'étoile noire représente l'estimation du rayon de surface source.

est dépassée par la pression hydrodynamique aux alentours de seize rayons stellaires pour le dipôle contre sept pour le quadrupôle. L'intensité du champ magnétique permet de jouer sur la hauteur absolue de la courbe bleue et peut rapprocher ou éloigner l'intersection avec la courbe verte. La pression thermique est identique dans tous les cas de notre étude, puisque la même température a été utilisée.

La pression dynamique (ram) joue un rôle, bien que léger ici, puisque l'intersection de la pression magnétique et la pression thermique intervient quelques rayons stellaires plus loin. Cette pression dynamique est bien sûr nulle à la surface de l'étoile car la vitesse du vent est elle-même zéro. Elle atteint un maximum, pour décroître ensuite quand l'accélération est insuffisante pour compenser la décroissance de la densité.

L'étoile noire marque donc notre estimateur pour le rayon de surface source. En appliquant cette méthode avec les paramètres de cas de Réville et al. (2015a), on peut donc comparer cet estimateur $r_{\mathrm{ss,est}}$ avec le rayon de surface source optimal issu de la simulation $r_{\mathrm{ss,opt}}$.

La figure 4.7, montre le résultat de cette étude faite avec un modèle de vent polytropique. Les couleurs traduisent le taux de rotation de l'étoile. Globalement notre estimateur est efficace à faible rotation (symboles bleus), mais ne marche plus dès que la rotation augmente. En effet, rien dans notre modèle ne permet de prendre en compte l'effet de la rotation sur le vent et donc sur le rayon de surface source. Or, pour un champ magnétique donné, $r_{\mathrm{ss,opt}}$ décroît lorsque la rotation augmente. Quelques cas octupolaires à champs faibles montrent aussi un désaccord entre $r_{\mathrm{ss,opt}}$ et $r_{\mathrm{ss,est}}$.

L'estimation du flux ouvert est aussi illustré figure 4.7. On remarque une structure symétrique par rapport à l'estimation du rayon de surface source, car le flux ouvert est une fonction décroissante de r_{ss}. Par conséquent pour les rotateurs rapides, dont le champ magnétique est intense, le flux ouvert peut être fortement sous estimé avec cette technique.

Prendre en compte l'influence de la rotation et de l'effet magnéto-centrifuge est donc nécessaire.

4.2.2 De l'importance de la rotation

L'accélération magnéto-centrifuge abordée dans le chapitre 3, devient à partir d'une certaine période de rotation le mécanisme dominant dans l'accélération du vent. La figure 4.7 montre que la transition entre les bons estimateurs de rayon de surface source et les mauvais se situe autour de $f = 10^{-2}$, ce

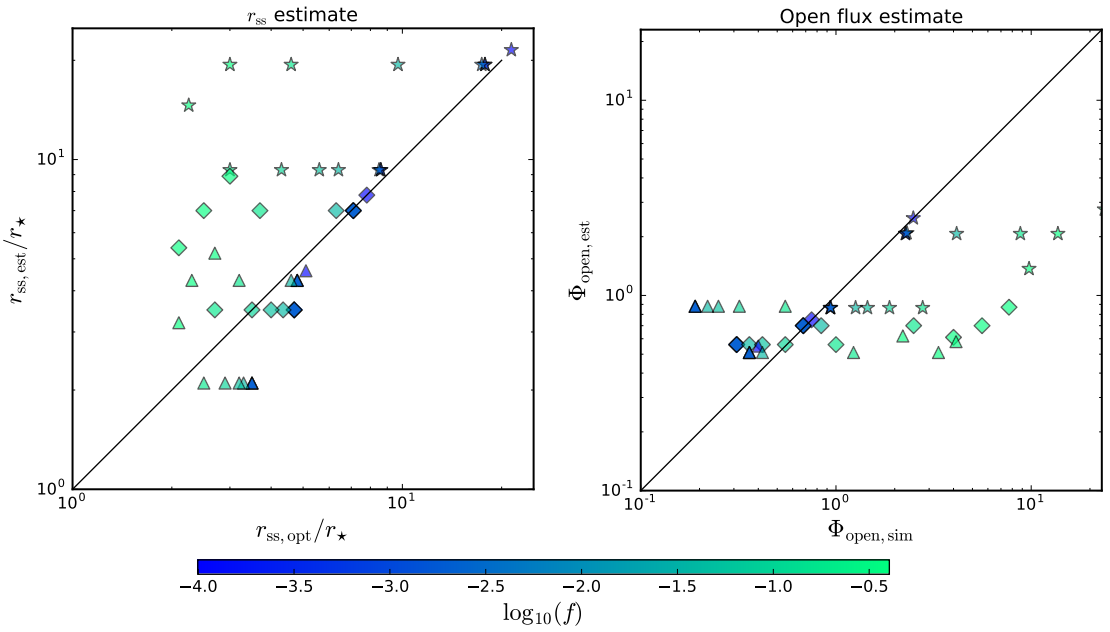


FIGURE 4.7 Comparaison des estimations du rayon de surface source et du flux ouvert avec les valeurs issues des simulations. Les couleurs représentent le taux de rotation, on voit que pour les rotations faibles $f < 10^{-2}$ (points bleus), l'accord est bon. Pour des rotations plus fortes (points verts), l'accord n'est pas satisfaisant et entraîne une sous estimation du flux ouvert dans le plupart des cas. La topologie joue aussi un rôle, les étoiles représentent les cas dipolaires, les losanges les cas quadrupolaires et les triangles les cas octupolaires. Les cas octupolaires à champs faibles ne suivent pas la tendance générale et montrent une surestimation du flux ouvert.

qui correspond à la valeur à laquelle l'effet de la rotation se manifeste dans nos simulations (voir le chapitre précédent et l'article en fin de chapitre, où une troncature nette est faite à cette valeur). L'effet magnéto-centrifuge est d'autant plus intense que la rotation est grande et que le champ magnétique est fort, ce qui est précisément la correction que l'on cherche pour nos estimateurs.

Encore une fois, il n'est pas question d'obtenir des profils de vitesses avec l'effet magnéto-centrifuge à partir de simulations. Weber & Davis (1967) illustrèrent pour la première fois les solutions d'un vent magnétisé en rotation. Leur modèle permet de calculer les composantes (B_r, B_φ), (v_r, v_φ), ainsi que les profils de pression et de densité dans le plan équatorial, en supposant que le champ est purement radial. Toutefois, le formalisme présenté dans ce travail, certainement ancré dans les méthodes de calcul de l'époque, nécessite un calcul de coefficients par tâtonnements difficile à automatiser (ils n'ont d'ailleurs traité que le cas du Soleil).

Sakurai (1985) proposa une méthode alternative efficace permettant de traiter rapidement et automatiquement de nombreux cas différents. L'implémentation de cette méthode est détaillée dans l'aparté technique 4.4. À partir de la valeur des paramètres stellaires : l'intensité du champ magnétique, le taux de rotation, la température coronale et l'indice polytropique, cette méthode permet de calculer le profil de densité et d'en déduire tous les autres. L'effet magnéto-centrifuge est pris en compte en considérant un champ ouvert, ce qui correspond bien à l'accélération qui intervient le long des lignes de champ ouvertes.

L'influence de l'accélération centrifuge est illustrée par la figure 4.8. On voit, pour une même intensité de champ magnétique et des paramètres thermodynamiques constants (température et indice

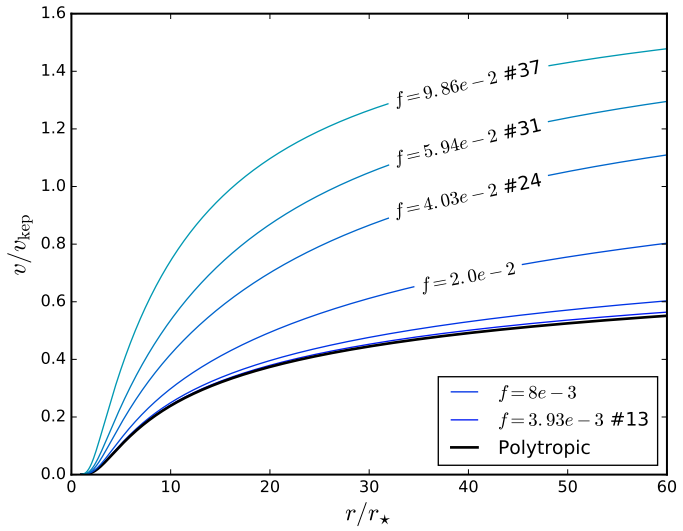


FIGURE 4.8 Profils de vitesse obtenus par la méthode de Sakurai (1985), en fonction du taux de rotation pour $v_A/v_{esc} = 0.301$. L'effet magnéto-centrifuge permet de distinguer les profils à partir de $f = 3.93 \times 10^{-3}$ et devient dominant à mesure que la rotation augmente.

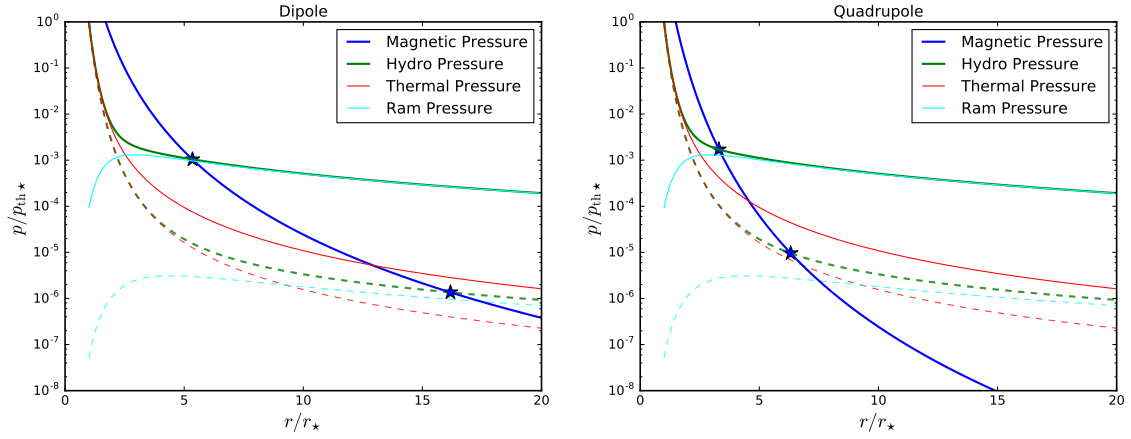


FIGURE 4.9 Bilan des pressions en utilisant cette fois la solution de Sakurai pour calculer les profils de pression, vitesse et densité dans le cas 47. Les profils à faible rotation (ou sans solution de Sakurai) de la figure 4.6 sont montrés en pointillés légers. Le changement de pression dynamique permet de ramener l'estimateur de rayon de surface source plus près de l'étoile pour les deux topologies.

polytropique), l'importance que revêt l'effet de rotation dans le profil de vitesse. Pour $f \geq 4 \times 10^{-3}$, l'accélération magnéto-centrifuge commence à modifier le profil de vitesse. À partir de $f = 2.0 \times 10^{-2}$, cette accélération devient non négligeable sur les quelques 10 premiers rayons stellaires au-delà de la photosphère. Pour les cas extrêmes de notre étude (cas 47), l'effet domine largement l'accélération du vent. À faible rotation (f tend vers zéro), la solution de Sakurai converge logiquement vers la solution polytropique.

Quelles sont les conséquences de l'effet magnéto-centrifuge sur l'équilibre de pression et l'estimateur de rayon de surface source ? La figure 4.9 montre la modification apportée par la prise en compte de la rotation. La pression dynamique (en cyan) est significativement augmentée par l'accélération magnéto-centrifuge pour de fortes rotations (ici $f = 0.197$). La pression thermique est elle aussi augmentée (mais moins significativement) et donc la pression est, elle aussi, supérieure au cas à faible rotation malgré la vitesse du vent supérieure. La constante de conservation de la masse est donc

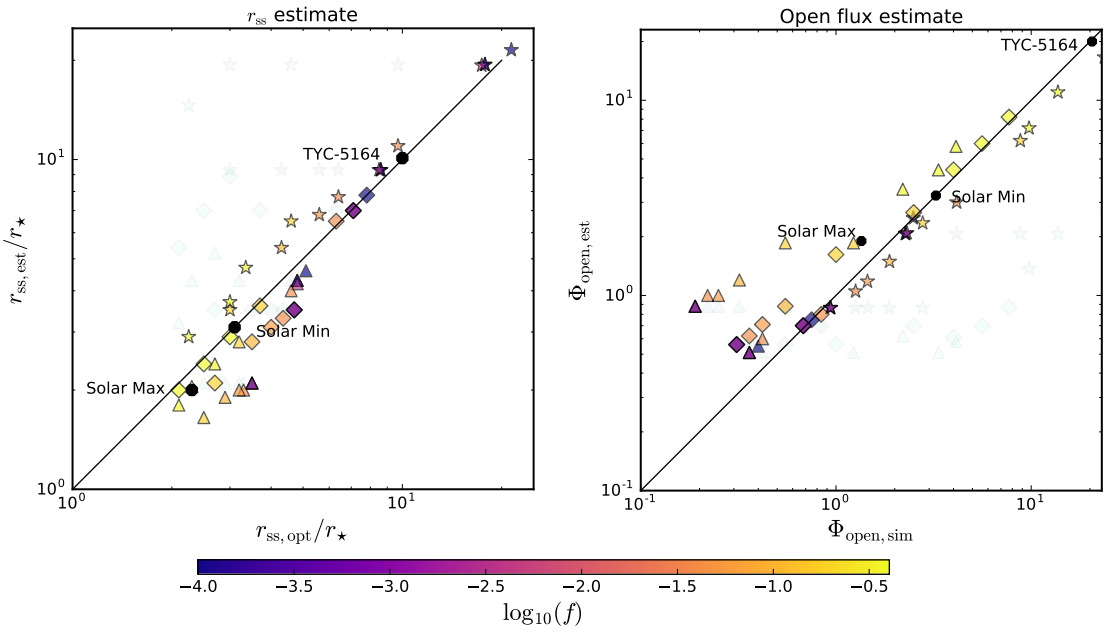


FIGURE 4.10 Comparaison entre l'estimation et la valeur optimale du rayon de surface source en utilisant une solution de vent magnétisé en rotation (panneau gauche). Les flux ouverts résultants sont comparés dans le panneau de droite. L'accord est bien meilleur qu'en utilisant la solution polytropique, dont les résultats sont laissés en transparence (voir la figure 4.7). Quelques cas de géométries mixtes issues d'observations sont estimés avec succès par cette méthode et sont montrés en noir.

supérieure, ce qui signifie que plus de matière (par unité de temps) est injectée dans notre système pour les rotateurs rapides.

Les deux termes qui composent la pression hydrodynamique sont donc supérieurs lorsque l'effet magnéto-centrifuge est pris en compte et l'estimateur du rayon de source surface est diminué. Dans le cas dipolaire, l'estimateur à l'équateur[3] (figure 4.9) passe d'environ $16R_\star$ à $6R_\star$ et de $7R_\star$ à $4R_\star$ dans le cas quadrupolaire.

L'accord entre les estimateurs et les rayons de surface source optimaux est donc largement modifié en appliquant cette nouvelle technique. La figure 4.10 montre les résultats actualisés. L'amélioration est nette. Quantitativement, si l'on définit l'erreur relative sur le rayon de surface source comme :

$$\mathrm{err} = 2|r_{\mathrm{ss,opt}} - r_{\mathrm{ss,est}}|/(r_{\mathrm{ss,opt}} - r_{\mathrm{ss,est}}), \tag{4.16}$$

elle est en moyenne autour de 20% en utilisant la solution de Sakurai, contre 60% avec la solution polytropique. De la même façon, l'erreur relative sur le flux ouvert est inférieure à 25% en utilisant la solution de Sakurai tandis qu'elle est en moyenne de 100% avec la solution polytropique et peut atteindre 160% si l'on écarte les cas octupolaires à faibles champs magnétiques. Ces cas sont en effet difficiles à reproduire quelle que soit la méthode, car la valeur du rayon de surface source optimal, semble ne pas pouvoir descendre en dessous de $2R_\star$. En effet la complexité du champ magnétique octupolaire, maintient des boucles fermées malgré la faiblesse du champ sur environ $1R_\star$ au-delà de la surface. En revanche, la balance de pression peut *a priori* se rapprocher aussi près que possible de

3. En réalité nos estimateurs sont calculés en moyennant les rayons obtenus sur toutes les latitudes, ce qui pour le dipôle augmente légèrement la valeur de l'estimateur par rapport à celle obtenue à l'équateur, car le champ magnétique est plus intense aux pôles.

Table 4.2. Estimations de $r_{\rm ss}$ pour des cas réels

Cas	(B_1^0, B_2^0, B_3^0) (G)	f	c_s/v_{esc}	$n_\star$ (cm^{-3})	$r_{\rm ss,opt}$ ($R_\star$)	$r_{\rm ss,est}$ ($R_\star$)
Soleil Min	$(-4.5, 0.24, -4.24)$	0.004	0.26	10^8	3.1	3.1
Soleil Max	$(0.5, 2.2, 0.5)$	0.004	0.26	10^8	2.1	1.7
TYC 5164	$(190, -19, -5)$	0.03	0.285	4.86×10^8	9.8	10.0

Note. — Paramètres stellaires et estimation du rayon de surface source pour trois cas réalistes.

la surface. On peut donc fixer dans notre méthode un seuil d'estimation du rayon de surface source à $2R_\star$. Ce seuil de saturation permet d'améliorer significativement ces cas octupolaires à faibles champs magnétiques.

Par ailleurs, la balance de pression peut également ne pas donner de résultats, si la pression magnétique est dès la surface de l'étoile plus faible que la pression thermique. Cela a été le cas, pour tous les cas où $v_A/v_{esc} = 0.0753$, qui ne sont pas représentés sur les figures 4.7 et 4.10. Cela signifie que ce critère ne peut s'appliquer que si la pression magnétique est supérieure à la pression thermique à la base de la couronne, c'est-à-dire $\beta < 1$. Cette condition est vraie pour le Soleil où $\beta \approx 0.1$ (voir figure 4.5) et l'est sans doute pour les étoiles à rotation plus rapide. En effet, les travaux de Holzwarth & Jardine (2007) décrivent l'évolution du champ magnétique, de la densité et de la température à la base de la couronne en fonction du taux de rotation de l'étoile. D'après leurs résultats, la pression magnétique augmente plus fortement avec la rotation que la pression thermique et donc cette relation reste vraie pour les rotateurs plus rapides que le Soleil (et donc les étoiles plus jeunes dont les propriétés sont détaillées dans le chapitre 5).

4.2.3 Application au calcul de couple magnétique

La figure 4.10 montre, en plus des soixante cas de Réville et al. (2015a), trois cas réalistes de géométries magnétiques pour lesquels nous avons fait une simulation. Comme dans le chapitre 3, nous avons pris les cas du Soleil au minimum et au maximum d'activité, suivant les mêmes observations (DeRosa et al., 2012). Dans ces deux cas, nous avons choisi d'augmenter la température coronale à 1.5×10^6 Kelvin, ce qui permet de simuler un vent plus rapide, qui atteint 450 km/s à une unité astronomique. En fixant une densité coronale à $n = 10^8$cm^{-3}, on trouve une perte de masse $\dot{M} = 3.2 \times 10^{-14} M_\odot$/yr, dans la fourchette des valeurs mesurées *in-situ* par les sondes *Ulysses*, *Helios*, ACE, WIND.

L'étoile TYC-5164-567-1 est une jeune étoile K de 120 millions d'années[4], de masse $M_\star = 0.9 M_\odot$, de rayon $R_\star = 0.9 R_\odot$, et de période $P = 4.7$ jours. Conformément aux travaux de Holzwarth & Jardine (2007) et aux observations de Preibisch (1997); Güdel (2004); Wood (2004) (voir chapitre 5), la température et la densité à la base de la couronne ont été augmentées pour tenir compte de la différence de taux de rotation. La table 4.2 résume les différents paramètres stellaires de ces trois cas et les estimations obtenues.

4. Attention, ce n'est pas la même que dans le chapitre 3.

Pour le Soleil, le rayon de surface source optimal varie de $2.1R_\odot$ au maximum à $3.1R_\odot$ au minimum d'activité. La valeur de référence de $2.5R_\odot$ est donc cohérente avec les deux valeurs extrêmes que l'on trouve. La variation est également en accord avec les travaux de Arden et al. (2014), avec une valeur plus élevée au minimum. Cela s'explique par un champ dipolaire plus fort au minimum, qui crée des structures fermées plus larges. Les estimations du rayon de surface source optimales sont bonnes, en particulier dans le cas du minimum solaire. Au maximum, l'effet de saturation que nous avons évoqué dans la partie précédente fait que $r_{\rm ss,opt}$ est proche de $2R_\star$ tandis que l'estimateur est en dessous. Le flux ouvert est donc quelque peu surestimé dans ce cas par notre méthode (voir figure 4.10).

Le rayon de surface source optimal de TYC 5164-567-1 est en revanche très loin de la valeur de référence solaire. Les boucles magnétiques fermées s'étendent jusqu'à $10R_\star$ dans notre simulation et la méthode d'estimation donne ici encore d'excellents résultats. En effet, cette jeune étoile K possède un fort dipôle axisymétrique de 190 G, qui structure la couronne sur de larges distances. Cet exemple montre tout l'intérêt de cette méthode appliquée aux étoiles jeunes, dont le champ magnétique est fort mais pour lesquelles l'accélération magnéto-centrifuge joue un rôle non négligeable.

Fort de ces résultats, un simple programme peut en quelques secondes calculer le couple magnétique associé au vent d'une étoile, à partir des paramètres stellaires [5]. Ce programme suit les étapes suivantes :

— Calculer la solution de vent polytropique, ou magnéto-centrifuge à symétrie sphérique.
— En déduire la perte de masse : $\dot{M} = 4\pi\rho v$.
— Calculer l'estimateur du rayon de source surface optimal à l'aide d'une balance de pression en 2 ou 3 dimensions (pour le champ magnétique).
— Déduire le flux ouvert de l'extrapolation potentielle faite au rayon de surface source estimé
— Calculer le couple en appliquant la formulation de Réville et al. (2015a).

En appliquant cette méthode aux trois étoiles de cette étude, on trouve des échelles de temps de freinage magnétique, définis comme le moment cinétique total sur la perte de moment cinétique, de 60 à 150 milliards d'années pour le Soleil. Le freinage est moins efficace au minimum comme on l'a vu dans le chapitre 3 [6], et le temps de freinage est plus long. Les modèles d'évolution stellaire donnent des temps de 10 milliards d'années ou plus. Notre estimation est donc large, bien qu'en accord avec les simulations. En réalité, le freinage magnétique associé au champ magnétique solaire est faible, peut-être à cause d'une transition pour les étoiles évoluées qui arrêtent de freiner (voir van Saders et al., 2016, et le chapitre 5, section 5.3).

Pour TYC 5164-567-1, l'échelle de freinage est de 540 millions d'années, il y a deux ordres de grandeurs entre la perte de moment cinétique solaire et celle de cette étoile jeune. Cette différence correspond bien au rapport des taux de rotation au cube qui est exigée dans les modèles de rotation séculaire abordés au chapitre 3.

4.3 Discussion et perspectives

Une extrapolation potentielle faite avec un rayon de source surface judicieusement choisi permet donc de retrouver une valeur du flux ouvert proche de celui que l'on peut obtenir de simulations.

5. Nous avons développé une classe python, `starAML`, disponible en tant que logiciel libre sous licence GNU GPL, dont les performances seront analysées dans le chapitre suivant.
6. Nous relativiserons ce résultat dans le chapitre suivant où l'inclusion des modes non axisymétriques change la donne.

Notre loi de freinage peut donc être appliquée pour calculer le couple associé au vent d'une étoile, à partir de ses paramètres stellaires, son champ magnétique, son taux de rotation, mais aussi sa densité et sa température coronale. Ces deux derniers paramètres ne sont pas observables, mais sont pourtant fondamentaux pour pouvoir appliquer notre méthode de calcul du rayon de source surface. Le chapitre suivant propose des prescriptions pour l'évolution de ces propriétés avec le taux de rotation.

Par ailleurs, notre méthode permet de contraindre la valeur du rayon de surface source, pour les reconstructions de champs coronaux à partir d'observations ZDI (voir par exemple Jardine et al., 2002; Donati et al., 2006; Jardine et al., 2013). Nous avons fait le choix de caractériser cette valeur du rayon de source surface comme un équilibre physique (plutôt que de faire un ajustement sur les paramètres, à l'instar de la formulation du chapitre 3). Ce choix permet de compléter notre compréhension de la structure coronale, mais également de pouvoir améliorer ce critère, par exemple en utilisant, à la place du modèle polytropique, un modèle d'accélération du vent issue de la dissipation d'ondes d'Alfvén (cf. chapitre 2, section 2.3 Verdini et al., 2010; Lionello et al., 2014).

4.4 Aparté Technique 2 : solution semi-analytique d'un vent magnétisé en rotation.

L'objectif de ce deuxième aparté technique est de donner au lecteur tous les outils nécessaires au calcul de la solution de vent magnétisé en rotation exposé dans Sakurai (1985). L'implémentation et la résolution de ce problème ont représenté quelques deux mois de travail, notamment du fait que les articles de Sakurai (1985) et Weber & Davis (1967), n'exposent pas la totalité de leurs résultats, rendant difficile leur reproductibilité. Le travail de Sakurai (1985) présente néanmoins un formalisme clair qui permet de résoudre le problème de manière générale, et que nous utilisons dans la suite.

On cherche à résoudre les équations de la MHD dans le plan équatorial (r, φ), en supposant un champ magnétique radial entraîné par la rotation d'un objet central. Les champs de vitesse et magnétique se résument donc à leur composantes selon $\mathbf{e}_r$ et $\mathbf{e}_\varphi$. Dans ce cas les équations de la MHD peuvent se résumer aux 6 équations intégrées suivantes [7] :

$$p = K\rho^\gamma, \tag{4.17}$$

$$\rho V_r r^2 = f, \tag{4.18}$$

$$B_r r^2 = \Phi, \tag{4.19}$$

$$(v_\varphi - \Omega_\star r)B_r = v_r B_\varphi, \tag{4.20}$$

$$r\left(v_\varphi - \frac{B_r B_\varphi}{\mu_0 \rho v_r}\right) = \Omega_\star r_A^2, \tag{4.21}$$

$$\frac{v_r^2}{2} + \frac{1}{2}(v_\varphi - \Omega_\star r)^2 + \frac{\gamma}{\gamma - 1}\frac{p}{\rho} - \frac{GM_\star}{r} - \frac{\Omega_\star^2 r^2}{2} = E. \tag{4.22}$$

K est la constante qui apparaît dans la relation de fermeture, l'équation d'état polytropique, et donc $K = p_\star/\rho_\star^\gamma$. La constante f est le résultat de l'intégration de l'équation de conservation de la masse. Φ représente le flux magnétique (constant dès la surface de l'étoile puisque l'on fait l'hypothèse d'un champ radial). L'équation (4.20) est l'expression du théorème du champ gelé et l'équation (4.21)

7. Voir l'annexe A pour une généralisation de ce résultat dans le cas axisymétrique.

traduit la conservation du moment cinétique. r_A est le rayon d'Alfvén, inconnu *a priori* mais que la résolution du problème va permettre de déterminer. $\Omega_\star$ représente le taux de rotation de l'étoile et la dernière équation est l'intégrale de Bernoulli avec E l'énergie du système.

En combinant les équations précédentes dans l'équation donnant l'énergie E, notamment en écrivant que :

$$v_\varphi \left[1 - \frac{B_r^2}{\mu_0 \rho v_r^2}\right] = \frac{\Omega_\star r_A^2}{r} - \Omega_\star r \left[\frac{B_r^2}{\mu_0 \rho v_r^2}\right], \tag{4.23}$$

et en remarquant que :

$$\frac{B_r^2}{\mu_0 \rho v_r^2} = \frac{\Phi^2}{\mu_0 f^2}\rho = \frac{\rho}{\rho_A}, \tag{4.24}$$

où ρ_A est la densité au point d'Alfvén, on obtient une expression qui ne dépend que de r et de ρ. On peut donc définir un Hamiltonien $H(r,\rho)$ tel que :

$$H(r,\rho) = \frac{GM_\star}{r_A}\tilde{H}(x,y) = E = \frac{GM_\star}{r_A}\tilde{E}, \tag{4.25}$$

où les quantités $\tilde{H}$ et $\tilde{E}$ sont normalisées par la vitesse Képlérienne au point d'Alfvén. Les variables x et y sont elles aussi normalisées et définies par :

$$x = r/r_A, \quad y = \rho/\rho_A, \tag{4.26}$$

et

$$\tilde{H}(x,y) = \frac{\beta}{2x^4y^2} + \frac{\Theta}{\gamma-1}y^{\gamma-1} - \frac{1}{x} + \frac{\omega}{2}\left[\frac{(x-1/x)^2}{(y-1)^2} - x^2\right], \tag{4.27}$$

où

$$\beta = \frac{\Phi^2}{\mu_0 GM_\star \rho_A r_A^3} = \left[V_{Ar}^2 / \frac{GM_\star}{r}\right]_A, \tag{4.28}$$

$$\Theta = \frac{\gamma K \rho_A^{\gamma-1} r_A}{GM_\star} = \left[C_S^2 / \frac{GM_\star}{r}\right]_A, \tag{4.29}$$

$$\omega = \frac{\Omega_\star^2 r_A^3}{GM_\star} = \left[\Omega_\star^2 r^2 / \frac{GM_\star}{r}\right]_A. \tag{4.30}$$

Les paramètres β, Θ, ω représentent les proportions d'énergies magnétique, thermique et rotationnelle apportées au système. La solution du problème est donnée par la courbe (x,y) définie implicitement par $\tilde{H}(x,y) = \tilde{E}$, et qui passe par deux points critiques (x_s,y_s) et (x_f,y_f) correspondant aux points magnéto-soniques lents et rapides. Un contour de la solution donne $y(x)$ et ainsi $\rho(r)$. $\tilde{H}$ vérifie donc trois équations :

$$\frac{\partial \tilde{H}}{\partial x} = \frac{\partial \tilde{H}}{\partial y} = 0, \quad \tilde{H} = \tilde{E}, \tag{4.31}$$

en deux points du plan : $(x,y) = (x_s,y_s)$ et (x_f,y_f).

Au total nous avons 6 équations pour 8 inconnues $\beta, \Theta, \omega, \tilde{E}, x_s, y_s, x_f, y_f$ si l'on considère γ fixé.

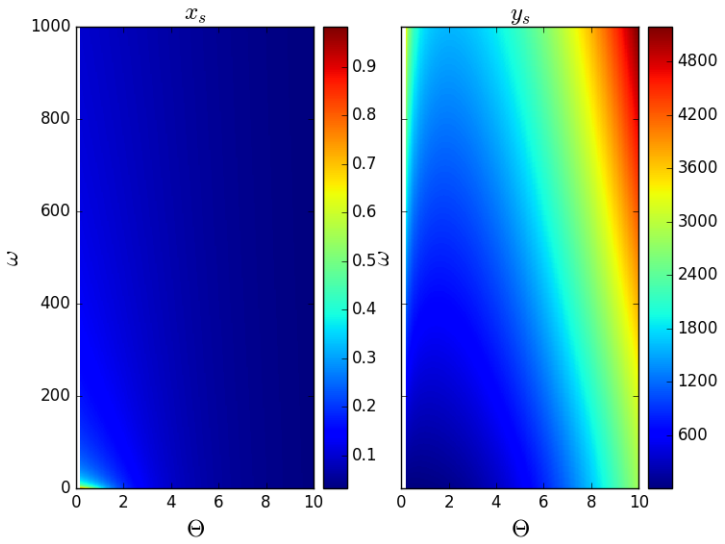


FIGURE 4.11 Exemple de la variation du point magnéto-sonique lent en fonction de (Θ, ω). La position de x_s décroît quand l'énergie thermique et de rotation augmentent et accélèrent le vent, tandis que la densité y_s augmente.

Cependant toutes ces variables ne sont pas indépendantes et on peut écrire deux nouvelles relations qui sont déterminées par les paramètres stellaires à la base de la couronne :

$$\tilde{E}/\omega^{1/3} = \left(\frac{\gamma}{\gamma-1}\frac{p_\star}{\rho_\star} - \frac{GM_\star}{r_\star} - \frac{\Omega_\star^2 r_\star^2}{2}\right)/(GM_\star\Omega_\star)^{2/3} = q_1, \tag{4.32}$$

$$\beta^{\gamma-1}\Theta/\omega^{4/3-\gamma} = \frac{\gamma p_\star}{\rho_\star}\left(\frac{B_{r*}^2}{\mu_0\rho_\star}\right)^{\gamma-1} \Big/ \left[\left(\frac{GM_\star}{r_\star}\right)^{2\gamma-4/3}(\Omega_\star r_\star)^{2(4/3-\gamma)}\right] = q_2. \tag{4.33}$$

Pour résoudre le problème, il suffit alors de fixer deux paramètres, ici Θ et ω et de chercher les six autres par une méthode de Newton-Raphson multidimensionnelle. L'algorithme 2 est similaire à une méthode classique de Newton-Raphson (voir annexe D), si l'on remplace la dérivée par le Jacobien J de la fonction vectorielle

$$F = \begin{pmatrix} f_1 = \tilde{H}(x_s, y_s, \beta) - \tilde{E} \\ f_2 = \tilde{H}(x_f, y_f, \beta) - \tilde{E} \\ f_3 = \partial_x \tilde{H}(x_s, y_s, \beta) \\ f_4 = \partial_x \tilde{H}(x_f, y_f, \beta) \\ f_5 = \partial_y \tilde{H}(x_s, y_s, \beta) \\ f_6 = \partial_y \tilde{H}(x_f, y_f, \beta) \end{pmatrix}, \tag{4.34}$$

et converge vers un zéro dans le voisinage du choix initial X_0.

Une fois l'ensemble $(\beta, \tilde{E}, x_s, y_s, x_f, y_f)$ déterminé pour un couple (Θ, ω), on peut paver l'espace pour connaître la variation des six premiers paramètres en fonction des deux autres. La figure 4.11

Algorithm 2 Méthode de Newton-Raphson Multidimensionnelle

procedure NEWTON-RAPHSON(F, X_0)
  $F_N \leftarrow F(X_0)$
  while $||F_N|| \geq \epsilon$ **do** ▷ Début de l'itération
    $X_{N+1} \leftarrow X_N - J(X_N)^{-1} F_N$
    $F_{N+1} \leftarrow F(X_{N+1})$
  return X_{N+1} ▷ Position du zéro à la précision voulue

montre par exemple l'évolution de la position du point critique magnéto-sonique lent, en fonction de (Θ, ω) pour $\gamma = 1.05$.

Il est pratique de construire le pavage de l'espace (Θ, ω), en utilisant une valeur connue comme point de départ et en se déplaçant par petit pas en utilisant les valeurs voisines comme estimation initiale dans la méthode de Newton-Raphson. En effet cette méthode peut ne pas converger si elle n'est pas initialement proche de la solution.

Dès lors que l'on connaît les fonctions $(\beta, \tilde{E})$ en fonction de (Θ, ω), on peut construire les tableaux correspondant à $\tilde{E}/\omega^{1/3}$ et $\beta^{\gamma-1}\Theta/\omega^{4/3-\gamma}$ et chercher pour quel couple (Θ, ω), les valeurs de q_1 et q_2 correspondent aux paramètres stellaires[8].

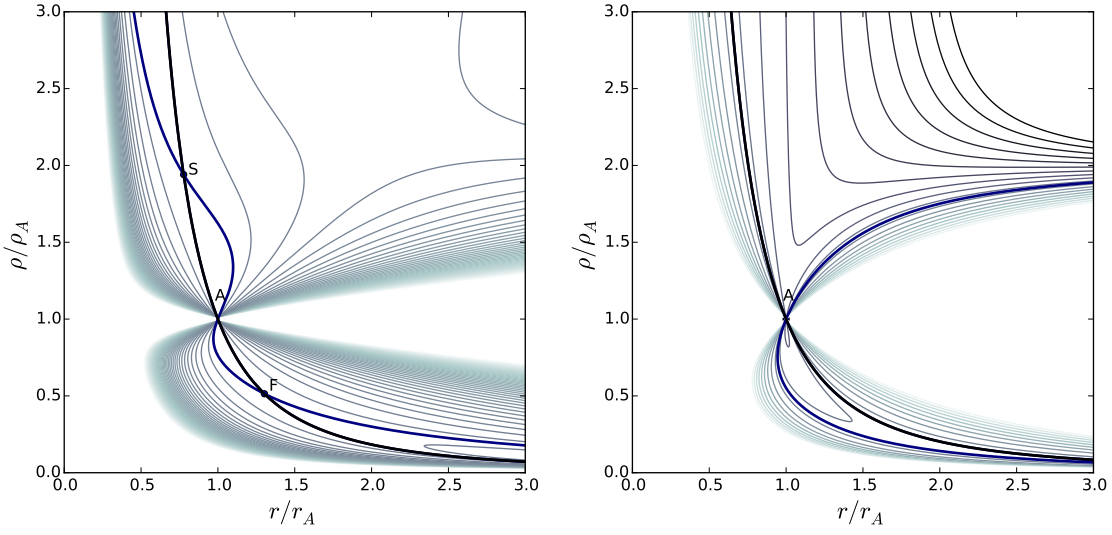


FIGURE 4.12 Visualisation du Hamiltonien $\tilde{H}$ dans deux cas différents. À gauche, le cas publié dans Sakurai (1985), corresponds à $\gamma = 1.2$, $\Theta = 0.5$, et $\omega = 0.25$. On y voit les points critiques magnéto-soniques rapides et lents. Les lignes grises sont les contours de $\tilde{H}$, ceux à l'énergie $\tilde{E}$ sont en bleu et noir épais, la ligne noire étant la seule solution physique. Le panneau droit représente $\tilde{H}$ pour le cas 47 de notre étude. La structure du Hamiltonien est fortement déformée par la rotation. Les points critiques sont repoussés en dehors du domaine $[0, 3]^2$ (voir les solutions ci-après).

Lorsque l'on connaît enfin l'ensemble des huit paramètres du problème, l'ultime étape consiste à extraire le contour de $\tilde{H}(x, y)$ à la valeur $\tilde{E}$. Les routines de contour de langages interprétés comme Python ou IDL sont généralement peu efficaces pour effectuer cette tâche, car plusieurs solutions existent dans les intervalles séparés par les points critiques et le point d'Alfvén. On préférera implémenter une nouvelle méthode de Newton-Raphson, unidimensionnelle cette fois, qui permet de converger vers la seule solution physique. Cette solution est illustrée par la figure 4.12, dans deux cas, celui proposé

8. Par exemple en cherchant l'intersection de deux lignes de contour à ces valeurs.

par Sakurai (1985) et celui correspondant au cas 47 de notre étude et dont les solutions complètes sont données par :

$$\mathrm{X_{sak}} = \begin{pmatrix} \gamma = 1.2 \\ \Theta = 0.5 \\ \omega = 0.25 \\ \beta = 0.576 \\ \tilde{E} = 1.738 \\ (x_s, y_s) = (0.777, 1.940) \\ (x_f, y_f) = (1.302, 0.514) \end{pmatrix} \quad (4.35) \qquad \mathrm{X_{47}} = \begin{pmatrix} \gamma = 1.05 \\ \Theta = 1.235 \\ \omega = 550.0 \\ \beta = 167.3 \\ \tilde{E} = 23.0 \\ (x_s, y_s) = (0.105, 902.3) \\ (x_f, y_f) = (10.1, 0.0066) \end{pmatrix} \quad (4.36)$$

4.5 Article publié : ApJ, 814 :99

The Astrophysical Journal, 814:99 (9pp), 2015 December 1 doi:10.1088/0004-637X/814/2/99
© 2015. The American Astronomical Society. All rights reserved.

FROM SOLAR TO STELLAR CORONA: THE ROLE OF WIND, ROTATION, AND MAGNETISM

Victor Réville[1], Allan Sacha Brun[1], Antoine Strugarek[1,2], Sean P. Matt[3], Jérôme Bouvier[4], Colin P. Folsom[4], and Pascal Petit[5]
[1] Laboratoire AIM, DSM/IRFU/SAp, CEA Saclay, F-91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France; victor.reville@cea.fr, sacha.brun@cea.fr
[2] Département de physique, Université de Montréal, C.P. 6128 Succ. Centre-Ville, Montréal, QC H3C 3J7, Canada; strugarek@astro.umontreal.ca
[3] Department of Physics and Astronomy, University of Exeter, Stocker Road, Exeter EX4 4SB, UK; s.matt@exeter.ac.uk
[4] IPAG, Université Joseph Fourier, B.P.53, F-38041 Grenoble Cedex 9, France; jerome.bouvier@obs.ujf-grenoble.fr, colin.folsom@obs.ujf-grenoble.fr
[5] IRAP, CNRS—Université de Toulouse, 14 avenue Edouard Belin, F-31400 Toulouse, France; pascal.petit@irap.omp.eu
Received 2015 July 6; accepted 2015 September 21; published 2015 November 20

ABSTRACT

Observations of surface magnetic fields are now within reach for many stellar types thanks to the development of Zeeman–Doppler Imaging. These observations are extremely useful for constraining rotational evolution models of stars, as well as for characterizing the generation of the magnetic field. We recently demonstrated that the impact of coronal magnetic field topology on the rotational braking of a star can be parameterized with a scalar parameter: the open magnetic flux. However, without running costly numerical simulations of the stellar wind, reconstructing the coronal structure of the large-scale magnetic field is not trivial. An alternative—broadly used in solar physics—is to extrapolate the surface magnetic field assuming a potential field in the corona, to describe the opening of the field lines by the magnetized wind. This technique relies on the definition of a so-called source surface radius, which is often fixed to the canonical value of $2.5R_{\odot}$. However this value likely varies from star to star. To resolve this issue, we use our extended set of 2.5D wind simulations published in 2015 to provide a criterion for the opening of field lines as well as a simple tool to assess the source surface radius and the open magnetic flux. This allows us to derive the magnetic torque applied to the star by the wind from any spectropolarimetric observation. We conclude by discussing some estimations of spin-down timescales made using our technique and compare them to observational requirements.

Key words: MHD – stars: coronae – stars: magnetic field – stars: rotation – stars: winds, outflows – Sun: corona

1. INTRODUCTION

The magnetic fields of most stars are created by convective motions and large-scale flows in their envelopes, the source of a dynamo effect. Stellar parameters such as rotational period, mass, and age influence this magnetic activity. These internal processes are difficult to probe and must be investigated through indirect techniques such as asteroseismology. However, the surface manifestation of this magnetic field largely shapes the structure of stellar coronae. Studying the Sun's corona greatly improved understanding of stellar atmospheres. Magnetic processes are thought to heat the corona up to several million Kelvin, hence driving a magnetized outflow into interplanetary space (Parker 1958). Consequently, the Sun has an expanding atmosphere, the solar wind. Within the corona, the competition between the expanding outflow and magnetic forces leads to open field regions and closed magnetic loops or streamers. To reproduce this structure, models such as the potential field source surface model (PFSS; Schatten et al. 1969) have been developed. This model assumes a current free magnetic field up to a source surface beyond which all the field lines are opened by the wind. Solar wind properties observed by spacecraft at 1 AU have lead to the development of empirical models using the PFSS, such as the Wang–Sheeley–Arge (WSA) model (Wang & Sheeley 1995), while efforts toward more self-consistent solar wind models have been undertaken (see the review of Hansteen & Velli 2012). The WSA model uses a value of 2.5 $R_{\odot}$ as the radius of a spherical source surface (r_{ss}), which has been chosen to best match the polarity of the interplanetary magnetic field observed at 1 AU (Altschuler & Newkirk 1969; Hoeksema et al. 1983) and has been extensively used ever since (Wang & Sheeley 1994; Schrijver & De Rosa 2003; DeRosa et al. 2012). However, it has been proposed that this value should change during the solar cycle (Lee et al. 2011; Arden et al. 2015) due to variations of the solar magnetic activity.

Our knowledge of the Sun gives us precious insight into the coronae of other stars. Zeeman–Doppler Imaging (Donati & Brown 1997; Donati et al. 2006) uses the polarization of light in a line profile, produced by Zeeman splitting, to study a stellar magnetic field. The rotationally modulated variability of that line profile provides information about the strength and geometry of the magnetic field. The deduced surface magnetic field can in turn be used as an input for coronal models, from which integrated parameters can be estimated. In particular, observationally calibrated mass-loss rates and open magnetic fluxes are key for better understanding the rotational evolution of stars. For instance, Réville et al. (2015) showed that the open flux is the relevant parameter to account for the magnetic topology in the braking induced by stellar winds (Schatzman 1962; Weber & Davis 1967; Kawaler 1988; Matt et al. 2012). A full magnetohydrodynamic (MHD) simulation is able to recover the coronal structure of such stars; however, the much simpler PFSS model is likely to reproduce most of the large-scale coronal magnetic field properties (Riley et al. 2006). For this latter technique, the relevant parameter —in addition to the surface field—is the source surface radius. This model has been applied to ZDI targets, with source surface radii set to different values, sometimes thanks to prominences observations, sometimes in a more arbitrary fashion (Jardine et al. 2002, 2013). Given the differences of the stellar parameters: coronal temperature, rotation rate, magnetic field strength, and topology, is the fiducial solar value of 2.5 $R_{\odot}$ (or

$2.5R_*$ in a stellar context) a good choice? How can one a priori set a reasonable value for the source surface radius?

We investigate this by comparing the 60 MHD simulations performed in Réville et al. (2015) to potential extrapolations and estimate the optimal source surface radii matching the open flux of the stellar coronae. This is described in Section 2. In Section 3, we propose a general method to estimate a priori the optimal r_{ss} from stellar parameters, without running any simulations. We find that for fast rotators, magnetocentrifugal acceleration is key for assessing a correct value. We use a procedure based on Sakurai (1985; detailed in the appendix) to obtain the right velocity profile, taking into account rotation and magnetic field. In Section 4, we discuss some applications of our method on spin-down timescale for young stars and summarize our conclusions.

2. COMPARISON OF SELF-CONSISTENT MHD WIND SIMULATIONS AND POTENTIAL MAGNETIC FIELD EXTRAPOLATION

2.1. Wind Simulations with the MHD Code PLUTO

For more than two decades, MHD simulations have been used to study the properties of stellar winds (Washimi & Shibata 1993; Keppens & Goedbloed 1999; Matt & Balick 2004; Matt & Pudritz 2008). Computing power has allowed for the inclusion of complex magnetic field topologies in those simulations in two or three dimensions (Cohen et al. 2011; Strugarek et al. 2014; Vidotto et al. 2014). In Réville et al. (2015), we presented a set of 60 2.5D ideal MHD simulations to study the impact of the magnetic field topology on the stellar wind braking. We used the set of parameters of Matt et al. (2012) but extended it to more complex topologies than the dipole, such as the quadrupole and the octupole, as well as combinations of multipoles. From this study, we generalized the law giving the magnetic torque created by a wind on a solar-like star:

$$\tau_w = \dot{M}_w^{1-2m}\Omega_* R_*^{2-4m} K_3^2 \left(\frac{\Phi_{open}^2}{v_{esc}\left(1 + f^2/K_4^2\right)^{1/2}} \right)^{2m}, \quad (1)$$

where $\dot{M}_w$ is the mass loss due to the wind, R_*, Ω_*, and $f \equiv \Omega_* R_*^{3/2}(GM_*)^{-1/2}$ are the stellar radius, rotation rate and break-up ratio, respectively. K_3, K_4, and m are the fitted parameters for the braking law. Φ_{open} is the value of the unsigned magnetic flux if the integration surface S_r contains all closed magnetic loops (and is therefore a constant):

$$\Phi(r) = \int_{S_r} |\boldsymbol{B} \cdot d\boldsymbol{S}|. \quad (2)$$

This formulation and the associated coefficients have been derived using the grid of 60 numerical simulations of Réville et al. (2015), computed with the PLUTO code (Mignone et al. 2007). All details about the numerical aspects of the study are given in Réville et al. (2015), especially the necessary boundary conditions to properly compute the torque created by the wind. However, the formulation (1) becomes useful to compute the torque of a given star only if Φ_{open} is known from stellar parameters. Running MHD simulations gives this value and a measure of the angular momentum loss. However, the goal here is to provide a simple method to compute this quantity without having to run time-consuming simulations.

A general method that has been used widely in the solar physics community is the potential field extrapolation, which recovers the structure of the magnetic field up to a source surface radius and assumes the wind has made the field completely radial beyond this point.

2.2. Potential Extrapolation with a Source Surface

Introduced by Schatten et al. (1969), the PFSS model is able to extrapolate the whole spatial structure of a magnetic field in a corona given the surface magnetic field. This model assumes that the magnetic field is current free in a shellular volume delimited by the stellar surface (of radius $r = r_*$) and a source surface of radius r_{ss}. Beyond this surface, the model mimics the effect of the wind, which opens field lines, by setting the magnetic field to be purely radial. Thus, in the region $r_* \leqslant r \leqslant r_{ss}$, we have

$$\nabla \times \boldsymbol{B} = 0, \quad (3)$$

hence there exists a scalar field Φ, a potential of the magnetic field that satisfies

$$-\nabla\Phi = \boldsymbol{B}. \quad (4)$$

Since $\nabla \cdot \boldsymbol{B} = 0$, Φ is a solution of the Laplace's equation, we can write

$$\Delta\Phi = 0. \quad (5)$$

Two conditions fix the value of the potential and thus the magnetic field in the whole domain. First, the potential should match the observed field at the surface of the star:

$$\frac{\partial\Phi}{\partial r}\Big|_{r=r_*} = -B_r(r_*, \theta, \phi). \quad (6)$$

Then, the potential must not depend on (θ, ϕ) at $r = r_{ss}$ since the field is purely radial from this point. This implies

$$\Phi(r = r_{ss}) = 0. \quad (7)$$

We used the derivation given in Schrijver & De Rosa (2003) to implement our reconstruction. In this model, the magnetic field only depends on the stellar surface field and on the value of the source surface radius r_{ss}. Beyond this point, the wind has been able to open all the field lines, which assumes that the thermal and turbulent pressure are enough to counter the tension of the coronal magnetic field. We will see in the next section how to predict a value for r_{ss}.

2.3. Criteria for an Optimal Source Surface

In order to assess what is the best value for r_{ss} and try to predict it, we need to have a reference value. For this, we define an "optimal" source surface that best describes the results of our 60 simulations. Since the quantity we are interested in is the open flux, we call the optimal source surface radius the zero of the function:

$$F(r_{ss}) = \Phi_{open}(r_{ss}) - \Phi_{open,sim}. \quad (8)$$

There is a unique solution since the open flux obtained through the potential extrapolation is a decreasing function of r_{ss} that starts at the surface flux value at $r_{ss} = r_*$ and tends to zero as r_{ss} tends to infinity. We have been through all our simulations, and Table 1 gives the corresponding optimal source surface radius as a function of the stellar parameters. The parameter $v_A/v_{esc} = B_*/\sqrt{4\pi\rho_*}/\sqrt{2GM_*/r_*}$ is the Alfvén speed on the surface at the equator over the escape velocity,

Table 1
Table of Parameters and Computed Optimal Source Surface

Case	v_A/v_{esc}	f	$r_{ss,opt}$		
			Dip.	Quad.	Oct.
1	0.0753	9.95e-5	5.2	3.3	2.7
2	0.301	9.95e-5	8.6	4.7	3.5
3	1.51	9.95e-5	17.8	7.0	4.8
3+	2.00	9.95e-5	21.4	7.7	5.1
5	0.0753	9.95e-4	5.2	3.3	2.7
6	0.301	9.95e-4	8.6	4.7	3.5
7	1.51	9.95e-4	17.8	7.0	4.8
8	0.0753	3.93e-3	5.2	3.3	2.7
10	0.301	3.93e-3	8.5	4.7	3.5
13	1.51	3.93e-3	17.4	7.0	4.8
23	0.0753	4.03e-2	4.3	3.2	2.6
24	0.301	4.03e-2	6.4	4.3	3.3
25	1.51	4.03e-2	9.7	6.3	4.6
31	0.301	5.94e-2	5.6	4.1	3.2
37	0.301	9.86e-2	4.3	3.4	2.9
45	0.301	1.97e-1	3.0	2.7	2.4
47	1.51	1.97e-1	4.6	3.6	3.2
48	0.753	4.03e-1	2.3	2.2	2.1
49	1.51	4.03e-1	3.0	2.8	2.3
50	3.01	4.03e-1	3.7	3.0	2.7

Note. We report the optimal source surface found by comparing potential extrapolation and simulations for all the cases of Réville et al. (2015). The values vary with the stellar parameters: the rotation rate, the magnetic field strength, and the magnetic field topology.

which characterizes the magnetic field strength, while the break-up ratio f characterizes the rotation rate. The other parameters used for the simulations have been kept fixed, the sound speed at the base of the corona over the escape velocity has the value $c_s/v_{esc} = 0.222$, and $\gamma = 1.05$. The optimal r_{ss} can be easily found thanks to a bisection or a numerical Newton–Raphson method.

Figure 1 shows a comparison of the magnetic field obtained with the simulation (white lines) and with the potential extrapolation (cyan lines) using the optimal r_{ss} for dipolar and quadrupolar topologies. It can be seen that the closed magnetic loops are well reproduced. The location of the optimal source surface fairly well matches the size of the largest closed coronal loop of the simulation even though this is not the criteria we chose to define it.

A difference can be noticed when looking at open field lines; while the potential extrapolation of the magnetic field is purely radial beyond r_{ss}, the solution of the simulation has field lines that bend more gradually as the wind expands. The magnetic field lines can also be collimated toward the rotation axis for high rotation (Sakurai 1985; Ferreira et al. 2013; Réville et al. 2015), whereas this is not taken into account with a potential extrapolation. The potential source surface model becomes inaccurate around the optimal source surface, and the deviation from the wind solution grows with larger distances even though both solutions become radial.

It seems that globally the potential extrapolation overestimates the flux tube expansion due to its inherent constraint to be radial beyond the source surface. At the pole, however, the flux tube expansion is underestimated, at least for slow rotation. This could have consequences on solar wind models that derive the solar wind terminal speed using the expansion factor (Wang & Sheeley 1990, 1991) or the topology of the coronal field (Titov et al. 2012 and references therein) using potential extrapolations (see cohen 2015). However, as far as the open flux is concerned, it is always possible to find the optimal source surface radius that matches the simulation value.

We first notice in Table 1 that the optimal source surface varies with the stellar parameters (magnetic field strength, topology, and rotation rate). Hence, the fiducial value for the Sun, $2.5R_\odot$, often chosen in the literature does not correctly predict the open flux for rapidly rotating stars with strong magnetic fields. As suggested in Lee et al. (2011), different values could be used for the Sun, whose topology varies during one cycle (see Pinto et al. 2011 for a detailed study of the impact of the 11 year solar cycle on the wind properties).

The value of the optimal source surface radius shows three clear trends, which are similar to the variations of the average Alfvén radii computed in Réville et al. (2015). First, the optimal source surface radius grows with the magnetic field strength. Second, it decreases with higher-order topology. As we will see in Section 3, what determines the opening of the field lines is a competition between the magnetic forces and the thermal and ram pressure of the gas. The magnetic forces that confine the gas are proportional to the surface strength and follow the radial decay imposed by the topology. Third, we can see that rotation plays a role. This is due the magnetocentrifugal acceleration (Weber & Davis 1967; Mestel 1968; Sakurai 1985; Ustyugova et al. 1999). Specifically, the optimal value of r_{ss} decreases with higher rotation for a given v_A/v_{esc}. The ram pressure can be significantly raised by rotation (see Réville et al. 2015), and the wind is able to open field lines closer to the star.

3. PREDICTION OF THE OPEN FLUX AND CONSEQUENCES ON THE SOURCE SURFACE LOCATION

In the previous section, we have seen that the value of r_{ss} can be set such as to recover the correct amount of open flux. In this section, we propose a method to find an estimate of this optimal source surface radius from stellar parameters. To do so, we assume that a pressure balance is established between the flow and the magnetic field at the source surface and test this criteria with two simple wind models.

3.1. Polytropic Acceleration

In Réville et al. (2015), we made the assumption that for a solar-like star, the wind is driven by the pressure gradient of an approximately 10^6 K corona. We model this through a polytropic equation of state, mimicking a heating with a value of $\gamma = 1.05$ (Washimi & Shibata 1993; Keppens & Goedbloed 1999; Matt & Pudritz 2008; Matt et al. 2012). The solution for a one-dimensional, hydrodynamic (without magnetic field) polytropic wind can be computed with a Newton–Raphson method, and this is how we initialize our simulations. Complications occur when a magnetic field is introduced, especially with a complex topology. Semi-analytical methods have only been able to solve the problem with split-monopole topologies: Weber & Davis (1967) did so with one dimension, and later Sakurai (1985) extended this result into two dimensions.

In our case, we want to give an estimate for the optimal source surface radius without having to run an MHD simulation. As we discussed earlier, in a wind solution, the

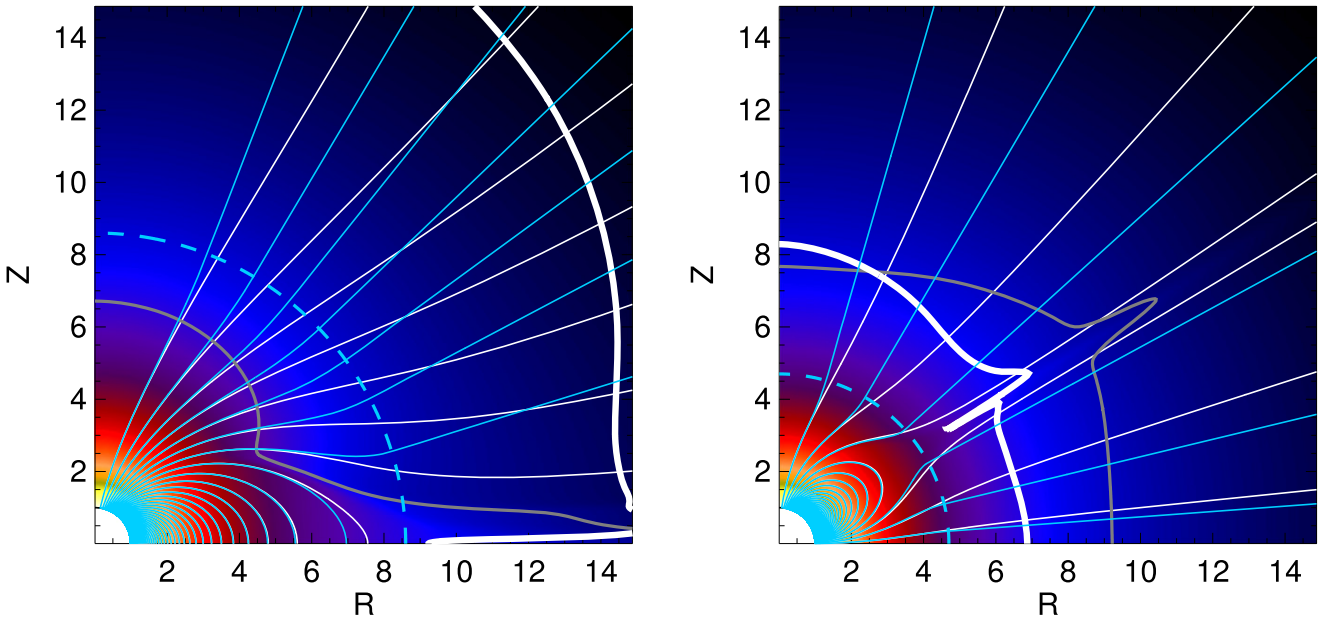


Figure 1. Comparison of the magnetic field lines obtained by the simulations in white and by the potential extrapolation with the optimal source surface (cyan lines) in the dipolar case (left panel) and the quadrupolar case (right panel). The magnetic loops are well reproduced, but the field lines obtained by the simulations are not purely radial right beyond $r_{ss,opt}$, whereas they are—by construction—with the potential extrapolation. The cyan dashed line represents the optimal spherical source surface. Color background is the logarithm of the density. Gray and white lines are the sonic and the Alfvén surfaces, respectively; note that the Alfvén surface is always beyond the source surface.

field lines open due to the ram and thermal pressure of the gas. The source surface was originally described (Schatten et al. 1969) as the radius where the transverse magnetic energy density becomes lower than the thermal energy density. From our one-dimensional polytropic profile of the speed, density, and pressure, we can assess the properties of the gas and compare them with a "no-outflow" configuration of the magnetic field where none of the field lines are open (which is equivalent to moving r_{ss} toward infinity). We then look for an equilibrium between the ram and thermal pressures and the magnetic pressure.[6]

The process is described as follows. The equation

$$P_{\rm hydro} \equiv P_{\rm th} + P_{\rm ram} = P_{\rm mag}, \tag{9}$$

which is equivalent to

$$p + \rho v^2 = \frac{B^2}{2\mu_0}, \tag{10}$$

describes a surface in a 3D space. Our estimate is then simply the average spherical radius of these surface points. We will refer to it as the estimated source surface radius $r_{ss,est}$, as opposed to the optimal source surface radius $r_{ss,opt}$ computed from our simulations. This search for the pressure balance is shown in the upper panel of Figure 2. We can see that the thermal pressure is dominant close to the star, but the ram pressure takes over after a few stellar radii. The hydrodynamic pressure then crosses the magnetic pressure, hence defining the source surface radius estimate (although this is only a 1D profile). As a consequence, the acceleration of the wind is key for determining this value, but this model does not yet take into account the magnetocentrifugal acceleration due the magnetic field lines anchored to the rotating star.

[6] The magnetic pressure can be written as a tensor whose maximum amplitude opposed to the gradient of the magnetic field is $B^2/2\mu_0$ (Gurnett & Bhattacharjee 2000).

3.2. Magnetocentrifugal Acceleration

The magnetocentrifugal effect is a simple consequence of the existence of a star's coronal magnetic field. Schatzman (1962) imagined that a magnetized wind could carry angular momentum, and thus could be responsible for main-sequence stars braking. This concept has been further quantified by Weber & Davis (1967), who described the magnetic field as a lever-arm acting on the star's rotation. Anchored to the rotating star, the magnetic field lines drag the gas in their rotation so that the gas feels a centrifugal force and is accelerated. This acceleration can be equivalent to, or even higher than, the one due to the pressure gradient in thermal winds, leading to the slow and fast magnetic rotator theory (see Belcher & MacGregor 1976; Lamers & Cassinelli 1999).

Weber & Davis (1967) used a semi-analytical method to compute their solution, which yields the toroidal and the poloidal velocity and magnetic fields near the equatorial plane for a purely radial magnetic field. However, to take into account the magnetocentrifugal effect, we chose to implement the formalism used in Sakurai (1985). This formalism solves the same problem but with an improved methodology. We considered only the 1D poloidal profile in this work. Details of the implementation of this method are given in the appendixfor interested readers. In Réville et al. (2015), we showed that rotational effects begin to be important for wind acceleration when $f \geqslant 0.01$. To understand the strong effect of magneto-centrifugal acceleration on the velocity profile, we plot different wind speed solution profiles for different rotation rates obtained through Sakurai's method in Figure 3. As expected, the shown velocity profiles tend to the polytropic solution as rotation rate decreases. We can see that the solution

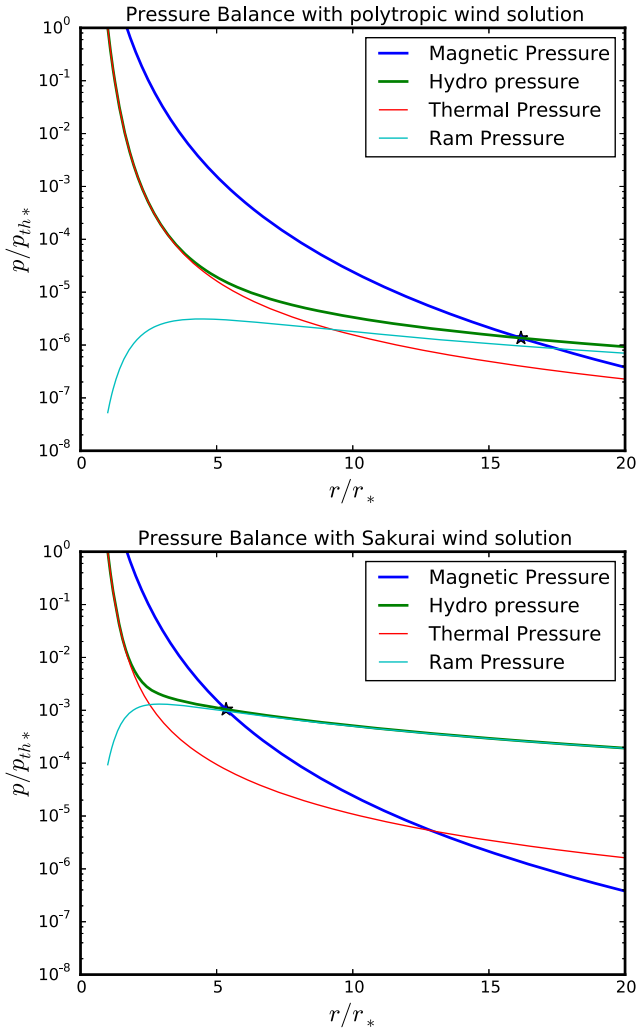


Figure 2. Differences in the pressure comparison producing the estimation of the source surface radius (where the magnetic pressure crosses the hydropressure) for the same $v_A/v_{esc} = 1.51$ and a dipolar topology. In the upper panel, the magnetocentrifugal effect is not taken into account, and the velocity profile is a solution of a polytropic wind. In the lower panel, we used Sakurai's formalism to derive the velocity profile in the equatorial plane with the rotation rate of case 47. We see that the acceleration is radically different, hence the estimation of the source surface radius is much smaller when the magnetocentrifugal effect is included (for fast rotators).

begins to differ with the polytropic profile for case 13 ($f = 0.00393$). For case 37, the velocity amplitude is almost four times the polytropic one at 10 r_*. As a consequence, we expect the ram pressure ($p_{ram} = \rho v^2$) to be strongly modified by the magnetocentrifugal effect.

Coming back to Figure 2, we see how the pressure balance is modified when the magnetocentrifugal effect is included (bottom panel). We take the case of a fast magnetic rotator ($f = 0.197$, $v_A/v_{esc} = 1.51$) and the one-dimensional profiles are in the equatorial plane where the magnetocentrifugal effect is maximum. The ram pressure is very significantly raised in the lower panel, and the $r_{ss,est}$ derived from this pressure comparison is thus much closer to the star. The thermal pressure is raised as well, due to more energy injected in the system, although this appears to be less significant for our pressure balance. The magnetocentrifugal acceleration is also larger for a higher magnetic field strength at a given rotation rate.

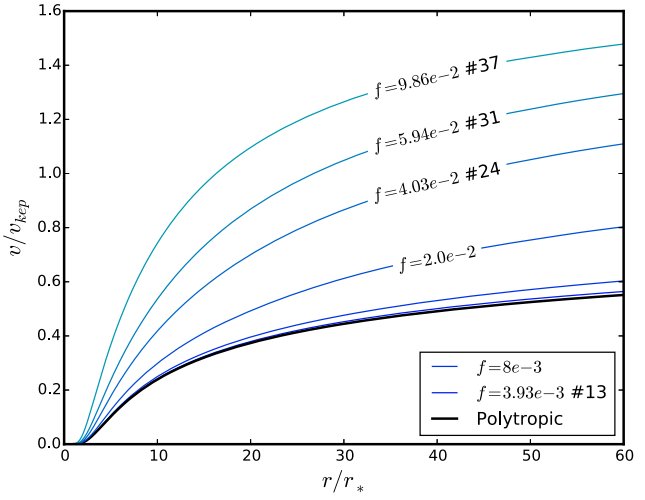


Figure 3. Comparison of the wind speed profiles in various cases of our study with a fixed magnetic field strength. The polytropic solution is the lowest while Sakurai solution grows with higher rotation rates. Sakurai and polytropic solutions begins to differ with case 13 at $f = 0.00393$.

3.3. Results

Figure 4 shows the estimates of r_{ss} and the deduced open fluxes for our set of parameters using both the polytropic and Sakurai wind solutions and compares them to the outputs of the numerical simulations. For both panels, red points represent slow rotators ($f \leqslant 0.01$), and for fast rotators, we distinguish between the two wind models we implemented. Green points are computed with the polytropic model, while blue points include magnetocentrifugal acceleration through Sakurai's technique. The top panel compares the optimal source surface radius for a given case with the source surface radius estimate derived from formulae (9)–(10). We can see that while both radii are close at slow rotation (red symbols), for faster rotation, the Sakurai wind model gives much more accurate estimates than the polytropic one. For fast rotation rates and large magnetic fields, the estimates obtained with the Sakurai wind model are three to four times more accurate than the estimates obtained by the polytropic wind model. With the Sakurai wind model, the average relative error[7] of this technique is around 20% (60% with the polytropic wind model).

The bottom panel compares the estimate of the open flux computed with $r_{ss,est}$. It is interesting to note that the overall shape of this plot is inverted compared to above since the open flux computed from a potential extrapolation decreases with increasing r_{ss}. Once again, the Sakurai model gives more accurate estimates. For large values of the open flux ($\Phi_{open,sim} \geqslant 1$) that significantly raise the magnetic torque (see formulation (1)), the polytropic wind model almost systematically fails to reproduce the simulation value with relative error that can reach 160% when we stay below 20% with the Sakurai model. However, pure octupolar cases with weak magnetic fields are hard to catch with both models, but they are unlikely to occur in realistic magnetic field configurations.

[7] The relative error is defined by $\mathrm{err} = 2|r_{ss,opt} - r_{ss,est}|/(r_{ss,opt} + r_{ss,est})$.

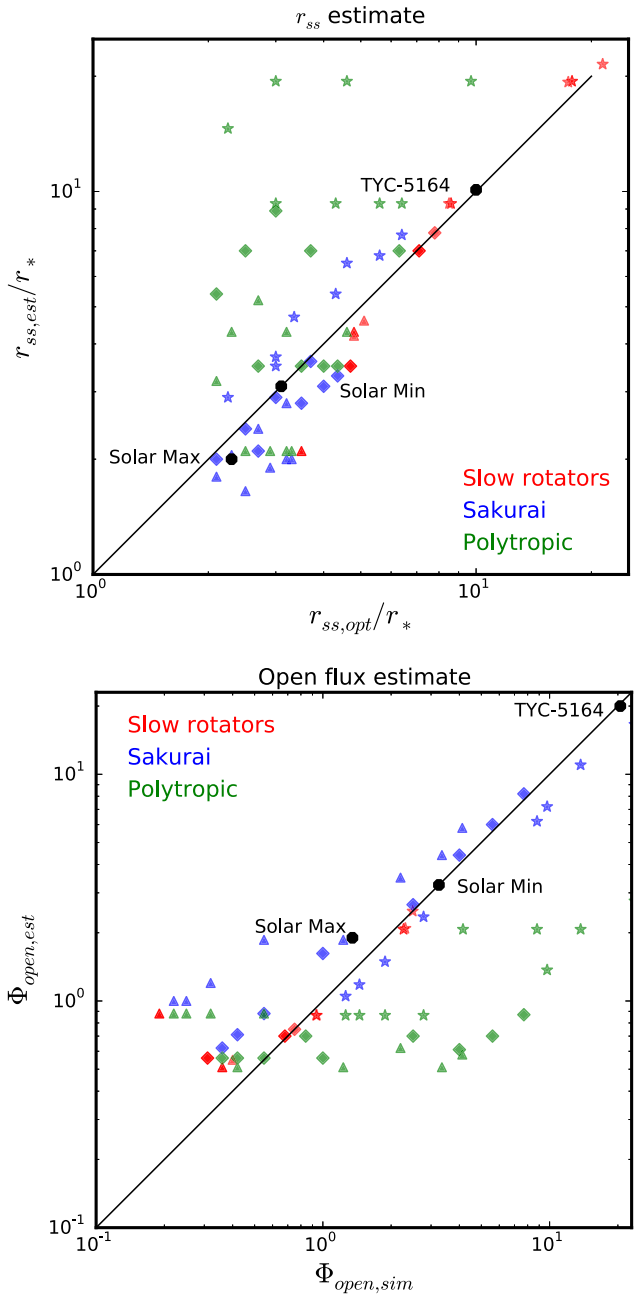


Figure 4. Comparison of the estimate of r_{ss} (upper panel) and the corresponding open flux (lower panel) depending on whether the magnetocentrifugal effect is taken into account. For slow rotators ($f \leqslant 10^{-2}$, red points), there is no difference, and we notice a rather good agreement between the prediction and the optimal value. For fast rotators, we see a large mismatch if we assume that the acceleration of the wind is only given by thermal gradient through a polytropic equation of state (green points). The agreement is better if we use the magnetocentrifugal wind prescription (blue points). The symbols stand for the topology: stars for dipoles, diamonds for quadrupoles, and triangles for octupoles. Mixed topology cases are represented with black octogons.

Figure 4 show some trends with the topology. For instance, in the upper panel, dipolar points with the Sakurai wind model (blue stars) are a little above the $y = x$ line. In this case, the streamer is located at the equator where the magnetic field strength is lower and the magnetocentrifugal effect is maximum. Hence, the pressure balance at the equator gives slightly better estimates. Octupolar cases with both models (triangles) are usually below the $y = x$ line. This leads to overestimation of the open flux. It is particularly true for weak magnetic fields. It seems that there is a saturation of $r_{\rm ss,opt}$ around $2R_*$, i.e., the value does not go below this, while the pressure equilibrium can occur down to $1R_*$ or even yield no results if the hydropressure is always higher than the magnetic pressure. This occurs in our study for all the cases with $v_{\rm A}/v_{\rm esc} = 0.0753$. Those points are thus not represented in Figure 4. Hence, to use this methodology, it is necessary to ensure that the magnetic pressure is higher than the thermal pressure at the base of the corona.[8] Also, we propose not to go below a saturation value of $2R_*$ for $r_{\rm ss,est}$ for all cases. Doing so systematically improves the estimation of $r_{\rm ss}$ and $\Phi_{\rm open}$.

Nonetheless, for complex magnetic fields, the criteria derived in Equations (9)–(10) and illustrated in Figures 2 and 4 work well. We added three realistic cases that represent the Sun at its minimum of activity and at its maximum of cycle 22 and the young star TYC-5164-567-1. The magnetic field spherical harmonics coefficients for the Sun are taken from DeRosa et al. (2012) and were measured at the Wilcox Solar Observatory. For the Sun, we change the value of $c_s/v_{\rm esc}$ to 0.26, and we consider a density at the surface of $\rho_* = 1.67 \times 10^{-16}\,{\rm g\,cm^{-3}}$. This value is calibrated such that the velocity at 1 AU and the mass-loss rate fit observed values for $\gamma = 1.05$, i.e., around $450\,{\rm km\,s^{-1}}$ and $3 \times 10^{-14} M_\odot\,{\rm yr^{-1}}$, for both wind models (since the Sun is a slow rotator). We find that the solar $r_{\rm ss,opt}$ at minimum and maximum obtained with our wind simulations bracket the fiducial value of $2.5R_\odot$ with $r_{\rm ss,opt} = 2.1$ at maximum and $r_{\rm ss,opt} = 3.1$ at minimum. Our estimate at the minimum of activity perfectly matches the optimal value, while the estimate at the maximum $r_{\rm ss,est} = 1.7$ is slightly under the saturation value of $2R_*$, which has been found to be the minimum size of streamers in our study.

The source surface radius is larger at solar minimum because of a much stronger dipole than during maximum, which has a strong quadrupole. Interestingly, Lee et al. (2011) predicted the opposite variation of the source surface radius between minimum and maximum of activity. This latter study focused on mid-latitude coronal holes that are non-axisymmetric and small-scale features that we do not account for here to justify the variations of $r_{\rm ss}$. However, our results are in agreement with the variation proposed by Arden et al. (2015), who similarly chose to match the observed open flux at 1 Au. This will be investigated in the near future.

TYC-5164-567-1 is a 120 Myr old K-star of mass $M = 0.85 M_\odot$ and rotational period $P = 4.7$ days. We set $c_s/v_{\rm esc} = 0.285$ and $\rho_* = 4.86 \times 10^{-16}\,{\rm g\,cm^{-3}}$, which is consistent with the prescription of the coronal temperature evolution with the rotation rate given by Holzwarth & Jardine (2007) considering the value of $\gamma = 1.05$ we use. The spherical harmonics coefficients for the surface magnetic field have been obtained by ZDI, using observations from the spectropolarimeter ESPaDOnS (Echelle Spectropolarimetric Device for the Observations of Stars) at the CFHT (Canada–France–Hawaii Telescope; Folsom et al. 2015, submitted). Using our method and comparing it to an MHD simulation, we find that

[8] This condition, equivalent to $\beta < 1$ at the base of the corona, is true for the Sun where $\beta \approx 0.1$. For faster rotators with higher magnetic fields, following the prescription of Holzwarth & Jardine (2007), $\beta = p_{{\rm th},*}/(B_*^2/2/\mu_0) \propto (\Omega_*/\Omega_\odot)^{(0.6+0.5)-2\times 1.2} = (\Omega_*/\Omega_\odot)^{-1.3}$. Hence, the condition is likely to be always true for the solar rotation rate and above.

$r_{ss,opt} = 9.8R_*$ and $r_{ss,est} = 10R_*$. This example demonstrates how inaccurate the fiducial value used for the Sun can be for other stellar targets. This large value is mainly due to a 150 G axisymmetric dipole, which is common for such young rapidly rotating stars. The strong magnetic field also explains the large value of the open flux.

For the three realistic cases, the correlation between the open magnetic flux and the value of r_{ss} is different than for the rest of the study. Increasing the coronal temperature reduces the value of r_{ss} at a given magnetic field strength due to a larger pressure gradient and more thermal acceleration. Those points demonstrate that our method is valid for different coronal temperatures, which are known to vary from star to star (Preibisch 1997; Güdel 2004; Holzwarth & Jardine 2007).

4. DISCUSSION

The coronal structure of a magnetic field varies with stellar parameters. For a given coronal temperature, the magnetic streamers will grow with the intensity of the surface magnetic field. Magnetic topology also plays an important role. Hence, the PFSS model should take into account those parameters, and we propose a method to do so in this paper. It might seem surprising that a one-dimensional solution, which assumes a split-monopole topology, can be compared with two-dimensional complex magnetic fields derived by 2.5D MHD wind simulations. This comes about because the acceleration process occurs on open field lines where, locally, the geometry of the magnetic field is close to a monopole. Hence, the profile derived from the Sakurai technique is close to the one observed in simulations. This method could further be improved by considering a latitudinal dependency of the magnetocentrifugal acceleration (maximum at the equator) and the location of the streamers, particularly for 3D non-axisymmetric configurations.

For the Sun, we find that the fiducial value of $2.5R_\odot$ is consistent with the optimal value we find at maximum and minimum of activity ($2.1R_\odot$ and $3.1R_\odot$). However, for younger stars with magnetic fields that can reach the kilogauss scale, we have seen that this value can be far from the optimum. The choice of r_{ss} has important consequences for the structure of the astrosphere and stellar dynamics.

With physically based arguments, we propose here a simple way to compute the magnetic torques for any target. For the Sun, using the open flux computed from a potential extrapolation made at the r_{ss} predicted by our technique and using the mass loss from our wind solution profiles (that matches observations), we find a spin-down timescale of 17 Gyr, at the minimum of activity. At maximum, the timescale goes up to 46 Gyr. Those values are in good qualitative agreement with the pioneering work of Skumanich (1972) and recent studies of Matt et al. (2015) and Gallet & Bouvier (2013), from which a spin-down timescale of 10 Gyr or more can be expected.

For TYC-5164-567-1, we find a spin-down timescale of 400 Myr. Fits from observations of clusters suggest a value of 130 Myr (Matt et al. 2015). This estimate could be improved by taking into account non-axisymmetric modes in the potential extrapolation. More complex reconstructions are also possible. In this work, we only take into account the radial component of the magnetic field, but more general methods have been proposed such as constant-α force-free fields (Berger 1985) or non-potential fields (Jardine et al. 2013). This could lead to more accurate results for realistic topologies obtained by ZDI. Moreover, our method is based on stellar parameters that are still poorly constrained for distant stars, such as the density and the temperature at the base of the corona. The heating process used in our wind solution is also fairly simple, and more accurate descriptions of the physical processes, including, for instance, energy inputs from Alfvén waves and radiative losses at the base of the corona, will be implemented in the near future (Schwadron & McComas 2003; Suzuki & Inutsuka 2006; Velli 2010). The torque computation is very sensitive to those prescriptions. A more detailed study of the torques we get with this formulation will follow in an upcoming paper.

We believe this method is a step toward understanding the coronal properties and angular momentum loss of low-mass stars. An open source python script that will perform all the calculations given a magnetic field strength, topology, and stellar parameter (R_*, M_*, Ω_*, ρ_*, T_*) can be obtained by contacting the first author.

We thank the ANR Blanc TOUPIES SIMI5-6 020 01, the ERC STARS2 207430, and CNES via Solar Orbiter funding for their support. A.S. is a National Postdoctoral Fellow at the Canadian Institute of Theoretical Astrophysics (CITA) and acknowledges support from the Canada's Natural Sciences and Engineering Research Council.

APPENDIX
WEBER AND DAVIS SOLUTION THROUGH SAKURAI TECHNIQUE

Sakurai (1985) proposed a method to numerically compute the Weber & Davis (1967) wind model. This method solves the problem of a magnetized wind anchored to a rotating star, whose magnetic field is purely radial. The solution is solved in the (r, ϕ) plan at the equator, hence only the radial and azimuthal components of the magnetic and velocity fields (V_r, V_ϕ, B_r, B_ϕ) and the density ρ and pressure p profiles are of interest. The MHD equations can then be integrated as follows:

$$p = K\rho^\gamma, \tag{11}$$

$$\rho V_r r^2 = f, \tag{12}$$

$$B_r r^2 = \Phi, \tag{13}$$

$$\left(V_\phi - \Omega r\right)B_r = V_r B_\phi, \tag{14}$$

$$r\left(V_\phi - \frac{B_r B_\phi}{4\pi\rho V_r}\right) = \Omega r_A^2, \tag{15}$$

$$\frac{V_r^2}{2} + \frac{1}{2}\left(V_\phi - \Omega r\right)^2 + \frac{\gamma}{\gamma - 1}\frac{p}{\rho} - \frac{GM}{r} - \frac{\Omega^2 r^2}{2} = E, \tag{16}$$

where K, f, Φ, and r_A the Alfvén radius are integration constants, while Ω is the rotation rate of the star.

Manipulating those equations can lead to a formalism, developed by Sakurai (1985), which allows one to find a unique solution given the stellar parameters. This appendix focuses on a description of the numerical method and the results over a derivation of this formalism.

Substituting all previous equations into Equation (16), we obtain an equation that only depends on r and ρ:

$$H(r, \rho) = E. \tag{17}$$

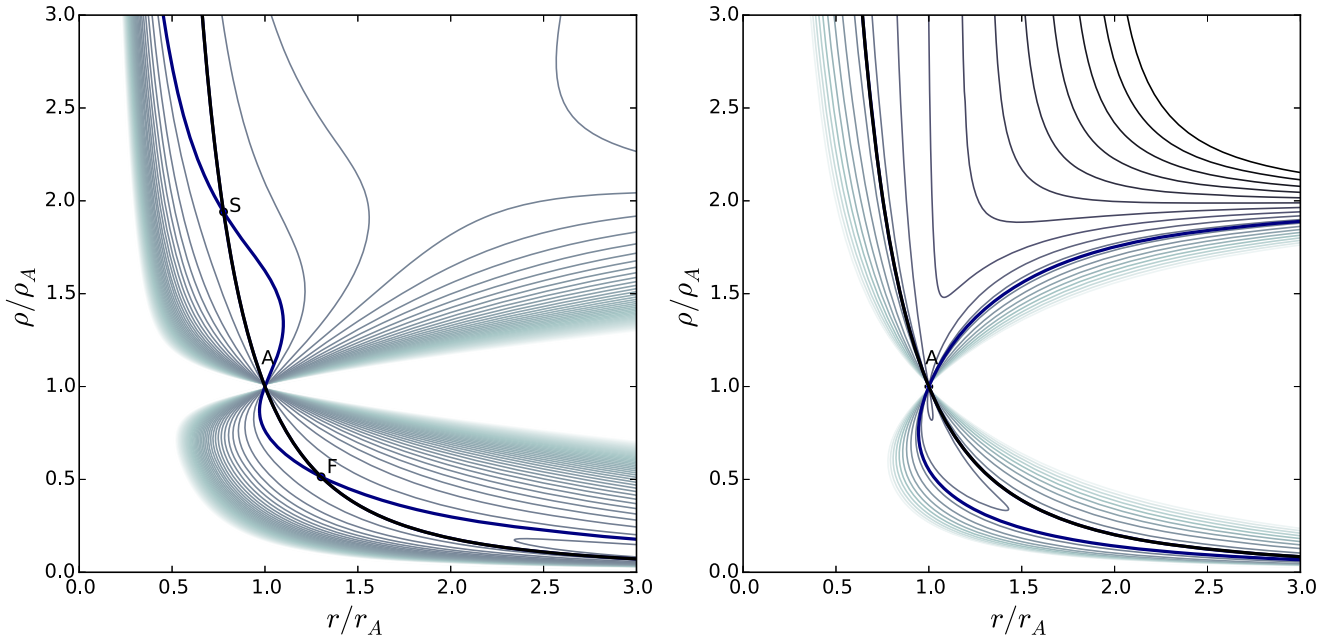


Figure 5. Density profile obtained through Sakurai's formalism in the published case of $\gamma = 1.2$, $\Theta = 0.5$, $\Omega = 0.25$ (left panel) and in case 47 of our study corresponding to parameters $\gamma = 1.05, \Theta = 1.23, \Omega = 550$ (right panel). In the latter case, the slow and fast critical points are out of the domain $[0, 3] \times [0, 3]$. Gray lines are the contour lines of $\tilde{H}$; the thick lines correspond to the contour at energy $\tilde{E}$, although the black one is the only physical solution among them.

Normalizing by quantities at the Alfvén point, where the wind reaches the Alfvén speed, we can write

$$H(r, \rho) = \frac{GM}{r_{\rm A}} \tilde{H}(x, y), \tag{18}$$

where

$$x = r/r_{\rm A}, \quad y = \rho/\rho_{\rm A}, \quad \rho_{\rm A} = 4\pi f^2/\Phi^2, \tag{19}$$

$$\tilde{H}(x, y) = \frac{\beta}{2x^4 y^2} + \frac{\Theta}{\gamma - 1} y^{\gamma - 1} - \frac{1}{x} + \frac{\omega}{2}\left[\frac{(x - 1/x)^2}{(y - 1)^2} - x^2\right], \tag{20}$$

and

$$\beta = \frac{\Phi^2}{4\pi GM \rho_{\rm A} r_{\rm A}^3} = \left[V_{Ar}^2 / \frac{GM}{r}\right]_{\rm A}, \tag{21}$$

$$\Theta = \frac{\gamma K \rho_{\rm A}^{\gamma - 1} r_{\rm A}}{GM} = \left[C_S^2 / \frac{GM}{r}\right]_{\rm A}, \tag{22}$$

$$\omega = \frac{\Omega^2 r_{\rm A}^3}{GM} = \left[\Omega^2 r^2 / \frac{GM}{r}\right]_{\rm A}. \tag{23}$$

The solution of the problem is given by the contour of $\tilde{H} = \tilde{E} = E/(GM/r_{\rm A})$, which goes through two critical points, (x_s, y_s) and (x_f, y_f), corresponding to the slow and fast magnetosonic points. The contour gives $y(x)$ and thus $\rho(r)$. The equations satisfied by $\tilde{H}$ are

$$\frac{\partial \tilde{H}}{\partial x} = \frac{\partial \tilde{H}}{\partial y} = 0, \quad \tilde{H} = \tilde{E}, \tag{24}$$

at two locations: $(x, y) = (x_s, y_s)$ and (x_f, y_f).

We then obtain six equations and eight unknowns β, Θ, ω, $\tilde{E}$, x_s, y_s, x_f, y_f if we keep γ fixed. However, our unknowns are not independent and are constrained by two more equations that depend on stellar parameters:

$$\tilde{E}/\omega^{1/3} = \left(\frac{\gamma}{\gamma - 1}\frac{p_*}{\rho_*} - \frac{GM}{r_*} - \frac{\Omega^2 r_*^2}{2}\right)/(GM\Omega)^{2/3} = q_1 \tag{25}$$

$$\beta^{\gamma - 1}\Theta/\omega^{4/3 - \gamma} = \frac{\gamma p_*}{\rho_*}\left(\frac{B_{r*}^2}{4\pi\rho_*}\right)^{\gamma - 1} \Bigg/ \left[\left(\frac{GM}{r_*}\right)^{2\gamma - 4/3} \left(\Omega r_*\right)^{2(4/3 - \gamma)}\right] = q_2. \tag{26}$$

The general method is thus to look for six parameters as a function of the two other parameters. For instance, for known Θ and ω, a six-dimensional Newton–Raphson can be used to find a unique solution. Let us define the function:

$$F = \begin{pmatrix} f_1 = \tilde{H}(x_s, y_s, \beta) - \tilde{E} \\ f_2 = \tilde{H}(x_f, y_f, \beta) - \tilde{E} \\ f_3 = \partial_x \tilde{H}(x_s, y_s, \beta) \\ f_4 = \partial_x \tilde{H}(x_f, y_f, \beta) \\ f_5 = \partial_y \tilde{H}(x_s, y_s, \beta) \\ f_6 = \partial_y \tilde{H}(x_f, y_f, \beta) \end{pmatrix}. \tag{27}$$

The algorithm to find the zero for this function is described as follows:

1. Choose an initial guess X_0
2. $F_N = F(X_0)$

3. while ($F_N \geqslant \varepsilon$):

$$X_{N+1} = X_N - J\left(X_N\right)^{-1} F_N$$
$$F_{N+1} = F\left(X_{N+1}\right)$$

where J is the Jacobian matrix of F taken at X_N. If the initial guess is close to the solution, this method is remarkably fast and efficient.

Mapping the values of $\tilde{E}$ and β as a function of Θ and ω, one can easily find the intersections of the two contour lines corresponding to the values q_1 and q_2 of the resulting arrays $\tilde{E}/\omega^{1/3}$ and $\beta^{\gamma-1}\Theta/\omega^{4/3-\gamma}$. Then, the solution is fully determined from the stellar parameters, given a choice for γ.

In Figure 5, we show two density solution for different parameters to ensure the reproducibility of our results. In the left panel is the solution published in Sakurai (1985), where the fast and slow critical points are close but clearly distinguishable from the Alfvén point. The full solution for this case is

$$\begin{aligned} &\gamma = 1.2, \quad \Theta = 0.5, \quad \omega = 0.25, \\ &\beta = 0.576, \quad \tilde{E} = 1.738, \quad (x_s, y_s) = (0.777, 1.940), \\ &(x_f, y_f) = (1.302, 0.514). \end{aligned} \tag{28}$$

In the right panel, we show the density solutions for case 47 of our study. We can see that due to the different parameters, the structure of $\tilde{H}$ is greatly distorted so that the critical points are out of the shown domain. The full solution is given by the following parameters:

$$\begin{aligned} &\gamma = 1.05, \quad \Theta = 1.235, \quad \omega = 550.0, \\ &\beta = 167.3, \quad \tilde{E} = 23.0, \quad (x_s, y_s) = (0.105, 902.3), \\ &(x_f, y_f) = (10.1, 0.0066). \end{aligned} \tag{29}$$

REFERENCES

Altschuler, M. D., & Newkirk, G. 1969, SoPh, 9, 131
Arden, W. M., Norton, A. A., & Sun, X. 2014, JGRA, 119, 1476
Belcher, J. W., & MacGregor, K. B. 1976, ApJ, 210, 498
Berger, M. A. 1985, ApJS, 59, 433
Cohen, O., Kashyap, V. L., Drake, J. J., et al. 2011, ApJ, 733, 67
Cohen, O. 2015, SoPh, 8, 2245
DeRosa, M. L., Brun, A. S., & Hoeksema, J. T. 2012, ApJ, 757, 96
Donati, J.-F., & Brown, S. F. 1997, A&A, 326, 1135
Donati, J.-F., Howarth, I. D., Jardine, M. M., et al. 2006, MNRAS, 370, 629
Ferreira, J. 2013, in EAS Publications Ser. 62, ed. P. Hennebelle & C. Charbonnel (Paris: EDP Sciences), 169
Folsom, C. P., Petit, P., Bouvier, J., et al. 2015, MNRAS, submitted
Gallet, F., & Bouvier, J. 2013, A&A, 556, A36
Güdel, M. 2004, A&ARv, 12, 71
Gurnett, D., & Bhattacharjee, A. 2000, Introduction do Plasma Physics: With Space and Laboratory Applications (Cambridge: Cambridge Univ. Press)
Hansteen, V. H., & Velli, M. 2012, SSRv, 172, 89
Hoeksema, J. T., Wilcox, J. M., & Scherrer, P. H. 1983, JGR, 88, 9910
Holzwarth, V., & Jardine, M. 2007, A&A, 463, 11
Jardine, M., Collier Cameron, A., & Donati, J.-F. 2002, MNRAS, 333, 339
Jardine, M., Vidotto, A. A., van Ballegooijen, A., et al. 2013, MNRAS, 431, 528
Kawaler, S. D. 1988, ApJ, 333, 236
Keppens, R., & Goedbloed, J. P. 1999, A&A, 343, 251
Lamers, H. J. G. L. M., & Cassinelli, J. P. 1999, Introduction to Stellar Winds (Cambridge: Cambridge Univ. Press)
Lee, C. O., Luhmann, J. G., Hoeksema, J. T., et al. 2011, SoPh, 269, 367
Matt, S., & Balick, B. 2004, ApJ, 615, 921
Matt, S., & Pudritz, R. E. 2008, ApJ, 678, 1109
Matt, S. P., Brun, A. S., Baraffe, I., Bouvier, J., & Chabrier, G. 2015, ApJL, 799, L23
Matt, S. P., Pinzón, G., Greene, T. P., & Pudritz, R. E. 2012, ApJ, 745, 101
Mestel, L. 1968, MNRAS, 138, 359
Mignone, A., Bodo, G., Massaglia, S., et al. 2007, ApJS, 170, 228
Parker, E. N. 1958, ApJ, 128, 664
Pinto, R. F., Brun, A. S., Jouve, L., & Grappin, R. 2011, ApJ, 737, 72
Preibisch, T. 1997, A&A, 320, 525
Réville, V., Brun, A. S., Matt, S. P., Strugarek, A., & Pinto, R. F. 2015, ApJ, 798, 116
Riley, P., Linker, J. A., Mikić, Z., et al. 2006, ApJ, 653, 1510
Sakurai, T. 1985, A&A, 152, 121
Schatten, K. H., Wilcox, J. M., & Ness, N. F. 1969, SoPh, 6, 442
Schatzman, E. 1962, AnAp, 25, 18
Schrijver, C. J., & De Rosa, M. L. 2003, SoPh, 212, 165
Schwadron, N. A., & McComas, D. J. 2003, ApJ, 599, 1395
Skumanich, A. 1972, ApJ, 171, 565
Strugarek, A., Brun, A. S., Matt, S. P., et al. 2014, in SF2A-2014: Proc. Annual Meeting of the French Society of Astronomy and Astrophysics, 279, ed. J. Ballet et al.
Suzuki, T. K., & Inutsuka, S.-I. 2006, JGRA, 111, 6101
Titov, V. S., Mikic, Z., Török, T., Linker, J. A., & Panasenco, O. 2012, ApJ, 759, 70
Ustyugova, G. V., Koldoba, A. V., Romanova, M. M., Chechetkin, V. M., & Lovelace, R. V. E. 1999, ApJ, 516, 221
Velli, M. 2010, in AIP Conf. Proc. 1216, Twelth Int. Solar Wind Conference, ed. M. Maksimovic et al. (Cambridge: Cambridge Univ. Press), 14
Vidotto, A. A., Jardine, M., Morin, J., et al. 2014, MNRAS, 438, 1162
Wang, Y.-M., & Sheeley, N. R., Jr. 1990, ApJ, 355, 726
Wang, Y.-M., & Sheeley, N. R., Jr. 1991, ApJL, 372, L45
Wang, Y. M., & Sheeley, N. R., Jr. 1994, JGR, 99, 6597
Wang, Y.-M., & Sheeley, N. R., Jr. 1995, ApJL, 447, L143
Washimi, H., & Shibata, S. 1993, MNRAS, 262, 936
Weber, E. J., & Davis, L., Jr. 1967, ApJ, 148, 217

CHAPITRE 5

ÉVOLUTION DES PROPRIÉTÉS DU VENT AVEC L'ÂGE POUR LES ÉTOILES DE TYPE SOLAIRE

Jusqu'à présent, nos travaux se sont présentés sous la forme d'études paramétriques, examinant l'influence des paramètres stellaires de façon indépendante, sur la structure coronale et la perte de moment cinétique due au vent. C'est sans doute le meilleur parti que l'on peut tirer des simulations, car il permet de quantifier précisément la dépendance aux paramètres physiques, de comprendre et de hiérarchiser les phénomènes. Ce chapitre pourtant, se permet d'être plus spécifique, et tente de réunir observations et études théoriques. On y présente un ensemble de simulations de vents en trois dimensions, dont les champs magnétiques stellaires de surface sont contraints par des observations spectropolarimétriques, d'étoiles de types solaire dont l'âge varie de 25 millions d'années à l'âge du Soleil. La partie 5.1 décrit le modèle d'évolution que nous avons établi afin de prendre en compte la variation de la température et de la densité coronale avec l'âge. Ce modèle s'appuie sur de nombreuses observations dans les longueurs d'ondes X et UV. La partie 5.2, présente les résultats de nos simulations, en se concentrant à la fois sur les propriétés globales du vent, la perte de masse et de moment cinétique, et sur la structure tridimensionnelle générée par le champ magnétique complexe observé. La partie 5.3 présente une étude préliminaire de simulations du vent solaire au cours du cycle de 11 ans à partir de données de l'observatoire Wilcox.

5.1 Paramètres coronaux pour les étoiles jeunes

5.1.1 Observations X et Lyα de l'activité des étoiles.

Les vents stellaires des étoiles de type solaire, peu émissifs et optiquement fins, sont particulièrement difficiles à observer. Pourtant, à la fois pour des raisons théoriques (Parker, 1958; Velli, 1994) et observationnelles (Biermann, 1952; Cowling, 1956; Gringauz et al., 1962; Neugebauer & Snyder, 1962), on pense que l'existence d'une couronne en expansion est la norme pour la plupart des étoiles disposant d'une enveloppe convective (voir le chapitre 1). Par ailleurs, un écoulement superalfvénique reste notre seule explication à la perte de moment cinétique observée sur la séquence principale de ces étoiles (cf. chapitre 3).

À défaut de pouvoir observer les vents de ces étoiles (à l'exception du Soleil) directement, on peut chercher à en observer les causes ou les conséquences. Les boucles coronales émettent fortement dans les rayons X mous. Ces rayonnements peuvent, pour les étoiles de types solaires, clairement être distingués des rayonnements émanant des couches photosphériques et chromosphériques d'une étoile, et peuvent ainsi être associés à son activité coronale (Pallavicini, 1989).

Les observatoires X EINSTEIN et ROSAT (Schmitt et al., 1990; Fleming et al., 1995; Schmitt et al., 1995) ont permis d'établir les premiers diagnostiques sur les propriétés coronales en fonction du type spectral, de la période de rotation et d'autres paramètres stellaires. L'activité X décroît avec le nombre

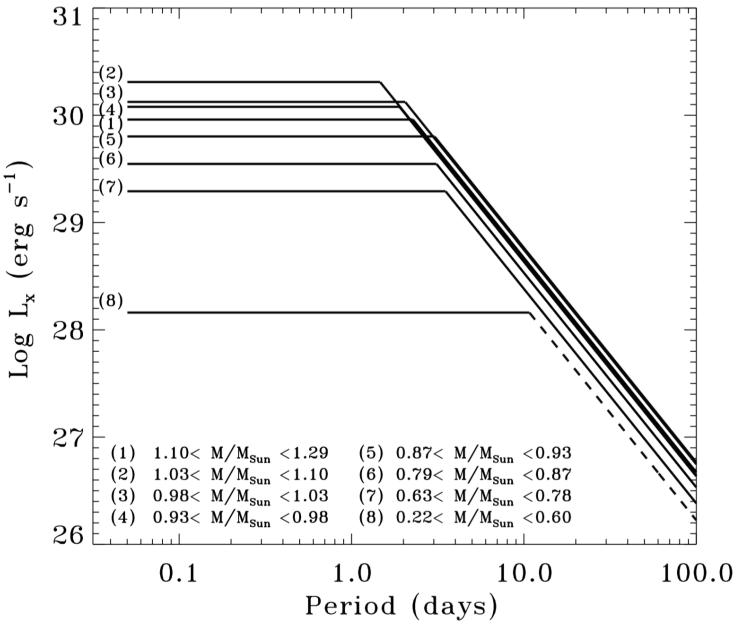


FIGURE 5.1 Luminosité X en fonction de la période et de la masse. La phase décroissante est la même pour tous les intervalles de masse mais le flux saturé décroît avec la masse (à l'exception des F les plus massives). Crédits Pizzolato et al. (2003).

de Rossby, et donc avec la rotation. La figure 5.1 montre la relation qui lie la luminosité X avec la période de rotation pour différents intervalles de masse. On distingue deux régimes, une saturation à rotation rapide et une décroissance pour les rotations plus faibles. La dépendance en masse de la valeur de saturation peut être prise en compte en introduisant un nombre de Rossby Ro' modifié (Randich, 2000), afin d'obtenir la loi suivante :

$$F_X \propto \frac{L_X}{L_{\mathrm{bol}}} \propto \mathrm{Ro}'^{-2} \propto \Omega_\star^2, \text{ pour } P \geq P_{\mathrm{sat}}, \tag{5.1}$$

$$F_X \propto \frac{L_X}{L_{\mathrm{bol}}} \approx 10^{-3}, \text{ pour } P \leq P_{\mathrm{sat}}, \tag{5.2}$$

où $P_{\mathrm{sat}} \approx 1.2\,(L_{\mathrm{bol}}/L_\odot)^{-1/2}$. En fonction de la masse et donc du type spectral, la transition vers la saturation se situe entre 1.5 et 3.5 jours (à l'exception des étoiles de très faible masse pour qui la valeur est significativement plus grande), ce qui correspond à des fréquences de rotation entre 8 et $20\Omega_\odot$, cohérentes avec celles utilisées dans les modèles d'évolution rotationnelle évoqués au chapitre 3. Les hypothèses quant à l'origine physique de cette saturation sont multiples. Elle pourrait correspondre à une saturation de l'instabilité dynamo elle-même à partir d'un certain taux de rotation, avec un possible changement de régime, passant d'une dynamo d'interface à une dynamo convective (voir Wright et al., 2011; Gondoin, 2012, et le chapitre 2).

L'effet d'une saturation du flux magnétique, avec un facteur de remplissage « filling factor » proche de l'unité semble aussi corrélé avec la saturation du flux X (Reiners et al., 2009). Par ailleurs l'effet magnéto-centrifuge pourrait être capable de déchirer les boucles coronales et limiter ainsi leurs émissions (voir la revue de Güdel, 2004).

Relier le flux X aux propriétés de la couronne peut se faire par différents modèles d'émissions. Preibisch (1997) montrèrent que des modèles d'émissions avec un spectre continu de température

(en comparaison de modèle utilisant une ou deux températures) permettait de reproduire les spectres X mous issus des données de ROSAT. Ils en déduisirent une relation liant le pic de température de la boucle avec le flux X :

$$F_X \propto T_{\rm max}^{2.2}. \tag{5.3}$$

D'autres travaux ont permis de dériver des lois différentes. Par exemple Johnstone & Güdel (2015), ont proposé la loi $T_{\rm cor} = 0.11 F_X^{0.26}$, où $T_{\rm cor}$ est une température moyenne faite sur l'ensemble du spectre X. On remarque que la dépendance du flux est moins importante dans ce cas. Il semble donc nécessaire d'identifier finement les différentes composantes coronales et de sélectionner celles qui sont spécifiques aux régions de champ ouvert, à l'origine de l'accélération du vent (afin de dériver par exemple, une température équivalente pour le modèle polytropique, cf. chapitre 1).

Ainsi, si l'étude des émissions dans la basse couronne est cruciale, leurs propriétés intégrées peuvent êtres différentes de celle du vent stellaire à proprement parler. Une approche complémentaire consiste à détecter la trace de ce dernier dans l'ultraviolet. L'analyse de courbes de lumière stellaire Lyman-alpha à 1216 Å montre toujours une large bande d'absorption due à la présence d'atomes neutres d'hydrogène H I dans le milieu interstellaire. Les travaux de Linsky & Wood (1996) ont montré que l'excès d'absorption décalé vers le bleu pouvait être exclusivement attribué à la présence d'une astrosphère, c'est-à-dire à l'existence d'un vent stellaire. À l'aide de modèles numériques du choc terminal et de l'astropause incluant plusieurs espèces dont l'hydrogène ionisé du vent et les atomes neutres, Wood et al. (2001) ont pu quantifier la perte de masse associée aux absorptions Lyα.

Cette étude, qui nécessite une spectroscopie UV haute résolution, une faible colonne de densité d'atomes H I sur la ligne de visée et un angle particulier du système par rapport à l'observateur, a permis de constituer une base de donnée d'une douzaine d'étoiles et d'examiner les propriétés de la perte de masse en fonction des paramètres stellaires. Pour les étoiles de type solaire, dont le flux X est inférieur 10^6 ergs.cm^{-2}.s^{-1}, on peut déduire la relation suivante :

$$\dot{M} = F_X^{1.34 \pm 0.18}. \tag{5.4}$$

La figure 5.2 montre l'accord des valeurs calculées du taux de perte de masse avec cette loi. Cette relation ne semble pas prévaloir pour les étoiles évoluées λ And et DK Uma, dont la couronne est pourtant très active. La transition pour $F_X \geq 10^6$ ergs.cm^{-2}.s^{-1}, est invoquée pour les trois étoiles {Proxima Centuri, EV LAc, ξ Boo} qui montrent des pertes de masse anormalement faibles. Cette transition se situe en dessous du seuil de saturation du flux X, et doit donc si il elle existe être associée à d'autres processus physiques.

En combinant observations X et UV, on peut donc établir une relation entre la perte de masse et le taux de rotation, ou encore l'âge à travers la loi de Skumanich (1972). Wood (2004) proposèrent la relation :

$$\dot{M} \propto \Omega_\star^{3.88}, \tag{5.5}$$

en utilisant une dépendance plus forte du flux X à la rotation ($F_X \propto \Omega_\star^{2.9 \pm 0.3}$). Cette loi prévoit des taux de perte de masse 100 fois supérieurs au taux solaire, pour des rotations de 3 à 4 fois plus rapides. Cette variation extrême est difficile à reproduire avec des modèles de vents polytropiques si l'on considère par ailleurs d'autres contraintes sur la densité de la couronne (Ivanova & Taam,

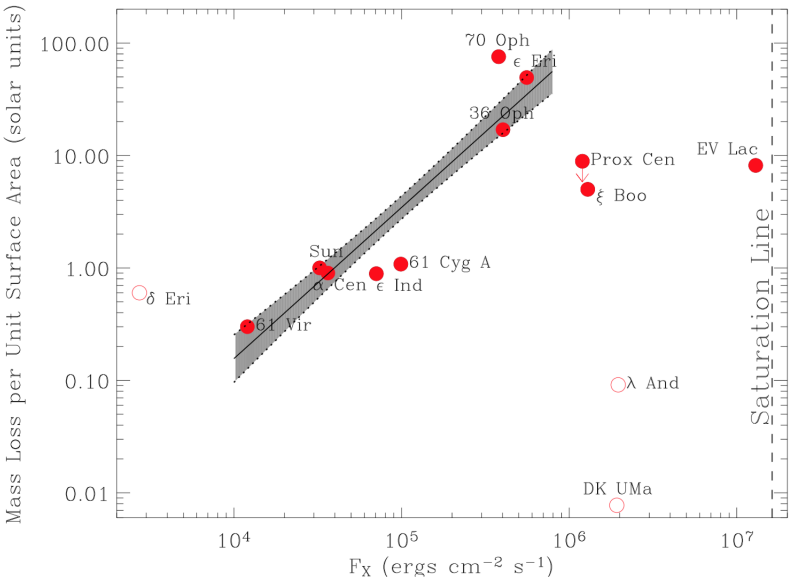


FIGURE 5.2 Relation entre le flux X et le taux de perte de masse. La plage grise représente la loi 5.4. Les étoiles dont les marqueurs sont creux sont évoluées, c'est-à-dire hors de la séquence principale. La ligne de saturation en X est marquée en tirets à droite. Crédits Wood et al. (2005).

2003; Holzwarth & Jardine, 2007). Par ailleurs, une dépendance plus faible de la perte de masse à $\Omega_\star$ permet de reproduire les résultats de Wood *et al.* en excluant les plus extrêmes mais compatible avec les étoiles au-delà de la transition, ce qui *in fine* représente le même nombre de mesures. La section suivante présente le modèle d'évolution que nous avons choisi et qui privilégie une dépendance plus faible.

5.1.2 Prescriptions pour la température et la densité coronale

Dans notre étude, la carte spectropolarimétrique du champ magnétique de surface impose une amplitude en unité physique dans la simulation. Comme nous l'avons vu dans le chapitre 3, imposer une valeur du champ magnétique nécessite d'imposer une valeur pour la densité coronale. Or la densité à la base de la couronne change très probablement d'une étoile à l'autre et doit augmenter avec la période de rotation. En effet, le flux X émis par les boucles coronales est d'autant plus intense qu'elles sont denses. Une relation linéaire entre la densité coronale et le taux de rotation permet de retrouver la relation 5.1 (Mestel & Spruit, 1987). Cette hypothèse est toutefois un peu simpliste et ne prend ni en compte l'extension spatiale de la boucle, ni l'effet de saturation pour les rotations rapides. Ivanova & Taam (2003), ont montré qu'une loi de puissance reliant la densité et la rotation par $n \propto \Omega_\star^{0.6}$, reproduisait la variation quadratique du flux X avec la rotation et une perte de moment cinétique proportionnelle à $\Omega_\star^3$, $\Omega_\star^{1.3}$ dans les régimes non saturés et saturés respectivement.

Toutefois, comme nous l'avons déjà indiqué avec la température, la physique des boucles coronales peut varier de celle des trous coronaux. Ainsi, si l'on peut facilement imaginer une charge plus importante de matière due à la rotation dans les boucles fermées, ce raisonnement ne tient plus dans les régions ouvertes. Les travaux théoriques de Suzuki (2013); Suzuki et al. (2013) ont montré un épaississement de la chromosphère dû à l'augmentation de l'injection d'énergie magnétique à la photosphère. Leur modèle, unidimensionnel, permet de reproduire le chauffage coronal grâce à la dissipation d'ondes d'Alfvén, par excitation de modes compressibles ou par cascade turbulente (voir chapitre

2), et décrit ainsi de façon totalement auto-consistante la physique des trous coronaux. La densité en haut de la chromosphère, et donc à la base de la couronne augmente avec l'énergie magnétique injectée, que l'on peut considérer croissante avec le champ magnétique à grande échelle qui augmente avec la rotation. Aussi, on observe une saturation de ce phénomène à des valeurs compatibles avec la transition proposée par Wood et al. (2005), causée par d'importantes pertes radiatives (Suzuki et al., 2013).

Il est en revanche difficile d'établir une relation précise entre la rotation et la densité avec ce modèle et, par souci de simplicité, nous utiliserons la prescription de Ivanova & Taam (2003) pour nos simulations. Le modèle de Suzuki et al. (2013), prévoit en revanche une évolution très faible de la température avec le champ magnétique. Ce résultat diffère significativement des travaux de Preibisch (1997), qui implique une variation linéaire de la température (des boucles) avec le taux de rotation (voir équations 5.1 et 5.3), et de ceux de Johnstone & Güdel (2015). On voit ici encore, que les observables des couronnes stellaires doivent être considérées avec prudence pour la physique des vents stellaires. Nos prescriptions privilégierons une dépendance faible de la température à la rotation.

Holzwarth & Jardine (2007) ont proposé un modèle de référence utilisant $T \propto \Omega_\star^{0.1}$. Ce modèle permet de reproduire les taux de pertes de masses des étoiles de la séquence principale en excluant l'ensemble {70 Oph, ϵ Eri, 36 Oph}. En effet pour reproduire la loi 5.4, une loi de puissance en température très supérieure à une loi linéaire est nécessaire. Les auteurs ont donc choisi d'exclure ce groupe d'étoiles au risque d'abandonner l'idée d'une transition pour les étoiles très actives à fort flux X, qui mérite une meilleure compréhension théorique (Vidotto et al., 2016).

Notre étude suppose donc que l'évolution de la densité et de la température coronale suivent les lois de puissance suivantes en fonction du taux de rotation :

$$T = T_\odot \left(\frac{\Omega_\star}{\Omega_\odot}\right)^{0.1}, \quad n = n_\odot \left(\frac{\Omega_\star}{\Omega_\odot}\right)^{0.6}, \tag{5.6}$$

où $T_\odot$ et $n_\odot$ sont la température et la densité coronales solaires. Ces paramètres sont calibrés afin d'obtenir des vitesses et une perte de masse proche des valeurs observées dans le système solaire. Holzwarth & Jardine (2007) ont utilisé dans leur modèle un indice polytropique $\gamma = 1.2$, pour reproduire une vitesse de 400 km/s à l'orbite terrestre et une perte de masse de $2.0 \times 10^{-14} M_\odot$/an. On obtient alors une température coronale de $T_\odot = 2.93 \times 10^6$ K et une densité $n_\odot = 2.76 \times 10^6$ cm^{-3}.

Nous utilisons un indice $\gamma = 1.05$, qui imite un chauffage beaucoup plus intense que la valeur choisie dans Holzwarth & Jardine (2007) (justifié par le fait que les auteurs regardent les effets du vent à grande distance où le chauffage du vent est moindre). Néanmoins, en utilisant cette dernière valeur pour γ, on obtient une vitesse de 440 km/s à l'orbite terrestre et une perte de masse de $3.2 \times 10^{-14} M_\odot$/an avec des valeurs $T_\odot = 1.5 \times 10^6$ K et $n_\odot = 10^8$ cm^{-3}, plus conforme aux observations solaires [1].

Les taux de pertes de masses que l'on obtient avec ce modèle sont similaires à ceux obtenus par Holzwarth & Jardine (2007), mais sont en revanche nettement inférieurs à la loi 5.4, pour des taux de rotations supérieurs à la valeur solaire. La figure 5.3 recense les différentes évolutions de la perte de masse en fonction de la rotation et l'accord avec les observations de Wood *et al.*. Cette figure ne prend pas en compte les différents types spectraux qui ont pourtant certainement une influence sur le flux X, et il est également important de noter que quatre points de cette figure représentent des

1. En particulier, $T_\odot \approx 3 \times 10^6$ K est problématique, les observations montrent des températures proches de 8×10^5 K dans les trous coronaux à l'origine du vent solaire.

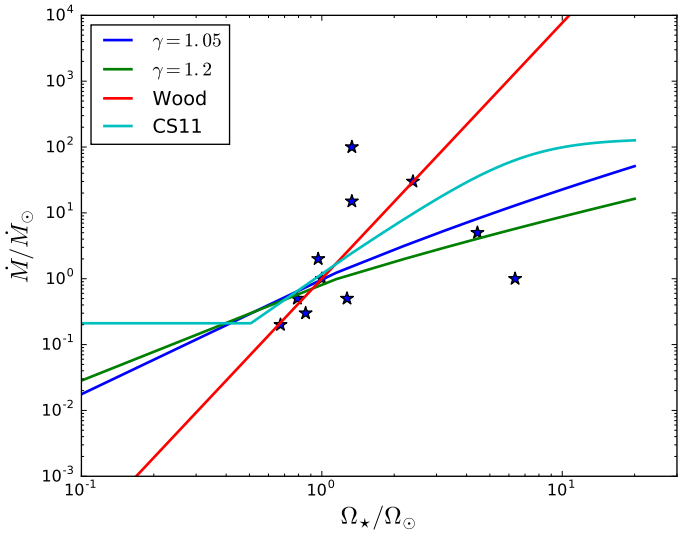


FIGURE 5.3 Comparaison des modèles de pertes de masses en fonction du taux de rotation. Les courbes vertes et bleues représentent les modèles de Holzwarth & Jardine (2007) et le nôtre respectivement. La courbe rouge combine les lois 5.1 et 5.4, tandis que les étoiles marquent les observations de Wood et al. (2005) (sur la séquence principale uniquement). Enfin la courbe cyan illustre le modèle de perte de masse de Cranmer & Saar (2011).

Table 5.1. Paramètres des étoiles de type solaire de l'étude.

Nom	Âge (Myr)	Période (jours)	Masse ($M_\odot$)	Rayon ($R_\odot$)	$T_{\rm eff}$ (K)	$\langle B_r \rangle$ (G)	% dipôle	% axis.
BD- 16351	27	3.3	0.9	0.9	5243	33.0	60	5
TYC 5164-567-1	120	4.7	0.85	0.85	5130	48.8	78	78
HII 296	125	2.6	0.9	0.9	5322	52.0	57	50
DX Leo	257	5.4	0.9	0.9	5354	21.3	69	1
AV 2177	584	8.4	0.9	0.9	5316	5.4	57	4
Soleil 1996	4570	28	1.0	1.0	5778	1.1	35	75

systèmes binaires. Pour comparaison, la figure 5.3 illustre aussi la dépendance de la perte de masse obtenue par les travaux de Cranmer & Saar (2011). La dispersion des points observationnels permet aussi de penser que des améliorations sont possibles dans la méthode de calcul de la perte de masse utilisée dans Wood et al. (2005), qui suppose notamment une vitesse constante du vent et qui est de fait en contradiction avec les modèles polytropiques que nous utilisons et dont la vitesse terminale dépend très fortement de la température coronale. Une étude plus systématique de la perte de masse pour un ensemble d'étoiles aux paramètres stellaires proches est également nécessaire.

Toutefois, notre étude se situe dans un intervalle de masse resserré ($0.85 - 1.0 M_\odot$), et notre modèle d'évolution trouvera une justification *a posteriori*, grâce à l'évolution du moment cinétique de ces étoiles (voir section 5.2).

5.1.3 Choix des étoiles cibles

Notre étude s'appuie sur un ensemble de 5 étoiles de type K, dont l'âge varie entre 25 et 600 millions d'années, auquel s'ajoute le Soleil pour comparaison. Les observations du champ magnétique de surface de ces étoiles ont été faites au Canada France Hawaii Telescope (CFHT) avec l'instrument Echelle SpectroPolarimetric Device for the Observation of Stars (ESPaDOnS) et au Télescope Bernard

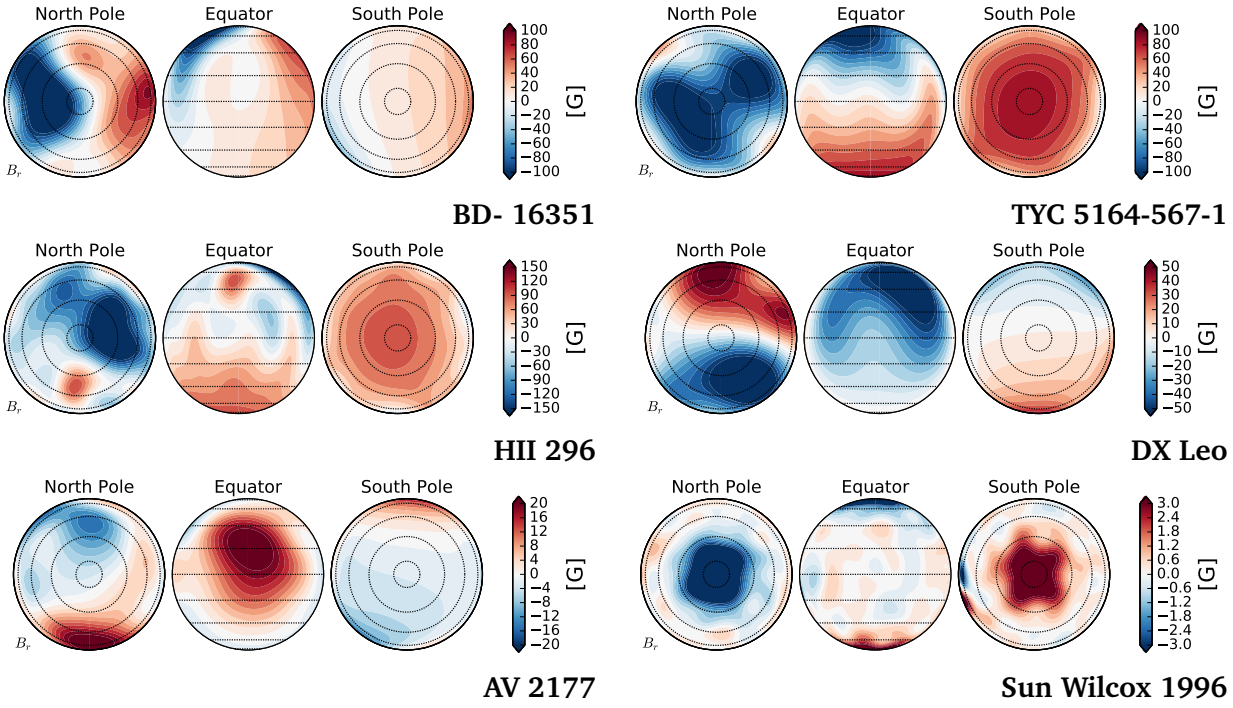


FIGURE 5.4 Reconstruction du champ radial dans chacun des cas. Trois projections orthographiques sont faites depuis une vue de l'équateur, du pôle nord et du pôle sud. Les légendes de couleurs varient avec l'amplitude du champ dans chaque cas. On observe un dipôle dominant dans chaque cas avec des structure de plus petite échelle. L'amplitude du champ décroît globalement avec le taux de rotation et les cartes sont classées par âge de gauche à droite et de haut en bas.

Lyot avec l'instrument NARVAL (Folsom et al., 2016). Le magnétogramme solaire s'appuie sur des observations faites au Wilcox Observatory (Stanford). Les cartes ZDI que nous avons utilisées décrivent le champ magnétique grâce à une décomposition en harmoniques sphériques jusqu'au degré $l = 15$ (ce qui représente un total de 135 coefficients). Bien que les observations du Soleil soient capables de décrire des structures bien plus fines (jusqu'à $l = 50$ et même $l = 100$ pour les données de l'instrument MDI à bord du satellite SOHO DeRosa et al., 2012), nous avons tronqué la décomposition au même degré que les cartes ZDI. Cela justifie en partie notre choix du minimum d'activité pour le Soleil (1996), qui regroupe une plus grande part de l'énergie magnétique dans les grandes échelles, et minimise ainsi les différences de résolution (voir la section 5.3).

Les paramètres stellaires de ces étoiles sont regroupés dans la table 5.1 (voir Folsom et al., 2016, pour une étude détaillée). Notre ensemble d'étoiles jeunes dispose de périodes de rotation qui vont jusqu'à $10.7\Omega_\odot$ et deux de nos étoiles sont au-dessus de la valeur de saturation de $8\Omega_\star$ généralement admise pour les étoiles de type K (voir la figure 5.1, Pizzolato et al., 2003; Matt et al., 2015; Gallet & Bouvier, 2015). Les périodes de rotation sont échantillonnées linéairement, ce qui est suffisant pour suivre l'évolution des propriétés de la couronne et du champ magnétique. Toutefois, il y a une large différence d'âge entre la dernière étoile K de notre ensemble et le Soleil, notamment car il est difficile de dater précisément les amas de plus d'un milliard d'années, et qu'aucune carte ne permettait, au moment de l'étude, de compléter l'échantillon.

Les champs magnétiques de ces étoiles présentent des caractéristiques communes. Un large dipôle domine pour chacun de nos cas. Pour le Soleil, le minimum d'activité possède ainsi une topologie comparable à notre ensemble d'étoiles K. Bien que les études observationnelles et théoriques convergent

sur l'existence de cycles pour les étoiles jeunes (Fares et al., 2009; Vidotto et al., 2012; Brown et al., 2011), ces cartes ne sont pas multi-époques et il est pour l'instant impossible de dire si leur configuration magnétique change significativement sur des échelles de temps courtes et si ces dipôles correspondent à un minimum d'activité à l'instar du minimum solaire.

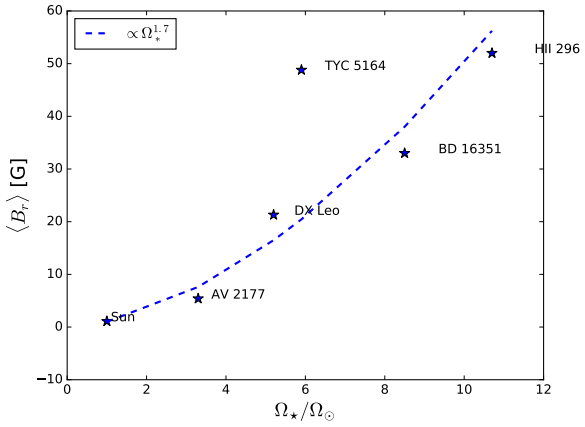


FIGURE 5.5 Amplitude moyenne du champ radial en fonction de la période de rotation.

En revanche, ces dipôles ne sont pas forcément axisymétriques. La partie axisymétrique représente de 1 à 78% de l'énergie totale du champ magnétique en fonction de l'étoile. Cette orientation a une influence majeure sur la structure tridimensionnelle du vent, la localisation des zones mortes et la distribution des vitesses. Les petites échelles ont leur rôle également dans la création de tube de flux où la vitesse du vent est anormalement rapide (voir section 5.2.4).

C'est néanmoins principalement l'amplitude du champ magnétique qui va dicter le comportement à grande échelle du vent et de la perte de moment cinétique. La table 5.1 donne l'amplitude moyenne du champ radial, qui a servi à reconstruire le champ magnétique total. Cette amplitude suit une loi super linéaire comme le montre la figure 5.5, où $\langle B_r \rangle \propto \Omega_\star^{1.7}$ semble être une bonne estimation. L'étoile TYC 5164-567-1 possède un champ relativement fort pour son taux de rotation.

Ces cartes spectropolarimétriques servent de condition limite à la base de la couronne pour nos simulations et leur structure complexe donnent lieu à des effets intrinsèquement tridimensionnels qui sont l'objet de la section suivante.

5.2 Résultats de simulations et structures tridimensionnelles

5.2.1 Configuration numérique

Notre configuration en trois dimensions reprend la majorité des propriétés de la configuration axisymétrique utilisée au chapitre 3. Pour ces simulations, la grille est cartésienne, caractérisée par un repère (x, y, z), où l'axe de rotation est dirigé selon l'axe $\mathbf{e}_z$. Le code PLUTO, nous permet de résoudre les équations de la MHD idéale dépendantes du temps, par une méthode de volumes finis utilisant un solveur de Riemann approché de type HLL (Einfeldt, 1988) (voir annexe B). Le champ magnétique est ici encore décomposé en une composante fixe et une composante variable, la divergence nulle est assurée par une méthode de transport contraint (Balsara & Spicer, 1999).

Le domaine de simulation est une boîte cartésienne sur le domaine $[-30R_\star, 30R_\star]^3$, l'étoile étant placée au centre. La grille se décompose en deux partie, une grille uniforme sur le cube $[-1.5R_\star, 1.5R_\star]^3$ décomposée en 192^3 volumes, et une grille étirée pour le reste du domaine qui rajoute 128 volumes dans chaque direction (x, y, z) positifs et négatifs. La résolution à la surface de l'étoile est $dx = 0.015R_\star$ ce qui est légèrement supérieure à la résolution utilisée dans le chapitre 3 dans la configuration axisymétrique. La résolution maximale sur les bords du domaine est $dx = 0.66R_\star$.

Les équations sont résolues dans le référentiel tournant avec l'étoile ce qui nécessite l'ajout de la force de Coriolis et de la force centrifuge dans le terme source des équations. Les simulations

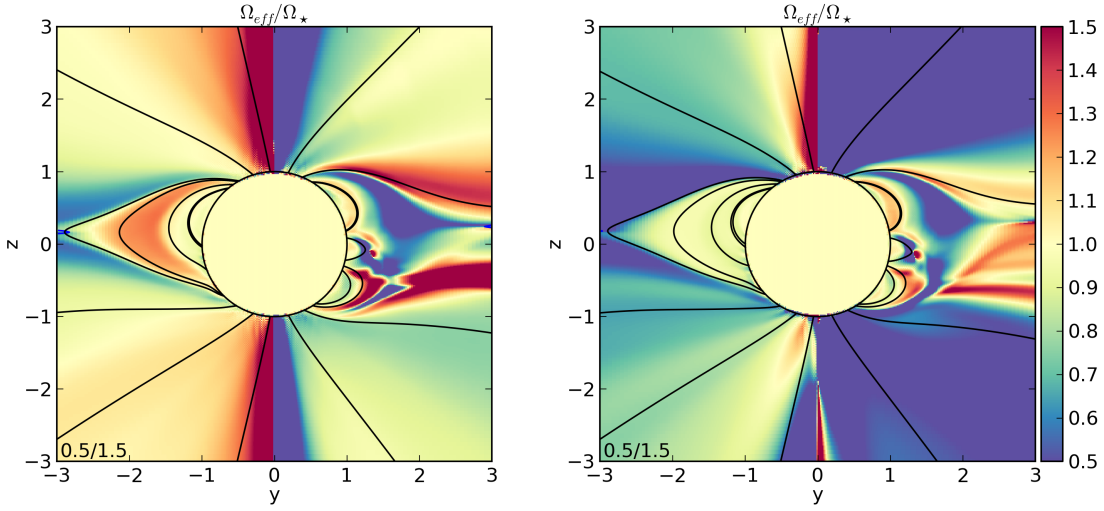


FIGURE 5.6 Carte de $\Omega_{\rm eff}/\Omega_\star$ dans une coupe dans le plan $x = 0$, pour cas du Soleil en 1996. À gauche en utilisant la condition décrite dans l'aparté technique 3.5, à droite en conservant la solution potentielle.

convergent après quelques temps d'Alfvén. D'une manière générale, ces simulations sont très lourdes et nécessitent plusieurs centaines de milliers d'heures de calcul, nous aborderons le problème du parallélisme et des contraintes sur le temps de calcul dans l'aparté technique 5.5.

L'initialisation se fait grâce à une solution de vent polytropique (cf. chapitre 1) à la température dérivée grâce au modèle décrit dans la partie 5.1. Le champ magnétique est extrapolé avec un modèle PFSS et un rayon de surface source hors du domaine de simulation ($50R_\star$). Plusieurs tests ont montré que le choix initial de $r_{\rm ss}$ n'influe pas sur la solution finale relaxée. La densité coronale permet de calculer une normalisation de champ magnétique et finit de contraindre la simulation.

Comme pour notre étude axisymétrique, un soin spécial a été accordé aux conditions limites dans l'étoile pour assurer la rotation des lignes de champ avec l'étoile (voir l'aparté technique 3.5). À cause de la complexité des champs magnétiques utilisés, une condition automatique comme celle décrite dans l'aparté technique peut contaminer des petites boucles fermées et générer des instabilités. Nous avons ici fait le choix d'effectuer la simulation en deux temps. Premièrement, laisser évoluer la solution en appliquant dans un premier temps la valeur potentielle du champ B_φ, et ensuite seulement appliquer la condition auto-adaptative décrite dans l'aparté technique 3.5, sur les zones où $\Omega_{\rm eff}$ n'est pas correctement conservé.

La figure 5.6 illustre la conservation de $\Omega_{\rm eff}$ pour un cas solaire, si notre condition limite est appliquée ou non. On voit une différence nette dans les trous coronaux où le vent s'échappe et transporte le moment cinétique. Bien que les structures coronales soient très similaires, la perte de moment cinétique passe du simple au double (voir la section suivante et la figure 5.9).

5.2.2 Surfaces d'Alfvén tridimensionnelles et perte de moment cinétique

Les champs magnétiques observés utilisés pour nos simulations structurent de façon fondamentalement tridimensionnelle la couronne de notre ensemble d'étoiles. La figure 5.7 montre la structure des surfaces d'Alfvén pour nos simulations convergées. En comparant cette structure avec celles obtenues au chapitre 3 dans les cas dipolaires, on peut voir une même structure lobée (deux lobes, un au-dessus

Table 5.2. Résultats de simulations et prescriptions pour les paramètres coronaux

Nom	$\Omega_\star/\Omega_\odot$	n (10^8 cm^{-3})	T (10^6 K)	$\langle R_A/R_\star\rangle$	$\dot{J}/\dot{J}_\odot$	$\dot{M}/\dot{M}_\odot$	$r_{\rm ss,opt}$	$r_{\rm ss,est}$
BD- 16351	8.5	3.6	1.85	13.9	380	5.5	8.1	7.7
TYC 5164-567-1	5.9	2.9	1.8	16.7	190	2.75	10.7	10.5
HII 296	10.7	4.15	1.9	13.8	470	6.1	9.3	8.7
DX Leo	5.2	2.7	1.76	13.3	120	3.1	7.6	7.4
AV 2177	3.3	2.06	1.7	7.0	20	3.0	4.6	4.3
Soleil	1.0	1.0	1.5	4.4	1.0	1.0	2.7	2.7

Note. — Paramètres coronaux de nos simulations et résultats. Les rayons d'Alfvén effectifs sont cohérents avec les surfaces d'Alfvén montrées en figure 5.7, avec des tailles comparables pour les étoiles les plus jeunes et bien plus petites pour AV 2177 et le Soleil.

de chaque trou coronal) mais dont l'orientation dépend de celle du champ magnétique de surface. La surface d'Alfvén vient toucher le bout des zones mortes qui forment un anneau autour de l'étoile et « ceinture » la surface d'Alfvén. Ces lobes ne sont par ailleurs pas symétriques de part et d'autre des streamers, plus particulièrement lorsque le dipôle est fortement incliné.

L'extension de la surface d'Alfvén est déterminée, comme dans notre étude axisymétrique du chapitre 3, par l'intensité du champ magnétique et le taux de rotation, mais aussi par les paramètres thermodynamiques qui changent ici pour chaque étoile. D'une manière générale, la surface d'Alfvén est d'autant plus petite que l'étoile est âgée, et cette tendance se voit dans la figure 5.7 à partir de DX Leo. Pour les étoiles plus jeunes, BD- 16351, TYC5164-567-1 et HII 296, les intensités du champ magnétique sont comparables, et les variations de température ont une influence importante sur la vitesse du vent. La table 5.2 associe les paramètres issus de nos prescriptions d'évolution en fonction de la période de rotation et les quantités globales intégrées ainsi obtenues.

Comme dans le chapitre 3, on calcule un rayon d'Alfvén effectif défini par :

$$\langle R_A\rangle = \sqrt{\frac{\dot{J}}{\Omega_\star \dot{M}}}. \tag{5.7}$$

On rappelle la définition des quantités abordées au chapitre 3 :

$$\dot{J} = \int_S \rho \Lambda \mathbf{v}\cdot d\mathbf{S}, \tag{5.8}$$

où :

$$\Lambda = R\left(v_\varphi - B_\varphi \frac{B_p}{\mu_0 \rho v_p}\right), \tag{5.9}$$

et $\dot{M}$ est la perte de masse :

$$\dot{M} = \int_S \rho \mathbf{v}\cdot d\mathbf{S}. \tag{5.10}$$

Ces quantités intégrales peuvent être calculées sur n'importe quelle surface englobant toutes les

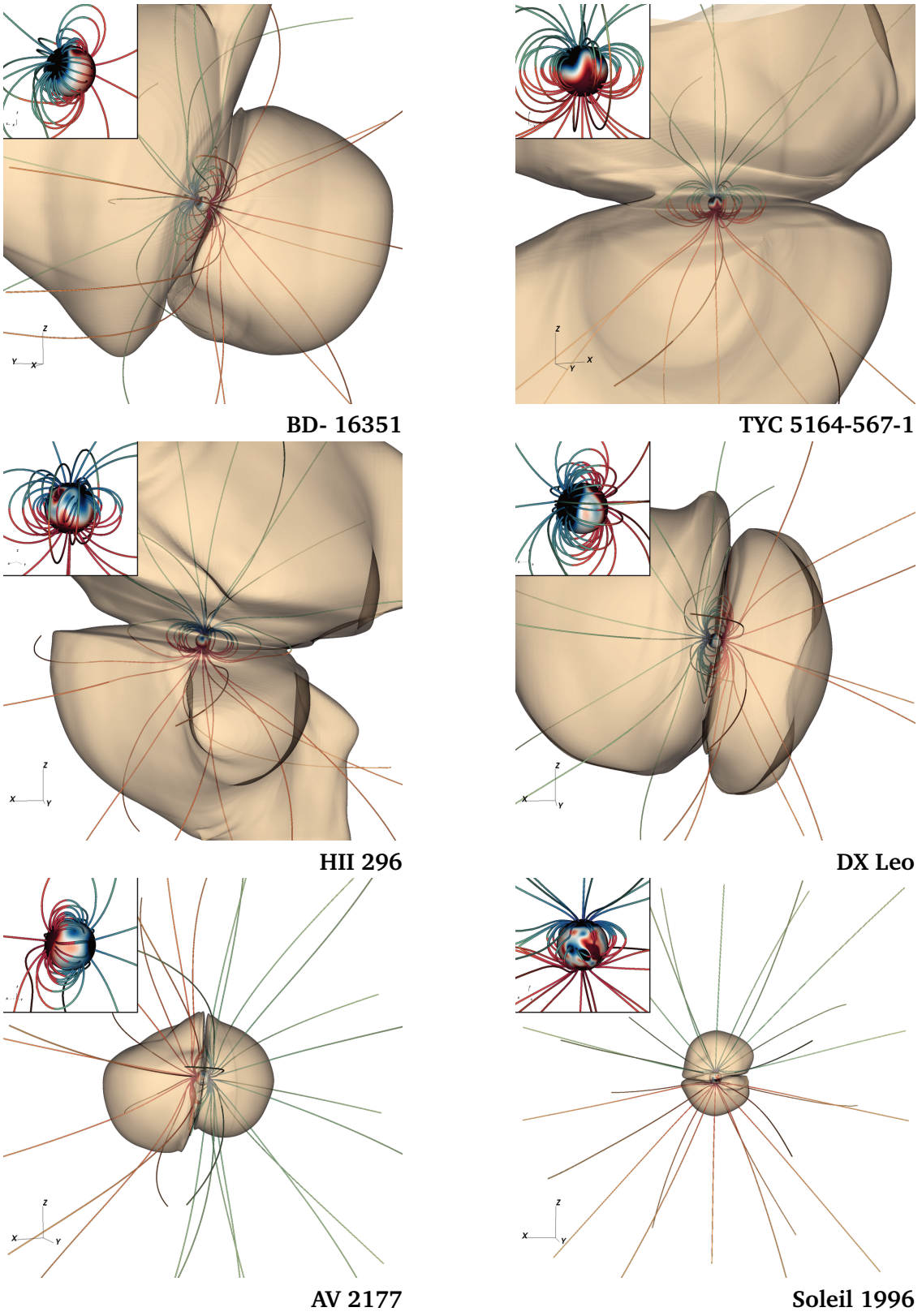


FIGURE 5.7 Régime permanent de nos simulations 3D. La surface d'Alfvén est montrée en bleu transparent. Les lignes de champ magnétique illustrent la présence de boucles coronales fermées et de régions ouvertes. La topologie dipolaire dominante créé une structure en deux lobes situés au-dessus des trous coronaux. La taille des surfaces d'Alfvén varie en fonction des paramètres stellaires et globalement, diminue avec l'âge de l'étoile. Le champ magnétique radial de surface est montré en couleur. En haut à gauche, un encart zoomé sur la surface de l'étoile.

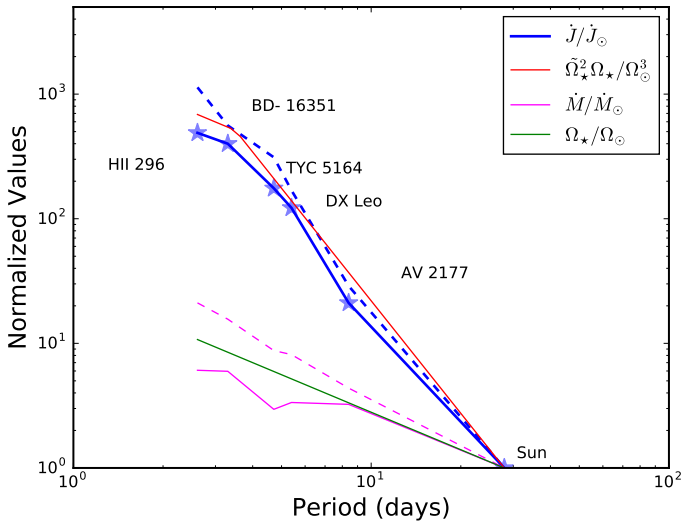


FIGURE 5.8 Évolution de la perte de moment cinétique et de la perte de masse avec la période dans nos simulations. La variation de moment cinétique est bien plus forte que la variation de perte de masse malgré les différentes températures coronales. On voit qu'approximativement, $\dot{J} \propto \Omega_\star^3$ jusqu'à une valeur de saturation $\sim 8\Omega_\odot$ et que $\dot{M} \propto \Omega_\star$. Les résultats obtenus avec le modèle semi-analytique décrit au chapitre 4 sont ajoutés en pointillés (voir 5.2.3).

boucles fermées et doivent être constantes en régime permanent. Les valeurs du rayon d'Alfvén effectif se situe au-delà de 10 rayons stellaires pour nos quatre étoiles les plus jeunes. La pression dynamique étant très sensible à la température coronale ($\rho v \propto \exp(T)$, cf. chapitre 1), TYC-5164-567-1 qui dispose d'un champ magnétique comparable à celui de HII 296 a une surface d'Alfvén plus étendue à cause d'une température plus faible. Ainsi une variation de 5% de la température entraîne une diminution de 20% du rayon d'Alfvén effectif. On voit donc toute l'importance que revêt le choix de la température et de la densité (qui est liée à la normalisation de champ magnétique) dans ce type d'études.

Le comportement globale de la perte de moment cinétique est illustré dans la figure 5.8 par la ligne bleu solide [2]. Les modèles empiriques abordés au chapitre 3 nécessitent une valeur de saturation $\Omega_{\rm sat}$. Pour les étoiles de type K, la valeur de saturation du flux X, qui correspond à celle utilisée dans les modèles d'évolution de la rotation est située autour de $8\Omega_\odot$. On peut alors dire que pour ces modèles, la perte de moment cinétique est proportionnelle à $\tilde{\Omega}^2_\star\Omega_\star$, si $\tilde{\Omega}_\star$ est définit par $\min(\Omega_{\rm sat}, \Omega_\star)$ (voir chapitre 3, équation 3.3).

On a donc tracé, pour comparaison, la courbe $\tilde{\Omega}^2_\star\Omega_\star/\Omega^3_\odot$. Le moment cinétique suit globalement cette courbe et montre une inflexion à la valeur de saturation pour les étoiles BD- 16351 et HII 296. Cette saturation peut s'expliquer par la donnée observationnelle du champ magnétique de l'étoile. Néanmoins, pour ces étoiles le champ magnétique intense a une influence sur la perte de masse (en magenta solide dans la figure 5.8) qui est diminué d'un facteur 2 à 3 par rapport à la perte de masse d'un vent polytropique à symétrie sphérique (tracé en magenta pointillé et utilisé dans le modèle semi-analytique). Les zones mortes occupent une très large part de la surface stellaire dans ces simulations.

2. L'abscisse est ici la période de rotation et non l'âge de l'étoile et l'ordre utilisé précédemment est quelque peu modifié par la position de HII 296 âgée de 125 millions d'années

Le confinement de l'écoulement dans les boucles coronales pourrait donc être, en plus de la saturation du champ magnétique, un facteur de la saturation de la perte de moment cinétique.

On voit par ailleurs, que la variation de perte de masse est bien plus faible que la variation de perte de moment cinétique. Cette dernière varie d'un peu moins de trois ordres de grandeurs (un facteur 470) tandis que la perte de masse varie d'un facteur 6. Dans l'équation (5.7), trois facteurs sont responsables de la variation du moment cinétique, la perte de masse, le rayon d'Alfvén au carré et le taux de rotation. On peut dire que dans notre modèle, chacun de ces facteurs fait varier le moment cinétique d'un ordre de grandeur. L'analyse du chapitre 3 et la formulation de freinage montre néanmoins que la perte de masse et la rayon d'Alfvén ne sont pas indépendants.

Ainsi, suivant naturellement les prescriptions que nous avons faites pour l'évolution des paramètres coronaux, l'évolution de la perte de masse est faible et le rayon d'Alfvén est facteur déterminant dans l'évolution de la perte de moment cinétique. Notre modèle suit une tendance qui semble compatible avec les modèles d'évolution rotationnelle [3].

Néanmoins, la perte de moment cinétique associé à notre modèle solaire est bien plus faible que celle nécessaire aux modèles d'évolution rotationnelle. En effet, les simulations donnent $\dot{J} \propto 5 \times 10^{29}$ ergs tandis que la valeur dérivée empiriquement au chapitre 3 est de 9.5×10^{30} ergs. Nous reviendrons sur ce problème dans la section 5.3.2. Par ailleurs, notre modèle ne permet pas d'expliquer les importantes pertes de masse observées par Wood et al. (2005), qui nécessiteraient une variation plus importante de la densité ou de la température avec la rotation. Le modèle semi-analytique présenté au chapitre 4 pourrait donc être particulièrement utile pour explorer un grand nombre de paramètres et ouvrir des pistes de réflexions sur ces problèmes.

5.2.3 Formulation de freinage et modèle PFSS

Le chapitre 4 introduit une méthode semi-analytique de calcul de perte de moment cinétique à partir de cartes spectropolarimétriques. Nous avons ici l'occasion de confronter cette méthode, dérivée à partir de simulations 2.5D axisymétriques, avec des simulations 3D où le champ magnétique n'est pas axisymétrique. La première étape est de vérifier que la formulation de freinage de Réville et al. (2015a) est toujours valide.

La figure 5.9 illustre la relation entre le rayon d'Alfvén effectif et $\Upsilon_{\rm open}$. On voit qu'une même loi de puissance peut être utilisée, en conservant la valeur du coefficient $m = 0.31$ (pente des courbes bleue et verte) et $K_4 = 0.06$, mais en diminuant de 15% la valeur de K_3 à 0.55.

Cette variation dans la constante K_3 peut s'expliquer par les différentes températures utilisées dans les deux études. Dans Réville et al. (2015a) nous utilisions une température d'environ 10^6 K, alors que les températures de notre échantillon sont comprises entre 1.5 et 1.9×10^6 K. Cette augmentation de température modélise des vents plus rapides, qui sont donc susceptibles d'atteindre le point alfvénique plus près de l'étoile. Malgré tout, cette dépendance est faible et une unique constante permet de modéliser l'ensemble de nos simulations 3D. En effet, une grande partie de la thermodynamique est déjà incluse dans la formulation, grâce au paramètre $\Upsilon_{\rm open}$ qui dépend du taux de perte de masse (voir chapitre 3).

Ensuite, il convient de vérifier que la méthode d'estimation du flux ouvert reste elle aussi valide pour des configurations tridimensionnelles. La table 5.2, regroupe les rayons de surface source optimaux et estimés (cf. chapitre 4) dans chacun des cas. L'accord est excellent, en remarquant toutefois que

3. Cela était d'ailleurs un des critères pour le choix de dépendance $n \propto \Omega^{0.6}$ de Ivanova & Taam (2003).

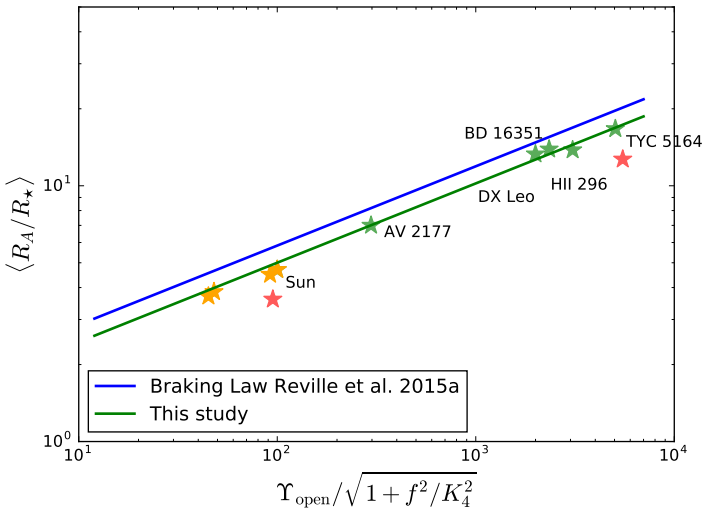


FIGURE 5.9 Relation entre le rayon d'Alfvén effectif et $\Upsilon_{\rm open}$. La loi de Réville et al. (2015a) est toujours valide pour des cas 3D à géométrie complexe en diminuant de 15% la constante K_3 (courbe verte). Les étoiles rouges illustrent le rayon d'Alfvén effectif lorsque $\Omega_{\rm eff}$ n'est pas conservé le long des lignes de champ ouvertes dans le cas du Soleil et de TYC 5164. Le rayon d'Alfvén perd alors 25% de sa valeur, et le moment cinétique est diminué de moitié. Les étoiles jaunes caractérisent les cas solaires en minimum et maximum (voir section 5.3). Dans le cas du minimum de 1996, le rayon d'Alfvén effectif est de $4.4R_\odot$.

$r_{\rm ss,opt}$ est systématiquement légèrement sous-estimé par notre méthode. Le flux ouvert estimé diffère au maximum de 10% par rapport à celui des simulations. L'extrapolation potentielle et le modèle PFSS restent donc de bons moyens d'estimer le flux ouvert pour des champs magnétiques réels, en suivant la procédure décrite au chapitre 4 et Réville et al. (2015b).

En appliquant la méthodologie de calcul de couple décrite à la section 4.2 [4], on obtient les estimations de perte de masse et de moment cinétique illustrées par des tirets dans la figure 5.8. On voit que l'estimation est au-dessus de la valeur réelle. Cette différence vient quasi-exclusivement de l'estimation de la perte de masse, car les estimations de flux ouverts sont très proches. En effet, la perte de masse estimée par la méthode semi-analytique est obtenue grâce à la solution polytropique à symétrie sphérique pour une température donnée. Or les champs magnétiques intenses retiennent l'écoulement sur une grande partie de la surface de l'étoile et on observe un rapport de deux à trois entre l'estimation et la valeur des simulations pour les étoiles les plus jeunes. Il est probable que l'effet magnéto-centrifuge contribue à augmenter la perte de masse mais, contrairement au chapitre 3, les paramètres stellaires ne varient pas de façon indépendante et une plus forte rotation s'accompagne d'un champ magnétique plus fort, ce qui semble être le facteur dominant (à une température donnée).

On voit donc que des modèles simples, ne nécessitant pas des centaines de milliers d'heures de calcul, peuvent reproduire avec une précision satisfaisante les propriétés des vents d'étoiles en utilisant des topologies complexes de champs magnétiques. Néanmoins, l'effet de saturation du champ magnétique semble apparaître pour BD- 16351 et HII 296 de façon plus claire avec les résultats de simulation. Cette saturation trouve probablement une partie de son origine dans les cartes elles-mêmes et l'amplitude mesurée du champ magnétique. On peut tout de même avancer que la perte de masse joue peut-être un rôle dans la saturation du moment cinétique et qu'une évaluation auto-consistante est nécessaire.

4. Avec une valeur actualisée pour K_3.

Une approche semi-analytique pour estimer les quantités intégrées comme la perte de masse ou de moment cinétique peut donc être, en complément de quelques simulations, un moyen très efficace de parcourir un ensemble très large de paramètres. Les modèles semi-analytiques restent malgré tout limités et ne donnent pas accès à la structure du vent, sa distribution de vitesse ou de densité par exemple.

5.2.4 Distributions de vitesses

Intéressons-nous désormais à la distribution de vitesses de nos solutions de vents. Nos modèles de vents n'incluent pas de mécanismes de chauffage capables de donner naissance à une composante rapide telle qu'on l'observe pour le Soleil. En effet, nos modèles décrivent une couronne uniforme en température, sans onde d'Alfvén ni turbulence que l'on pense être à l'origine du vent rapide dans les trous coronaux (voir le chapitre 2, Suzuki & Inutsuka, 2006; Velli, 2010).

Le champ magnétique a pourtant une influence considérable sur la distribution de vitesses au sein de notre ensemble de simulations, et le fait de n'avoir qu'un seul type de chauffage modélisé par notre indice polytropique est un avantage pour comprendre les mécanismes à l'origine de ces distributions.

La figure 5.10 montre les distributions de vitesses poloïdales projetées sur une sphère de $25R_\star$ pour quatre de nos simulations. Un rendu volumique du nombre de Mach est associé pour montrer la distribution spatiale des différentes composantes du vent. Le premier effet que l'on peut clairement identifier, est que la dispersion de vitesse dans le cas Solaire est faible. En effet à cette distance, le vent lent issu des zones mortes n'est plus vraiment visible, rejoint par les composantes plus rapides. On distingue malgré tout une composante lente autour de l'équateur autour des zones mortes en co-rotation avec l'étoile. Dans les périodes de minimum d'activité avec un dipôle axisymétrique, la distribution de vitesses est globalement uniforme si l'on n'introduit pas de composante rapide avec du chauffage supplémentaire (voir Pinto et al., 2016).

Le premier effet combiné de la rotation et du champ magnétique est donc d'élargir le spectre de vitesses. En effet, on voit progressivement les distributions de la figure 5.10 s'étendre de chaque côté de la vitesse « théorique » c'est-à-dire la vitesse d'un vent polytropique à cette distance de l'étoile, matérialisée par la ligne noire pointillée.

La vitesse théorique augmente aussi avec le taux de rotation car notre modèle impose une augmentation de la température coronale, le spectre se déplace donc vers la droite tout en s'élargissant (dans la figure 5.10, les cas sont classés de haut en bas par fréquence de rotation croissante et non par âge). On passe d'une distribution de vitesse comprise entre 280 km/s et 340 km/s pour le Soleil à une distribution comprise entre 240 km/s et 650 km/s pour les étoiles les plus jeunes HII 296 et TYC 5164-567-1.

Cet élargissement est la conséquence du champ magnétique complexe, intense et tridimensionnel de l'étoile. En effet, pour les jeunes étoiles, on observe une distribution trimodale des vitesses. On peut assez facilement comprendre l'origine de cette répartition. Le champ magnétique dipolaire intense crée une structure de vent lent dans une large bande située autour de la couche de courant créée au-delà des zones mortes. Le pic « moyen », autour duquel est centrée la distribution est proche de la solution polytropique, c'est-à-dire de la solution sans interaction avec le champ magnétique. Cette composante apparaît logiquement pour des latitudes où le champ magnétique et la rotation ont peu d'influence sur la vitesse, par exemple aux pôles pour AV 2177.

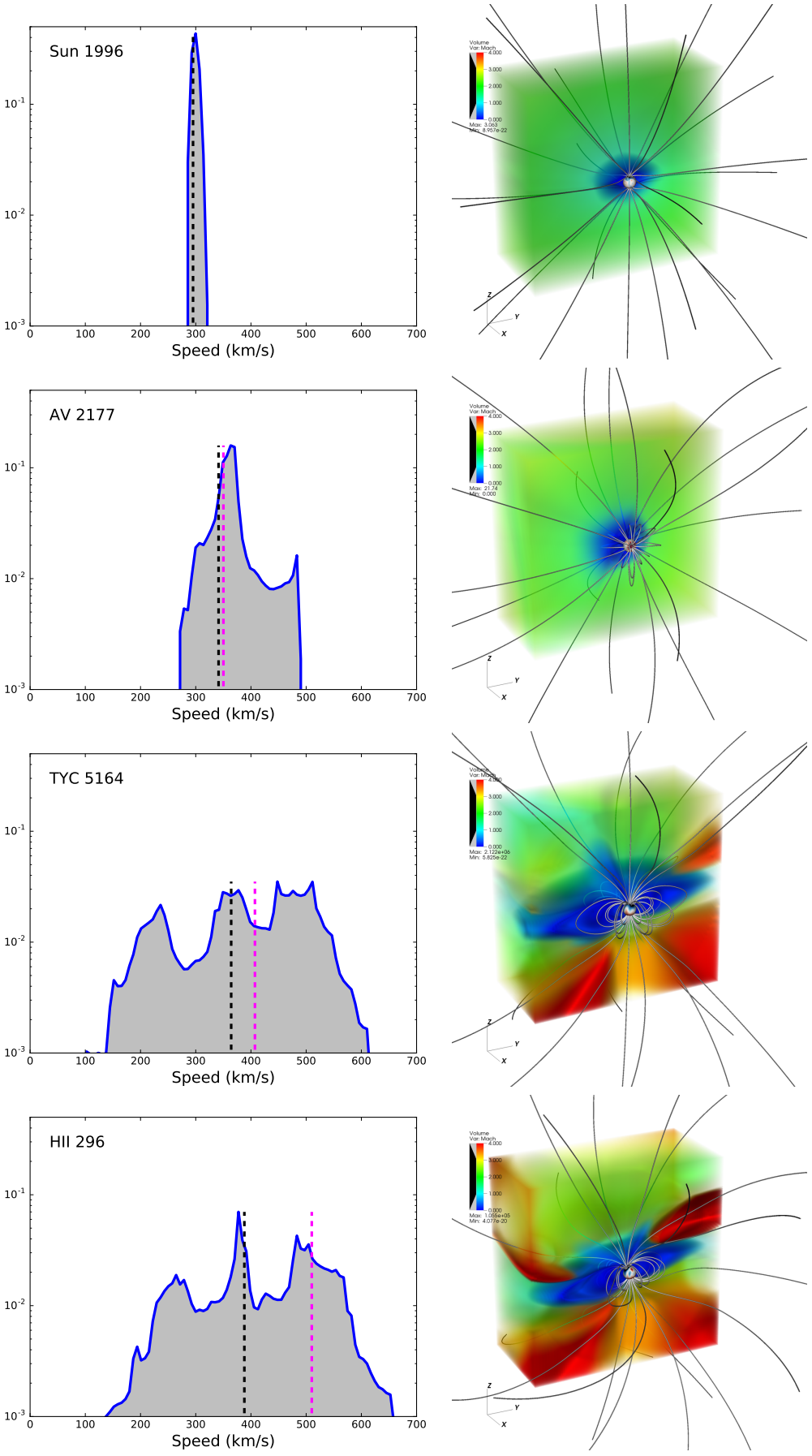


FIGURE 5.10 À gauche la distribution des vitesses projetées sur une sphère de $25R_\star$ autour du Soleil et de trois étoiles plus jeunes. La solution polytropique est indiquée en tirets noirs et la solution de Sakurai en magenta (lorsqu'elles sont différentes). À droite, un rendu volumique du nombre de Mach permet d'identifier les composantes du vent (bleue, verte et rouge).

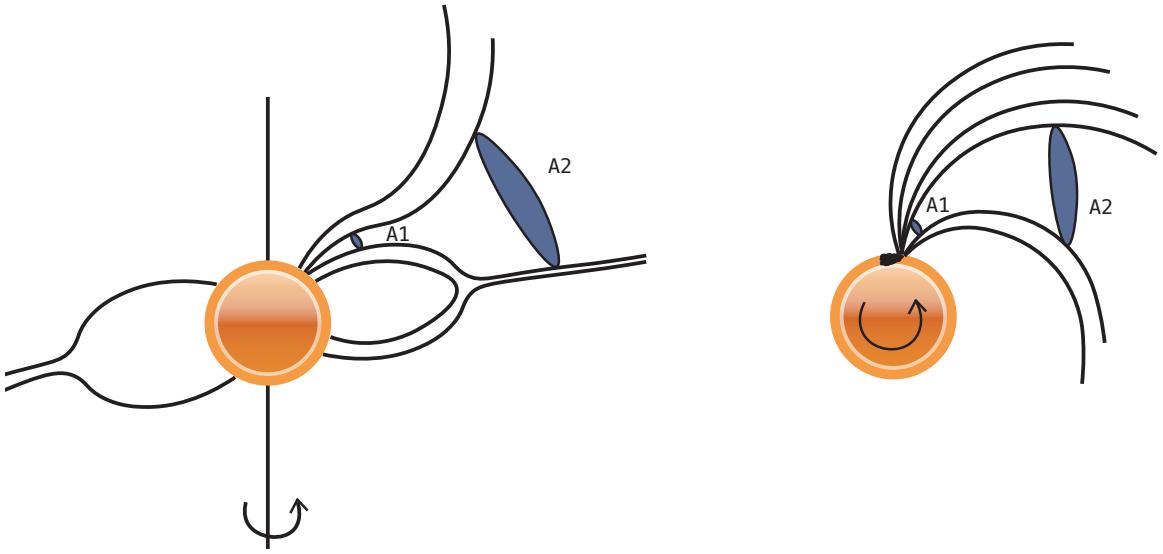


FIGURE 5.11 Origine de l'expansion superradiale des lignes de champ dans le cas d'étoiles jeunes. À gauche l'expansion latitudinale due à la collimation des lignes de champ et la position haute en latitude du streamer. À droite l'expansion longitudinale due à la concentration de flux en surface et au gradient de tension magnétique de part et d'autre du tube de flux.

Le troisième pic, correspondant à la composante rapide, semble être dû à une forte interaction avec le champ magnétique. La figure 5.10 marque la solution idéale de Weber & Davis (1967) et Sakurai (1985) (voir chapitre 4, section 4.4) au rayon stellaire considéré (ici $25R_\star$) en magenta pointillé, qui donne une bonne estimation de l'accélération supplémentaire due à l'effet magnéto-centrifuge. Dans le cas de HII 296, le pic semble bien correspondre avec cette solution, bien qu'il soit relativement large.

Dans le cas de TYC 5164-567-1, la solution de Sakurai autour de 400 km/s est inférieure à la composante rapide distribué entre 450 et 550 km/s. On peut raisonnablement impliquer plusieurs raisons pour cette différence. Premièrement, la solution de Sakurai est calculée avec une intensité moyenne du champ magnétique. Or, l'accélération magnéto-centrifuge est d'autant plus importante que le champ magnétique est intense. En comparant les figures 5.10 et 5.4, on peut voir qu'en dessous de l'équateur, un champ magnétique plus intense que la moyenne peut efficacement être entraîné par la rotation de l'étoile à des vitesses de 450 km/s.

Néanmoins ce n'est pas suffisant pour expliquer les vitesses > 450 km/s dans les queues des distributions de vitesses. Un autre phénomène dû à la présence de champ magnétique est susceptible d'apporter une accélération supplémentaire. L'expansion superradiale des tubes de flux est capable d'accélérer un écoulement supersonique (voir chapitre 2). Cette expansion superradiale peut être causée par deux effets distincts dans nos simulations d'étoiles jeunes.

Premièrement, dans le cas d'un dipôle incliné, la collimation des lignes de champ magnétique vers l'axe de rotation (voir chapitre 3), conjuguée avec la position haute en latitude du streamer crée une forte expansion latitudinale d'un tube de flux. La figure 5.11 illustre ce procédé à gauche. Cette configuration est nettement visible dans la figure 5.10 pour les étoiles rapides HII 296 et TYC 5164-567-1.

Un expansion longitudinale peut également être causée par une forte concentration de flux magnétique à la surface. En effet, pour un tube de flux dont l'origine est à la frontière de cette concentration, les

lignes de champ dont l'origine est à l'intérieur vont avoir une tension magnétique plus forte et vont donc former une spirale plus « tendue » que les lignes de champ magnétique dont l'origine est à l'extérieur de cette concentration de flux. Cette configuration est illustrée dans le panneau droit de la figure 5.11.

Des exemples extrêmes de ce phénomène se retrouvent à plusieurs reprises dans nos simulations. Dans le cas de TYC 5164-567-1, on observe un tube de flux extrêmement rapide dont les vitesses atteignent 1300 km/s à $25R_\star$, ce qui représente plus de trois fois la vitesse polytropique théorique à cette distance de l'étoile. Pour ces cas extrêmes on peut calculer l'expansion superradiale associée définie par le facteur

$$f_{\rm exp} = \frac{A_1}{A_0}\left(\frac{r_0}{r_1}\right)^2, \tag{5.11}$$

qui peut varier entre 6.5 et 10, entre les bords et le cœur du tube de flux.

On voit donc que dans le cas des étoiles jeunes, les effets géométriques dus à la rotation et au champ magnétique sont très importants pour déterminer la distribution de vitesse. Par ailleurs, le modèle PFSS (extrapolation potentielle, cf. chapitre 4), utilisé dans le cas du Soleil pour calculer le facteur d'expansion (Wang & Sheeley, 1990, 1991) ne peut ici rendre compte de l'expansion superradiale.

En effet, dans ce modèle le champ magnétique est complètement radial au-delà, du rayon de surface source, ainsi le flux Br^2 est constant et le facteur d'expansion ne change plus. De fait, ce modèle est utilisé pour calculer le facteur d'expansion en dessous de la surface sonique (proche du $r_{\rm ss}$ canonique du Soleil) et qui présente donc une anti-correlation avec la vitesse du vent (cf. chapitre 2). Or, dans nos simulations, l'effet de l'expansion superradiale est sensible au-delà du point sonique et même au-delà du rayon de surface source optimal calculé (voir table 5.2). De plus, les effets de la rotation comme l'effet magnéto-centrifuge ou la collimation ne sont pas pris en compte dans une extrapolation potentielle. Des simulations MHD sont donc nécessaires pour décrire précisément les solutions de vents des étoiles les plus jeunes.

Dans nos modèles, le champ de vitesse est donc loin d'être uniforme. L'organisation trimodale du champ de vitesse pour les étoiles jeunes pourrait être introduit dans les simulations d'astrosphères pour le calcul de perte de masse (Wood, 2004) qui utilise pour le moment une vitesse constante proche du vent solaire lent pour toutes les étoiles. On peut d'ailleurs se demander comment ces résultats seraient modifiés, en introduisant du chauffage supplémentaire dans le vent, nécessaire pour modéliser la composante rapide du vent solaire. Les composantes intermédiaires et rapides des vents d'étoiles jeunes proviennent des trous coronaux, et leur vitesse serait probablement supérieure dans un tel modèle. Il est néanmoins vraisemblable que la structure trimodale soit conservée, puisque ce chauffage agirait sur ces deux composantes mais peu sur la composante lente qui provient de la frontière entre les trous coronaux et les zones mortes.

5.2.5 Interactions dans le plan équatorial

Regarder dans le plan équatorial n'est pas anodin, la grande majorité des missions destinées à sonder *in-situ* le vent solaire ont des orbites dans le plan de l'écliptique (*Ulysses* est un contre exemple, tout comme *Solar Orbiter*, la prochaine mission du programme Cosmic Vison de l'ESA). C'est bien sûr aussi dans ce plan qu'on a les plus grandes chances de trouver des exoplanètes, bien que les étoiles de notre échantillon n'aient pas été identifiées comme hôte d'un système planétaire.

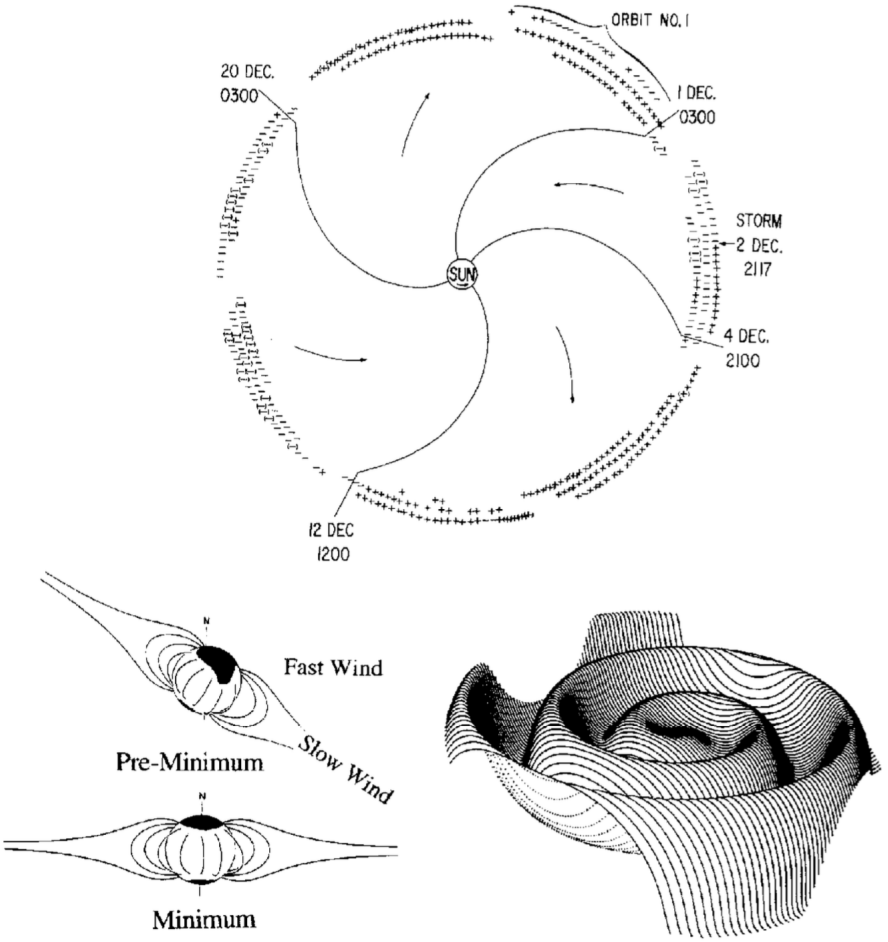


FIGURE 5.12 Structure de la nappe de courant héliosphérique dans le vent solaire. Le dipôle incliné avant et après le minimum donne une forme ondulée à la nappe et la polarité du champ magnétique observée depuis la Terre varie selon les secteurs Nord ou Sud de polarité opposée. Crédits Richardson (2004).

Dans le vent solaire, les phases précédant et suivant le minimum solaire présentent un dipôle incliné non axisymétrique. Des composantes de vent rapides et lents peuvent donc cohabiter et interagir dans le plan équatorial. En effet, la nappe de courant héliosphérique possède une structure ondulée, illustrée dans la figure 5.12. L'angle d'inclinaison (« tilt-angle ») du champ dipolaire avec le plan équatorial varie pour un observateur fixe sur terre avec la rotation du Soleil et la nappe de courant, qui baigne dans la composante lente du vent, se déplace au-dessus et en dessous du plan équatorial. La polarité observée du champ magnétique interplanétaire varie et forme des secteurs, illustrés dans la figure 5.12. Les mesures de polarité permettent ainsi de contraindre la structure du champ magnétique solaire et les modèles de type PFSS (voir chapitre 4, Hoeksema et al., 1983).

Les composantes rapides rencontrent logiquement les composantes lentes du vent solaire portées par la nappe de courant. En effet l'angle des lignes de champ avec la direction radiale dans le référentiel en co-rotation avec l'étoile s'écrit (Richardson, 2004) :

$$\psi = \arctan\left(\frac{r\Omega_\star}{v}\right), \tag{5.12}$$

et est donc d'autant plus important que la vitesse du vent est lente. Lorsque les composantes rapides

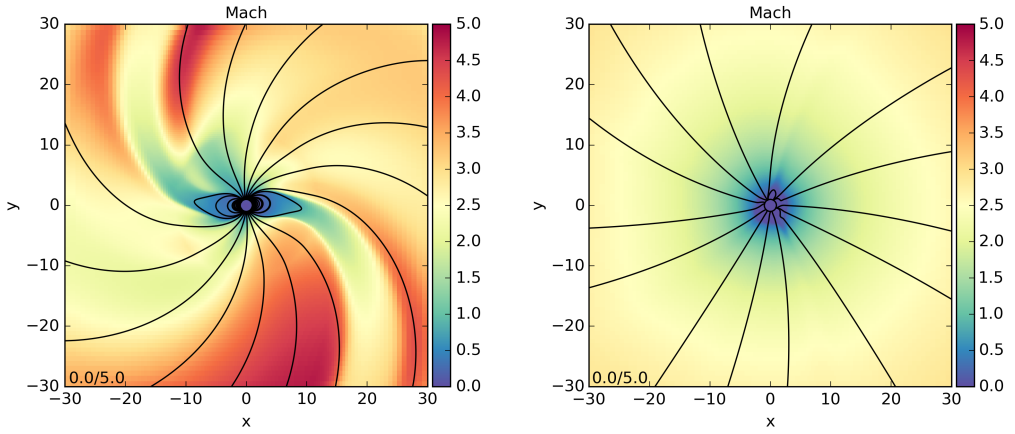


FIGURE 5.13 Cartes couleurs du nombre de Mach le plan équatorial pour le cas BD- 16351 et le Soleil. Les lignes de champ magnétique sont tracées en noir et forment une spirale de Parker bien plus marquée pour l'étoile jeune. Dans ce cas, la composante rapide issue des trous coronaux rencontre la composante lente issue des zones mortes et des zones de compression sont identifiables sur les bords du domaine de simulation.

rencontrent les composantes lentes, une région de compression se forment à l'interface avec une augmentation de la température et de l'intensité du champ magnétique. Ces régions appelées « Co-rotating Interactions Regions » (CIRs) (Belcher & Davis, 1971), ont été détectées pour la première fois dans le vent solaire par la sonde *Mariner* 5. Bien qu'elles ne soient pas forcément associées à des chocs, ceux-ci peuvent apparaître à des distances supérieures à une ou deux unités astronomiques. Les sondes *Pioneer* 10 et 11 ont estimé qu'a minima 75 % des CIRs avaient formé des chocs au-delà de 5 unités astronomiques (Smith & Wolfe, 1976).

Dans notre étude, pour les dipôles fortement inclinés, BD- 16351, DX Leo et AV 2177, des composantes lentes et rapides se rencontrent naturellement dans le plan équatorial. La figure 5.13, montre le nombre de Mach dans le cas de BD- 16351 et du Soleil. L'angle des lignes de champ magnétique dans la spirale de Parker est nettement accentué pour BD- 16351, l'étoile tourne en effet 8.5 fois plus vite (voir l'équation 5.12) et l'intensité du champ magnétique ne parvient pas à contrer cet effet. On observe dans la continuité des zones mortes que la composante rapide du vent (en rouge) est compressée contre le vent lent (en vert/bleu), ce qui marque la présence de CIRs.

la figure 5.14 montre les profils de densité, du nombre de Mach et de champ magnétique le long d'un cercle de $25R_\star$ dans le plan équatorial. Les pics de densité indiquent le passage du streamer, ce qui correspond à la forte chute de champ magnétique associé à la nappe de courant. Le nombre de Mach décroît logiquement lors du passage dans la composante lente mais l'écoulement reste supersonique. On assiste bien en revanche à une compression de la composante rapide sur la composante lente qui se traduit par une augmentation du champ magnétique à l'interface. La densité augmente elle aussi légèrement puis décroît, compensée par une forte augmentation du nombre de Mach qui atteint son maximum juste à l'interface.

Néanmoins, il ne semble pas y avoir de chocs, même obliques, dans le domaine de simulation. En effet un choc implique un transfert de matière de part et d'autre de la discontinuité. L'interface est seulement ici une surface de glissement et les vitesses sont tangentielles à la surface de part et d'autre de celle-ci. Notre schéma numérique, et plus précisément le solveur de Riemann HLL que nous utilisons, est extrêmement diffusif. Par conséquent, les zones de discontinuités sont adoucies par le

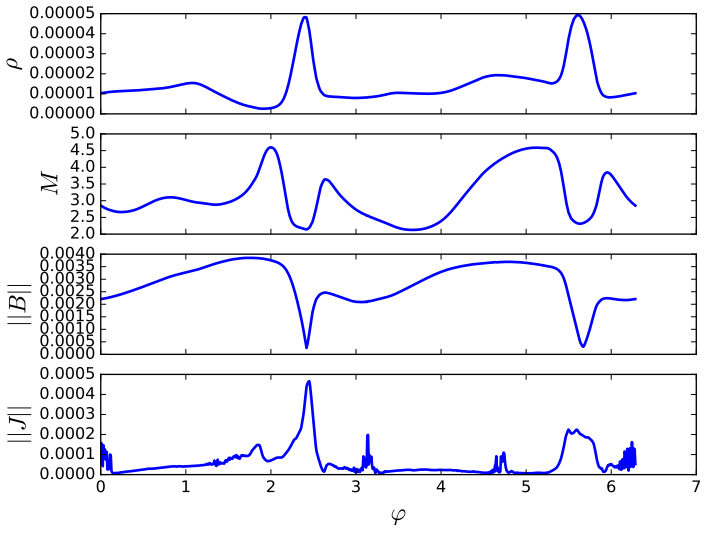


FIGURE 5.14 Profil de la densité, du nombre de Mach, de l'amplitude du champ magnétique et de la densité de courants interpolés sur un cercle de $25R_\star$ dans le plan équatorial.

solveur et il est possible qu'un schéma moins diffusif du type HLLD permettent l'apparition de chocs dans le domaine de simulation.

La présence de ces structures dans nos simulations, même en l'absence de chocs, dénote tout de même d'une activité plus intense dans le milieu interstellaire. En effet, il est probable qu'à forte rotation, les chocs associés au CIRs se forment plus fréquemment et plus près de l'étoile. Or les CIRs sont responsables d'une grande partie des tempêtes géomagnétiques observées sur Terre (bien que leur amplitude soit moins importantes que les éjections de masse coronales, voir Yermolaev et al., 2012). De plus, la structure de la nappe de courant et les renversements de polarité peuvent également changer de façon drastique les interactions entre l'étoile et une planète proche, notamment leur échange de moment cinétique (voir Strugarek et al., 2015, et le chapitre 6).

5.3 Simulations du vent solaire au cours du cycle

5.3.1 Simulations de quatre époques du cycle 22

Dans l'étude précédente, le cas solaire représente un cas de référence sur lequel sont calibrées la température et la densité. Toutefois, comme nous l'avons vu dans le chapitre 2 et avec les simulations au minimum et au maximum solaire du chapitre 3, le champ magnétique solaire varie continûment tout au long d'un cycle d'environ 22 ans. La composante dipolaire, dominante au minimum d'activité, disparaît au profit d'une composante quadrupolaire et de modes de degrés supérieurs au maximum d'activité. Ainsi, au minimum, près de 94% de l'énergie magnétique est contenue dans les 15 premiers degrés l de la décomposition en harmoniques sphériques tandis qu'au maximum ce chiffre tombe à 75%.

La figure 5.15, montre la proportion d'énergie totale contenue dans les modes de degrés inférieurs en fonction de l. Les courbes les plus rouges représentent le champ magnétique proche des maximum de 1989 et 2000 tandis que les courbes deviennent bleues/vertes à mesure qu'elles se rapprochent du minimum d'activité de 1995/1996. Ces observations proviennent de l'observatoire Wilcox (DeRosa

et al., 2012). Quelle que soit la période, plus de 98% de l'énergie est concentrée dans les modes dont le degré est inférieure à $l_{\max} = 30$.

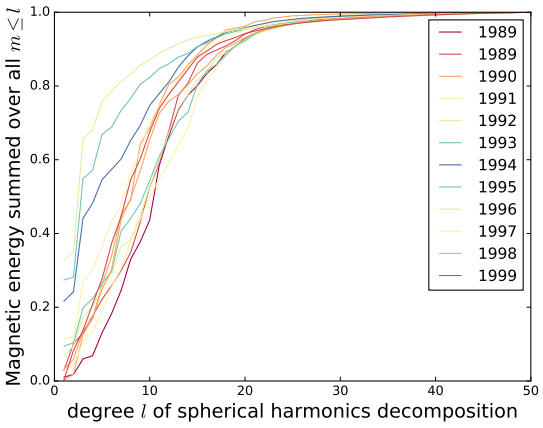


FIGURE 5.15 Concentration de l'énergie magnétique dans les modes inférieurs au degré l, en fonction de l durant le cycle 22.

Le changement de topologie, mais aussi d'amplitude (dont ne rend pas compte la figure 5.15), au cours du cycle est susceptible d'avoir une influence sur le rayon d'Alfvén et donc sur la perte de moment cinétique. En complément de la simulation faite pour l'étude de la section 5.2, nous avons simulé trois époques séparées d'environs 3 ans, fin 1989, 1993 et 1999. Les résultats des régimes permanents de ces simulations sont illustrés dans la figure 5.16. Proche du minimum d'activité, la surface d'Alfvén a une structure bilobée caractéristique d'une topologie à dominante dipolaire (cf. section 5.2). En revanche, en 1989 et 1999, la surface d'Alfvén présente une structure plus erratique, conséquence des streamers répartis sur toutes les latitudes.

Néanmoins, dans notre étude, la variation du rayon d'Alfvén effectif, calculée à partir de la perte de moment cinétique est relativement faible. Pinto et al. (2011) ont calculé que le rayon d'Alfvén pouvait varier d'un facteur 4 entre le minimum et le maximum d'activité. Dans notre étude le rayon d'Alfvén varie de 3.0 à 4.5 rayons solaire ce qui représente une variation d'un facteur 1.5. Pourtant, le changement de topologie est clair, et notre étude du chapitre 3 montre qu'un facteur 3 sur le rayon d'Alfvén peut facilement être obtenu en passant d'une topologie dipolaire à une topologie quadrupolaire pour un champ à la surface d'amplitude similaire.

Or ces cas solaires sont également bien représentés par notre loi de freinage en flux ouvert, comme le montre la figure 5.9. La différence réside justement dans le flux de surface, qui varie fortement au cours du cycle. Curieusement l'augmentation du flux de surface au maximum d'activité compense à peu de chose près la décroissance plus importante de ce flux due à la topologie. La figure 5.17 permet de comparer la valeur du flux de surface avec celle de flux ouvert au cours du cycle. La grande variation du flux de surface ne se retrouve pas dans le flux ouvert. Les flux ouverts tout au long du cycle sont calculés grâce à la méthode semi-analytique du chapitre 4. Les flux ouverts résultants sont ainsi relativement proches, et les rayon d'Alfvén également. Le travail de Pinto et al. (2011) utilisait une variation de la topologie du champ magnétique issue d'une simulation en champ moyen (cf. chapitre 2), qui ne reproduit pas l'amplitude de la variation de l'énergie du champ magnétique solaire au cours du cycle.

De plus, quelle que soit la valeur du cycle, la valeur du rayon d'Alfvén obtenue dans les simulations est largement inférieure à la valeur canonique, située autour de $12R_\odot$, qui trouve son origine dans les premiers modèles semi-analytiques de Weber & Davis (1967) associés aux observations du flux ouvert dans le milieu interplanétaire (Marsch & Richter, 1984). Ce point délicat émerge alors que pour $R_A \approx 5R_\odot$, la perte de moment cinétique du Soleil n'est pas représentative de sa période de rotation actuelle. Ainsi, les modèles 3D à topologie réaliste font apparaître une difficulté qui n'existait pas avec des modèles plus simples.

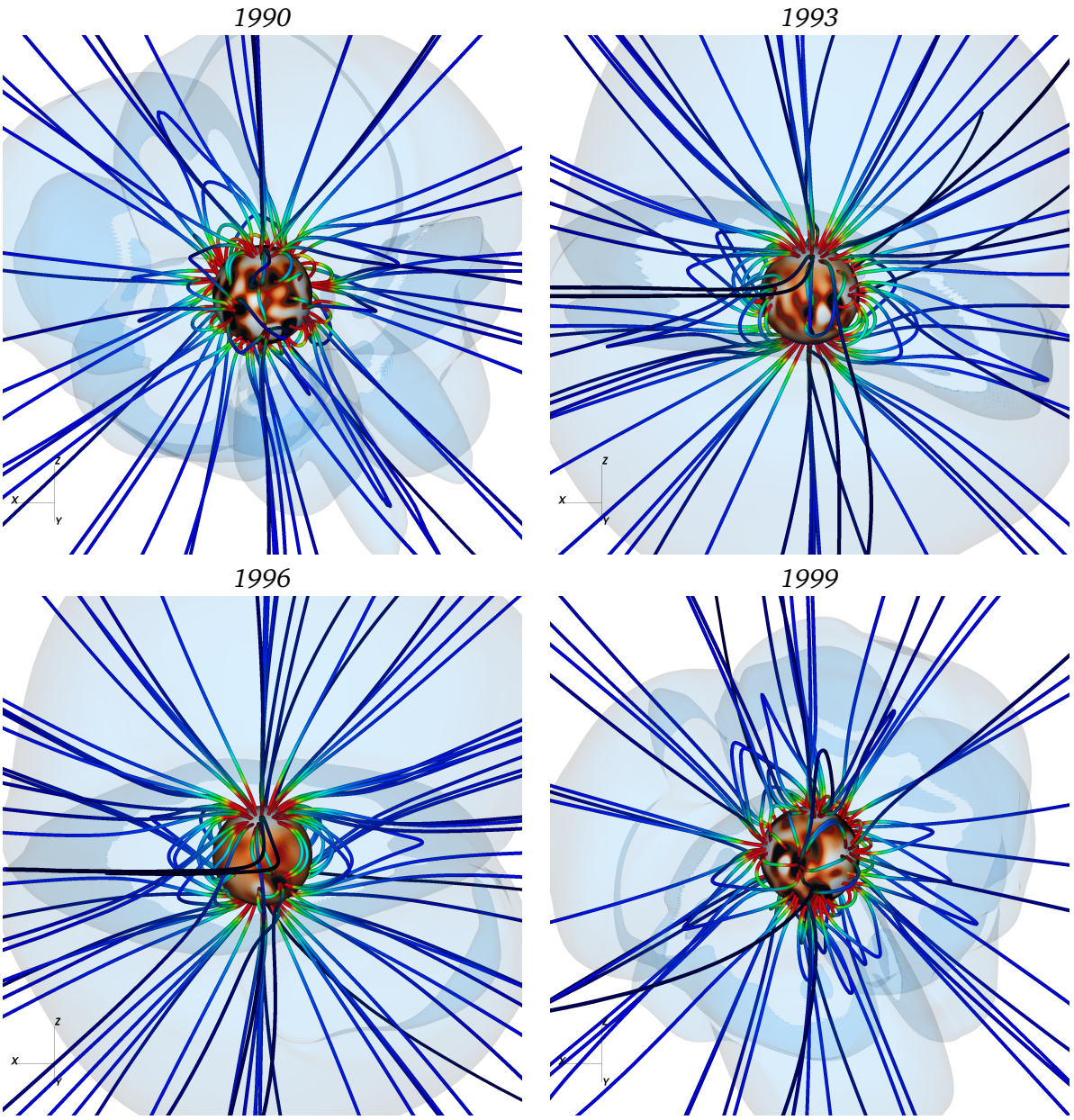


FIGURE 5.16 Simulations du vent solaire au cours du cycle 22.

5.3.2 La perte de moment angulaire solaire

Les premières estimations du rayon d'Alfvén solaire remontent à Weber & Davis (1967), qui proposèrent une valeur de $24R_\odot$, pour des paramètres typiques. Cette valeur a été obtenue grâce au modèle décrit par la section 4.4 et donne, du fait de l'hypothèse d'un champ radial, des valeurs trop grandes en comparaison d'une topologie plus réaliste. Néanmoins, nos travaux ont démontré que le rayon d'Alfvén effectif, lié à la perte de moment cinétique, demeure malgré des topologies complexes un bon estimateur du rayon d'Alfvén (cylindrique) physique.

On peut donc espérer pouvoir mesurer directement le rayon d'Alfvén, grâce à des mesure de moment cinétique transporté par le vent. Les sondes jumelles *Helios*, ont permis d'avoir les premières mesures précises du champ magnétique interplanétaire radial et toroïdal. Marsch & Richter (1984) en ont déduit une valeur effective du rayon d'Alfvén aux alentours de $12R_\odot$. Pneuman & Kopp (1971)

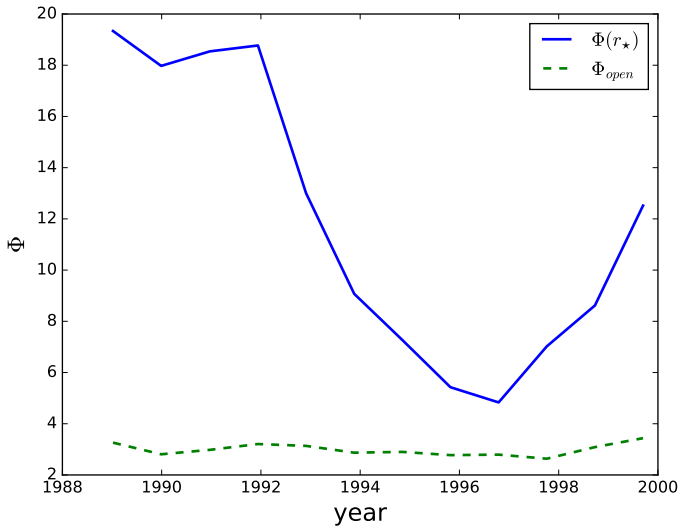


FIGURE 5.17 Flux de surface et flux ouvert au cours du cycle 22. Le flux ouvert a été calculé avec la méthode semi-analytique présentée au chapitre 4 et est en bon accord avec celui des simulations.

ont démontré que l'écart entre le modèle de Weber & Davis (1967) et ce dernier calcul était cohérent avec une géométrie dipolaire axisymétrique, confirmant la vraisemblance de cette valeur, qui est depuis la valeur canonique du rayon d'Alfvén solaire.

En réinjectant la valeur du flux ouvert dans la formulation obtenue aux chapitres 3 et 5, on obtient un rayon d'Alfvén variant de 6 à $13R_\odot$, en fonction de la valeur de K_3, et donc de la température coronale associée au modèle et de la variation du flux ouvert au cours du cycle (Yeates et al., 2010; Smith, 2011). Or les simulations montrent un rayon d'Alfvén de $5R_\odot$ au maximum. Il est donc possible, que même en utilisant des cartes pour contraindre les simulations, une partie variable du flux ouvert ne puisse être modélisée. Yeates et al. (2010) ont démontré que d'intenses courants au maximum solaire permettaient d'expliquer les variations de flux ouvert. Dans nos modèles, la présence de courants est minimisée par le choix d'initialiser les simulations avec une extrapolation potentielle, et d'autres méthodes pourraient être envisagées pour reproduire plus fidèlement les courants coronaux, en intégrant de façon plus complète par exemple les informations issues des magnétogrammes vectoriels.

Cette tendance est présente dans la plupart des modèles MHD. Par ailleurs, la perte de moment cinétique associée à un rayon d'Alfvén d'environ $10R_\odot$ est bien plus faible que celle utilisée dans les modèles d'évolution rotationnelle (cf. chapitre 3). La table 5.3 rassemble quelques valeurs présentes dans la littérature. La partie haute recense les valeurs du rayon d'Alfvén et de la perte de moment cinétique solaire obtenue par des simulations tandis que la partie basse montre des valeurs typiques de modèles d'évolution rotationnelle, bi-couches ou non. L'écart est au mieux d'un facteur 3 en rayon d'Alfvén et donc d'un ordre de grandeur en terme de perte de moment cinétique.

Comment comprendre cette différence, qui vient casser le bon accord de la variation du moment cinétique avec $\Omega_\star$ obtenu dans la section précédente ? Il est peu probable d'arriver à réconcilier les deux approches en tirant sur leurs incertitudes respectives. On peut en revanche recoller facilement aux valeurs de couples nécessaires dans les modèles d'évolution en augmentant la densité à la base de la couronne et donc la perte de masse d'un ordre de grandeur. La perte de masse solaire est

Table 5.3. Perte de masse et de moment cinétique du Soleil pour différents modèles

Référence	$\dot{M}_\odot$ ($M_\odot$/yr)	$\dot{J}_\odot$ (erg)	$\langle R_A \rangle$
Cette étude	3×10^{-14}	5.0×10^{29}	$5R_\odot$
Réville et al. (2015a)	2×10^{-14}	1.0×10^{30}	$8R_\odot$
Washimi & Shibata (1993)	2×10^{-14}	2.0×10^{29}	$3.9R_\odot$
Cohen & Drake (2014)	3×10^{-14}	2.0×10^{29}	$3R_\odot$
Garraffo et al. (2015b)	2×10^{-13}	8.4×10^{30}	$7R_\odot$
Bouvier et al. (1997)	$2 - 3 \times 10^{-14}$	6.5×10^{30}	$16R_\odot$
Gallet & Bouvier (2013)	$2 - 3 \times 10^{-14}$	7.7×10^{30}	$18R_\odot$
Matt et al. (2015)	$2 - 3 \times 10^{-14}$	9.5×10^{30}	$20R_\odot$

Note. — Valeur de la perte de masse et de moment cinétique pour le Soleil dans la littérature. La part haute vient de simulations MHD avec une topologie au moins dipolaire. La part basse correspond à des valeurs utilisées dans des modèles d'évolution rotationnelle.

relativement bien contrainte autour de $2 - 3 \times 10^{-14} M_\odot$/an, mais les observations de (Wood, 2004; Wood et al., 2005) prévoient des pertes de masse beaucoup plus importantes pour des rotations à peine plus faibles que celle du Soleil.

On peut donc imaginer, que le Soleil dans son état actuel ne correspond pas à l'état imposé par les modèles d'évolution rotationnelle, et que l'activité solaire a connu une variation significative sur des échelles de temps plus courtes, de l'ordre du million ou de la dizaine de millions d'années, que celle associées au temps de freinage, de l'ordre du milliard d'années. Cette hypothèse est bien sûr à prendre avec précaution, mais elle rejoint notamment les résultats de van Saders et al. (2016), qui prévoient un changement de régime dans le freinage des étoiles de type solaire, à l'âge du Soleil.

5.4 Discussion et perspectives

Afin d'appliquer nos modèles de vents à des étoiles en particulier, la température et la densité coronale doivent être spécifiées. Nous donnons dans ce chapitre une façon de le faire, parmi d'autres. Avec ces prescriptions et les cartes spectropolarimétriques, nos simulations de vents montrent un comportement compatible avec la loi de Skumanich. Le rayon d'Alfvén croît avec le taux de rotation et l'évolution de la perte de moment cinétique est le résultat de la croissance de la perte de masse, du taux de rotation et du rayon d'Alfvén au carré dans des proportions comparables.

La loi de freinage obtenue au chapitre 3 décrit précisément nos simulations 3D, avec une modification de la constante K_3. Grâce à cette loi modifiée, les pertes de masse et de moment cinétique sont plutôt bien prédites par notre modèle semi-analytique. Les simulations permettent pourtant de remarquer les signes d'une saturation de la perte de moment cinétique qui n'apparaît pas dans le modèle semi-analytique. Cette saturation est principalement due au confinement de l'écoulement par les champs magnétiques intenses de BD- 16351 et HII 296, ce qui diminue significativement la perte de masse. Les cartes spectropolarimétriques ne montrent pas de changement significatif de topologie, et cette saturation s'apparente donc plutôt à un processus continu dû à l'augmentation de l'intensité

du champ magnétique, qui prend le pas sur l'augmentation de la température et de la densité. Le fait que les topologies de notre échantillon restent globalement dipolaires permet de comparer cette dépendance. En effet, dans le chapitre 3, on observe une dépendance faible mais présente de la perte de masse à la topologie. On trouve que la perte de masse est supérieure pour des topologies plus complexes (quadrupôle et octupôle) pour une intensité donnée.

Les simulations 3D permettent aussi de montrer l'existence d'une distribution trimodale de la vitesse des vents d'étoiles jeunes. La composante rapide est la conséquence de l'effet magnéto-centrifuge et de l'expansion superradiale des lignes de champ magnétique due à la rotation rapide de l'étoile mais aussi au caractère non axisymétrique du flux magnétique à la surface. L'obtention de ce résultat nécessite l'utilisation de simulations 3D. La connaissance de cette distribution pourrait servir dans les modèles de calcul de perte de masse (voir la section 5.1 et Wood, 2004), mais aussi à mieux caractériser le milieu interplanétaire des étoiles jeunes. En effet, nos simulations montrent les interactions entre le vent lent et le vent rapide (CIRs) et suggèrent que ces évènements sont plus courants pour les étoiles à forts taux de rotation et champ magnétique.

La dernière partie de ce chapitre, se concentre sur la cas du Soleil. À partir d'une étude préliminaire, on voit que au cours du cycle, et malgré un changement drastique de topologie, la perte de moment cinétique varie seulement de 25%, du fait de la variation intense du flux de surface. Par ailleurs, le flux ouvert obtenu à partir de nos simulations est plus faible que celui obtenu par des observations *in situ*, ce qui pourrait être dû à notre modèle d'accélération du vent, aux incertitudes des cartes utilisées, ou par le choix que l'on fait de n'utiliser que la composante radiale du champ magnétique afin d'initialiser nos simulations avec une extrapolation potentielle. Quoiqu'il en soit, même une valeur du rayon d'Alfvén de l'ordre de $10 - 12 R_\odot$ (ce que l'on obtient avec notre formulation de freinage et la valeur mesurée de $\Phi_{\rm open}$), est trop faible pour expliquer la rotation actuelle du Soleil. Ce paradoxe pourrait être lié aux récentes observations de van Saders et al. (2016) qui montre un changement dans la loi de freinage pour des étoiles de l'âge du Soleil.

5.5 Aparté Technique 3 : simulation de vents 3D sur supercalculateurs

Pour terminer ce chapitre, il convient de donner au lecteur un ordre de grandeur des ressources informatiques nécessaires pour réaliser les simulations décrites précédemment. Les simulations 2.5D et 3D décrites aux chapitres 3 et 5 ont été faites grâce au code massivement parallèle PLUTO. La stratégie de parallélisation du code PLUTO, consiste à attribuer une partie du domaine de simulation à chaque processeur, qui communiquent aux processeurs voisins les informations nécessaires aux interfaces, grâce au langage MPI. Pour réaliser ces simulations, j'ai principalement utilisé deux supercalculateurs français.

Turing

Le calculateur de l'IDRIS (Institut du développement et des ressources en informatique scientifique) est composé de 1024 nœuds de calculs de 16 cœurs de type BlueGene/Q. Chaque cœur possède 1 Gio de mémoire vive. La machine Turing permet de lancer jusqu'à 4 threads sur chaque cœur.

Curie

Le calculateur Curie installé au très grand centre de calcul (TGCC) du CEA, dispose de 11520 cœurs classiques (il existe aussi des nœuds hybrides permettant le calcul sur Graphical Processing Unit (GPU)). Chaque cœur possède 512 G de mémoire (beaucoup plus que Turing et c'est là que se situe la

principale différence entre les deux machines). La performance de Curie, fait qu'une heure de calcul représente environ 8 heures sur Turing (que l'on peut réduire à un facteur 2 en faisant usage du multithreading).

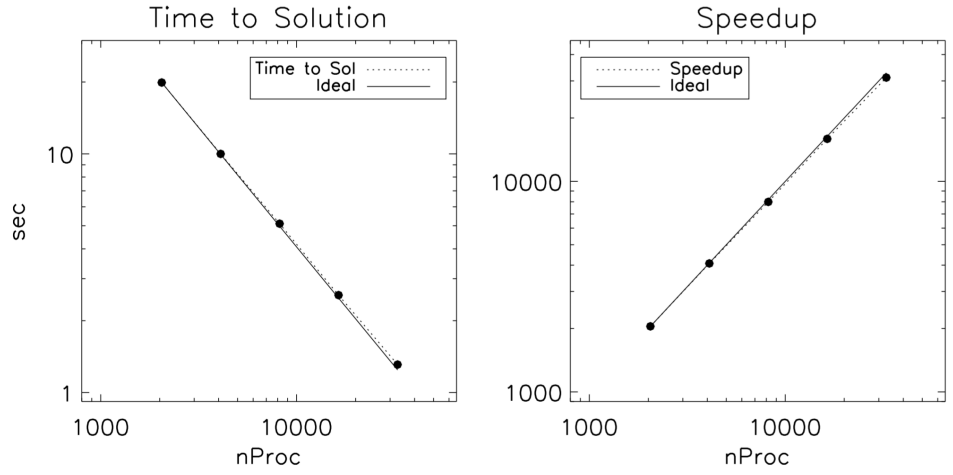


FIGURE 5.18 Accélération du code PLUTO en fonction du nombre de cœur. Crédits http://plutocode.ph.unito.it/files/userguide.pdf.

Le temps de simulations dépend principalement de deux facteurs, la taille de la grille de simulations et le nombre de volume, et le pas de temps dt déterminé par une condition CFL (cf. annexe B). Comme le montre la figure 5.18, le code PLUTO montre une excellente scalabilité forte (temps de convergence lorsqu'on augmente le nombre de processeurs et que la taille du problème total reste fixe). En conséquence, le temps de calcul est linéaire avec le rapport de la taille de la grille et du nombre de processeurs, pour des paramètres de simulations identiques.

Dans les simulations de vents stellaires, c'est la vitesse d'Alfvén $v_A = B/\sqrt{\mu_0 \rho}$ qui contrôle la condition CFL. Ainsi, le pas de temps évolue également quasiment linéairement avec l'intensité **maximale** du champ magnétique à la surface (ou plus exactement à l'intérieur de la condition limite, voir section 3.5). Dans notre étude, l'intensité de champ magnétique moyenne varie environ sur un ordre de grandeur, mais les pics d'intensité à la surface font que le pas de temps varie plus encore entre le Soleil au minimum d'activité et l'étoile la plus active de notre étude HII 296. Ainsi, le temps de convergence de nos simulations varie de 2×10^4 heures à 6×10^5 heures de calcul [5]. L'étude complète a nécessité de l'ordre de 2 millions d'heures de calculs pour les six simulations équivalent Curie (et de nombreux tests), ce qui est du même ordre de grandeur que le temps nécessaire pour l'étude paramétrique de 60 simulations faites au chapitre 5.

En comparaison, le calcul de couple fait avec la routine python développée à partir du modèle semi-analytique du chapitre 4, ne prends que quelques secondes sur un seul processeur.

5.6 Article publié : ApJ, 832 :145

5. Ce qui représenterait 70 années sur un seul processeur.

The Astrophysical Journal, 832:145 (14pp), 2016 December 1 doi:10.3847/0004-637X/832/2/145
© 2016. The American Astronomical Society. All rights reserved.

AGE DEPENDENCE OF WIND PROPERTIES FOR SOLAR-TYPE STARS: A 3D STUDY

Victor Réville[1], Colin P. Folsom[2,3], Antoine Strugarek[1,4], and Allan Sacha Brun[1]
[1] Laboratoire AIM, DSM/IRFU/SAp, CEA Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France; victor.reville@cea.fr, sacha.brun@cea.fr
[2] IPAG, Université Joseph Fourier, B.P.53 F-38041 Grenoble Cedex 9, France; colin.folsom@obs.ujf-grenoble.fr
[3] IRAP, CNRS—Université de Toulouse, 14 avenue Edouard Belin 31400 Toulouse, France
[4] Département de physique, Université de Montréal, C.P. 6128 Succ. Centre-Ville, Montréal, QC H3C-3J7, Canada; strugarek@astro.umontreal.ca
Received 2016 July 22; revised 2016 September 19; accepted 2016 September 19; published 2016 November 28

ABSTRACT

Young and rapidly rotating stars are known for intense, dynamo-generated magnetic fields. Spectropolarimetric observations of those stars in precisely aged clusters are key input for gyrochronology and magnetochronology. We use Zeeman Doppler imaging maps of several young K-type stars of similar mass and radius but with various ages and rotational periods to perform three-dimensional (3D) numerical MHD simulations of their coronae and follow the evolution of their magnetic properties with age. Those simulations yield the coronal structure as well as the instant torque exerted by the magnetized, rotating wind on the star. As stars get older, we find that the angular momentum loss decreases with $\Omega_\star^3$, which is the reason for the convergence on the Skumanich law. For the youngest stars of our sample, the angular momentum loss shows signs of saturation around $8\Omega_\odot$, which is a common value used in spin evolution models for K-type stars. We compare these results to semianalytical models and existing braking laws. We observe a complex wind-speed distribution for the youngest stars with slow, intermediate, and fast wind components, which are the result of interaction with intense and nonaxisymmetric magnetic fields. Consequently, in our simulations, the stellar wind structure in the equatorial plane of young stars varies significantly from a solar configuration, delivering insight about the past of the solar system interplanetary medium.

Key words: magnetohydrodynamics (MHD) – stars: winds, outflows – stars: magnetic field – stars: rotation – Sun: evolution – methods: numerical

1. INTRODUCTION

Among all the stellar properties, the characteristics of solar-like stars' winds are probably the most difficult to probe. Emissions throughout the electromagnetic spectrum unveil some of the properties of the photosphere and the coronae of stars, and internal structures can be probed with asteroseismology. Winds, on the contrary, produce very few detectable signals, although they are likely to exist in all stars possessing a hot corona, as supersonic outflows are the only stable way to balance coronal pressure with the near-zero interstellar medium pressure (Parker 1958; Velli 1994). Linsky & Wood (1996) have shown that absorption by neutral hydrogen at the astropause could be detected in Lyα spectra around astrospheres of nearby solar-like stars, unraveling properties of the stellar wind shocking against the interstellar medium. A growing sample of solar-type stars with positive detection for stellar winds led to a relationship between X-ray fluxes originating from coronal loops and mass loss rates (Wood et al. 2002). The "strength" of stellar winds, the mass loss rate $\dot{M}$, has consequently been related to the magnetic activity of the star. Wood et al. (2005) have obtained the relation $\dot{M} \propto F_X^{1.34\pm0.18}$, for $F_X \leqslant 10^6\,\mathrm{erg\,cm^{-2}\,s^{-1}}$, where F_X is the X-ray flux. Beyond this value, weaker mass loss rates are observed, suggesting a saturation effect that is below the usual F_X saturation value (Randich 2000; Pizzolato et al. 2003; Güdel 2004).

In parallel, the development of Zeeman Doppler imaging (ZDI) (Semel 1989; Donati & Brown 1997; Piskunov & Kochukhov 2002) has opened the study of surface magnetic fields for cool stars. Large-scale magnetic fields have been detected in the whole mass range that is thought to correspond to the existence of a convective envelope (0.1 $M_\odot$–1.4 $M_\odot$). The study of the geometrical and topological properties of the field in the context of stellar evolution is still in progress (Donati & Landstreet 2009; See et al. 2015) and raises theoretical questions about their generation through dynamo processes in convective envelopes (see Brun et al. 2015, and references therein). Nonetheless, the magnetic field amplitude of these stars has been shown to be a growing function of the rotation rate (Noyes et al. 1984; Brandenburg & Saar 2000; Vidotto et al. 2014a). This is necessary to explain the rotational braking of cool main-sequence dwarfs, as evolutionary models need the wind to carry angular momentum at a rate proportional to $\Omega_\star^3$ (Kawaler 1988; Bouvier et al. 1997; Matt et al. 2015) all along the main sequence. However, recent studies suggest that the wind braking could stop or strongly decay for evolved stars, around a solar Rossby number $\mathrm{Ro} \approx 2.5$ (van Saders et al. 2016), perhaps because of a change in magnetic topology (Garraffo et al. 2015a; Réville et al. 2015a). Hence wind, magnetism, and rotation are likely to evolve coherently through the whole life of solar-like stars.

After Schatzman (1962) understood that a magnetized outflow would carry away stellar angular momentum, Weber & Davis (1967) demonstrated that this loss is proportional to the Alfvén radius squared. Several studies followed to try to estimate the Alfvén radius from stellar parameters and thus give scaling laws for the angular momentum loss (Mestel 1968; Kawaler 1988). The latest braking laws have been successfully introduced in stellar evolution models (Matt et al. 2012; Gallet & Bouvier 2013), and we recently demonstrated that the magnetic topology could be included in those formulations through a simple scalar parameter, the open magnetic flux (Réville et al. 2015a, 2015b).

Most studies (see, e.g., Matt et al. 2012; Réville et al. 2015a) have been made in two dimensions with axisymmetric

configurations (see Cohen & Drake 2014; Garraffo et al. 2015a, for a three-dimensional study of angular momentum loss with idealized magnetic field topologies) and were not able to capture the structure of complex magnetic fields observed by ZDI. Three-dimensional (3D) MHD simulations are now taking into account this complexity (Cohen et al. 2011; Vidotto et al. 2014b; do Nascimento et al. 2016; Alvarado-Gómez et al. 2016a, 2016b) to derive a self-consistent coronal structure. The complex structure of the corona is needed to study the interaction between stars and close-in planets, which has been shown to be very sensitive to 3D effects (Strugarek et al. 2015). Yet, to our knowledge, the influence of realistic magnetic fields on the long time variation of the wind properties has not been studied.

This work proposes to include observed, realistic magnetic fields in the context of stellar evolution. We used spectropolarimetric observations of the surface fields of solar-like stars to constrain 3D MHD simulations of stellar winds. The stars of our sample share similar properties except their rotational periods and their ages, which range from 25 Myr to 4.5 Gyr. We developed a coherent framework to take into account the evolution of the coronal properties with time, inspired by X-ray flux observations, spin evolution models, and theoretical, ab initio models (see Holzwarth & Jardine 2007; Cranmer & Saar 2011; Suzuki et al. 2013). We confirm that the evolution with age of global properties of the wind, such as the mass and angular momentum loss, follows simple prescriptions in agreement with the spin evolution models. These prescriptions can be recovered by the semianalytical model we developed in Réville et al. (2015b), except for the saturation of angular momentum that appears only in our simulations. Also, the three-dimensional structure of the young stars' winds shows interesting features, such as a trimodal speed distribution, that we explain through various interactions with the intense magnetic field. We show that superradial expansion is a key factor to explain the fastest wind components of a young stars' wind. We also observe regions of fast wind encountering slower streams in the equatorial plane, the so-called corotating interaction regions (CIRs), that could be more common in the wind of young stars.

This paper is organized as follows. The ingredients of our model are described throughout Section 2. In Section 2.1, we describe the observations used to constrain the surface magnetic fields of our simulations. Section 2.2 describes our prescriptions for the coronal properties and Section 2.3 our numerical setup. The results are presented in two parts: Section 3, where we look at global properties such as the angular momentum and mass loss over time, and Section 4, where the tridimensional structure of the wind is detailed, with a special focus on the velocity distribution. We summarize and reflect upon our findings in Section 5.

2. MODEL INGREDIENTS AND DESCRIPTION

2.1. Observational Data: ZDI Maps

We consider in this paper six different stars whose ages are precisely determined. Five of those stars belong to the study made by Folsom et al. (2016) and share a mass and radius close to $(0.9\,M_\odot, 0.9\,R_\odot)$. Their rotational periods and surface magnetic fields have been determined using observations from the spectropolarimeters NARVAL (operating at Télescope Bernard Lyot, France) and ESPaDOnS (operating at the Canada–France–Hawaii Telescope, Hawaii). Their ages are determined by studies of the open clusters and associations they belong to. They were chosen to span a range of ages and rotation rates but have similar masses, and bright stars were selected to have sufficient signal-to-noise ratio.

The sixth star we include in our study is the Sun, for which we used a magnetogram obtained at the Wilcox observatory (DeRosa et al. 2012), and which will serve as a reference and oldest star in this paper. It is well known that the solar magnetic topology of the Sun and the solar wind structure vary over an 11-year cycle (see e.g., Pinto et al. 2011; Sokół et al. 2015). We considered the Sun in its minimum of activity in late 1996, during cycle 22. The ZDI maps of the five young stars are able to describe the surface magnetic fields of the stars up to a degree $\ell_{\max} = 15$ in a spherical[5] harmonics decomposition, which represents a sum of 135 different modes. The solar magnetograms made at the Wilcox observatory are able to reach much higher resolution ($\ell_{\max} = 50$). We chose to cut the solar map to $\ell_{\max} = 15$ to keep the same resolution for all stars in our sample. This partly justifies the choice of the solar minimum, whose energy spectrum is more concentrated in large-scale structure than during a maximum of activity. The first 15 spherical harmonics represent 95% of the magnetic energy during the minimum, and 80% during the maximum for cycle 22. Although the ages are sampled logarithmically, the sampling of the rotation rates is enough to follow closely the changes in coronal parameters and in magnetic field amplitude (see Section 2.2). The stellar parameters of all the targets are listed in Table 1.

Figure 1 shows the surface radial magnetic field reconstructed from the spherical harmonics decomposition of the Zeeman Doppler analysis (Folsom et al. 2016). The field is presented as orthographic projections on three different angles, with views facing the equator and the two poles. The color scales are chosen according to the amplitude of the magnetic field of the star. The average radial magnetic field of each case is given in Table 1 and mostly increases with the rotational frequency, as expected by dynamo theory (Durney & Latour 1978; Weiss 1994; Brun et al. 2015). We can see that, for each case, a dominant dipolar component is present, alongside smaller scale modes. This also motivated our choice of the solar minimum of activity, which exhibits a mostly dipolar field. Nonetheless, the dipolar components can show large inclinations with respect to the rotation axis, thus being far from an axisymmetric configuration and making a 3D approach necessary.

These magnetic maps are used as boundary conditions and specify the surface magnetic field of our simulations. However, they do not properly describe the stellar parameters by themselves. Like the magnetic field amplitude and topology, the thermodynamical properties of the base of the corona are likely to change with age and rotation (Güdel 2004; Giampapa 2005). The next section is dedicated to describing the model we used to take into account those variations.

2.2. Evolution of Coronal Properties with Age

Our numerical model needs, in addition to the surface magnetic field, assumptions for the coronal base temperature and density. Several studies have addressed the evolution of

[5] The actual resolution of ZDI is somewhat lower than this ($\ell_{\max} = 8$–10), but the fields are reconstructed using 15 spherical harmonics.

Table 1
Stellar Parameters of the Young Solar Analogs

Name	Age (Myr)	Period (days)	Mass ($M_\odot$)	Radius ($R_\odot$)	$T_{\rm eff}$ (K)	$\langle B_r \rangle$ (G)	% dipole	% axis.
BD- 16351	42 ± 6	3.3	0.9	0.9	5243	33.0	60	5
TYC 5164-567-1	120 ± 10	4.7	0.9	0.9	5130	48.8	78	78
HII 296	125 ± 8	2.6	0.9	0.9	5322	52.0	57	50
DX Leo	257 ± 47	5.4	0.9	0.9	5354	21.3	69	1
AV 2177	584 ± 10	8.4	0.9	0.9	5316	5.4	57	4
Sun 1996	4570	28	1.0	1.0	5778	1.1	35	75

Note. See Folsom et al. (2016) and references therein. The study of AV 2177 belongs to the second part of the aforementioned study.

those parameters with age and other stellar properties (Holzwarth & Jardine 2007; Cranmer & Saar 2011; Suzuki et al. 2013). Among others, their objective was to explain the mass loss rate signatures in the astrospheres' Lyα absorption spectra (see Wood 2004; Wood et al. 2005). Those studies are also nourished with a long history of X-ray coronal emissions (Pallavicini et al. 1981; Pallavicini 1989; Pizzolato et al. 2003; Güdel 2004; Wright et al. 2011), which show that coronal densities and temperatures tend to increase with the rotational period in solar-like stars. For instance, Holzwarth & Jardine (2007) gave scaling laws for the evolution of the temperature T and number density n as a function of the rotational frequency $\Omega_\star$ only assuming a power-law dependence:

$$T = T_\odot \left(\frac{\Omega_\star}{\Omega_\odot}\right)^{0.1}, \quad n = n_\odot \left(\frac{\Omega_\star}{\Omega_\odot}\right)^{0.6}. \tag{1}$$

The values of the exponent for the power law correspond to their reference case, which aims to match the lowest branch of mass loss measurements. In their model, the mass loss is obtained computing one-dimensional (1D) polytropic and magnetocentrifugal wind from the coronal parameters (see Weber & Davis 1967; Sakurai 1985; Réville et al. 2015b). The study of Wood et al. (2005) shows, however, mass loss rates that can reach 100 times the solar value for rather slow rotators (see the case of 70 Oph, with a period of ≈20 days; Wood et al. 2005). Those extreme values need a stronger increase of the density with the rotation rate. Suzuki et al. (2013), using simulations of flux tubes heated by Alfvén wave dissipation, showed that such values could be reached and that a saturation could be obtained through the increase of the coronal density that increases the radiative losses. The dependence of the coronal density on $\Omega_\star$ is, however, also constrained by the observed X-ray fluxes and spin evolution models that suggest that 0.6 is a good estimate for the exponent (Ivanova & Taam 2003).

Moreover, the reference case fits the supposedly weak mass loss of more active stars (corresponding to most of the ages and rotation rates selected in our study) without invoking an additional transition below the F_X saturation threshold, which still requires further theoretical understanding (Vidotto et al. 2016). We thus chose to keep the same prescriptions as Holzwarth & Jardine (2007), changing the solar reference temperature and density, as we use a different value for the polytropic index γ. In our model, $T_\odot = 1.5 \times 10^6$ K and $n_\odot = 10^8$ cm^{-3} are calibrated such that a wind with $\gamma = 1.05$ recovers a wind velocity of 444 km s^{-1} at 1 AU and a mass loss rate of $3.2 \times 10^{-14}\, M_\odot/\mathrm{yr}^{-1}$. This value for γ has been widely used in the literature, including our works (Washimi & Shibata 1993; Matt et al. 2012; Réville et al. 2015a), to describe the quasi-isothermal expansion of the wind with a polytropic model.

The temperature thus varies from 1.5×10^6 K to 1.9×10^6 K and the density from $1 \times 10^8\, \mathrm{g/cm}^{-3}$ to $4.2 \times 10^8\, \mathrm{g/cm}^{-3}$ throughout our sample (see Table 2).

2.3. Computational Methods and Boundary Conditions

In this study, we numerically solve the time-dependent ideal magnetohydrodynamics equations until a steady state is reached in our wind simulations. We use the PLUTO code (Mignone et al. 2007), using a finite-volume Godunov-type scheme and a Harten, Lax, van Leer, and Einfeldt (HLLE) solver (Einfeldt 1988) in three dimensions. Finite-volume methods aim to provide fully compressible and shock-capturing numerical methods that consider fluxes of conservative quantities through volumes. Hence, they formulate the MHD equations as a set of eight conservation equations defined as follows:

$$\frac{\partial}{\partial t}\rho + \nabla \cdot \rho \boldsymbol{v} = 0, \tag{2}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\boldsymbol{m} + \nabla \cdot (\boldsymbol{mv} - \boldsymbol{BB} + \boldsymbol{I}p) = -\rho \nabla \Phi + \rho \boldsymbol{a}, \tag{3}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(E + \rho\Phi) + \nabla \cdot ((E + p + \rho\Phi)\boldsymbol{v} - \boldsymbol{B}(\boldsymbol{v} \cdot \boldsymbol{B})) = \boldsymbol{m} \cdot \boldsymbol{a}, \tag{4}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\boldsymbol{B} + \nabla \cdot (\boldsymbol{vB} - \boldsymbol{Bv}) = 0, \tag{5}$$

where the energy $E \equiv \rho\epsilon + \rho v^2/2 + B^2/2$, the magnetic field $\boldsymbol{B}$, the mass density ρ, and the momentum $\boldsymbol{m} \equiv \rho \boldsymbol{v}$ are the conservative variables. Here, $\boldsymbol{v}$ is the velocity field, $p = p_{\rm th} + B^2/2$ is the total (thermal plus magnetic) pressure, and $\boldsymbol{I}$ is the identity matrix. The potential Φ accounts for the gravitational attraction of the star, and $\boldsymbol{a}$ is a source term that contains the Coriolis and centrifugal forces, because we solve the equations in a rotating frame. The magnetic field is split into a background and a variable component for computational purposes (see Powell 1994). An ideal equation of state is used to close the set of MHD equations, and the internal energy is written

$$\epsilon = \frac{p}{\rho(\gamma - 1)}, \tag{6}$$

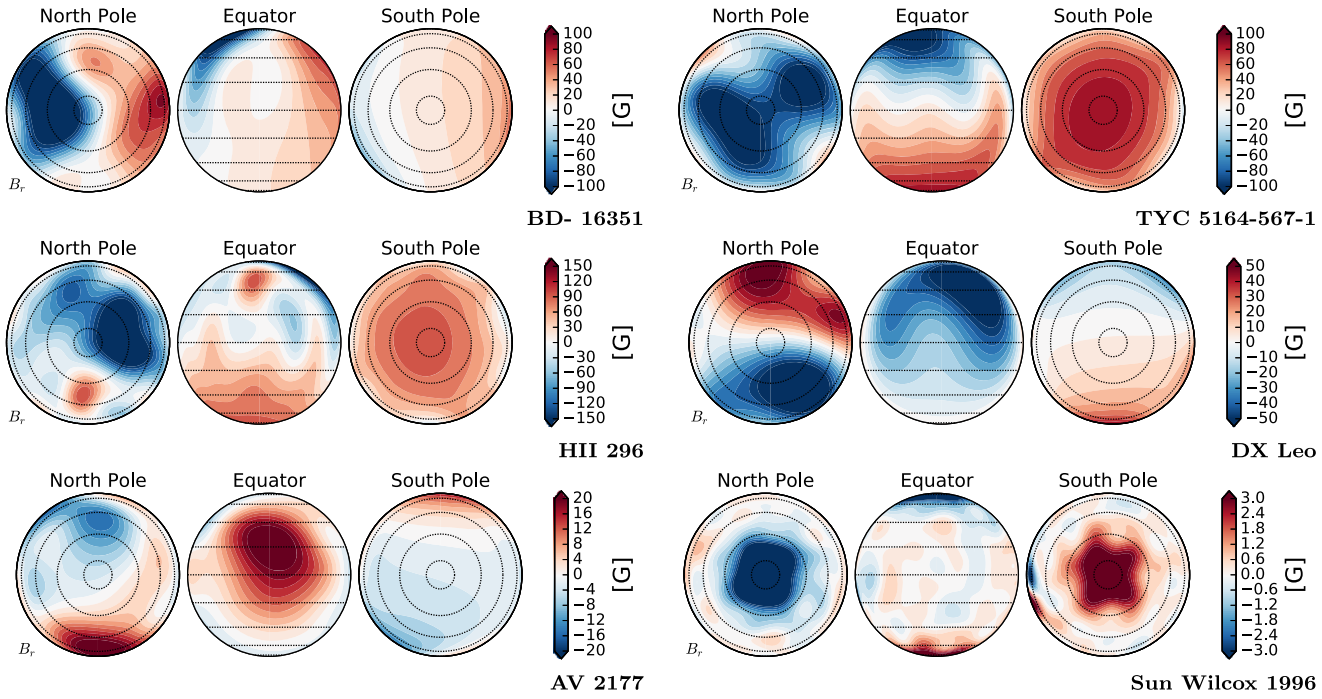


Figure 1. Reconstruction of the radial magnetic field for each star. The saturation value of the color scale changes with the amplitude of the radial magnetic field of each case. For all stars, we observe a dominant dipole field with smaller-scale features. The overall amplitude of the field decreases with the rotation rate of the star, and maps are sorted by age.

with $\gamma = 1.05$, the ratio of specific heats, which differs from the usual value of $5/3$ for a hydrogen gas in order to mimic the extended coronal heating.

We solve the equation in a Cartesian geometry with a grid centered on the star that extends from -30 to 30 stellar radii in each direction. The grid is uniform in a cube of $[-1.5\,R_\star, 1.5\,R_\star]^3$ with 192 grid points in each direction and then stretched up to $30\,R_\star$ with an additional 256 points for each direction. The resolution at the surface of the star is 50% larger than the one used in Réville et al. (2015a), but several tests have demonstrated that this resolution is enough to have numerical convergence.

The initialization is done by setting a spherically symmetric profile of a $\gamma = 1.05$ polytropic wind for the density, pressure, and poloidal velocity. This initial solution is obtained by a Newton–Raphson method on the normalized velocity and the critical radius of the polytropic wind solution. The MHD equations are then solved in a frame rotating with the star. We only initialize a solid body rotation inside the star so that it is the magnetic field that gives its rotating motion to the surrounding plasma. The magnetic field is initialized with a potential field extrapolation (Schatten et al. 1969) using the radial component of the ZDI map and a source surface radius $r_{ss} = 15\,R_\star$. This particular initial choice of the source surface radius has no impact on the final state since the extrapolated potential field then dynamically evolves with the stellar winds toward a relaxed state.

Boundary conditions at the surface of the star—which model the base of the corona in our[6] case—are a sensitive point of our study. As in Réville et al. (2015a), we set three layers with different properties. For all layers, density and pressure are maintained as the initial transonic polytropic wind solution. In the top layer, the poloidal velocity is set to be parallel to the magnetic field, while the toroidal velocity and the magnetic field are free to evolve. In the middle layer, the magnetic field is still free, the poloidal velocity is zero, and the toroidal velocity is set for solid body rotation. Finally, in the deepest layer, we enforce the reconstructed magnetic field, considering a perturbation in the toroidal field that self-adapts to minimize the overall current. More explicitly, the magnetic field solution interacting with the rotating wind in open regions will be in general different from the potential extrapolation we set at the initialization. Hence, to ensure a current-free magnetic field inside the star, which is supposed to be a perfect conductor, we dynamically modify B_φ in the deepest layer to get as close as possible to a curl-free magnetic field in the rotating frame (see Matt & Balick 2004; Zanni & Ferreira 2009). This boundary condition has a strong effect on the conservation of MHD invariants. For instance, the quantity that corresponds to the derivative of the electric field potential in axisymmetric configurations (see Ustyugova et al. 1999; Keppens & Goedbloed 2000; Matt et al. 2012; Réville et al. 2015a) remains in our 3D simulations close to the stellar rotation rate when our boundary condition is applied. We will see in Section 3.2 that this condition is key for an improved treatment of the angular momentum loss computation.

The outer edges of our domain are treated with *outflow* boundary conditions that set the derivative of each field normal to the boundary to zero.

3. RESULTS: GLOBAL PROPERTIES

3.1. Mass and Angular Momentum Loss

Figure 2 shows the resulting steady-state wind solutions achieved in the six simulations. The convergence time is

[6] See Matsumoto & Suzuki (2012) for a 2D model of the chromosphere and the transition region.

Table 2
Input Parameters and Results of the Simulations

Name	$\Omega_\star/\Omega_\odot$	n (10^8 g cm^{-3})	T (10^6 K)	$\langle R_A/R_\star\rangle$	$\dot{J}/\dot{J}_\odot$	$\dot{M}/\dot{M}_\odot$	$r_{\rm ss,opt}$	$r_{\rm ss,est}$
BD- 16351	8.5	3.6	1.85	13.9	380	5.5	8.1	7.7
TYC 5164-567-1	5.9	2.9	1.8	16.7	190	2.75	10.7	10.5
HII 296	10.7	4.15	1.9	13.8	470	5.65	9.3	8.7
DX Leo	5.2	2.7	1.76	13.3	120	3.1	7.6	7.4
AV 2177	3.3	2.06	1.7	7.0	20	3.0	4.6	4.3
Sun	1.0	1.0	1.5	4.4	1.0	1.0	2.7	2.7

Note. Evolution of the input parameters and results of the simulation with age and rotational frequency. The effective Alfvén radii are coherent with the Alfvén surfaces shown in Figure 2, with comparable sizes for the four youngest stars and much smaller and decreasing values for AV 2177 and the Sun. The optimal and estimated $r_{\rm ss}$ are very close to each other, with a slightly higher value for the optimal, although the change in resulting open flux is very small.

typically of the order of a few times the Alfvén timescale, that is, the time for Alfvén waves to cross the simulation's domain. Given the high resolution, and the time step that can vary by one order of magnitude depending on the magnetic field amplitude, each of these simulations reaches a steady state after 10^5 to 2×10^6 time steps (between 10^5 to 5×10^5 core hours on supercomputers).

As usual, the topology of the coronal magnetic field in a steady state can be divided into open-field regions, or coronal holes, and closed-field regions, or dead zones, where the plasma corotates with the star. The surface magnetic field of all the stars in our sample includes a significant dipole, which can be strongly inclined. This mode gives its large-scale structure to the coronal magnetic field. However, the magnetic field inclination, amplitude, and smaller scale components lead to irregular shapes of the Alfvén surface, which is shown in Figure 2. For some cases, the Alfvén surface extends beyond the simulation domain. Indeed, for fast rotators, field collimation induces an increase of the poloidal magnetic field amplitude near the rotation axis, and the Alfvén surface is pushed farther away. A precise description of this phenomenon can be found in Washimi & Shibata (1993), Ferreira (2013), and Réville et al. (2015a), and we will address some of its consequences in Section 4. However, the global properties we are interested in, such as the mass and angular momentum loss rates, are constants within a small numerical variation once integrated over a surface that encloses the largest closed coronal loops. In the case of TYC 5164-561-1, which seems to have a significant part of its Alfvén surface out of the computation domain (more than any other case), this numerical variation of the mass and angular momentum loss is below 3%. It drops below 1% for cases where the Alfvén surface is fully inside the computation domain.

The mass loss rate $\dot{M}$ and the angular momentum loss rate $\dot{J}$ associated with the wind are computed as

$$\dot{J} = \int_S \rho\Lambda \boldsymbol{v}\cdot d\boldsymbol{S}, \tag{7}$$

where

$$\Lambda = R\left(v_\varphi - B_\varphi\frac{B_p}{\rho v_p}\right), \tag{8}$$

and

$$\dot{M} = \int_S \rho \boldsymbol{v}\cdot d\boldsymbol{S}. \tag{9}$$

The subscript p and φ stand for the poloidal and azimuthal components of each vectorial field, and R is the cylindrical radius. Those integrals can be computed from any surface S that contains all of the closed coronal loops. From those outputs we define an effective Alfvén radius, which conveniently matches the relation given in the simplified model of Weber & Davis (1967):

$$\langle R_A\rangle = \sqrt{\frac{\dot{J}}{\Omega_\star\dot{M}}}. \tag{10}$$

This effective value matches quantitatively the average cylindrical radius on the irregularly shaped Alfvén surface of our simulations. All of the global quantities computed from our simulations are given in Table 2. We see that the angular momentum loss (AML) varies by a factor of 470 from the Sun to the fastest rotator HII 296. The variation of the mass loss is lower, with values that reach six times the solar value, here defined as $3.0\times10^{-14}\,M_\odot\,{\rm yr}^{-1}$. The position of the Alfvén radius is globally increasing with rotation rate but is also very sensitive to temperature. For instance, the largest value we get is $16.6\,R_\star$ for TYC 5164-567-1, which has a magnetic field similar to HII 296 but a slightly cooler coronal temperature, which makes the wind slower in our model.

One can recover the convergence on the Skumanich law for solar-like stars assuming a loss of angular momentum proportional to $\Omega_\star^3$ in the nonsaturated regime. In the saturated regime, although there is no consensus,[7] the dependence of the angular momentum loss is usually assumed to be linear with $\Omega_\star$. Hence, a canonical expression for the stellar wind torque can be written as (Kawaler 1988; Bouvier et al. 1997)[8]

$$\dot{J} = \dot{J}_\odot\left(\frac{\min(\Omega_\star,\,\Omega_{\rm sat})}{\Omega_\odot}\right)^2\left(\frac{\Omega_\star}{\Omega_\odot}\right)\left(\frac{M_\odot}{M_\star}\frac{R_\star}{R_\odot}\right)^{0.5} \tag{11}$$

where $\Omega_{\rm sat}$ is a saturation value of the angular momentum loss, which occurs at $\Omega_{\rm sat}=8\Omega_\odot$ for K-type stars. This saturation value corresponds to a Rossby number $Ro\approx0.1$ (Wright et al. 2011), and higher mass stars have higher $\Omega_{\rm sat}$ (for G stars the value is around $15\Omega_\odot$; see Gallet & Bouvier 2015). For clarity, we define $\tilde{\Omega}_\star=\min(\Omega_\star,\,\Omega_{\rm sat})$, with $\Omega_{\rm sat}=8\Omega_{\rm sat}$. Moreover, we have for every star in our sample $f(M_\star,\,R_\star)\equiv(M_\star/M_\odot)^{-0.5}(R_\star/R_\odot)^{0.5}\approx1$, so formulation (11) reduces to $\dot{J}/\dot{J}_\odot=\tilde{\Omega}_\star^2\Omega_\star/\Omega_\odot^3$.

In Figure 3, we compare the resulting torque from our simulations (in blue) to this empirical formulation (11) (in red).

[7] For instance, a purely spherically symmetric radial Weber and Davis model yields a self-consistent saturation where $\dot{J}\propto\Omega_\star^2$ (see Keppens et al. 1995).
[8] Recent work by Matt et al. (2015) proposed a more accurate description of the mass dependence.

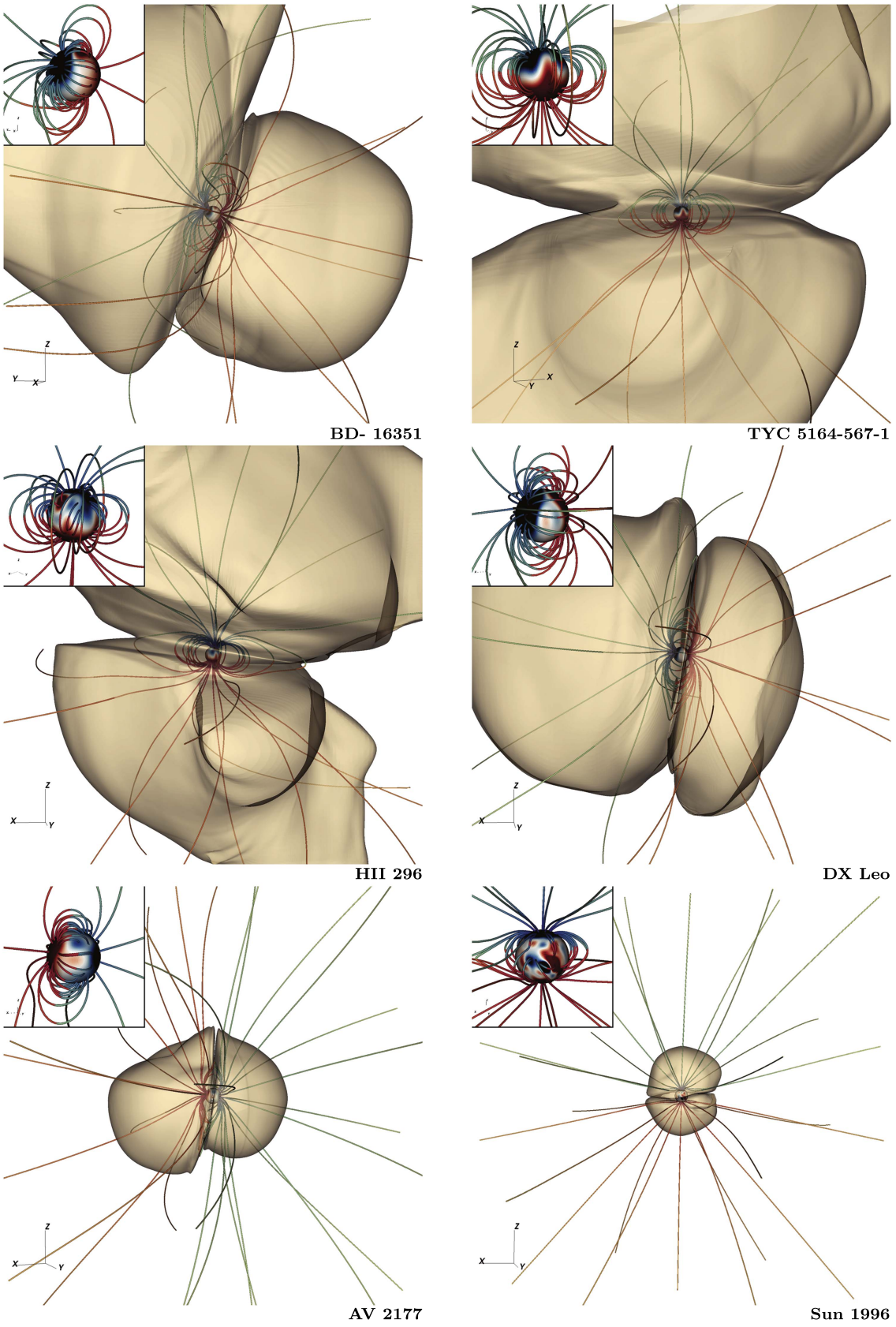


Figure 2. Steady state of the 3D simulations. The Alfvén surfaces are shown in beige. The surface radial field is shown at the surface of the star, and field lines of positive polarity are shown in red, and negative polarity in blue. The Alfvén surfaces are largely shaped by the dominant dipole of each case. However, they are irregular, due to the dipole inclination and higher order components of the magnetic field. The size of the Alfvén surface grows with the amplitude of the field. We show a zoom-in on the stellar surface with smaller scale features at the surface in the top left corner of each panel.

All quantities have been normalized by the solar value. We look only at the $\Omega_\star$-dependence of the angular momentum loss from the simulation, and the agreement is good. This agreement is the result of the combination of the observed magnetic fields, the hypothesis on the coronal temperature and density, and the simulation methods. Taking into account complex, three-dimensional magnetic fields is necessary, as some of our targets have a significant part of their magnetic energy in nonaxisymmetric modes. Moreover, we can see an inflection in the slope for the two fastest rotators BD- 16351 and HII 296, which corresponds to the saturation value (which is not used whatsoever in our simulation). The saturation seems to appear self-consistently in our simulations, thanks to the plateau reached by the mass loss rates for our fast rotators (we will come back to this point in the next section).

The mass loss varies in our simulation (magenta line) approximately linearly with $\Omega_\star$ (green line) and thus covers one order of magnitude over the sample. The variation of the angular momentum loss, which covers three orders of magnitude, is the result of three ingredients (see Equation (10)), the mass loss rate, the rotation rate, and the average Alfvén radius squared, and we can say that each of these ingredients accounts for one order of magnitude. Actually, the Alfvén radius squared seems to account for a bit more than the mass loss rate, but those are not independent parameters, and this statement must be handled with caution.

3.2. Semianalytical Model

Let us now compare these results with the semianalytical model we developed in Réville et al. (2015b) from the parameter study of Réville et al. (2015a). The Alfvén radii computed from the 3D simulations can be compared with the braking law we derived using a 2.5D axisymmetric setup in Réville et al. (2015a):

$$\left\langle \frac{R_A}{R_\star} \right\rangle = K_3 \left(\frac{\Upsilon_{\rm open}}{(1+(f/K_4)^2)^{0.5}} \right)^m, \qquad (12)$$

where $K_3 = 0.65$, $K_4 = 0.06$, and $m = 0.3$ are fitted constants; $f = \Omega_\star R_\star / \sqrt{GM_\star/R_\star}$ is the breakup ratio; and $\Upsilon_{\rm open} = \Phi_{\rm open}^2/(R_\star^2 \dot{M} v_{\rm esc})$ is a modified magnetization parameter (see ud-Doula & Owocki 2002). The open magnetic flux $\Phi_{\rm open}$ is computed as the unsigned magnetic flux over a spherical surface beyond the largest closed magnetic loop. The value of the open flux should be constant whatever integration surface one chooses as long as it respects this latter condition (see Réville et al. 2015a, 2015b). Figure 4 shows how our simulations (green stars) fit this braking law. The blue line represents the braking law we derived in Réville et al. (2015a). Our set of simulations needs a small recalibration to be modeled by our braking law. Reducing the constant K_3 by 15% to a value of 0.55 gives an excellent agreement for all our cases.

The importance of the boundary conditions is illustrated in Figure 4. The two red stars are simulations for the Sun and TYC 5164-567-1 that were made by keeping fixed the initial extrapolated magnetic toroidal field inside the deepest layer of our boundary conditions. For the others (green stars), we set our self-adapting conditions ensuring a curl-free magnetic field inside the star. The deviation is around 25% on the Alfvén radius of TYC 5164-567-1 and the Sun, which induces a large

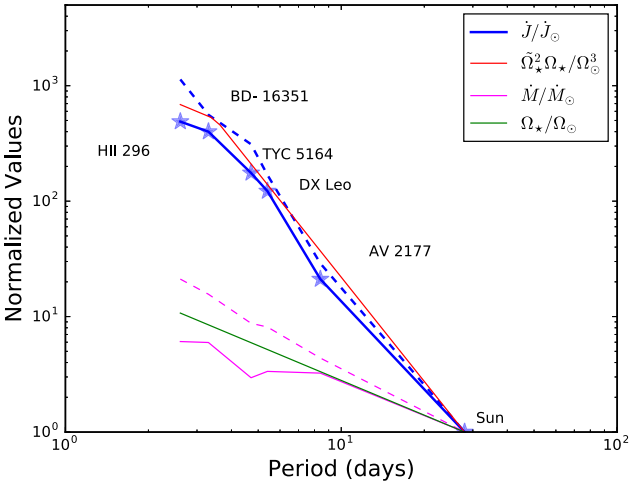


Figure 3. Evolution of the mass and angular momentum loss with age, compared with the rotational frequency and Equation (11). The angular momentum loss in blue follows the empirical law $\dot{J} \propto \tilde{\Omega}_\star^2 \Omega_\star$. The variation of the mass loss is shown in magenta. The variation of the mass loss is close to linear with respect to $\Omega_\star$ and is thus not enough to explain the total AML variation, which needs an increase of the Alfvén radius. The results of the semianalytical model are added with dashed lines.

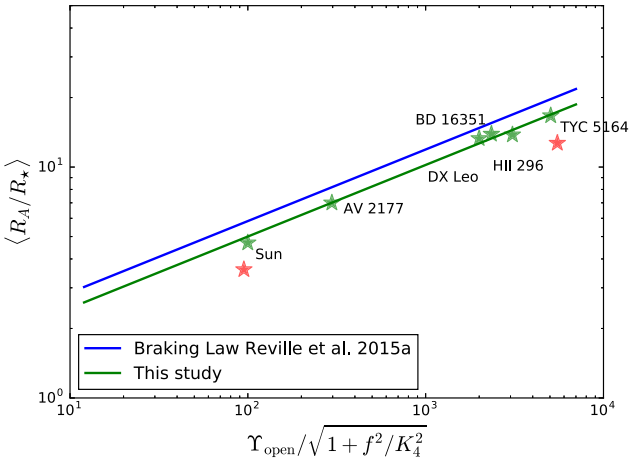


Figure 4. Comparison of the 3D cases and the braking law of Réville et al. (2015a). A new fit reducing by 15% the constant K_3 is needed for a good agreement with the data, due to higher coronal temperatures in our sample (green stars). Red stars in the figure stand for simulations of the Sun and TYC 5164-567-1 with simpler boundary conditions. Those Alfvén radii differ from the braking law by more than 25%, which is equivalent to an angular momentum loss divided by two.

underestimation of the angular momentum loss that scales as R_A^2.

In Réville et al. (2015b), we proposed a method to compute the open flux based on an appropriate value for the source surface radius in a potential field extrapolation. We defined the optimal source surface as the source surface radius for which the potential field source surface model (Altschuler & Newkirk 1969; Schatten et al. 1969) gives the same open flux as the simulations. To estimate this optimal source surface radius, we considered a pressure balance between the thermal and ram pressure of a spherically symmetric magnetocentrifugal wind model with the magnetic pressure of the multipolar expansion of the surface magnetic field. We demonstrated the accuracy of this estimation, using 2.5D simulations, and we show in

Table 2 that it still holds for the 3D simulations performed here. The optimal ($r_{ss,opt}$) and estimated ($r_{ss,est}$) source surface radii are close even though $r_{ss,est}$ is systematically slightly smaller.

In terms of open flux, the results from the simulation and the potential extrapolation differ by less than 10% for all the cases. This good agreement is due to the right choice for the source surface radius. A potential extrapolation made with a constant r_{ss} would have created a large discrepancy for part of the sample, given the large variation of optimal source surface radius. The large values of $r_{ss,opt}$ are consistent with the size of large coronal loops observed for the youngest stars of the sample with the largest magnetic fields that extend up to 10 $R_\star$ (see Figure 2). Moreover, $r_{ss,opt}$ values match the Alfvén points at the largest streamers' extremities and are always smaller than the effective Alfvén radius. This indicates there is less angular momentum at the cusp of the streamers than for the coronal holes (see Keppens & Goedbloed 2000; Garraffo et al. 2015b).

Hence, the semianalytical method described in Réville et al. (2015b) is likely to be successful for estimating the angular momentum loss from the mass loss and the open flux, if we adapt our formulation with the updated value of the K_3 constant. Going back to Figure 3, we superimposed the mass and angular momentum loss rates given by our semianalytical model with the dashed blue and magenta lines, respectively. The semianalytical model overestimates the torque compared to the simulations. This can be understood simply by looking at the mass loss of the spherically symmetric wind solution used in the semianalytical model and the mass loss of the simulation (dashed and solid magenta lines). In the simulations, the mass loss is always smaller than the spherically symmetric solution, since part of the plasma is contained in closed magnetic loops that cover a large part of the stellar surface. For strong magnetic fields, it can be two to three times less than the spherically symmetric ideal case. Hence the AML is consequently smaller. It is interesting to note that the saturation does not appear in the semianalytical model for the fastest rotators BD- 16351 and HII 296. The saturation regime we observe in the simulations complies with a linear dependency of the AML with $\Omega_\star$ and is thus different from the one that arises with a purely radial field in the Weber and Davis model (Keppens et al. 1995), which is used in the semianalytical model. Hence, in addition to the intrinsic saturation of the dynamo-generated magnetic field observed in X-rays, which should be contained in our magnetic maps, mass loss saturation due to confinement in large coronal loops could be involved in the saturation of angular momentum loss.

4. RESULTS: 3D STRUCTURE OF THE WINDS

4.1. Speed Distribution

The previous section showed that global properties of young stars' winds were coherent with simpler models parameterized on 3D MHD simulations. Integrated quantities such as the mass and angular momentum loss average out the complex and 3D structure of the wind. This structure is, however, relevant when it comes to studying the interaction of those winds with other objects such as companion stars or planets (see Cohen & Drake 2014; Vidotto et al. 2014b; Strugarek et al. 2015; do Nascimento et al. 2016).

The speed distribution of all the simulations is structured with slow and fast wind components, although no fast-wind-related heating mechanism is included. Thermal heating is only provided by the coronal temperature and the equation of state through the choice of $\gamma = 1.05$, which is scaled with the slow solar wind component. Nevertheless, if the speed distribution is narrow in our solar case, the interaction with the strong magnetic field of our fast rotators yields broader distributions and can lead to interesting dynamical properties.

Figure 5 shows the histograms of the distribution of the wind speed projected on a sphere of radius 25 $R_\star$ for four stars of our sample. First, we observe a broadening of the speed distribution when the rotation rate of the star increases. While the speed distribution of the solar case is bracketed between 280 and 330 km s^{-1}, for the fast rotators TYC 5164 and HII 296, we observe a flattened distribution between 200 and 650 km s^{-1}. Since the temperature increases with rotation in our model, it is expected to reach higher speeds because of the thermal driving. The theoretical speed of the polytropic solution is indicated by the black dashed line and increases with rotation. We observe, however, both higher and lower components in the stellar winds of those fast rotators.

The distribution of fast rotators is organized with three peaks. In Figure 6, we show a volume rendering of the Mach number that corresponds to the four simulations of Figure 5. We can see that, for the young stars TYC 5164-567-1 and HII 296, the trimodal distribution appears with the blue (slow component), green (intermediate component), and red (fast component) colors. The first is due to the slow wind component emanating from the streamers. The strong dipolar magnetic fields of those stars create rings of slow winds located at the edge of the dead zones. Interestingly, those slow winds are positively correlated with the creation of currents in the simulation. The strong velocity gradient perpendicular to the dead zone boundary could be responsible for the creation of a current density even before the discontinuity in polarity that occurs beyond. This correlation needs, however, a more detailed analysis that is beyond the scope of this work.

The second peak corresponds to the theoretical speed at this distance from the star, given by the polytropic solution. Typically, this component will emanate from quiet polar regions, where the interaction with the magnetic field is the weakest. The third and fastest component appears between the streamers and slower winds blown at the poles. It seems to be confined in a flux tube at midlatitudes.

The additional acceleration given to the wind is likely to come from the magnetocentrifugal effect (Sakurai 1985; Washimi & Shibata 1993; Réville et al. 2015a, 2015b). Magnetocentrifugal acceleration is the consequence of the centrifugal force acting on the field lines embedded in the stellar rotation by the magnetic stress. Hence, the higher the rotation rate and the magnetic field, the higher is the magnetocentrifugal effect, which can be the dominant process in the wind acceleration (see Michel 1969; Washimi & Shibata 1993). For young stars, of periods of a few days, thermal driving and the magnetocentrifugal effect are comparable and must both be taken into account (Réville et al. 2015b). The magenta dashed line gives the wind speed obtained with the magnetocentrifugal wind solution (see Sakurai 1985; Réville et al. 2015b, for a detailed description of the solution calculation). This value seems to be coherent for the third peak of the speed distribution of the star HII 296. Open-field regions at midlatitudes are efficiently accelerated by this process (see Figure 6).

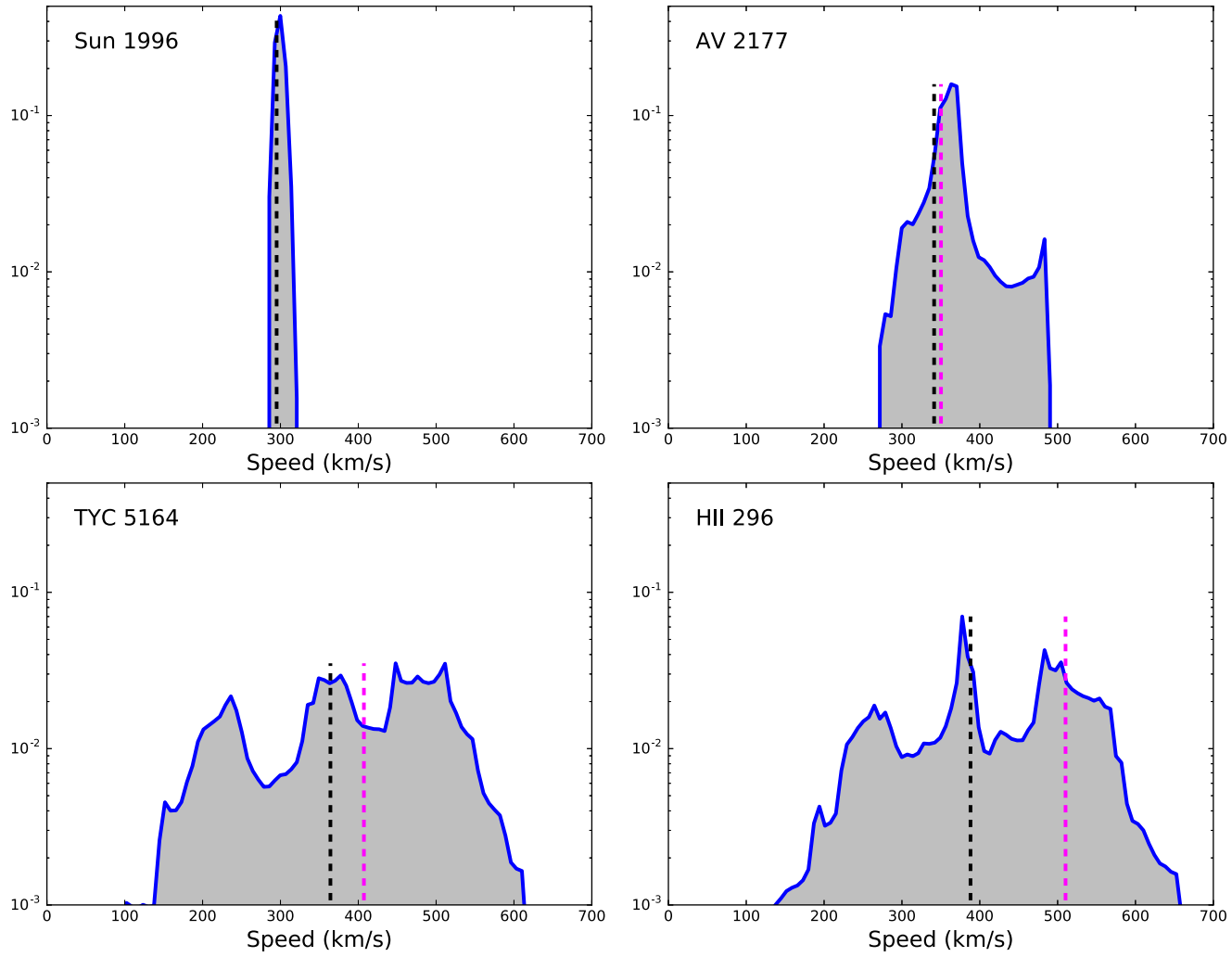


Figure 5. Speed distribution at $R = 25\,R_\star$ for four stars of our sample. A flattening and broadening of the distribution (all curves have a unitary integral) can be observed as the rotation and magnetic field increase. For fast rotators, three components can be identified: an average one around the polytropic solution at this radius (dashed black line), a slow component due to the slow wind emanating from streamers, and a fast component accelerated by the magnetocentrifugal effect and flux tube expansion. The speed of the magnetocentrifugal wind solution is shown in dashed magenta lines when different from the polytropic solution. The panels are sorted from left to right and top to bottom by rotation rate and not by age.

In the case of TYC 5164-567-1, the theoretical Sakurai speed is, however, lower than the observed fast peak. This could be partly explained by the fact that the magnetocentrifugal wind solution is computed with the average surface field of the star. Hot magnetic spots conveniently located at the surface have a strong enough magnetic flux to explain the lowest part of the peak. However, another effect that is due to fast rotation and high magnetic field is also able to accelerate a stellar wind.

For a supersonic outflow, a superradial expansion of a given magnetic flux tube will necessarily accelerate the plasma (see Appendix). Here, two effects, both due to strong magnetic fields and fast rotation, can be accounted for by explaining the expansion of flux tubes. First, a flux tube located near the pole and yet close to the streamer boundary—a typical situation with an inclined dipole topology, with a maximum configuration precisely located in longitude—will have on one side its field lines driven by the streamers and thus bent downward, and on the other side, collimation of the field lines toward the rotation axis will bend them upward. This latitudinal expansion process is illustrated in Figure 7 in the left-hand panel.

A longitudinal expansion process can also occur when the fast flux tube originates at the boundary of the strong concentration of flux near the pole. The magnetic stress on each side of the flux tube is different and leads to a differential efficiency of the magnetocentrifugal effect on each side. Typically, the frozen-in magnetic field line that originates inside the "hot spot" will rotate faster than a magnetic field line originating outside. This effect is consequently responsible for a longitudinal expansion of the flux tube and is illustrated in the right-hand panel of Figure 7.

For the fast rotators, the acceleration of fast streams clearly starts just beyond the sonic surface. We have estimated the superradial expansion factor defined by

$$f_{\rm exp} = \left(\frac{r_c}{r}\right)^2 \frac{A}{A_c}, \tag{13}$$

where r is the spherical radius, and A is the surface of the section of the magnetic flux tube, computed at $r = 18\,R_\star$ and at the sonic critical point (subscript c). In the case of TYC 5164-567-1, we find $f_{\rm exp}$ to increase between 6.5 and 10 from the

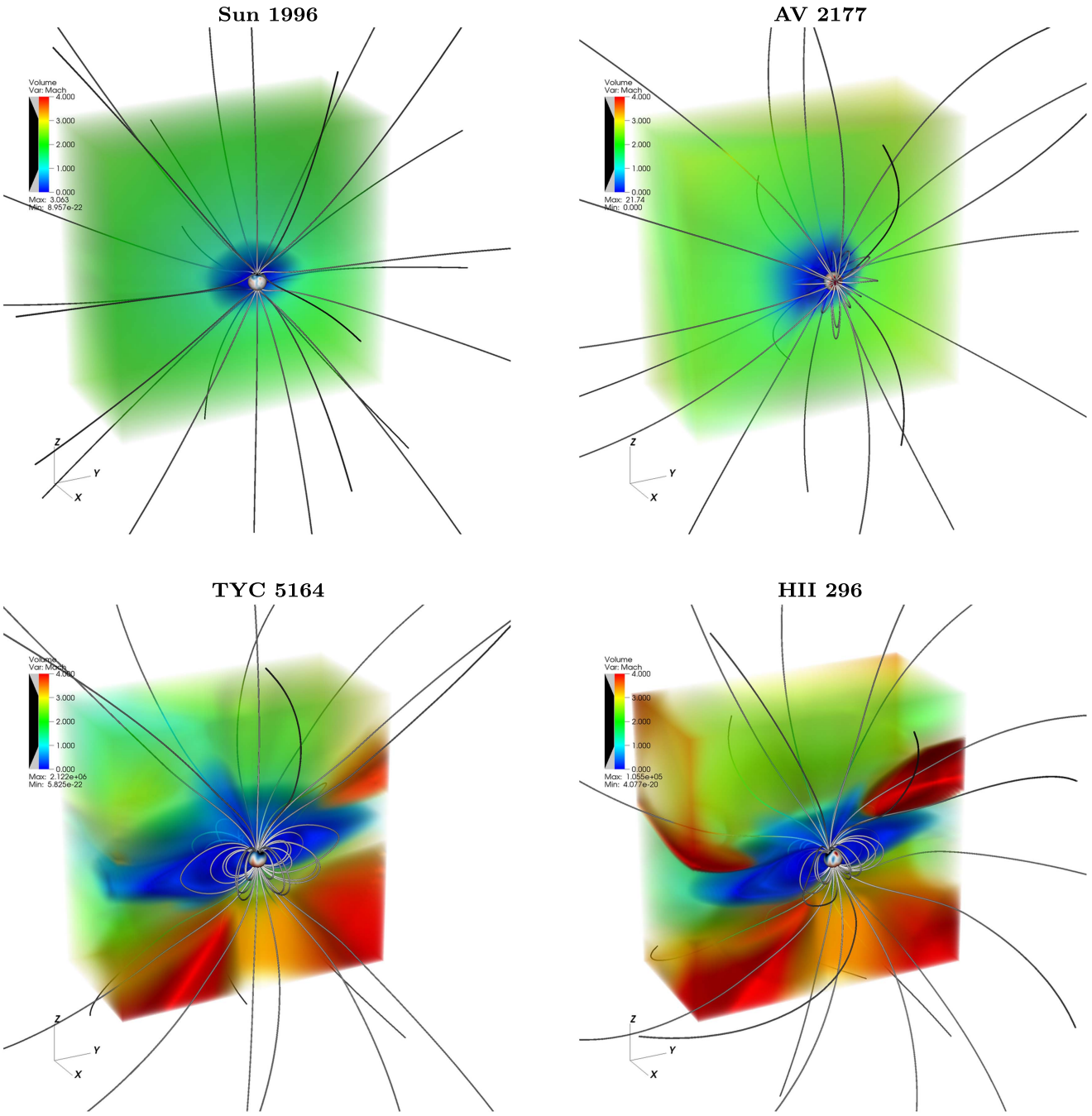


Figure 6. Volume rendering of the Mach number for the stars of Figure 5. The three peaks in the velocity distribution of Figure 5 are visible in blue, green, and red, for the slow, intermediate, and fast wind components, respectively. The color scale is linear and the Mach number varies between 0 and 4.

outer boundary to the core of the fastest flux tube. The maximum speed observed in the core of the flux tube is around 1300 km s^{-1}, meaning around three times the polytropic wind speed at this distance from the star.

The broadening of the speed distribution, by the interaction of a thermally heated corona with the strong magnetic field and the fast rotation, seems to be a reliable feature in our simulations. The trimodal distribution of speeds, using polytropic and magnetocentrifugal models, could be a simple input in other models, for instance the one used to compute mass loss rates (see Wood 2004, where they used constant stellar wind velocities in their multispecies simulations of the termination shock of astrospheres).

It is hard, though, to predict the effect of additional accelerating mechanisms in coronal holes—which are necessary to explain the structure of the solar wind—in the case of young stars. We can imagine that the trimodal distribution would remain, but that the separation between the slowest mode (which comes from the streamers) and the two others (which originate from coronal holes) would be widened. Also, the two fastest peaks would show higher speeds than the one obtained in our simulations.

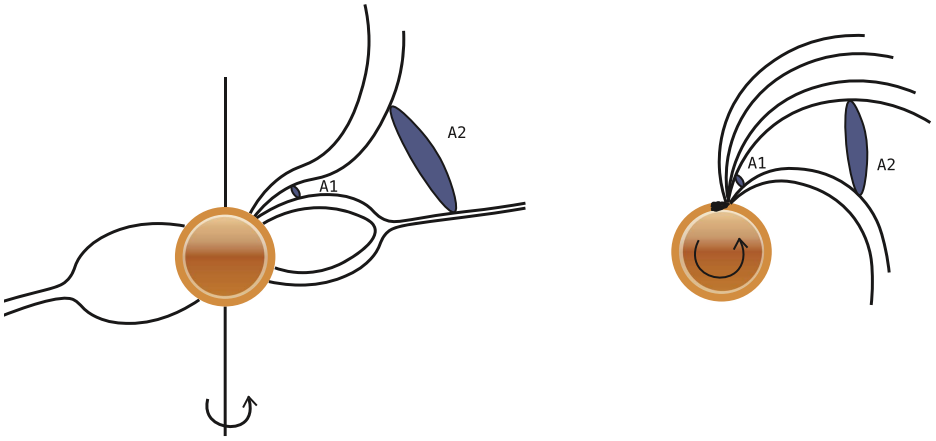


Figure 7. Sketch of the latitudinal and longitudinal superradial expansion processes. In the left-hand panel, the collimation of field lines toward the axis due to high rotation is responsible for the superradial expansion. On the right, the magnetic flux gradient at the stellar surface will generate a differential magnetic stress on both ends of the superradially expanded flux tube. See also Figure 6.

4.2. Slow and Fast Winds in the Equatorial Plane

The magnetic topology of the Sun goes from a strong equatorial dipole at minimum to a more quadrupolar configuration during maximum (DeRosa et al. 2012). The heliospheric current sheet (HCS) is corrugated due to the rotationally modulated direction of the dipolar moment, and north and south sector polarities are observed at 1 AU depending on when the Earth is beneath or above it. Hence, streams of fast wind encounter slower and higher density wind that wraps the HCS. Indeed, the angle of the stream $\psi = \arctan(r\Omega_\star/v)$ (Richardson 2004) is a decreasing function of the velocity of the flow. Streamlines of the fast component are thus less bent and compress against slower and denser wind streams. These so-called corotating interaction regions (Belcher & Davis 1971) were detected in the solar system thanks to *Mariner* 5. In the solar system, the spacecraft *Pioneer* 10 and 11 have shown that 75% of the CIRs have formed shocks between 3 and 5 AU (Smith & Wolfe 1976). Those shocks dissipate the energy of the solar wind and are able, for instance, to accelerate ions (Richardson 2004).

In the case of rapidly rotating stars, whose dipoles are significantly inclined (BD- 16351 and DX Leo in our study), we should find similar features enhanced by rapid rotation and strong magnetic fields. Figure 8 shows the Mach number in the equatorial plane of BD- 16351 and the Sun in 1996. The flow is structured as a Parker spiral in both cases (Parker 1958). Streamers can be seen in the equatorial plane of BD- 16351 because of inclination of its dipolar magnetic field. The slow wind can be clearly identified following the streamers in that case. The flow is drastically more uniform in the case of the (quiet) Sun, and the Parker spiral shows weaker inclination of the field lines.

In the case of BD- 16351, we observe adjacent fast and slow streams that encounter each other at the edge of the domain. The direction of the field (and thus the flow) seems different for the fast stream than for the slow stream, and a compression region occurs. Figure 9 shows the profiles of the density, the Mach number, the magnetic field, and the current density amplitude along a 25 $R_\star$ radius circle in the equatorial plane of BD- 16351. Two density peaks mark the slow wind components. These peaks correspond to troughs in the profiles of the Mach number and the magnetic field amplitude. The thin throat in the magnetic field profile matches the crossing of the current sheet that also corresponds to the slow wind components. This structure is similar to the HCS, except for its inclination, which follows the strongly inclined dipole of BD- 16351.

It is interesting to look at what happens to the flow just ahead of a density peak. The magnetic field is increasing, which means that a compression in the flow occurs. However, if the density increases at first, it decreases before the peak, compensated for by an acceleration of the flow. In these regions, the wind reaches its maximum Mach number, just below 5, as shown in red in Figure 8. The velocity then drops rapidly inside the streamer, where higher (by a factor of two to five) densities are achieved. This structure is repeated with the second streamer, beyond $\varphi = 5.5$.

Nonetheless, the shock conditions are not yet fulfilled (see, for example, Gurnett & Bhattacharjee 2000), and the solution would likely require us to extend it in a larger domain to produce shocks. In our simulations, the discontinuities are separated by a contact layer with no matter exchanged between them. From a numerical point of view, the HLLE solver that we use is one of the most diffusive approximate Riemann solvers and may not be able to correctly capture such an oblique shock. It is likely, though, that shocks will form much earlier in the case of fast rotators, simply because of the enhanced helicity of the Parker spiral, thus changing the energetic budget in the astrospheres of young suns.

CIRs in the solar system are thought to be the most frequent cause for geomagnetic storms (Yermolaev et al. 2012). Our solar case does not show such features because we lack an additional heating mechanism for the acceleration of the fast wind. Yet, we can extrapolate our results stating that younger stars are likely to create more CIRs that shock in the interplanetary medium, adding up to other dynamical events that are thought to be enhanced in the environment of active stars, such as flares and coronal mass ejections (Schrijver et al. 2012).

5. DISCUSSIONS AND PERSPECTIVES

Our study addresses 3D simulations constrained by spectropolarimetric observations of magnetic fields in the context of stellar evolution, along the main sequence. Our findings can be divided into two parts. First, considering the global and integrated properties, the mass and angular momentum loss

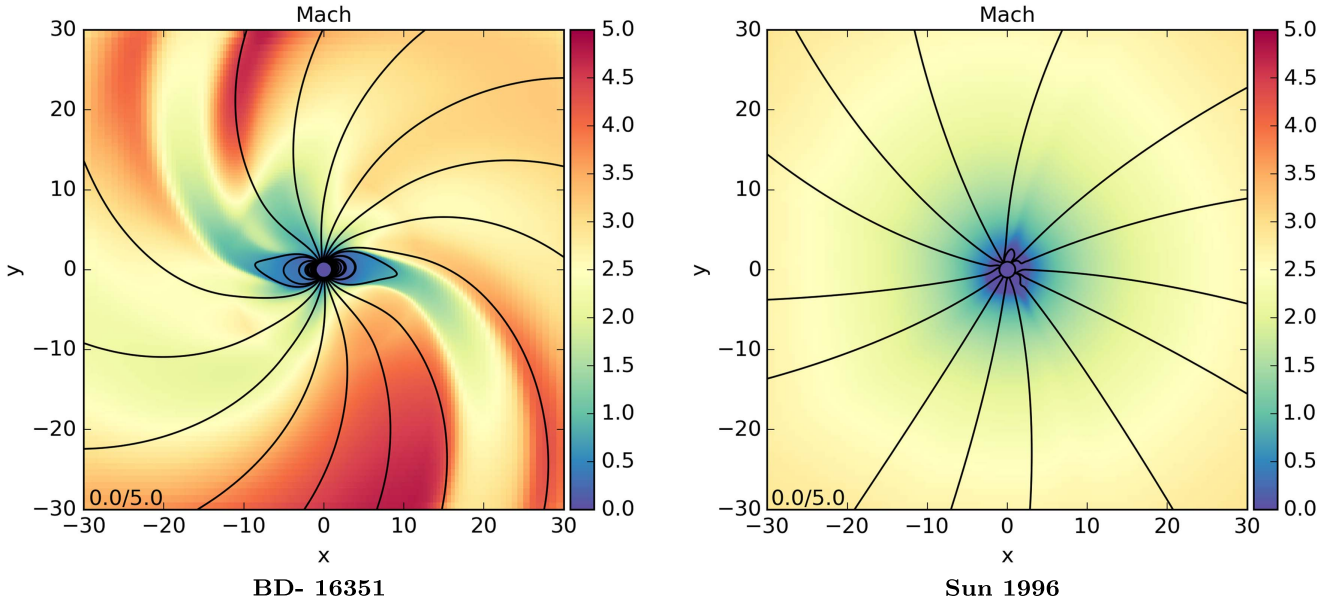


Figure 8. Color maps of the Mach number and the density logarithm in the equatorial plane of BD- 16351. Magnetic field lines are plotted in black and create a Parker spiral. The fast wind component coming from coronal holes encounters the slow wind component created by streamers, and compression regions are visible at the edge of the domain.

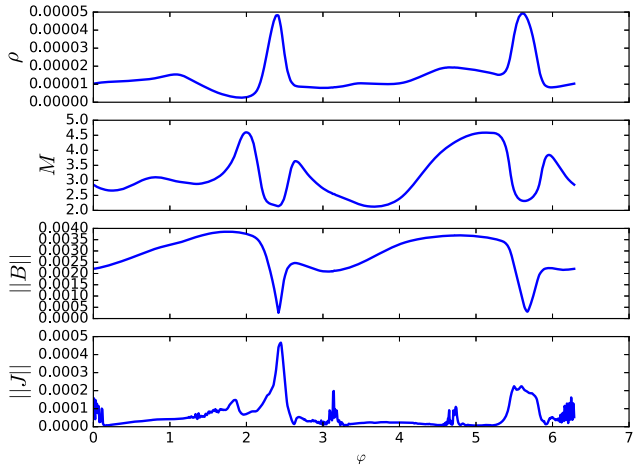


Figure 9. Profiles of the density, Mach number, magnetic field, and current amplitude interpolated along a $25\,R_\star$ equatorial circle in the BD-16351 case. Peaks of density associated with troughs of velocity mark the slow wind component. Compression and acceleration occur when the fast wind encounters the slow wind component.

follow simple prescriptions thanks to an appropriate modeling of the evolution of the temperature and the coronal density with the rotation rate. An angular momentum proportional to the $\Omega_\star^3$ can be obtained using our prescriptions with observed magnetic field amplitudes, which is required to observe the convergence of spin rates on the Skumanich law.

Our 3D simulations follow the braking law we derived in Réville et al. (2015a) if the K_3 constant is reduced by 15%. This can be understood because our simulations are made with a larger (and different for each case) coronal temperature compared to this previous work. Hence, the wind described is here faster, and for a given magnetic field strength, the Alfvén radius is closer to the star. However, the fit shows little deviation, and one constant K_3 in the scaling law is able to describe the whole range of temperature of our sample. A more general braking law should quantify the influence of the temperature on K_3, since the variation remains limited in this study. Also, the use of a fully 3D geometry could be involved in the variation of K_3. Nonetheless, because this formulation expresses the dependence of the Alfvén radius on a magnetization parameter that includes the thermodynamics of the wind, it is likely to be valid for a wide range of magnetic fields, rotation rates, coronal temperatures, and densities, if one allows a small dependence of K_3 on the temperature.

With this adapted formulation, the semianalytical model we developed in Réville et al. (2015b) can be applied. The estimation method of the open flux of the simulation with a potential extrapolation that was tested on 2.5D configurations is perfectly operational with 3D nonaxisymmetric fields. Our semianalytical model is consequently able to estimate closely the evolution of angular momentum with the rotational period, as long as the mass loss rate of the simulations does not deviate too much from the spherically symmetric value used in the semianalytical model. This deviation grows as the stars rotate faster and possess more intense magnetic fields. Large coronal loops are able to confine more plasma, and the mass loss seems to plateau for $\Omega_\star > 8\Omega_\odot$.

This behavior has consequences on the angular momentum loss that shows signs of saturation beyond this rotation rate, whose value is coherent with the saturation value used in rotation evolution models for K-type stars (Gallet & Bouvier 2015). Although the saturation of angular momentum loss is often associated with the saturation observed in the X-ray fluxes, the precise process behind this saturation remains unknown. Some works have suggested a stochastic change of the dynamo process generating the magnetic field could be involved in a topology switch from small scales to large scales that turns on the $\Omega_\star^3$ braking law (Barnes 2003; Brown 2014; Garraffo et al. 2015b). However, no such transition is observed in our sample, as all our stars possess a strong dipolar field. In our simulations, the AML saturation seems to be due to the confinement of the outflow in large coronal loops that reduces the mass loss, which can be associated with the dependence of the wind braking on the filling factor (see Cranmer & Saar 2011; Gallet & Bouvier 2013, 2015). These results need,

however, to be confirmed by more simulations of fast rotators and are likely to be highly dependent on the prescriptions we used for the coronal base densities and temperature.

The mass loss rate of young stars in our study, although up to six to nine times the solar one,[9] does not reach the highest values derived in Wood et al. (2005). A much higher dependence on rotation, for either the temperature or the coronal density, would have been necessary to observe $100\,\dot{M}_\odot$ values in our simulations. Our semianalytical model could be used to study the influence of different prescriptions on the variation of $\dot{J}$. A change in the exponents of the evolution laws, or the solar initial values, could be tested. A more physical description of the stellar wind acceleration, driven, for example, by Alfvén wave turbulence (see Suzuki 2006, 2013; Matsumoto & Suzuki 2012; Oran et al. 2013; Sokolov et al. 2013; Lionello et al. 2014), can help us to understand how coronal parameters evolve with age. Future works will be dedicated to including such processes in our simulations.

To solve this issue, more observations are also critical. In the work of Wood et al. (2005) (see also Wood 2004), the analysis of the Lyα absorption spectra is coupled with numerical simulations of the terminal shock, where the wind speed is kept constant at the slow solar wind value around 400 km s^{-1}. Our study, and this is the second part of our findings, brings more accurate constraints on the wind velocity amplitudes and distribution for solar-like stars that could be used to improve those calculations.

Indeed, several studies have now shown that the wind speeds are likely to increase for young stars, mostly because of higher coronal temperature and magnetocentrifugal acceleration (Washimi & Shibata 1993; Holzwarth & Jardine 2007; Matt et al. 2012; Suzuki et al. 2013; Réville et al. 2015a, 2015b). We show that the speed distribution of young and active stars follows a trimodal structure due to the interaction with the magnetic field. Moreover, the one-dimensional magnetocentrifugal wind solution (Weber & Davis 1967; Sakurai 1985) is at best a low estimate of the fastest component of the wind, as other magnetic processes are able to accelerate the wind. For instance, we observe in our simulations fast streams in the vicinity of the star caused by latitudinal or longitudinal superradial expansion of flux tubes due to the fast rotation and the nonaxisymmetry of the magnetic field.

As slow and fast winds exist around solar-like stars, they can interact in the equatorial plane, creating CIRs, which could be more common for younger stars and could be forming shocks closer to the star (the usual distance observed in the solar system is between 1 and 5 AU). This could have consequences on the energetics of expanding stellar winds of young stars and on exoplanetary space weather. The current sheet of young stars is also strongly corrugated when the dipole is inclined and polarity variations occur closer to one another, which has important consequences for the interaction with close-in planets, especially when they are within the Alfvén surface (Strugarek et al. 2015). This is, however, a very preliminary study, and more focused work needs to be done in that sense, improving, for instance, the numerical scheme and shock-absorbing method.

We thank Sean Matt and Jérôme Bouvier for continuous and fruitful discussions. We acknowledge funding by the ANR Blanc TOUPIES SIMI5-6 020 01, the ERC STARS2 207430, and CNES via Solar Orbiter. High-performance computations were performed on the French machines Turing (IDRIS) and Curie (TGCC), within the GENCI 1623 program. We are grateful to Andrea Mignone and his team at University of Torino for the development and the maintenance of the PLUTO code.

AS is a National Postdoctoral Fellow at the Canadian Institute of Theoretical Astrophysics (CITA) and acknowledges support from the Natural Sciences and Engineering Research Council of Canada.

APPENDIX
FLUX TUBE EXPANSION IN THE SUPERSONIC REGIME

The mass conservation within a flux tube reduces to the equation

$$\frac{1}{v}\frac{dv}{dr}+\frac{1}{\rho}\frac{d\rho}{dr}+\frac{1}{A}\frac{dA}{dr}=0, \tag{14}$$

where A is the section of the flux tube. The momentum equation, if we consider an isothermal flow for simplicity, can then be written as

$$\left(v-\frac{c_s^2}{v}\right)\frac{dv}{dr}=\frac{c_s^2}{A}\frac{dA}{dr}-\frac{v_{\rm kep}^2(r_c)r_c}{r^2}, \tag{15}$$

where c_s is the constant sound speed, $v_{\rm kep}(r)=\sqrt{GM_\star/r}$ is the Keplerian velocity, and r_c is the critical radius where the wind becomes supersonic.

In terms of Mach number $M=u/c_s$, we can write

$$\left(M-\frac{1}{M}\right)\frac{dM}{dr}=\frac{1}{A}\frac{dA}{dr}-\frac{v_{\rm kep}^2(r_c)r_c}{c_s^2r^2}. \tag{16}$$

When the wind is subsonic ($M<1$), the term $(M-1/M)$ is negative, and thus what matters for the acceleration of the wind is the sign of the term on the right-hand side. The expansion of the flux tube can be locally described by $A\propto r^\alpha$ and yields $(1/A)dA/dr=\alpha/r$. The spherically symmetric solution, which corresponds to the case $A\propto r^2$, and $\alpha=2$ gives

$$\frac{2}{r}\leqslant\frac{v_{\rm kep}^2(r_c)r_c}{c_s^2r^2}, \tag{17}$$

as the Parker solution is always accelerating. It is shown that superradial expansion is globally anticorrelated with the wind speed (Wang & Sheeley 1990), because of the local inversion of the latter inequality below the sonic surface. Nonetheless, superradial expansion can accelerate the outflow as long as $(1/A)dA/dr$ remains smaller than $v_{\rm kep}^2(r_c)r_c/(c_s^2r^2)$, for instance if the superradial expansion is located near the surface or well below the sonic point (see Velli 2010).

However, in the supersonic regime, a superradial expansion will necessarily accelerate the outflow. Indeed, as $\alpha\geqslant 2$, and since the right-hand side is positive in the radial case, any superradial expansion will grow this term, and dM/dr will be larger.

The treatment of this problem without the isothermal approximation is more complex (see Kopp & Holzer 1976). In our study, the sound speed variation may not be negligible, but the qualitative behavior remains, and a quantitative analysis is left for future works.

[9] In Table 2, we have considered an upper value of the solar mass loss rate $\dot{M}=3\times10^{-14}\,M_\odot$ yr^{-1}.

REFERENCES

Altschuler, M. D., & Newkirk, G. 1969, SoPh, 9, 131
Alvarado-Gómez, J. D., Hussain, G. A. J., Cohen, O., et al. 2016a, A&A, 588, A28
Alvarado-Gómez, J. D., Hussain, G. A. J., Cohen, O., et al. 2016b, A&A, 594, A95
Barnes, S. A. 2003, ApJ, 586, 464
Belcher, J. W., & Davis, L., Jr. 1971, JGR, 76, 3534
Bouvier, J., Forestini, M., & Allain, S. 1997, A&A, 326, 1023
Brandenburg, A., & Saar, S. H. 2000, in ASP Conf. Ser. 198, Stellar Clusters and Associations: Convection, Rotation, and Dynamos, ed. R. Pallavicini, G. Micela, & S. Sciortino (San Francisco, CA: ASP), 381
Brown, T. M. 2014, ApJ, 789, 101
Brun, A. S., García, R. A., Houdek, G., Nandy, D., & Pinsonneault, M. 2015, SSRv, 196, 303
Cohen, O., & Drake, J. J. 2014, ApJ, 783, 55
Cohen, O., Kashyap, V. L., Drake, J. J., et al. 2011, ApJ, 733, 67
Cranmer, S. R., & Saar, S. H. 2011, ApJ, 741, 54
DeRosa, M. L., Brun, A. S., & Hoeksema, J. T. 2012, ApJ, 757, 96
do Nascimento, J.-D., Jr., Vidotto, A. A., Petit, P., et al. 2016, ApJL, 820, L15
Donati, J.-F., & Brown, S. F. 1997, A&A, 326, 1135
Donati, J.-F., & Landstreet, J. D. 2009, ARA&A, 47, 333
Durney, B. R., & Latour, J. 1978, GApFD, 9, 241
Einfeldt, B. 1988, JCoPh, 25, 294, http://arrow.utias.utoronto.ca/~groth/aer1319/Handouts/Additional_Reading_Material/SIAMNumAnal-1988-einfeldt.pdf
Ferreira, J. 2013, in EAS Publications Ser. 62, Role and Mechanisms of Angular Momentum Transport During the Formation and Early Evolution of Stars, ed. P. Hennebelle & C. Charbonnel (Les Ulis: EDP), 169
Folsom, C. P., Petit, P., Bouvier, J., et al. 2016, MNRAS, 457, 580
Gallet, F., & Bouvier, J. 2013, A&A, 556, A36
Gallet, F., & Bouvier, J. 2015, A&A, 577, A98
Garraffo, C., Drake, J. J., & Cohen, O. 2015a, ApJL, 807, L6
Garraffo, C., Drake, J. J., & Cohen, O. 2015b, ApJ, 813, 40
Giampapa, M. S. 2005, in Saas-Fee Advanced Course 34: The Sun, Solar Analogs and the Climate, ed. J. D. Haigh et al. (Berlin: Springer), 307
Güdel, M. 2004, A&Ar, 12, 71
Gurnett, D., & Bhattacharjee, A. 2000, Introduction do Plasma Physics: With Space and Laboratory Applications (Cambridge: Cambridge Univ. Press)
Holzwarth, V., & Jardine, M. 2007, A&A, 463, 11
Ivanova, N., & Taam, R. E. 2003, ApJ, 599, 516
Kawaler, S. D. 1988, ApJ, 333, 236
Keppens, R., & Goedbloed, J. P. 2000, ApJ, 530, 1036
Keppens, R., MacGregor, K. B., & Charbonneau, P. 1995, A&A, 294, 469
Kopp, R. A., & Holzer, T. E. 1976, SoPh, 49, 43
Linsky, J. L., & Wood, B. E. 1996, ApJ, 463, 254
Lionello, R., Velli, M., Downs, C., Linker, J. A., & Mikić, Z. 2014, ApJ, 796, 111
Matsumoto, T., & Suzuki, T. K. 2012, ApJ, 749, 8
Matt, S., & Balick, B. 2004, ApJ, 615, 921
Matt, S. P., Brun, A. S., Baraffe, I., Bouvier, J., & Chabrier, G. 2015, ApJL, 799, L23
Matt, S. P., Pinzón, G., Greene, T. P., & Pudritz, R. E. 2012, ApJ, 745, 101
Mestel, L. 1968, MNRAS, 138, 359
Michel, F. C. 1969, ApJ, 158, 727
Mignone, A., Bodo, G., Massaglia, S., et al. 2007, ApJS, 170, 228
Noyes, R. W., Weiss, N. O., & Vaughan, A. H. 1984, ApJ, 287, 769
Oran, R., van der Holst, B., Landi, E., et al. 2013, ApJ, 778, 176
Pallavicini, R. 1989, A&Ar, 1, 177
Pallavicini, R., Golub, L., Rosner, R., et al. 1981, ApJ, 248, 279
Parker, E. N. 1958, ApJ, 128, 664
Pinto, R. F., Brun, A. S., Jouve, L., & Grappin, R. 2011, ApJ, 737, 72
Piskunov, N., & Kochukhov, O. 2002, A&A, 381, 736
Pizzolato, N., Maggio, A., Micela, G., Sciortino, S., & Ventura, P. 2003, A&A, 397, 147
Powell, K. G. 1994, NASA Technical Report, ICASE Report 94-24
Randich, S. 2000, in ASP Conf. Ser. 198, Stellar Clusters and Associations: Convection, Rotation, and Dynamos, ed. R. Pallavicini, G. Micela, & S. Sciortino (San Francisco, CA: ASP), 401
Réville, V., Brun, A. S., Matt, S. P., Strugarek, A., & Pinto, R. F. 2015a, ApJ, 798, 116
Réville, V., Brun, A. S., Strugarek, A., et al. 2015b, ApJ, 814, 99
Richardson, I. G. 2004, SSRv, 111, 267
Sakurai, T. 1985, A&A, 152, 121
Schatten, K. H., Wilcox, J. M., & Ness, N. F. 1969, SoPh, 6, 442
Schatzman, E. 1962, AnAp, 25, 18
Schrijver, C. J., Beer, J., Baltensperger, U., et al. 2012, JGRA, 117, A08103
See, V., Jardine, M., Vidotto, A. A., et al. 2015, MNRAS, 453, 4301
Semel, M. 1989, A&A, 225, 456
Smith, E. J., & Wolfe, J. H. 1976, GeoRL, 3, 137
Sokół, J. M., Swaczyna, P., Bzowski, M., & Tokumaru, M. 2015, SoPh, 290, 2589
Sokolov, I. V., van der Holst, B., Oran, R., et al. 2013, ApJ, 764, 23
Strugarek, A., Brun, A. S., Matt, S. P., & Réville, V. 2015, ApJ, 815, 111
Suzuki, T. K. 2006, ApJL, 640, L75
Suzuki, T. K. 2013, AN, 334, 81
Suzuki, T. K., Imada, S., Kataoka, R., et al. 2013, PASJ, 65, 98
ud-Doula, A., & Owocki, S. P. 2002, ApJ, 576, 413
Ustyugova, G. V., Koldoba, A. V., Romanova, M. M., Chechetkin, V. M., & Lovelace, R. V. E. 1999, ApJ, 516, 221
van Saders, J. L., Ceillier, T., Metcalfe, T. S., et al. 2016, Natur, 529, 181
Velli, M. 1994, ApJL, 432, L55
Velli, M. 2010, Twelfth International Solar Wind Conference, 1216, 14
Vidotto, A. A., Donati, J.-F., Jardine, M., et al. 2016, MNRAS, 455, L52
Vidotto, A. A., Gregory, S. G., Jardine, M., et al. 2014a, MNRAS, 441, 2361
Vidotto, A. A., Jardine, M., Morin, J., et al. 2014b, MNRAS, 438, 1162
Wang, Y.-M., & Sheeley, N. R., Jr. 1990, ApJ, 355, 726
Washimi, H., & Shibata, S. 1993, MNRAS, 262, 936
Weber, E. J., & Davis, L., Jr. 1967, ApJ, 148, 217
Weiss, N. O. 1994, in Lectures on Solar and Planetary Dynamos, ed. M. R. E. Proctor & A. D. Gilbert (Cambridge: Cambridge Univ. Press), 59
Wood, B. E. 2004, LRSP, 1, 2
Wood, B. E., Müller, H.-R., Zank, G. P., & Linsky, J. L. 2002, ApJ, 574, 412
Wood, B. E., Müller, H.-R., Zank, G. P., Linsky, J. L., & Redfield, S. 2005, ApJL, 628, L143
Wright, N. J., Drake, J. J., Mamajek, E. E., & Henry, G. W. 2011, ApJ, 743, 48
Yermolaev, Y. I., Lodkina, I. G., Nikolaeva, N. S., & Yermolaev, M. Y. 2012, JGRA, 117, A08207
Zanni, C., & Ferreira, J. 2009, A&A, 508, 1117

Troisième partie

Intéractions MHD avec un compagnon

CHAPITRE 6

INTERACTIONS MAGNÉTIQUES ENTRE UNE ÉTOILE ET UNE PLANÈTE PROCHE

La dernière partie de cette thèse s'intéresse aux interactions magnétohydrodynamiques entre une étoile et une planète, magnétisée ou non. Dans un premier chapitre, nous allons nous pencher sur le cas des planètes proches, c'est-à-dire à l'intérieur de la surface d'Alfvén. Les chapitres précédents ont montré que les surfaces d'Alfvén des étoiles de type solaire pouvaient s'étendre jusqu'à quelques dizaines de rayons stellaires. Lorsque la planète est au-delà, ce qui est largement vérifié pour toutes les planètes du système solaire, l'interaction est unilatérale, l'étoile ne sent pas la présence de la planète, tout du moins d'un point de vue magnétique.

Depuis la première confirmation de l'existence de systèmes exoplanétaires (Mayor & Queloz, 1995), la base de données des exoplanètes (http ://exoplanet.eu) n'a cessé de croître et montre un grand nombre de planètes à quelques rayons stellaires de leur étoile hôte, ainsi susceptibles d'être à l'intérieur de la surface d'Alfvén. En effet, ce genre de configurations a été favorisée par les limites de la technique des vitesses radiales à ses débuts. Dans ce cas, une interaction magnétique entre les deux corps existe et peut créer un couple favorisant le freinage ou l'accélération de l'étoile et la migration vers l'extérieur ou l'intérieur de la planète. Nos travaux ont permis de quantifier ces effets avec diverses configurations magnétiques pour les deux corps et ont été publiés dans Strugarek et al. (2014b, 2015).

La section 6.1 fait un rapide récapitulatif des méthodes de détection d'exoplanètes et des configurations possibles pour les interactions magnétiques étoile-planète, et détaille nos choix pour leur implémentation. La section 6.2 étudie les couples exercés entre les deux corps en fonction des différentes configurations, ainsi que les temps de migration planétaire associés.

6.1 De la variété des systèmes exoplanétaires : méthodes de modélisation et principe des interactions magnétiques étoile-planète.

6.1.1 Détection des exoplanètes : méthodes et limites

Vitesses radiales

Il existe principalement deux méthodes de détection d'exoplanètes. La première, la méthode dite des vitesses radiales, consiste à mesurer le déplacement d'une étoile induit par une planète en orbite. La première exoplanète découverte par cette méthode fut 51 Peg B par Mayor & Queloz (1995). L'effet Doppler-Fizeau observé dans le spectre de l'étoile permet de mesurer sa vitesse dans la direction de la ligne de visée, la vitesse radiale. Des modulations périodiques de ce signal sont en général le signe de la présence d'un compagnon, le système à deux corps se déplaçant autour de son barycentre.

La figure 6.1 montre un signal de détection pour la méthode des vitesses radiales. La vitesse radiale observée est $V \sin(i)$, où i est l'angle d'inclinaison de l'orbite planétaire avec le plan du ciel et V

la vitesse générée par la présence du compagnon. Grâce à la période P_{RV} du signal, on peut, en supposant une orbite circulaire, utiliser la troisième loi de Kepler

$$P_{\mathrm{RV}}^2 = \frac{4\pi^2\lambda^2 a^3}{GM_\star}, \tag{6.1}$$

pour déterminer le demi grand axe a, et $\lambda = 1 + M_P/M_\star \approx 1$ si la masse de la planète M_P est négligeable par rapport à celle de l'étoile. Une borne inférieure pour la masse $M_P \sin(i)$ peut ensuite être obtenue grâce à l'amplitude du signal et la conservation de la quantité de mouvement

$$M_\star v_{\mathrm{RV}} = M_P \sin(i)\sqrt{GM_\star/a}, \tag{6.2}$$

si l'on connaît la masse de l'étoile (qui peut être calculée grâce à la température effective et la métallicité, cf. chapitre 1).

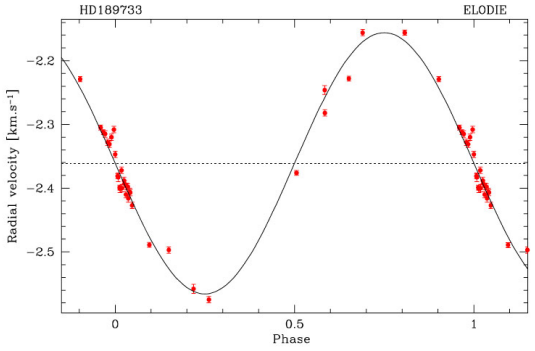


FIGURE 6.1 Modulation de $V \sin(i)$ autour de HD 189733 d'amplitude de plusieurs km/s, ce qui correspond à une planète de 1.15 masse de Jupiter orbitant à 0.03 UA. Crédits Bouchy et al. (2005).

Les premières mesures de vitesses radiales, faites dans les années 80, permettaient une précision de 300m/s. La détection de la première exoplanète par Mayor & Queloz (1995) a nécessité une précision de 7m/s atteinte par le télescope ÉLODIE à l'observatoire de Haute-Provence (OHP). À cette précision, les signaux détectables proviennent de planètes proches et massives, et 51 Peg B a été la première d'une longue série. Ces découvertes ont profondément remis en cause les théories de formation du système solaire. En effet, les modèles imaginaient jusqu'alors le système solaire comme un modèle de référence pour les systèmes exoplanétaires. La présence de planètes géantes à quelques orbites stellaires, les « Jupiters chauds »[1], implique des processus de migrations pour ces planètes formées originellement au-delà de la limite de glace. Le modèle de Nice (Gomes et al., 2005; Tsiganis et al., 2005; Morbidelli et al., 2005) a permis d'expliquer la structure du système solaire grâce aux positions et masses relatives de Jupiter, Saturne et Neptune, ainsi que la migration de planètes géantes isolées très proches de leur étoile hôte.

Avec la précision grandissante des instruments, la détection de planètes de masse plus faible et orbitant plus loin est désormais possible pour la méthode des vitesses radiales et on observe des configurations très diverses (voir la figure 6.3). La méthode des vitesses radiales permet aussi la découverte de systèmes multiples en ajustant des signaux composés de plusieurs sinusoïdes.

Transit

La seconde méthode, dite des transits, étudie les variations de la courbe de lumière au cours du temps et nécessite une photométrie de haute précision. La détection n'est possible que lorsque le plan orbital est dans la ligne de visée. La figure 6.2 illustre un signal pour cette méthode, qui a permis d'identifier la première exoplanète rocheuse avec le télescope spatial *KEPLER*, Kepler 10b. L'atténuation du flux de lumière vérifie

1. Qui ne sont pas observés dans le système solaire.

$$\Delta F \propto \left(\frac{R_P}{R_\star}\right)^2, \tag{6.3}$$

et cette méthode permet donc de connaître précisément le rayon de la planète, si le rayon de l'étoile est connu. Les autres paramètres stellaires, comme la masse et le demi grand axe peuvent être déterminés grâce à une méthode de vitesses radiales en suivi (« follow-up »), pour accéder à la densité moyenne de la planète et faire des hypothèses sur sa composition. Les missions *CoRoT* et surtout *KEPLER* ont permis en seulement une dizaine d'années de passer de quelques dizaines d'exoplanètes confirmées à plus de trois milles avec plus de 96% des détections faîtes grâce aux deux méthodes que nous venons de présenter [2].

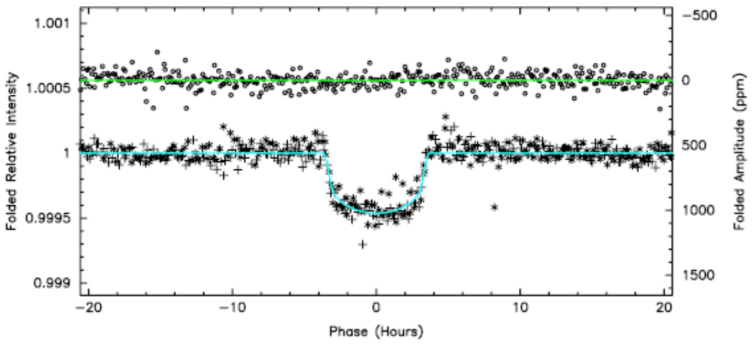


FIGURE 6.2 Courbe de lumière montrant la première détection d'une planète probablement rocheuse avec Kepler. Crédits Batalha et al. (2011).

La figure 6.3 montre une répartition des exoplanètes découvertes en fonction de leur masse et de leur distance à l'étoile hôte. On voit une forte concentration de planètes massives entre une et dix masses joviennes et des orbites concentrées en dessous de 0.1 AU et au-dessus de 1 AU. La majeure partie des détections peut se faire jusqu'à environ 10 AU. Au-delà, la précision des instruments limite la méthode des transits ou des vitesses radiales, mais la séparation entre l'étoile et la planète devient suffisante pour faire de l'imagerie directe. Les planètes de faible masse ($< 0.01 M_{\rm Jup}$) sont détectables relativement proches de l'étoile (jusqu'à 1 UA). La mission de l'agence spatiale européenne PLATO (*PLanterary Transit Observatory*) va permettre dans les prochaines années d'observer de nombreuses autres planètes par la méthode des transits grâce à de la photométrie de haute précision, et de coupler ces observations avec les oscillations de l'étoile hôte et son étude par astérosismologie (cf. chapitre 1).

L'existence de planètes massives proches de leur étoile a porté l'attention sur les interactions possibles entre ces deux corps. Les interactions gravitationnelles, les forces de marées, sont connues pour synchroniser la rotation propre des planètes sur la rotation stellaire. L'efficacité des effets de marées dépend des paramètres orbitaux et sont plus intenses lorsque la planète est proche et massive. Le potentiel perturbateur associé aux interactions de marées s'écrit pour chacun des corps (Zahn, 1966) :

$$U_E = \frac{GM_c}{d}\left(\frac{r}{d}\right)^2 P_2(\cos(\theta)) \tag{6.4}$$

où M_c est la masse du compagnon, d la distance entre les deux corps, (r, θ) les coordonnées sphériques dans le référentiel centré sur l'objet considéré, et P_2 le polynôme de Lagrange de degré $l = 2$ (voir annexe C). Les mouvements macroscopiques induits par la force qui dérive de ce potentiel perturbateur entraînent de la dissipation et donc un couple associé aux effets de marées. L'importance de la dissipation dépend de la structure interne du corps (voir la revue Mathis et al., 2013), mais aussi de

2. 76% pour la méthode des transits et 20% pour la méthode des vitesses radiales, voir http://exoplanet.eu.

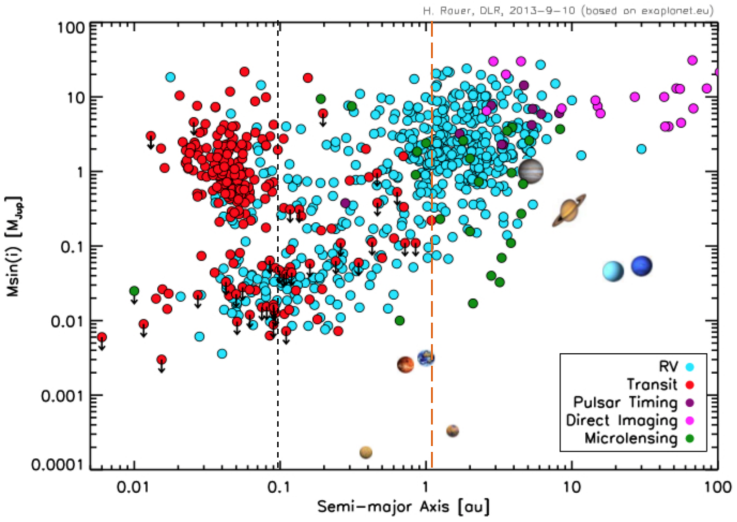


FIGURE 6.3 Masse et demi grand axe des exoplanètes détectées, en fonction de la méthode (couleur). Crédits H. Raueur, à partir de http://exoplanet.eu.

la fréquence d'excitation (Auclair-Desrotour et al., 2014). L'excitation d'ondes internes est à l'origine d'une redistribution du moment cinétique et de l'évolution des propriétés globales du système à deux corps (Barker & Ogilvie, 2011). Les effets de marées ont une influence sur la dynamique des systèmes planétaires sur des échelles de temps longues. Grâce à la statistique apportée par l'observation d'un grand nombre de systèmes, la mission PLATO pourrait permettre de mieux contraindre l'influence des effets de marées. Par ailleurs, les mouvements macroscopiques induits dans les enveloppes par les effets de marées pourraient avoir des conséquences directement observables, comme l'augmentation de l'activité stellaire (Cuntz et al., 2000).

Toutefois, un autre type d'interaction est possible. Si la planète est à l'intérieur de la surface d'Alfvén (ou plus précisément de la surface magnéto-sonore rapide, voir chapitre 3), une connexion magnétique peut s'établir entre l'étoile et son compagnon, donnant lieu cette fois à des interactions magnétiques étoile-planète, identiques aux interactions observées dans le système Jupiter-Io (Goldreich & Lynden-Bell, 1969; Saur et al., 2013). L'étude de la structure coronale de systèmes hôtes de Jupiters chauds a fait l'objet de plusieurs études (Cohen et al., 2011; do Nascimento et al., 2016), sans inclure la réponse de la planète sur le système[3]. Ce chapitre présente les premières études d'interactions magnétiques étoile-planète, auxquelles j'ai contribué, faites de façon totalement auto-consistantes (Strugarek et al., 2014b, 2015).

6.1.2 Modélisation du vent stellaire et d'une planète

Le cas de Jupiter et de ses satellites illustre les différentes interactions magnétiques possibles entre deux corps. Ganymède possède un champ magnétique propre, sans doute généré par un processus dynamo dans un cœur de fer liquide. Une magnétosphère entoure le satellite lui-même inclus dans la magnétosphère de Jupiter qui s'étend jusqu'à 100 rayons planétaires (du côté de la magnétopause, la queue peut elle s'étendre jusqu'à $7000 R_{\rm p}$, Khurana et al., 2004), où les écoulements sont subalfvéniques. En revanche, les autres satellites, et notamment Io, ne possèdent pas de champ magnétique et l'interaction est induite par l'orbite du satellite dans la magnétosphère de Jupiter. On

3. La planète n'est pas présente dans la simulation.

Table 6.1. Paramètres des vents stellaires utilisés pour les études SPI

Paramètre	2.5D	3D Dipolaire	3D Quadrupolaire
c_s/v_{esc}	0.2599	0.222	0.222
v_A/v_{esc}	0.3183	1.0	3.0
v_{rot}/v_{esc}	0.00303	0.00303	0.00303
$\langle R_A/R_\star \rangle$	4.9	18.0	3.8

parle d'interaction *unipolaire* si un seul corps est magnétisé (ici Jupiter) et *dipolaire* si les deux corps génèrent un champ magnétique propre (Zarka, 2007).

Dans le cadre de notre étude, on considère encore une fois le cas d'une étoile de type solaire, capable de générer un champ magnétique à grande échelle dans son enveloppe convective. La distinction se fait donc sur le champ magnétique planétaire qui peut exister ou non. Chacun des cas pose des problèmes de modélisation différents.

6.1.2.1 Paramètres de vent stellaire utilisé

Les deux travaux publiés dont traite ce chapitre, Strugarek et al. (2014b, 2015), ont abordé successivement le problème en deux et trois dimensions. Les méthodes et configurations numériques, en ce qui concerne le vent, sont identiques à celles décrites dans les chapitres 3 et 5 et Réville et al. (2015a). La table 6.1 recense les paramètres du vent stellaire dans chacune des études 2D et 3D.

Ces paramètres appartiennent à la gamme de paramètres explorés dans Réville et al. (2015a). Le point crucial de ces études est d'avoir la planète orbitant à l'intérieur de la surface magnéto-sonore rapide. Lorsque le champ magnétique est dipolaire, le rayon d'Alfvén dans le plan équatorial correspond à l'extension de la zone morte (voir chapitre 3). Toutefois, la surface magnéto-sonore rapide est plus éloignée. Avec les paramètres 2D axisymétriques du vent stellaire choisis, on peut donc considérer deux configurations sur l'orbite de la planète. Ou bien la planète est en deçà du rayon d'Alfvén et l'écoulement est non seulement subalfvénique, mais en co-rotation avec l'étoile, ou bien la planète se situe entre le rayon d'Alfvén et le point critique magnéto-sonore rapide, où l'écoulement est superalfvénique. Au-delà, une connexion magnétique entre la planète et l'étoile ne peut plus s'établir, bien que la planète interagisse avec le vent (voir chapitre 7).

Lorsque l'interaction magnétique existe, il y a de nouveau deux cas de figure possibles. Lorsque la planète tourne plus vite que le plasma environnant, le transfert de moment cinétique se fait de la planète vers l'étoile. En effet, la planète entraîne avec elle les lignes de champ magnétique coronales, ce qui accélère la rotation de l'étoile tandis que la planète perd du moment cinétique, se rapproche, et accélère si elle conserve sa vitesse Képlérienne. En effet, $v_{kep} = \sqrt{GM_\star/r_{orb}}$ augmente lorsque l'orbite décroît tandis que la vitesse azimutale du vent, au moins lorsque le vent est en co-rotation ($v = r\Omega_\star$ à l'intérieur de la zone morte) décroît. L'écart entre vitesse orbitale et vitesse locale du plasma augmente donc, ce qui a pour conséquence d'amplifier l'interaction magnétique.

Au contraire, lorsque la planète tourne moins vite que le plasma environnant (c'est-à-dire $v_{kep} \leq v_\varphi$), elle freine l'étoile et sa distance orbitale augmente. Ainsi, sans tenir compte des effets de marées (qui ne sont pas négligeables), la migration planétaire due aux interactions magnétiques est instable et aura toujours pour effet soit de sortir la planète de la zone d'interaction magnétique, soit de la

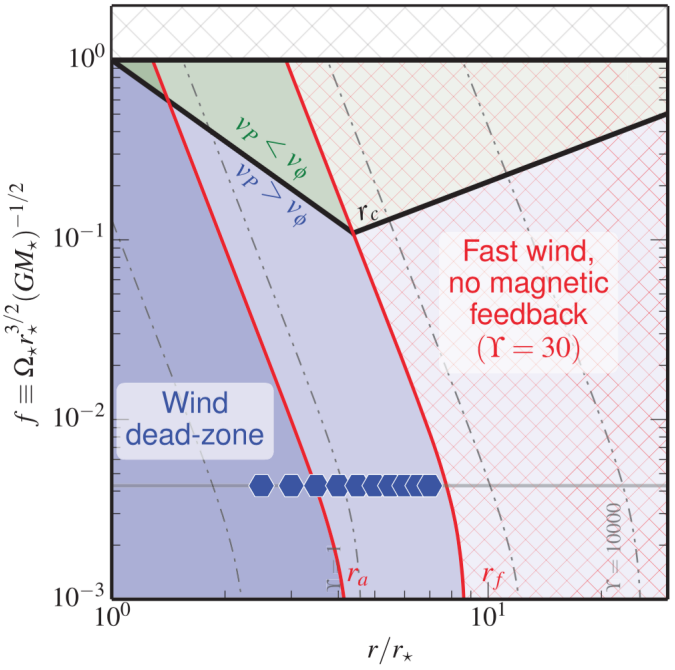


FIGURE 6.4 Régimes d'interactions magnétiques en fonction de la rotation du vent et du rayon orbital.

faire migrer vers l'étoile. En cas de migration, la planète est absorbée par l'étoile (voir Zhang & Penev, 2014) si le rapport des densités moyennes fait que la limite de Roche est à l'intérieur de l'étoile, c'est-à-dire (Metzger et al., 2012)

$$\frac{\langle \rho_P \rangle}{\langle \rho_\star \rangle} \gtrsim 5. \tag{6.5}$$

Sinon, la planète sera disloquée par les effets de marées et formera un disque d'accrétion autour de l'étoile, pour un rapport de densité compris entre 1 et 5, ou sera accrétée de façon stable par l'étoile pour rapport de densités inférieur à 1 (Metzger et al., 2012).

La figure 6.4 illustre les rayons orbitaux correspondants à ces situations variées, calculés à partir des modèles de vent de Réville et al. (2015a). Les deux lignes rouges marquent le rayon d'Alfvén r_a et le point magnéto-sonore rapide r_f équatoriaux. La ligne noire marque le rayon de co-rotation strict ($v_{\rm kep} = r\Omega_\star$) en deçà du rayon d'Alfvén et le rayon de co-rotation avec le vent (en considérant une décroissance en $1/r$ de la vitesse azimutale du vent) au-delà. On peut ainsi délimiter trois zones. La zone quadrillée rouge, au-delà de r_f, ne permet pas le couplage magnétique entre les deux corps. La zone bleue, où il y a interaction et où le plasma tourne moins vite que la planète, marque la migration interne vers l'étoile, dont la rotation accélère. Enfin la zone verte, où la planète tourne moins vite que le vent localement, marque une zone de migration vers l'extérieur et un freinage de l'étoile. Le système est stable si la planète est initialement (ou amenée par d'autres effets) sur la ligne noire. La figure 6.4 est faite pour une valeur de $\Upsilon = 30$ donnée, et les lignes grises dénotent les positions de r_a et r_f pour $\Upsilon = 1$ et 10^4.

Les points bleus marquent les différents rayons orbitaux examinés dans Strugarek et al. (2014b). Les effets des interactions magnétiques étoile-planète que nous venons de présenter sont qualitativement identiques, quelles que soient les propriétés magnétiques de la planète. L'amplitude des couples exercés dépend en revanche très fortement de celles-ci.

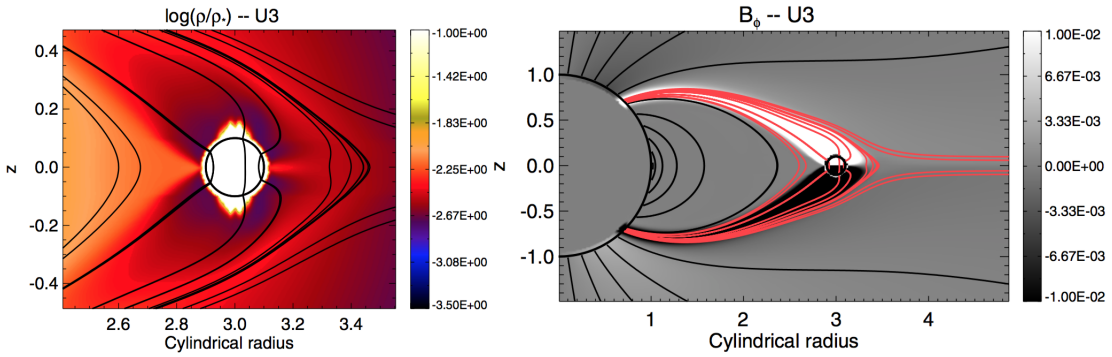


FIGURE 6.5 Configuration planétaire unipolaire. À gauche, le logarithme de la densité. À droite, la composante azimutale du champ magnétique. La connexion magnétique entre la planète et l'étoile est marquée par les lignes de champ magnétique rouges.

6.1.2.2 Cas d'une planète non magnétisée

Le cas unipolaire, c'est-à-dire lorsque la planète ne possède pas de champ magnétique intrinsèque, est probablement le cas le plus complexe à traiter, particulièrement avec des simulations de MHD idéale. En effet, si la planète possède une ionosphère [4] capable d'écranter le champ magnétique coronal et de créer une magnétosphère de la dimension de la planète, les propriétés de celle-ci dépendent de sa conductivité et de nombreux autres paramètres comme le flux UV de l'étoile et la composition de l'atmosphère exoplanétaire.

En revanche, si la planète ne possède pas de champ magnétique et que sa conductivité interne est suffisante, les lignes de champ magnétique sont emportées dans le mouvement orbital de la planète (c'est le cas du système Jupiter-Io). C'est cette dernière solution que nous modélisons avec les cas unipolaires de Strugarek et al. (2014b). La planète est matérialisée par une condition limite interne au domaine, où la densité, la pression et la vitesse sont fixées tandis que le champ magnétique est libre d'évoluer.

La figure 6.5 présente le résultat d'une simulation unipolaire pour un rayon orbital $r_{\rm orb} = 3r_\star$. Un fort contraste de densité (10^{13}) est imposé entre l'intérieur de la planète et le vent stellaire. Une connexion magnétique s'établit entre la planète et l'étoile et se traduit par la création d'une composante azimutale de champ magnétique positive ou négative de part et d'autre de l'équateur. Des courants sont ainsi créés le long des lignes rouges de la figure 6.5. Ces courants caractérisent les perturbations magnétiques dues à la présence de la planète, appelées « ailes d'Alfvén » sur lesquelles nous reviendrons dans la partie 6.2.1.

6.1.2.3 Cas d'une planète magnétisée et influence de l'inclinaison du champ

Le cas dipolaire, lorsque des processus internes à la planète créent un champ magnétique (dynamo planétaire, voir Christensen, 2010), existe également sous plusieurs configurations. C'est cette fois le champ magnétique planétaire qui interagit directement avec le vent stellaire et les conditions de pression et de densité de l'obstacle en lui-même sont de moindre importance. Nous nous sommes toutefois concentrés sur les cas où la planète n'est pas une source de matière pour le système, bien

4. En générale cette ionosphère est le résultat du rayonnement UV provenant de l'étoile qui ionise la haute atmosphère.

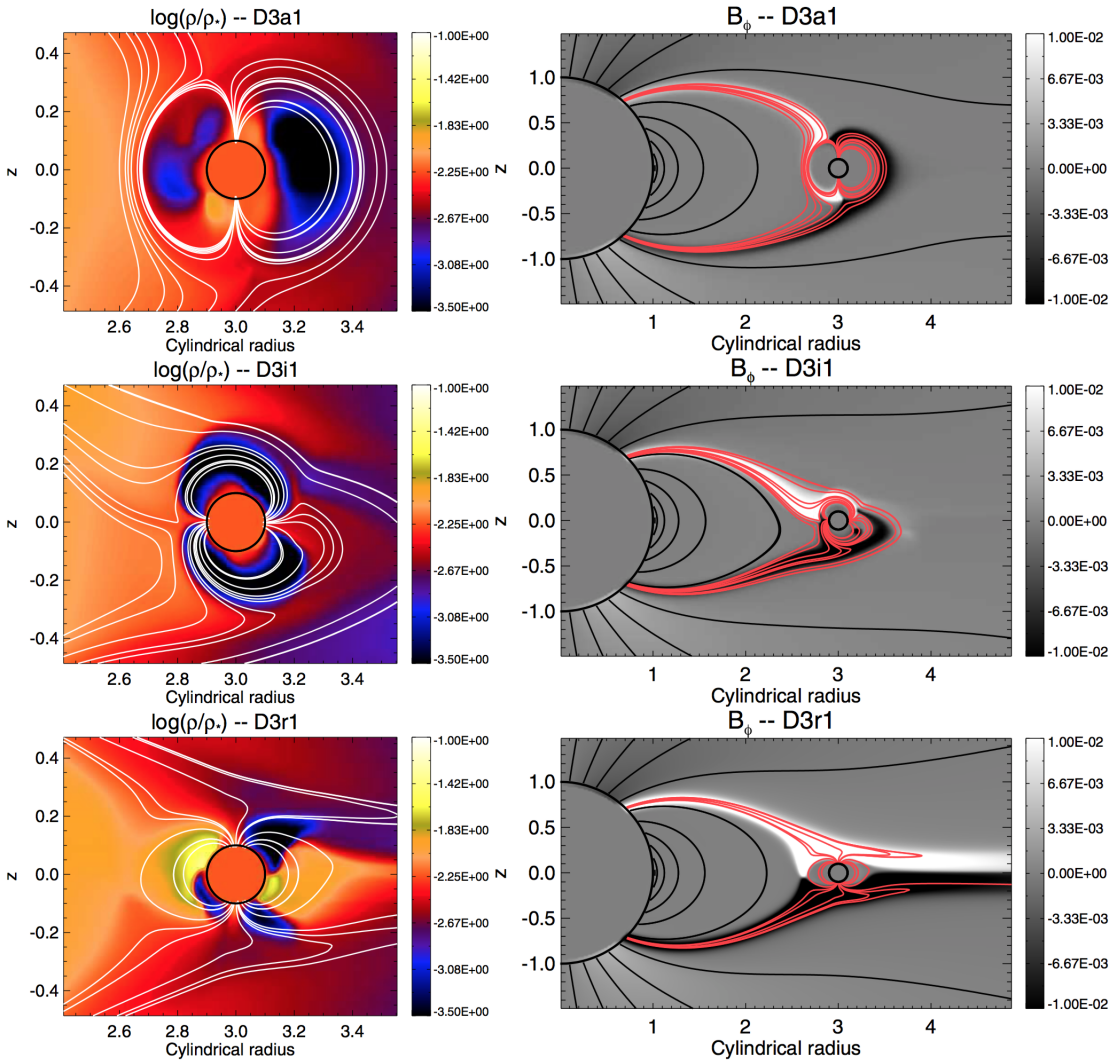


FIGURE 6.6 Différents cas dipolaires avec des angles d'inclinaison $\theta_0 = 0, \pi/2, \pi$ de haut en bas. La planète est située à 3 rayons stellaires à l'intérieur de la zone morte.

que des éjections atmosphériques puissent exister dans de telles configurations (voir Matsakos et al., 2015).

Dans tous nos cas dipolaires, la densité de l'obstacle est 10 fois supérieure à la densité du vent ambiant et la pression égale 90% de la pression du vent à la surface de la planète. La figure 6.6 montre trois configurations différentes pour le champ magnétique planétaire, fonctions de l'inclinaison du moment dipolaire. La structure en ailes d'Alfvén est qualitativement la même que pour l'interaction unipolaire, à l'exception de la structure des lignes de champ liant les deux corps, à proximité de la planète. Les lignes de polarité identique se connectent entre elles et peuvent donc avoir à « faire le tour » de la planète pour établir une connexion au pôles, comme par exemple dans le premier cas en haut de la figure 6.6, labellisé D3a1.

On peut alors faire la distinction entre configurations ouverte et fermée. La configuration ouverte correspond au cas où la magnétosphère planétaire se lie le plus largement avec le champ magnétique stellaire, c'est-à-dire lorsque les champs sont localement alignés, et la configuration fermée correspond au cas où la magnétosphère planétaire se reconnecte peu avec le champ magnétique stellaire, lorsque les deux champs sont localement non alignés.

L'efficacité du transfert de moment cinétique est d'autant plus grande que les reconnections sont nombreuses, lorsque les champs sont localement alignés. L'étude axisymétrique ne traite que des champs dipolaires pour l'étoile et la planète. Le champ planétaire ne dépend alors plus que du moment dipolaire μ_P et de l'angle d'inclinaison θ_0. Le champ planétaire s'écrit dans le référentiel centré sur l'étoile :

$$B_R = \mu_P \cos(\theta_0) \frac{3ZR'}{(R'^2+Z^2)^{5/2}} + \mu_P \sin(\theta_0) \frac{2Z^2 - R'^2}{(R'^2+Z^2)^{5/2}}, \tag{6.6}$$

et

$$B_Z = \mu_P \cos(\theta_0) \frac{Z^2(2 - r_{\rm orb}/R) - R'^2(1 + r_{\rm orb}/R)}{(R'^2+Z^2)^{5/2}} + \mu_P \sin(\theta_0) \frac{-3R'Z + Z/R(R'^2+Z^2)}{(R'^2+Z^2)^{5/2}}, \tag{6.7}$$

où $R' = R - r_{\rm orb}$. Cette expression du dipôle dans le repère centré sur l'étoile permet de conserver $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ pour le champ planétaire.

Par ailleurs, lorsque la planète est en dehors de la surface d'Alfvén ($r_{\rm orb} > r_a$ et $r_{\rm orb} < r_f$), la connexion est également rendue plus difficile par l'écoulement superalfvénique. La partie suivante propose d'évaluer quantitativement ces échanges d'énergie et de moment cinétique.

6.2 Échange de moment cinétique

6.2.1 Ailes d'Alfvén

L'échange de moment cinétique, dû à l'interaction magnétique étoile-planète, trouve sa source dans les perturbations électromagnétiques générées par la vitesse orbitale de la planète, différente de celle du plasma coronal environnant. Des courants appelés courants d'Alfvén se créent le long des lignes de champ qui connectent l'étoile et la planète (lorsqu'elle est à l'intérieur de la surface magnéto-sonore rapide), où encore le long des caractéristiques définies par :

$$\mathbf{c}_A^{\pm} \equiv \mathbf{v} \pm \mathbf{v}_A. \tag{6.8}$$

La superposition de ces perturbations constitue les ailes d'Alfvén (Drell et al., 1965; Neubauer, 1998). Elle sont illustrées en trois dimensions dans la figure 6.7, d'après nos simulations faites dans Strugarek et al. (2015).

Les courants parallèles $J_{||} = \mathbf{J} \cdot \mathbf{B}/||B||$, représentés en bleu lorsqu'ils sont négatifs et en rouge lorsqu'ils sont positifs, sont logiquement contenus dans le plan engendré par la direction du champ magnétique et la vitesse différentielle de la planète et du vent [5].

Ces simulations 3D (détaillées dans Strugarek et al., 2015) se concentrent sur deux cas extrémaux lorsque le champ magnétique planétaire et le champ magnétique stellaire (dipolaires tous les deux) sont alignés ou anti-alignés, ainsi que sur un cas où le champ magnétique stellaire est quadrupolaire. On remarque que l'interaction semble plus forte lorsque les champs sont localement alignés (panneau supérieure dans la Figure 6.7), et lorsque le champ stellaire est dipolaire.

5. Dans le cas d'une topologie plus complexe, ces courants ont une structure tridimensionnelle non planaire. De plus on suppose ici que l'axe de rotation de l'étoile est normal au plan de l'orbite.

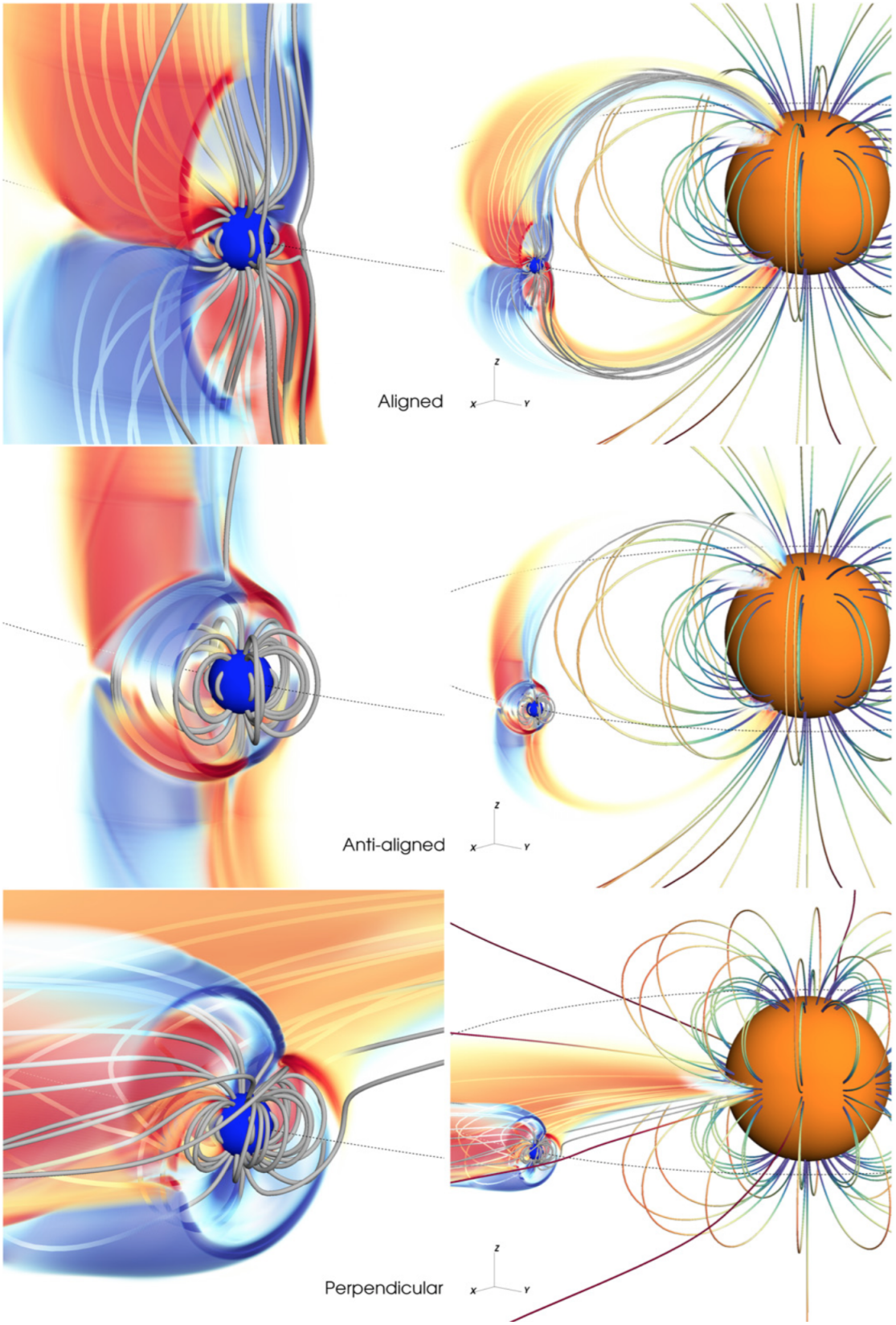


FIGURE 6.7 Visualisation en 3D des ailes d'Alfvén. Les courants d'Alfvén sont représentés grâce à un rendu volumique (négatifs en bleus, positifs en rouge). Leur localisation dépend de la géométrie du champ magnétique stellaire. Dans le cas quadrupolaire, ils sont contenus dans le plan équatorial.

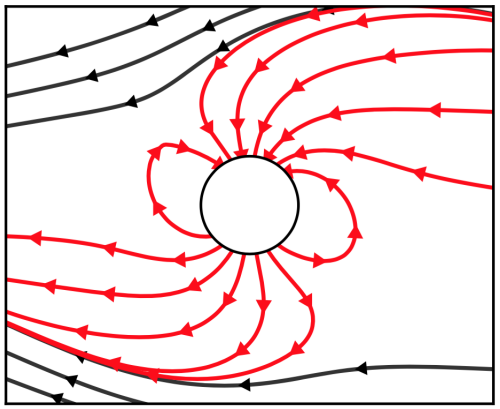


FIGURE 6.8 Structure des ailes d'Alfvén lorsque le vent arrive perpendiculairement au champ magnétique planétaire, par exemple dans le cas d'un vent stellaire quadrupolaire. L'étoile est située à gauche du schéma.

En effet lorsque le champ est quadrupolaire, les caractéristiques d'Alfvén c_A^+ et c_A^- sont, dans le plan équatorial, dirigés vers l'étoile et vers l'extérieur respectivement. Une des ailes d'Alfvén est alors dirigée vers l'aval de l'écoulement en direction de la région superalfvénique du vent, et la connexion magnétique est moins intense que dans le cas dipolaire. La figure 6.8 illustre la configuration des courants d'Alfvén dans l'écoulement équatorial du cas quadrupolaire.

6.2.2 Influence des paramètres sur le couple magnétique

Le couple associé à l'interaction magnétique étoile-planète, bien qu'agissant qualitativement toujours dans le même sens en fonction de la vitesse de rotation relative de la planète et du vent (voir partie 6.1), varie de plusieurs ordres de grandeurs en fonction des paramètres planétaires. Dans notre étude axisymétrique (Strugarek et al., 2014b), les propriétés du vent restent constantes et seuls les paramètres planétaires, $r_{\rm orb}$ le rayon orbital, l'intensité et θ_0 l'inclinaison du champ magnétique (s'il existe) varient.

Le flux de moment cinétique peut être analysé de la façon suivante. Au travers d'une surface située entre l'étoile et la planète, il est composé de la somme du moment cinétique perdu par le vent et du moment cinétique échangé avec la planète. Dans notre étude, et comme c'est souvent le cas lorsque l'étoile tourne doucement, l'interaction étoile-planète accélère l'étoile (cf. figure 6.4), et la contribution de la planète est donc de signe opposé à celle du vent. Par ailleurs, au travers d'une surface située au-delà de la planète, le flux de moment cinétique est composé de la perte de moment cinétique de l'étoile due au vent et de l'éventuel moment cinétique perdu dans le vent par la planète [6].

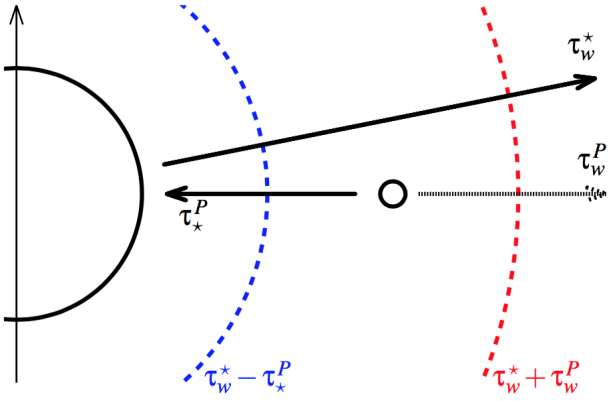


FIGURE 6.9 Schéma des divers couples entre l'étoile, le vent et la planète.

La figure 6.9 illustre les directions de transfert de moment cinétique entre chacune des composantes de l'interaction, l'étoile, la planète et le vent. Le couple appliqué sur l'étoile s'écrit :

$$\tau^\star = \tau_w^\star - \tau_\star^P = \tau_w^\star + \tau_P^\star, \tag{6.9}$$

6. Cela peut se produire lorsque le champ planétaire est localement aligné et que la planète est à la frontière de la zone morte, voir le panneau du bas de la figure 6.6

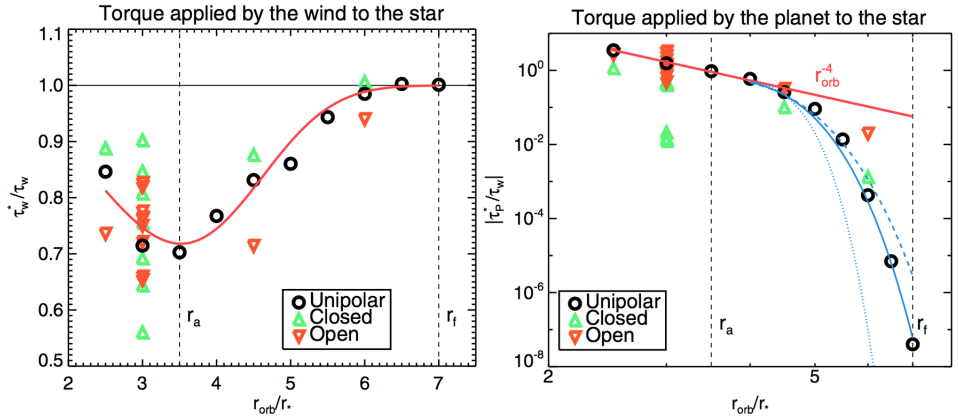


FIGURE 6.10 Couples magnétiques appliqués à l'étoile. À gauche, la modification de l'extraction de moment cinétique par le vent due à la présence de la planète. En fonction de la configuration magnétique, ouverte lorsque les lignes de champ sont localement alignées, et fermée dans le cas anti-aligné, et de l'intensité, le vent peut perdre la moitié de son efficacité. À droite, le couple appliqué par la planète elle-même qui décroît avec le rayon orbital, d'abord en loi de puissance, puis de façon exponentielle en dehors de la zone morte. Près du rayon d'Alfvén, la somme des deux couples qui s'appliquent sur l'étoile peut faire accélérer l'étoile (en tenant compte du vent).

où les flux de moment cinétique associés à $\tau_w^\star$ et $\tau_P^\star$, sont de signes opposés, ce qui permet de les séparer lors du calcul de l'intégrale (au travers de la surface bleue). Le couple appliqué sur la planète s'écrit :

$$\tau^P = \tau_\star^P + \tau_w^P, \tag{6.10}$$

et peut être déduit grâce à la différence des intégrales de moment cinétique faites sur les surfaces rouge et bleue de la figure 6.9.

La présence de la planète modifie le transport de moment cinétique du vent. La figure 6.10 montre le couple appliqué par le vent sur l'étoile et l'échange effectué entre les deux corps. On voit que l'action de la planète ne se résume pas au moment cinétique transmis à l'étoile, mais aussi au creux créé dans le couple dû au vent dont on peut situer l'extremum à proximité du rayon d'Alfvén, c'est-à-dire à la frontière de la zone morte dans le plan équatorial (pour des champs magnétiques stellaires dipolaires).

La variation de ces couples est précisément quantifiée dans (Strugarek et al., 2014b). On voit que dans certaines configurations l'influence des interactions magnétiques étoile-planète est du même ordre de grandeur que la perte de moment cinétique due au vent, et que ces effets se doivent d'être inclus pour mieux comprendre l'évolution du moment cinétique des étoiles et la dynamique des systèmes exoplanétaires.

Une approche complémentaire (voir Lovelace et al., 2008; Vidotto et al., 2009; Saur et al., 2013) permet de paramétrer le couple sur la planète par une traînée, telle un obstacle dans un écoulement (voir par exemple Kundu & Cohen, 2010). Le couple qui s'exerce sur la planète s'écrit alors :

$$\tau^P = c_d r_{\rm orb} A_{\rm obst} P_t, \tag{6.11}$$

où c_d est un coefficient de traînée, $A_{\rm obst}$ est une aire effective de l'obstacle, et P_t la pression totale

Table 6.2. Couples et modèle de traînée

Paramètre	Aligné	Anti-aligné	Perpendiculaire
$\tau_P(\tau_w)$	0.11	0.02	0.13
c_d	0.43	1.0	0.64
$A^{\rm th}_{\rm obst}(\pi R_p^2)$	4.4	4.4	4.0
$A_{\rm obst}(\pi R_p^2)$	72.4	5.1	25.0
$t_p(Ma)$	1.39×10^2	8.46×10^2	2.70×10^2

entourant la planète. Dans ce contexte, l'étude de simulations 3D est précieuse pour éliminer les effets géométriques dus à la représentation d'une planète dans une configuration axisymétrique, qui devient un tore. L'effet des interactions magnétiques est ainsi maximisé par l'étude en 2.5D. Bien que les simulations 3D soient nettement plus lourdes, l'étude faite dans Strugarek et al. (2015) permet de confirmer l'importance de l'alignement local du champ magnétique stellaire et planétaire sur l'intensité des interactions magnétiques étoile-planète.

La table 6.2 résume les paramètres associant le couple à la traînée. On remarque que l'alignement du champ change d'un facteur 7 le couple appliqué sur la planète. L'aire effective, liée au choix du coefficient de traînée, qui est laissé à 1 dans le cas anti-aligné [7], est en effet beaucoup plus grande dans le cas aligné. La connexion des lignes de champ magnétique entre la planète et l'étoile agrandit la taille effective de l'obstacle dans ce modèle de traînée.

Dans le cas perpendiculaire, où le champ magnétique stellaire est un quadrupôle, le couple total dû au vent est plus faible (cf. chapitre 3). La table 6.1 montre que la perte de moment cinétique est 20 fois inférieure au cas dipolaire. Ainsi, bien que l'interaction magnétique soit réduite dans le cas perpendiculaire, elle représente environ 10% du couple associé au vent, comme dans la configuration dipolaire alignée. C'est nettement supérieur au couple prédit par un modèle théorique de traînée où la surface de l'obstacle correspondrait à l'aire de la magnétosphère issue d'une simple balance de pression magnétique entre le vent et le champ de la planète (voir Vidotto et al., 2009). Cette aire théorique est calculée dans la table 6.2 et ne correspond à l'aire effective que dans le cas anti-aligné.

D'après ces études 2.5D et 3D, on peut donc estimer que le couple maximal exercé sur la planète peut atteindre environ 10% du couple exercé par le vent sur l'étoile.

6.2.3 Conséquences sur la migration planétaire

Les mécanismes de migration des Jupiters chauds, formés au-delà de la limite de glace, impliquent une dynamique complexe entre le disque et d'éventuels autres protoplanètes. L'influence des interactions magnétiques étoile-planète n'est probablement significative que lorsque la planète est très proche, en deçà du rayon de co-rotation avec le vent et surtout du rayon d'Alfvén. En effet, le couple décroît de façon exponentielle avec la distance de la planète au-delà du rayon d'Alfvén (voir figure 6.10).

7. La formule de calcul dans le cas aligné est liée au taux de reconnexion, et elle n'est probablement pas valide dans le cas anti-aligné (voir Strugarek et al., 2015; Neubauer, 1998; Zarka, 2007; Saur et al., 2013).

Les travaux Bouvier & Cébron (2015) semblent indiquer que les interactions magnétiques étoile-planète décrites dans Strugarek et al. (2014b), combinées aux effets de marées, ne peuvent probablement pas expliquer la perte de moment cinétique des étoiles jeunes en interaction avec leur disque [8]. L'interaction d'une planète géante au-delà du rayon de co-rotation (mais en deçà du point magnéto-sonique rapide), qui aurait donc tendance à freiner l'étoile, est plusieurs ordres de grandeurs inférieur à la croissance du moment cinétique due à la contraction. Ainsi, les mécanismes comme les vents générés par l'accrétion (Matt & Pudritz, 2005), ou les jets magnétosphériques (Ferreira, 2013), restent une piste privilégiée pour expliquer le relativement faible moment cinétique des étoiles en interaction avec leur disque.

Les effets des interactions magnétiques étoile-planète sont donc plutôt à rechercher du côté de l'accélération de la rotation des étoiles et de la migration vers l'étoile de Jupiters chauds. On s'intéresse donc à un scénario de migration, qui résulte en une destruction ou une absorption par l'étoile de la planète. Le moment cinétique projeté sur l'axe de rotation de l'étoile $\mathbf{e}_z$ de la planète orbitant autour de l'étoile s'écrit :

$$J_P = M_P (G M_\star R_{\rm orb})^{1/2}. \tag{6.12}$$

La migration des Jupiters chauds se produit lorsque le disque protoplanétaire est encore présent, et les paramètres stellaires de la jeune T-Tauri sont assez éloignés de ceux décrits dans le chapitre 5. Ainsi, on estime que la perte de masse peut être 10000 fois supérieure à celle du Soleil (Matt & Pudritz, 2005). Pour représenter cette situation, on peut considérer une normalisation de densité qui varie avec la même amplitude, ce qui implique un champ magnétique très intense. En choisissant $\rho_\star = 1.8 \times 10^{-10}$g.cm^{-3}, la normalisation de champ magnétique atteint 1.5 kG, ce qui correspond à l'ordre de grandeur observé pour les T-Tauri.

Dans ces conditions, le couple dû au vent est également plus intense, et l'on peut estimer le couple agissant sur la planète comme étant à peu près égal à $\tau_0^P = 0.1\tau_w$ (τ_w est le couple dû au vent lorsqu'il est à la frontière de la zone morte) et rajouter la dépendance en $r_{\rm orb}^{-4}$ observée dans l'étude paramétrique de Strugarek et al. (2014b) (voir figure 6.10). On obtient alors l'équation différentielle :

$$\frac{dJ_P}{dt} = \tau_0 \left(\frac{r_0}{r_{\rm orb}}\right)^4 = \tau_0 \left(\frac{J_{P,0}}{J_P}\right)^8, \tag{6.13}$$

où r_0 et $J_{P,0}$, sont le rayon « d'activation » des interactions magnétiques et le moment cinétique à ce rayon. On peut intégrer membre à membre cette équation différentielle :

$$\int {J_p}^8 dJ_p = \tau_0 {J_{P,0}}^8 \int dt, \tag{6.14}$$

ce qui donne le temps de migration t_P, pour que la planète perde tout son moment cinétique :

$$t_P = \frac{J_{P,0}}{9\tau_0}. \tag{6.15}$$

Le rayon d'activation des SPMI, celui où le couple est égal à 10% du couple lié au vent peut être assimilé au rayon d'Alfvén dans le plan équatorial, c'est-à-dire l'entrée de la zone morte ou au rayon de surface source si la topologie du champ magnétique stellaire est dipolaire. En considérant les

8. Néanmoins, l'aire effective utilisée dans leurs travaux est proche d'une configuration fermée, et ne représente pas un couple maximal. Des travaux en cours vont permettre de mieux quantifier ces effets grâces aux simulations 3D.

paramètres typiques d'une étoile T-Tauri, on peut donc utiliser la méthode décrite au chapitre 4 pour estimer ce rayon et le couple τ_0.

On considère donc une étoile de quelques millions d'années, de masse solaire, d'un rayon $R = 3R_\odot$, avec une température coronale de 3.5×10^5 K et un champ magnétique dipolaire d'environ 1 kG à l'équateur, ce qui correspond aux paramètres de l'étude 3D, $c_s/v_{esc} = 0.222$, et $v_A/v_{esc} = 1$. Dans ces conditions, le rayon d'Alfvén estimé est d'environ $12R_*$ et le couple associé au vent est $\tau_w = 8.2 \times 10^{35}$ ergs, ce qui donne *in fine* un temps de migration

$$t_P = 160 \times 10^6 \text{ années.} \tag{6.16}$$

Bien que la jeunesse d'une étoile sous la forme d'une T-Tauri dépasse rarement les 10 millions d'années, le temps de migration paraît compatible avec la destruction d'un Jupiter chaud s'étant aventuré dans les parages de son étoile, d'autant plus que les effets de marées ne sont pas pris en compte ici. Bien sûr, nos estimations utilisent un couple maximum avec des conditions extrêmes. Néanmoins, il apparaît que les interactions magnétiques ne peuvent être négligées dans la dynamique des planètes proches.

6.2.4 Structure 3D du flux de Poynting

Comme nous l'avons vu, l'échange de moment cinétique se fait grâce à un couple associé à un transfert d'énergie au sein des ailes d'Alfvén. Quantifier l'énergie mise en jeu dans les interactions magnétiques étoile-planète est crucial pour l'associer aux éventuels phénomènes émissifs observés dans ces systèmes, notamment dans la gamme radio (voir chapitre 7, Zarka, 2007; Grießmeier et al., 2007; Fares et al., 2010; Lecavelier des Etangs et al., 2013; Vidotto et al., 2015). Cette énergie est transportée par le vecteur de Poynting dont le flux s'exprime comme suit :

$$S_a = \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{\mu_0} \cdot \frac{\mathbf{c}_A^{\pm}}{|\mathbf{c}_A^{\pm}|}. \tag{6.17}$$

La structure de ce flux d'énergie, transporté le long des ailes d'Alfvén, est également fortement influencée par la topologie du champ magnétique stellaire. Le flux d'énergie est approximativement constant le long des caractéristiques, ou des ailes d'Alfvén, et il est caractérisé par la surface de la section sur une surface perpendiculaire aux ailes d'Alfvén. La figure 6.11 montre cette section dans les cas aligné et anti-aligné. Bien que les deux flux de Poynting aient une structure et une forme similaires, allongées dans le sens de l'écoulement, la section est nettement plus grande dans le cas aligné.

Dans le cas aligné, la structure du flux de Poynting est proche de celle dérivée analytiquement par Saur et al. (2013). En revanche pour les cas anti-alignés et perpendiculaire, le flux de Poynting est nettement inférieur (de deux ordres de grandeur) à celui prédit par ces travaux théoriques. Avec les paramètres stellaires d'une étoile de type T-Tauri, le flux moyenné le long des ailes d'Alfvén peut atteindre 10^{19} W.

Des émissions radiométriques (voir Grießmeier et al., 2007, et le chapitre 7) résultantes de ces interactions pourraient être détectés. De plus, la variabilité du champ magnétique stellaire, par exemple associée à un cycle tel qu'il est observé pour le Soleil (changement de polarité tous les 11 ans et un changement de topologie tous les 4 à 5 ans) pourrait être à l'origine d'une modulation des émissions radios observées. Des détections dans le domaine radio, combinées à des observations

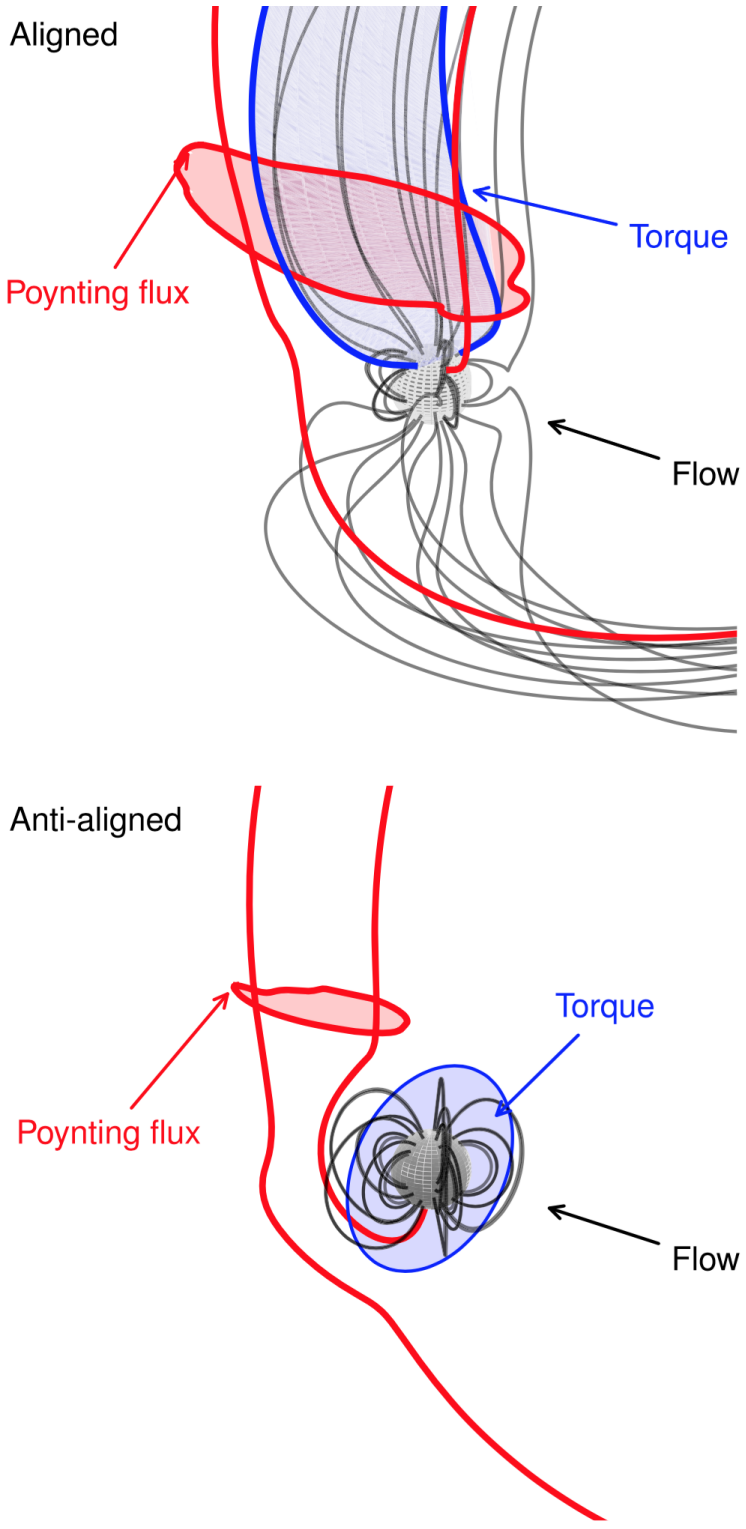


FIGURE 6.11 Flux de Poynting dans les ailes d'Alfvén, et aire effective du couple magnétique associé aux interactions magnétiques. La topologie du champ magnétique joue un rôle primordial dans l'intensité du flux de Poynting caractérisée par sa section (en rouge). Le couple, lui, s'applique sur une surface étendue dans le cas aligné (voir section 6.2).

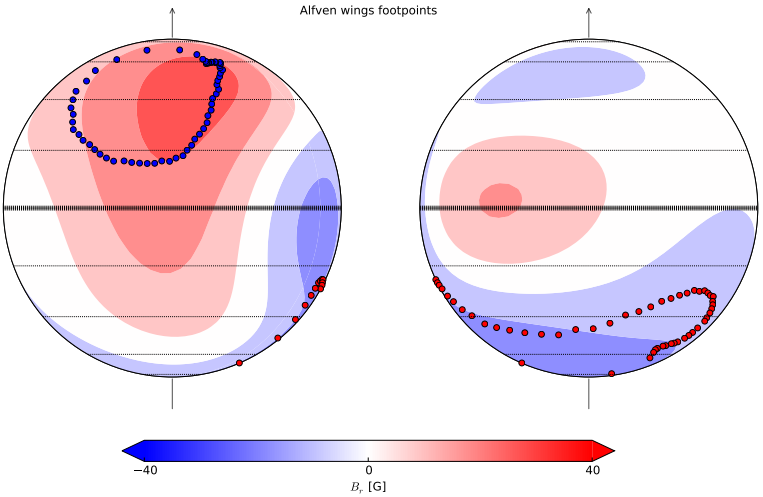


FIGURE 6.12 Points d'ancrage des ailes d'Alfvén dans le système Kepler-78, hôte d'un Jupiter chaud, au cours de sa révolution. Les concentrations de flux semblent correspondre avec ces points.

spectropolarimétriques pourraient alors efficacement contraindre les champs magnétiques stellaires et planétaires.

6.3 Discussion et perspectives

Nous avons présenté dans ce chapitre les premières études quantifiant les échanges de moment cinétique dûs aux interactions magnétiques étoile-planète dans le cas d'une planète proche. Nos travaux ont démontré que les processus de migration pour ces planètes proches doivent prendre en compte ces interactions, au moins pour les étoiles jeunes dont les vents sont intenses. Des travaux sont en cours pour obtenir des lois d'échelle des couples à partir de simulations 3D.

Ces modèles possèdent bien sûr les mêmes limites que ceux décrits au chapitre 3 et 5, en plus des questions posées par la modélisation des planètes, notamment lorsqu'elles ne possèdent pas de champ magnétique intrinsèque. Ainsi, une meilleure description de l'accélération du vent et de meilleures prescriptions pour la perte de masse pourraient avoir de l'importance sur l'étude de systèmes en particulier. Une étude préliminaire est en cours pour caractériser les effets des interactions magnétiques étoile-planète sur le système Kepler-78, en utilisant des observations spectropolarimétriques d'étoiles hôtes.

La figure 6.12 illustre les points d'ancrage des ailes d'Alfvén sur la surface de l'étoile, au cours du mouvement orbital de la planète. Du fait de la topologie complexe du champ magnétique de l'étoile, ces points décrivent des trajectoires qui diffèrent du cercle. De plus, le pôle magnétique positif semble correspondre avec le tracé des points d'ancrage, ce qui pourrait confirmer que les interactions magnétiques étoile-planète peuvent modifier les propriétés magnétiques de l'étoile. Qui de la poule ou de l'œuf ?

CHAPITRE 7

ÉMISSIONS DUES AUX INTERACTIONS ÉTOILE-PLANÈTE

Ce dernier chapitre s'intéresse aux émissions dans les plasmas magnétosphériques liés aux interactions MHD entre le vent d'une étoile et une planète. Notre approche utilise une loi empirique issue d'observations d'émissions radios dans le système solaire, qui permet de traiter les émissions comme un post traitement de simulations MHD d'une planète soumise à un vent stellaire. En effet, la grande majorité des planètes du système solaire qui possèdent un champ magnétique émettent un rayonnement cyclotron observable en radio. Nos travaux ont permis de fournir des prescriptions sur la densité et la température de la couronne, sa structure, la vitesse et la force du vent et le champ magnétique interplanétaire, pour des étoiles dont la masse, le rayon et la période de rotation varient. L'étude des émissions radio permet de prolonger notre analyse et d'en analyser les conséquences, en particulier sur des problématiques émergentes comme la détection de magnétosphère d'exoplanètes ou l'habitabilité.

La première partie introduit la physique des rayonnements cyclotron dans les magnétosphères planétaires. La section 7.2 présente une étude des émissions radio dans la magnétosphère de Mercure et fait le lien entre le flux de Poynting associé aux interactions magnétiques étoile-planète et d'éventuelles observations à venir permettant de caractériser les magnétosphères des Jupiters chauds.

7.1 Émission cyclotron dans les magnétosphères planétaires

Le mécanisme continu d'émission que nous allons étudier est le résultat de l'accélération [1] d'électrons au sein du plasma. La formule fondamentale décrivant l'émission d'un électron accéléré est due à Liénard (1898)(voir Lang, 1974) :

$$\frac{dP}{d\Omega} = \frac{e^2\dot{v}}{4\pi c^3}\frac{\sin^2\theta}{(1-\beta\cos\theta)^5}, \tag{7.1}$$

où $dP/d\Omega$ est la puissance émise par unité d'angle solide, $\beta = v/c$ et θ est l'angle de la ligne de visée et la direction commune de la vitesse et de l'accélération.

7.1.1 Cyclotron ou Synchrotron ?

Les émissions cyclotron et synchrotron sont la conséquence du mouvement de giration des électrons autour des lignes de champ magnétique. Le rayonnement synchrotron est associé à des électrons relativistes déviés dans leur trajectoire par la courbure du champ magnétique. Comme le montre la formule 7.1, à cause de la vitesse importante des électrons l'émission se produit sur un cône de demi largeur angulaire $\sqrt{1-\beta^2}$ (Lang, 1974). Ces émissions sont d'autant plus cohérentes que les électrons sont rapides et que le cône est étroit. Néanmoins, dans le système solaire le rayonnement observé n'est pas focalisé dans une direction particulière.

1. Au sens mécanique, la variation du vecteur vitesse.

Lorsque que les électrons sont non relativistes, la distribution 7.1 s'étend sur de larges valeurs de θ et le rayonnement se propage sur un cône plus large à une fréquence centrée sur la fréquence cyclotron définie par :

$$f_c = \frac{eB}{2\pi m_e}. \tag{7.2}$$

Dans le cas d'un champ magnétique d'une centaine de nT, on obtient $f_c \approx 3$ kHz, ce qui correspond au domaine kilométrique. Des signaux dans ce domaine, observés aux pôles lors d'évènements auroraux, ont été associés à un rayonnement cyclotron. Du fait de leur forte intensité (de 10^7 à 10^9 W), un mécanisme d'amplification est nécessaire pour expliquer ces observations. Wu & Lee (1979) ont proposé une amplification « MASER » du processus cyclotron dans les zones aurorales, c'est-à-dire près des cornets polaires entre la surface et quelques rayons planétaires. Le terme MASER dénote que ce rayonnement est émis de façon cohérente, ce qui pourrait l'associer à un processus synchrotron. Ce rayonnement, généré proche de la fréquence cyclotron, est néanmoins émis avec un angle très large par rapport au champ magnétique local (voir formule 7.1), par une population d'électrons non relativistes (aux alentours du keV), ce qui favorise le processus cyclotron.

Ce processus permet d'expliquer l'intensité et la polarisation de ces rayonnements, et s'est vu renforcé par de nombreuses observations venant des magnétosphères du système solaire (Desch & Kaiser, 1984; Zarka, 1992).

7.1.2 Bremßtrahlung

Le rayonnement « Bremßtrahlung » (freinage) est observé lors de collisions entre atomes et électrons, c'est-à-dire lorsque un électron est dévié par le champ coulombien d'un noyau. Ce dernier type de rayonnement recouvre un ensemble de phénomènes observables dans les étoiles, notamment dans les boucles coronales. L'expression générale exprimant l'émission d'une population d'électrons thermiques (dont la distribution est maxwellienne) par Bremßtrahlung s'écrit (Lang, 1974; Pinto et al., 2015) :

$$\epsilon(h\nu) = \epsilon_0 n^2 T^{-1/2} g_{\rm ff}(h\nu, T) \exp(-\frac{h\nu}{k_b T}), \tag{7.3}$$

où $h\nu$ est l'énergie du photon considéré, T et n la température et la densité supposées uniformes de l'hydrogène ionisé et $g_{\rm ff}$ le facteur de Gaunt. Ce processus est à l'origine des émissions de rayons X mous et durs dans la couronne (voir Pinto et al., 2015; Musset et al., 2015).

7.1.3 Choc d'un vent stellaire sur une magnétosphère planétaire

Les sources d'émissions radio résultent d'interactions entre le vent solaire et les magnétosphères planétaires ou même entre le plasma magnétosphérique des planètes géantes et leurs satellites. Une partie des énergies cinétique et magnétique de l'écoulement incident est transmise aux électrons piégés dans les lignes de champ magnétique.

Pour les planètes disposant d'un champ magnétique intrinsèque, généré par une dynamo interne, l'interaction avec le vent solaire suit une structure similaire à celle présentée dans la figure 7.1.

Le champ magnétique interplanétaire incident peut avoir une orientation différente en fonction de la position de la planète par rapport à la spirale de Parker (voir chapitres 1 et 5). La figure 7.1

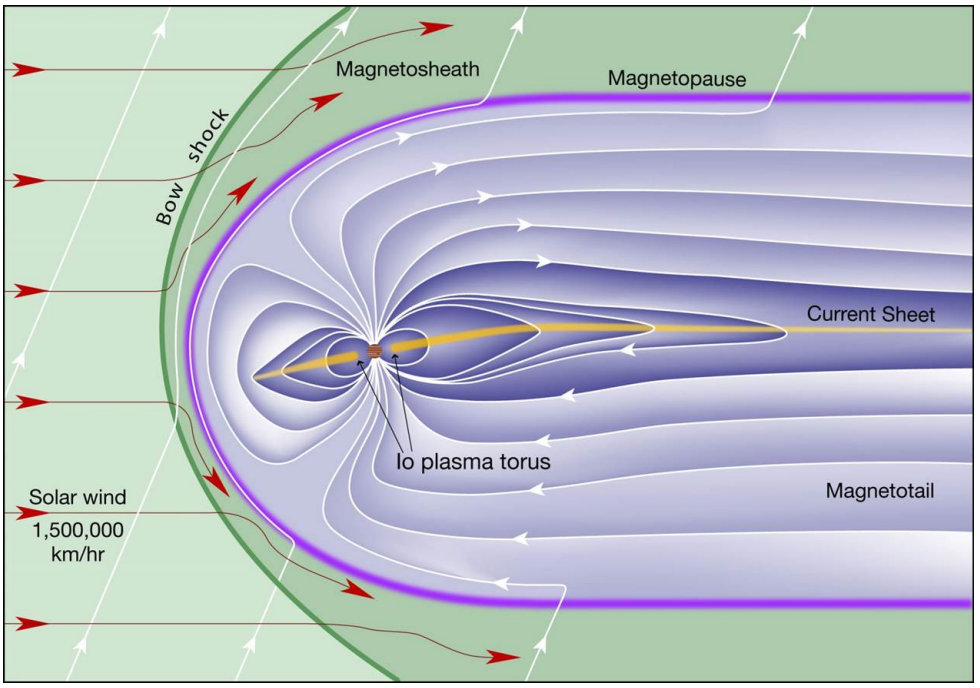


FIGURE 7.1 Magnétosphère planétaire dans un vent magnétisé. Ici, le cas particulier de Jupiter est représenté avec notamment le tore de plasma généré par les éjections du satellite Io.

montre une orientation perpendiculaire au champ magnétique planétaire. L'écoulement du vent est stoppé par la magnétosphère planétaire et forme un choc d'étrave en amont, si la planète est au-delà du point sonique, ce qui est le cas pour toutes les planètes du système solaire. L'écoulement redevient subsonique et subalfvénique au travers du choc, et la zone d'interface entre le milieu interplanétaire et la magnétosphère de la planète est appelée la magnétogaine (« *magnetosheath* »). Une partie des électrons est accélérée au niveau du choc d'étrave où l'écoulement est dévié le long de la magnétopause.

En aval de l'écoulement, la magnétosphère planétaire est allongée et s'étend bien plus loin qu'en amont. Ainsi, pour la Terre, le choc d'étrave se trouve environ à 10 rayons terrestres tandis que la queue magnétique s'étend jusqu'à $70R_T$. Dans le cas de Jupiter, qui dispose d'un champ magnétique plus intense et pour lequel le champ magnétique interplanétaire et la pression du vent solaire sont plus faibles, la magnétosphère s'étend de 50 à $100R_J$ en amont et jusqu'à plus de $7000R_J$ en aval (Khurana et al., 2004). Dans la queue magnétique, la structure idéalement dipolaire du champ magnétique planétaire forme des streamers similaires en structure avec ceux des champs magnétiques stellaires décrits aux chapitre 3, 4 et 5. Le contact de lignes de champ de polarité opposée donne naturellement naissance à une nappe de courant, source de reconnexions magnétiques.

Ces reconnexions magnétiques accélèrent les électrons et sont connues pour être responsables des émissions aurorales observées à proximité des pôles magnétiques. Une partie de l'énergie des électrons est ainsi émise dans le domaine radio (Wu & Lee, 1979).

7.1.4 Loi d'émission radio de Bode

Desch & Kaiser (1984) et Zarka (1992), à partir d'observations de la Terre, de Jupiter, Saturne, Uranus et Neptune depuis la Terre ou l'espace (notamment grâce aux sondes *Voyager* 1 et 2), ont montré que la puissance radio rayonnée était proportionnelle à la fois à la puissance cinétique du

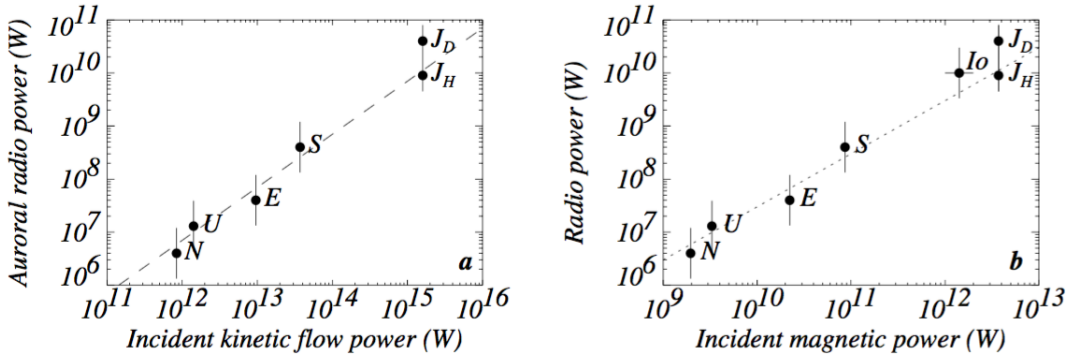


FIGURE 7.2 Loi de Bode pour les émissions radio aurorales dans le système solaire. Les valeurs J_H et J_D correspondent aux deux composantes de Jupiter observées dans le domaine hectométrique et décamétrique. Crédits Zarka et al. (2001).

vent incident et à sa puissance magnétique. Les variations des propriétés du vent solaire modulent en effet l'amplitude de ces émissions (Zarka, 2000), qui peuvent être interprétées comme une réponse de l'obstacle planétaire à l'écoulement magnétisé.

Ainsi, la loi de Bode [2] exprime la puissance radio mesurée en fonction des puissances cinétique et magnétique incidentes :

$$\mathcal{P}_{\rm radio} = \alpha \mathcal{P}_{\rm ram} = \alpha \rho v^2 (v \pi r_{\rm eq}^2), \tag{7.4}$$

et

$$\mathcal{P}_{\rm radio} = \beta \mathcal{P}_{\rm mag} = \beta B^2/(2\mu_0)(v \pi r_{\rm eq}^2), \tag{7.5}$$

où $\mathcal{P}_{\rm radio}$, $\mathcal{P}_{\rm ram}$ et $\mathcal{P}_{\rm mag}$ sont les puissances radio, cinétique et magnétique respectivement. $r_{\rm eq}$ est le rayon de la magnétosphère (distance à la magnétopause sur le côté jour) de l'écoulement. La figure 7.2 illustre l'accord des observations des émissions radio dans le système solaire avec ces deux lois. Les coefficients de proportionnalité (α, β) ajustés sur ces données sont (Zarka et al., 2001) :

$$\alpha \approx 7 \times 10^{-6}, \quad \beta \approx 2 - 10 \times 10^{-3}. \tag{7.6}$$

Il est difficile de différencier ces deux lois afin d'identifier clairement un processus à l'origine de l'accélération des électrons vers les cornets polaires. En effet, la puissance magnétique et la puissance cinétique ont la même dépendance radiale lorsque le vent a atteint sa vitesse terminale d'environ 400 km/s, car le champ magnétique peut être considéré comme complètement azimutal et s'écrire $B \approx (B_\star R_\star^2 \Omega_\star)/(vr)$. Ainsi, puissances cinétique et magnétique restent proportionnelles d'un facteur $\beta/\alpha \approx 400$, au-delà d'une unité astronomique.

Ainsi, on peut imaginer tout aussi bien des processus de reconnexion ayant lieu dans la queue magnétique et résultant du champ magnétique intercepté par la magnétosphère, ou des processus issus de la dynamique du choc d'étrave plutôt liés à l'énergie cinétique incidente. La formulation usant de la pression magnétique a tout de même l'avantage de pouvoir s'appliquer aux interactions particulières de Io avec la magnétosphère de Jupiter. En effet, en considérant à la place de la puissance magnétique, la puissance dissipée par les courants d'Alfvén (Zarka et al., 2001), on retrouve que les

2. Nommé ainsi d'après la loi de Bode magnétique liant le moment magnétique et le moment cinétique des corps (Blackett, 1947).

Table 7.1. Paramètres du vent solaire à l'orbite de Mercure

n (cm^{-3})	T (K)	v (km/s)	Mach
60	58000	250	6.25

Table 7.2. Décomposition du champ magnétique de Mercure

g_1 (nT)	g_2/g_1	g_3/g_1	g_4/g_1
-182	0.46096	0.1265	0.0301

émissions observées pour Io sont cohérentes avec la loi de Bode et une valeur proche de β. On peut donc penser que cette loi peut également s'appliquer aux Jupiter chauds présents dans la surface d'Alfvén d'autres étoiles (cf. chapitre 6).

Avant de revenir sur l'extrapolation de ce résultat aux exoplanètes, revenons dans le système solaire et penchons nous sur le cas de Mercure.

7.2 Structure 3D d'émissions dans la magnétosphère de Mercure

Cette section reprend les résultats d'un article publié, Varela et al. (2016b), calculant les émissions radio se produisant dans la magnétosphère de Mercure. Ces émissions sont confinées dans la magnétosphère car elles se propagent à une fréquence inférieure à la fréquence plasma du vent solaire, qui joue le rôle d'une fréquence de coupure. En effet, les paramètres typiques du vent solaire à l'orbite de Mercure, donnés dans la table 7.1, donnent une fréquence plasma

$$f_{\rm plasma} = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{ne^2}{\epsilon_0 m_{\rm e}}} = 70 \text{ kHz}, \tag{7.7}$$

tandis que la fréquence cyclotron maximale se situe autour de

$$f_{\rm c,max} = \frac{eB}{2\pi m_{\rm e}} = 830 \text{ Hz}, \tag{7.8}$$

où le champ magnétique planétaire de Mercure B est estimé autour de 100 nT. Plus précisément, le passage de la sonde *MESSENGER* a permis de caractériser le champ magnétique intrinsèque de Mercure comme un champ principalement axisymétrique dont le potentiel Ψ s'écrit à l'aide d'une décomposition multipolaire (Anderson et al., 2012) :

$$\Psi(r,\theta) = R_M \sum_{l=1}^{4} \left(\frac{R_M}{r}\right)^{l+1} g_l P_l(\cos\theta), \tag{7.9}$$

et les coefficients g_l sont donnés dans la table 7.2.

Bien que les émissions cyclotron MASER ne puissent être observées en dehors de la magnétosphère, on peut raisonnablement envisager que la magnétosphère de Mercure suive la loi de Bode décrite

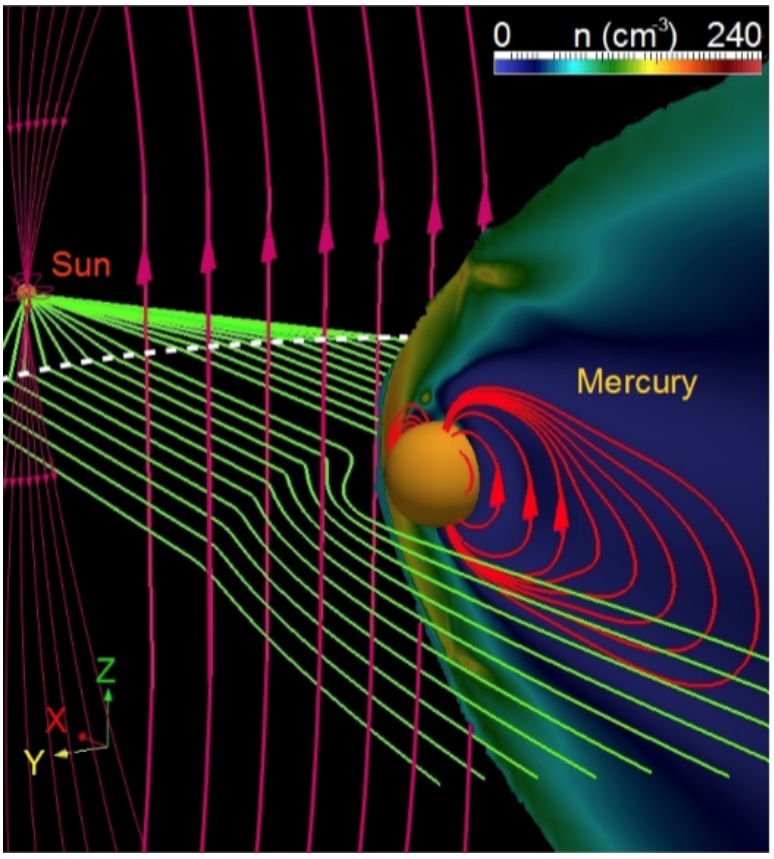


FIGURE 7.3 Illustration de la configuration numérique. Les lignes du champ magnétique interplanétaire sont représentées en magenta, et l'écoulement en vert. La densité dans le plan perpendiculaire à l'écliptique est représentée autour de Mercure et illustre le choc d'étrave en amont.

précédemment. À partir des données du champ magnétique de Mercure, le travail décrit ci-après, a permis d'analyser grâce à des simulations MHD les différentes zones d'interactions du vent solaire et de la magnétosphère et d'en déduire les potentielles émissions qui en résultent. Nous avons fait varier les paramètres du champ magnétique incident, orientation et intensité, ainsi que les paramètres hydrodynamiques du vent.

7.2.1 Configuration numérique

Le code PLUTO (Mignone et al., 2007) a ici encore été l'outil principal pour résoudre les équations de MHD idéale. Nous avons utilisé une configuration sphérique centrée sur Mercure qui s'étend de 0.6 à $12R_M$. La grille est régulière en (r, θ, φ) avec 192 points dans la direction radiale, 48 dans la direction latitudinale et 96 dans la direction longitudinale. Le solveur est de nouveau un solveur approché Harten, Lax, van Leer (HLL), tandis que la condition $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ est assurée par une méthode de « divergence cleaning » (Dedner et al., 2002).

Les conditions du vent solaire sont imposées sur une demi sphère représentant l'amont de l'écoulement, tandis que l'on impose des conditions de type *outflow*, sur la demi sphère en aval de l'écoulement. Au centre du domaine, le champ magnétique planétaire est imposé, et l'on coupe le champ du vent solaire à un rayon de $2R_M$. Entre le bord du domaine et la surface de la planète, on impose une région de couplage, qui permet de faire tendre la vitesse de l'écoulement vers zéro à la frontière du domaine et de fixer la vitesse d'Alfvén à l'intérieur de la planète, ce qui permet de contrôler le pas de temps.

Enfin un cône de vitesse nulle est imposé à l'initialisation en aval de la planète pour des raisons de stabilité. La simulation évolue jusqu'à ce que s'établisse un régime permanent. Par ailleurs, on considère que la rotation de Mercure est négligeable devant l'établissement de ce régime permanent (on n'impose donc pas de rotation propre à la planète).

Cette configuration a été validée en comparant les paramètres plasma mesurés sur la trajectoire de *MESSENGER* et ceux obtenus par la simulation (Varela et al., 2015, 2016a). La figure 7.3 montre une vue de la simulation en régime permanent, avec une coupe de la densité dans le plan perpendiculaire à $\mathbf{e}_y$. On voit la compression du champ magnétique de Mercure due à la pression dynamique du vent solaire. La magnétosphère est plus étendue en aval.

Les émissions peuvent être caractérisées, à partir des résultats de simulations, en calculant localement les flux d'énergies cinétique et magnétique dans la simulation :

$$\mathcal{P}_\mathrm{k} = \frac{1}{2}\rho\mathbf{v}|\mathbf{v}|^2, \tag{7.10}$$

$$\mathcal{P}_\mathrm{B} = \frac{\mathbf{E}\times\mathbf{B}}{\mu_0} \tag{7.11}$$

$$= \frac{(\eta\mathbf{J}-\mathbf{v}\times\mathbf{B})\times\mathbf{B}}{\mu_0}. \tag{7.12}$$

La dissipation associée à la résistivité de la grille est estimée à $\eta \approx 1.8\times10^8$ m^2/s, ce qui donne un nombre de Reynolds magnétique $R_\mathrm{m} = VL/\eta = 1350$, en utilisant les grandeurs caractéristiques de la simulation $V = 10^5$ m/s et $L = 2.44\times10^6$ m. Cette résistivité va permettre de dissiper l'énergie du vent solaire dans la magnétosphère, dans la région du choc d'étrave à cause d'une compression des lignes de champ et dans la région de reconnexion de la queue magnétique (près de la nappe de courant). On calcule donc la puissance nette dissipée pour chacun des flux d'énergies :

$$[\mathcal{P}_\mathrm{k}] = \int_V \nabla\cdot\frac{\rho\mathbf{v}|\mathbf{v}|^2}{2}dV, \tag{7.13}$$

$$[\mathcal{P}_\mathrm{B}] = \int_V \nabla\cdot\frac{\mathbf{E}\times\mathbf{B}}{\mu_0}dV. \tag{7.14}$$

La loi de Bode radiométrique permet ensuite directement d'estimer les émissions générées localement.

7.2.2 Influence du champ magnétique interplanétaire

On examine dans un premier temps l'influence du champ magnétique incident du vent solaire. Six simulations variant la direction du champ magnétique sont faites en conservant l'intensité du champ magnétique interplanétaire à 30 nT. L'axe Soleil-Mercure est défini comme l'axe x et on construit un repère cartésien direct (x, y, z). Les six cas correspondent alors aux cas où le champ est aligné respectivement selon $\mathbf{e}_x$, $-\mathbf{e}_x$, $\mathbf{e}_y$, $-\mathbf{e}_y$, $\mathbf{e}_z$,$-\mathbf{e}_z$. Ainsi le cas B{i}(neg) est (anti-)aligné avec l'axe $i \in \{x, y, z\}$. Le chiffre correspond à l'intensité de l'IMF, et le cas Bzneg3 est remplacé au profit de Bzneg2, pour lequel l'IMF est fixé à 20 nT. En effet, dans le cas Bzneg3, la magnétopause est situé sur la surface de Mercure et la MHD idéale n'est pas appropriée pour décrire la création d'une ionosphère, propre à ce genre de situation (cf. chapitre 6).

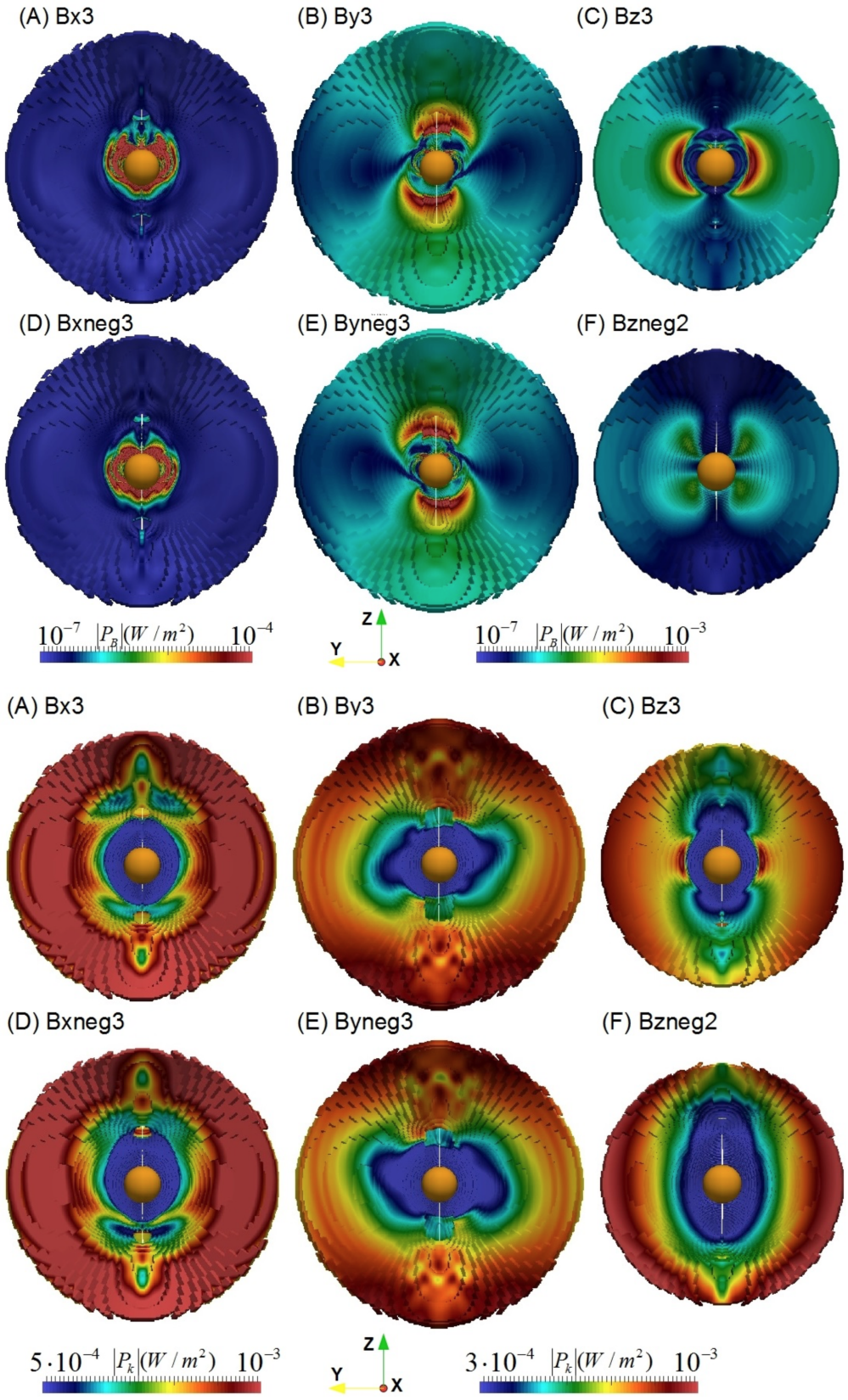


FIGURE 7.4 Flux d'énergies magnétique et cinétique en fonction de l'orientation de l'IMF. Le panneau supérieur représente le flux d'énergie magnétique. Il y a au minimum trois ordres de grandeur avec le flux d'énergie cinétique dans le panneau inférieur.

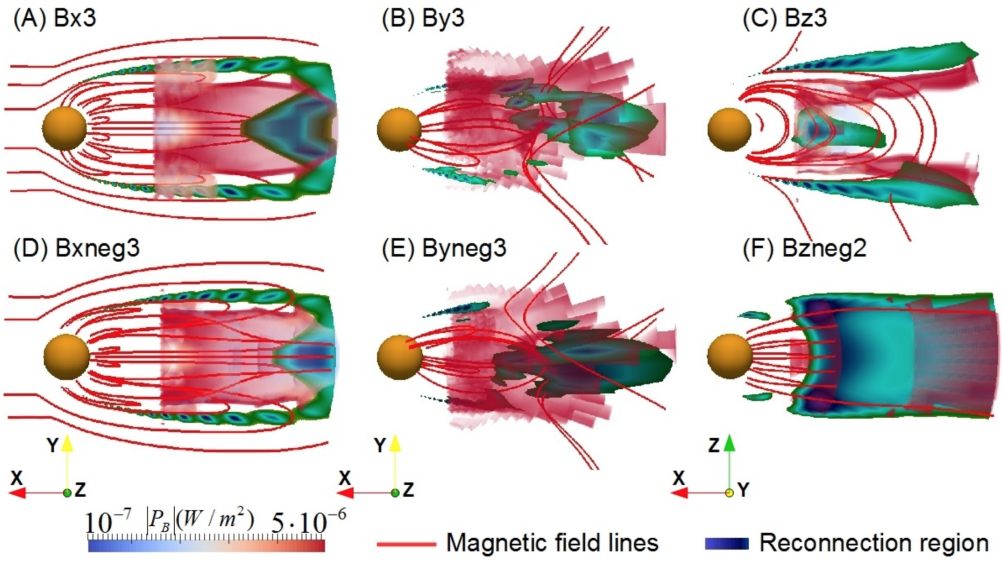


FIGURE 7.5 Régions de reconnexion dans la queue magnétique pour les six configurations.

Table 7.3. Puissance dissipée en fonction de l'orientation du champ

Modèle	$[\mathcal{P}_{\rm k}(DS)]$ (10^8 W)	$[\mathcal{P}_{\rm B}(DS)]$ (10^8 W)	$[\mathcal{P}_{\rm k}(NS)]$ (10^7 W)	$[\mathcal{P}_{\rm B}(NS)]$ (10^7 W)
Bx3	-4.6	-0.13	3.11	-1.61
Bxneg3	-4.71	-0.25	3.48	-0.84
By3	-5.93	-2.81	3.30	-7.95
Byneg3	-5.94	-2.83	3.50	-8.05
Bz3	-5.91	-2.95	-6.19	-4.31
Bz3neg	-11.4	-2.94	7.4	-13.5

La figure 7.4 montre les flux d'énergie dans une coupe perpendiculaire à la direction incidente du vent vus depuis l'arrière (« night side »), pour les six cas. D'une manière générale, le flux magnétique est moindre lorsque le champ magnétique interplanétaire (IMF) est le long de l'axe Soleil-Mercure. Les régions d'interaction sont concentrées dans deux rayons planétaires et sont négligeables au-delà. Dans les deux autres cas, on observe des régions d'interaction privilégiées qui correspondent aux reconnexions magnétiques et apparaissent le long de l'axe perpendiculaire à l'orientation de l'IMF. Elle sont quasi symétriques lorsqu'on inverse l'orientation du champ magnétique. Les reconnexions magnétiques sont moindres dans les cas Bx avec un flux maximal un ordre grandeur inférieur aux autres configurations, et il y a une nette influence de l'orientation (alignée ou non) dans les cas Bz, du fait de la différence de configuration (ouverte ou fermée, cf. chapitre 6).

Le flux d'énergie cinétique est plus ou moins uniforme en fonction des cas bien que l'on remarque que la structure de la magnétosphère (régions où le champ de vitesse est faible en bleu) soit allongée le long de l'orientation du champ magnétique. Les zones en vert sont caractéristiques de la région d'interface entre le choc d'étrave et la magnétopause, où le maximum d'énergie cinétique est susceptible d'être responsable de l'accélération des électrons.

La figure 7.5 montre cette fois dans une coupe dans le plan (x, z) les régions de reconnexions dans la queue magnétique.

La table 7.3 donne les puissances nettes intégrées sur les régions correspondant au choc d'étrave (≪ Day Side ≫ DS) et à la queue magnétique (≪ Night Side ≫ NS), pour les six différentes configurations. Lorsque les valeurs intégrées sont négatives, on a un transfert d'énergie cinétique ou magnétique du vent vers la magnétosphère de Mercure. Dans la queue magnétique les reconnexions peuvent être la source d'une accélération vers l'extérieur et ainsi donner un bilan positif de puissance cinétique (ce qui arrive dans tous les cas sauf Bz3).

On peut comparer ces résultats avec les estimations faites pour la loi de Bode. Pour cela, il faut estimer la taille de la magnétosphère (distance au choc d'étrave), ce que l'on peut faire en équilibrant la pression dynamique du vent avec la pression magnétique de la planète (voir Vidotto et al., 2010; Grießmeier et al., 2007), les autres contributions étant généralement négligeables, notamment la pression magnétique et thermique du vent à des orbites comme celle de Mercure (cf. chapitre 4). On peut également négliger les contributions autres que les composantes dipolaire pour B_θ et quadrupolaire pour B_r dans le champ magnétique équatorial de Mercure. Le rayon d'équilibre $x = r_{\rm eq}/R_M$ est alors solution de l'équation suivante :

$$x^{-4}\left[x^{-2} + 9\left(\frac{g_2}{g_1}\right)^2\right] = \frac{\rho v^2 2\mu_0}{g_1^2}, \Rightarrow x = \frac{r_{\rm eq}}{R_M} \approx 1.67, \tag{7.15}$$

ce qui correspond à la position du choc dans les simulations. L'estimation de la portion de la puissance interceptée par cette magnétosphère (voir équations 7.4, 7.5) s'écrit :

$$\mathcal{P}_{k,\rm est} = 6 \times 10^{10}\ \text{W}, \text{ et } \mathcal{P}_{B,\rm est} = 4 - 40 \times 10^{8}\ \text{W}. \tag{7.16}$$

Ces deux estimations donnent une puissance radio aux environs de 10^6 W en appliquant la loi de Bode. Si l'on compare ces valeurs avec celles de la table 7.3, on voit que la puissance cinétique dissipée dans la simulation est bien plus faible que celle idéalement interceptée par la magnétosphère de Mercure. Néanmoins, les mécanismes de dissipation n'étant pas vraiment maîtrisés dans nos simulations, on peut imaginer qu'une fraction plus grande de cette puissance dissipée sert pour les émissions radio. En ce qui concerne la valeur de la puissance magnétique dissipée, les valeurs sont plus proches, reflétant le fait que la simulation est sans doute plus à même de reproduire les mécanismes de dissipation, les reconnexions magnétiques dues à la diffusivité numérique du code, associés à l'énergie magnétique.

On choisit donc de favoriser la formulation 7.5 pour étudier la dépendance des émissions radio aux paramètres. La figure 7.6 montre l'influence de l'intensité du champ magnétique sur la puissance des émissions radio. Sur le côté jour (DS), les effets sont symétriques par rapport au cas sans champ magnétique (pour l'IMF), et les émissions augmentent avec l'amplitude du champ pour les cas By et Bz, tandis que les cas Bx y sont peu sensibles. Dans la zone de reconnexion de la queue, les configurations Bz ne sont pas symétriques et sont faibles pour des valeurs positives du champ magnétique interplanétaire, le champ magnétique planétaire étant en configuration fermée.

Dans Varela et al. (2016b), l'influence des paramètres hydrodynamiques du vent solaire sur les émissions est également étudiée. La puissance magnétique est une fonction croissante de la densité et de la vitesse du vent, mais montre de faibles variations à la température. Ces résultats confirment la réponse dynamique des émissions radio aux propriétés du vent solaire.

On peut prudemment tirer quelques enseignements de cette première étude (pour laquelle on ne

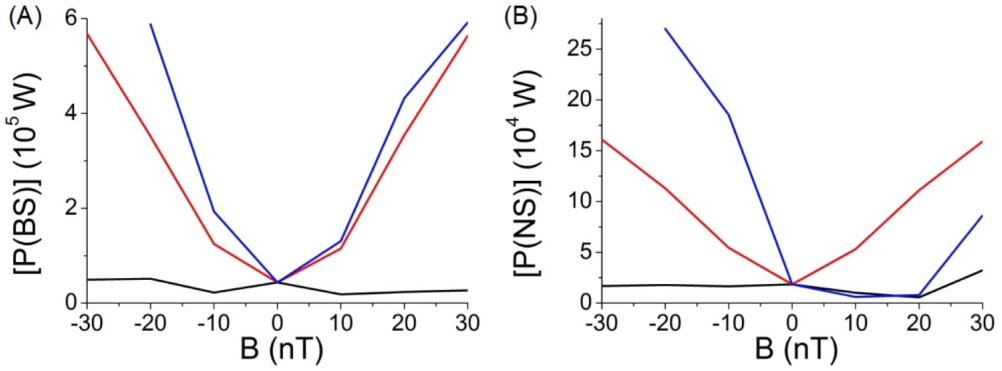


FIGURE 7.6 Variation des émissions radio avec l'intensité du champ magnétique interplanétaire. L'orientation de l'IMF selon x est représentée en noir, selon y en rouge et selon z en bleu. On suppose ($\alpha = 0, \beta = 2 \times 10^{-3}$, équation 7.5).

dispose pas d'observations). En supposant que la loi de Bode magnétique soit respectée pour Mercure, la dissipation de l'énergie magnétique incidente est sans doute le processus majoritaire dans l'accélération des électrons, et ce, côté jour. Il est intéressant de noter que grâce à ce processus, on peut également appliquer la loi de Bode aux obstacles magnétisés dans des régimes subalfvéniques, comme dans le cas du tore de plasma créé par Io (Zarka et al., 2001), ou celui des Jupiters chauds (Saur et al., 2013; Strugarek et al., 2015).

Toutefois, cette disposition peut tout à fait changer d'une planète à l'autre, car les conditions de vent et les champs magnétiques planétaires varient sur de nombreux ordres de grandeur. De plus la géométrie relative du champ magnétique interplanétaire et de celui de la planète est encore une fois un facteur important dans l'intensité des interactions. Les configurations où le champ est aligné selon $\mathbf{e}_z$ présentent des « hot spot » d'interaction magnétique. Ainsi d'éventuelles variations détectées peuvent nous renseigner sur chacune des composantes de ces interactions, notamment dans le cas des Jupiters chauds.

7.2.3 Détection de magnétosphères exoplanétaires

Le processus cyclotron MASER d'émission dans les magnétosphères a rapidement été identifié comme un moyen de détecter les champs magnétiques des exoplanètes. Grießmeier et al. (2007) donnent toute une série de conditions pour que de telles émissions puissent être détectées avec les instruments actuels et à venir. La première condition est bien sûr que la fréquence cyclotron soit supérieure à la fréquence plasma du vent solaire environnant. Puisque la fréquence plasma est linéaire avec la densité du vent, en supposant que la planète se trouve entre l'étoile et l'observateur, il suffit que le rayonnement réussisse à s'échapper de la magnétosphère pour nous parvenir.

Vient ensuite l'argument de la distance à la cible. Le flux radio décroît avec la distance d au carré et s'exprime :

$$\Phi = \frac{\mathcal{P}_{\text{radio}}}{\Omega \Delta f d^2}, \tag{7.17}$$

où Ω est l'angle solide (≈ 1.6 sr Zarka et al., 2004), et Δf est la largeur de bande, environ égale à la fréquence cyclotron maximale.

La puissance radio $\mathcal{P}_{\rm radio}$ dépend comme on l'a vu précédemment de la puissance cinétique ou magnétique incidente du vent ainsi que du champ magnétique planétaire.

Si l'on revient à l'application numérique faite au chapitre 6, sur la puissance circulant dans les ailes d'Alfvén, on obtenait une estimation maximale de $\approx 10^{19}$ W. Le seuil de détectabilité des antennes radio à venir telles que UTR-2 et LOFAR se situent entre 10^{-3} et 10^{-5} Jy. En faisant une hypothèse conservatrice à 10^{-4} Jy, on obtient une distance maximale pour la détection d'interactions magnétiques étoile-planète comme celle du chapitre 6,

$$d = \sqrt{\frac{\beta \mathcal{P}_B}{\Omega \Delta f \Phi}} \approx 1.3 \times 10^{19} \text{ m} \approx 400 \text{ pc}, \tag{7.18}$$

ce qui représente une fraction, petite, mais non négligeable de la voie lactée.

7.3 Discussion et perspectives

Ce chapitre tente de quantifier les émissions radio dans la magnétosphère de Mercure, qui ne sont malheureusement pas observables depuis la Terre. La loi de Bode radiométrique, vérifiée pour toutes les autres planètes du système solaire, semble s'appliquer à Mercure si les émissions radios proviennent principalement d'un transfert d'énergie magnétique du vent à la magnétosphère sur le côté jour. Cette étude montre également que les émissions sont structurées par l'orientation du champ magnétique interplanétaire, et que des points chauds apparaissent dans certaines configurations. Afin d'étendre ces simulations aux planètes géantes du système solaire, quelques développements numériques sont nécessaires, car le code ne supporte pas, à ce jour, les champs magnétiques trop intenses.

De futurs améliorations pourront permettre d'étudier plus précisément les mécanismes de dissipation et de transfert de l'énergie du vent, et de l'étendre aux exoplanètes. Par ailleurs, en appliquant la loi de Bode aux systèmes d'interactions étoile-planète (voir le chapitre 6), on peut calculer les émissions radio associées aux transferts d'énergie dans les ailes d'Alfvén. De futurs radiotélescopes permettront peut-être de détecter des émissions provenant de Jupiters chauds, afin de mieux contraindre ces interactions.

CHAPITRE 8

CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

L'organisation de ce manuscrit donne une bonne idée de la chronologie des recherches que j'ai effectuées pendant ces trois dernières années. Les chapitres 3, 4 et 5 de la première partie s'inscrivent dans une continuité, où de nouvelles questions émergent sans cesse de la tentative d'éclaircir les précédentes. Les problématiques qui ont guidées mes premières recherches sont liées à la compréhension de l'évolution de la rotation stellaire. L'influence de la topologie du champ magnétique sur le freinage des étoiles n'avait jusqu'alors jamais été précisément explorée et quantifiée. Grâce à plus de soixante simulations MHD faites avec le code PLUTO, nos travaux publiés dans Réville et al. (2015a) ont permis de montrer que la perte de moment cinétique d'une étoile, par l'effet de levier dû à sa dépendance au rayon d'Alfvén au carré, peut être diminuée de plus d'un ordre de grandeur en passant d'une topologie dipolaire à quadrupolaire. Cette tendance s'accentue pour des topologies plus complexes et une organisation du champ magnétique à petite échelle. La topologie s'avère donc être un bon candidat pour expliquer le changement de régime de la perte de moment cinétique (voir Brown, 2014).

Pour autant, aucune transition nette ne semble apparaître dans les observations de champ magnétique, et les cartes ZDI que nous avons utilisées dans le chapitre 5 montrent des topologies complexes, mais non exemptes d'une composante dipolaire qui domine à grande échelle, alors que certaines de ces étoiles semblent entrer dans un régime de saturation. L'effet de la topologie magnétique doit donc être quantifié plus subtilement, et c'est ce que nous nous sommes efforcés de faire en proposant une loi de freinage unique, qui dépend de la topologie à travers un seul paramètre, le flux magnétique ouvert (Réville et al., 2015a). L'efficacité de notre formulation générale est due au fait que le paramètre de magnétisation modifié $\Upsilon_{\rm open}$ ne tient compte que de l'énergie magnétique contenue dans les lignes de champ ouvertes et qui permettent le freinage de l'étoile. Le flux ouvert n'est malheureusement pas une observable au même titre que la rotation, la masse ou le champ magnétique de surface d'une étoile.

Aussi, nous avons proposé dans le chapitre 4 (Réville et al., 2015b) d'utiliser une extrapolation potentielle (le modèle PFSS) afin de calculer ce paramètre. Le rayon de surface source associé à l'extrapolation doit être choisi comme étant le rayon où les pressions dynamique et thermique du vent équilibrent la pression du champ magnétique stellaire. En utilisant cette méthode, on peut reproduire les flux ouverts issus des simulations du chapitre 3, et ainsi calculer des couples de freinage pour des paramètres stellaires donnés en minimisant les ressources nécessaires (voir chapitre 5, section 5.5). Pour les étoiles à fort taux de rotation, la prise en compte de l'effet magnéto-centrifuge s'est révélée essentielle au succès de cette méthode. Pour ce faire, j'ai repris et étendu les travaux de Sakurai (1985). Les observations ZDI offrent une occasion de confronter cette formulation avec les modèles d'évolution rotationnelle. Le modèle polytropique utilisé pour calculer le rayon de source surface nécessite de spécifier une température et une densité coronale « effective », qui permet, dans le cas du Soleil, de retrouver les valeurs de la vitesse terminale et de la perte de masse du vent. La

caractérisation du rayon de source surface grâce à ces modèles a donc soulevé de nouvelles interrogations. Comment extrapoler les valeurs de température et de densité effective à d'autres étoiles que le Soleil ?

Le chapitre 5 propose des prescriptions pour l'évolution de ces paramètres en fonction du taux de rotation. Ces prescriptions permettent à la fois de satisfaire (en partie) les observations de perte de masse (Wood et al., 2005) et la dépendance du couple magnétique au taux de rotation. Les simulations 3D faites dans ce chapitre (toujours avec le code PLUTO) donnent des pertes de masse et de moment cinétique relativement proches de celles qui peuvent être obtenues avec notre méthode semi-analytique. Elles viennent également confirmer l'efficacité de la formulation de freinage du chapitre 3. Les simulations numériques restent cependant essentielles pour caractériser les propriétés du vent, en particulier pour les étoiles jeunes. Notre étude montre une trimodalité de la distribution des vitesses, avec une composante rapide due à l'effet magnéto-centrifuge et à l'expansion superradiale des lignes de champ qui n'a pas d'équivalent dans le vent solaire. Plus généralement, les simulations 3D permettent de fournir une description précise de l'environnement des étoiles. Notre étude montre ainsi que les composantes lente et rapide des vents d'étoiles jeunes interagissent et forment des structures semblables aux régions d'interaction en co-rotation (CIRs) observées dans le système solaire. Le fait qu'elles apparaissent dans nos simulations pour les étoiles jeunes, mais pas dans le cas solaire, probablement à cause de notre modèle d'accélération du vent, montre que ces phénomènes sont vraisemblablement plus fréquents pour les étoiles à rotation rapide dont le champ magnétique est intense. Cette étude est désormais publiée dans *The Astrophysical Journal* (Réville et al., 2016).

La deuxième partie de cette thèse, qui démarre avec le chapitre 6, regroupe plusieurs travaux issus d'une collaboration sur les interactions étoile-planète pour lesquelles le vent stellaire, la perte de masse et de moment cinétique jouent un rôle essentiel. Ces travaux ont démarré, au début de ma thèse, par une étude axisymétrique qui a pu fournir les premières estimations du couple de freinage associé aux interactions magnétiques étoile-planète (Strugarek et al., 2014b). Ces travaux pionniers ont mis au jour un nouveau mécanisme capable d'influer sur la migration de Jupiters chauds et l'accélération de la rotation stellaire, au même titre que les effets de marées. Ce travail a ensuite été complété par une étude en trois dimensions qui a permis de mettre en évidence l'importance de la topologie du champ magnétique stellaire dans l'amplitude du couple entre les deux corps (Strugarek et al., 2015). Une étude est en cours pour fournir des lois d'échelle similaires à celles dérivées des cas 2D, à partir de simulations 3D. L'observation de systèmes hôtes de Jupiters chauds pourrait permettre de caractériser ces interactions, et l'utilisation de cartes spectropolarimétriques dans les simulations d'interactions magnétiques étoile-planète semble donner de premiers résultats encourageants (voir la section 6.3).

La caractérisation des propriétés magnétiques des systèmes exoplanétaires pourrait également venir d'observations d'émissions radio. Le chapitre 7 montre qu'une estimation des émissions radio dans la magnétosphère de Mercure peut être faite grâce à des simulations 3D centrées autour de la planète, et que différentes configurations du champ magnétique interplanétaire engendre des structures d'émissions différentes (Varela et al., 2016b). Ces simulations numériques pourraient être étendues à d'autres planètes, la principale limite étant aujourd'hui les difficultés numériques causées par un champ magnétique planétaire plus intense, comme ceux des planètes géantes du système solaire. Ces simulations permettraient de mieux contraindre le transfert d'énergie du vent grâce aux observations radio venant de ces planètes. Il est également possible que des structures dans les émissions

puissent être détectées grâce aux futurs radiotélescopes, permettant ainsi d'estimer les propriétés du champ magnétique planétaire, avec peut-être la possibilité d'étendre ces résultats aux systèmes exoplanétaires.

Cette thèse présente un ensemble de résultats permettant de faire le lien entre le magnétisme, l'évolution rotationnelle, le vent et la perte de masse, la structure du milieu interplanétaire et la dynamique des systèmes planétaires. La compréhension des processus physiques propres aux étoiles et à leur environnement passe bien sûr par la compréhension de notre système solaire. De nombreux mystères restent à éclaircir, notamment concernant la dynamique et l'accélération du vent solaire. Les futures missions de l'agence spatiale européenne (ESA) et de la « National Aeronautics and Space Admistration » (NASA), *Solar Orbiter* et *Solar Probe Plus*, vont permettre de contraindre les modèles d'accélération du vent et de chauffage de la couronne, ainsi que la structure des évènements dynamiques comme les éjections de masse coronale.

Il faut néanmoins se garder de penser notre système comme une référence absolue. La découverte d'autres systèmes planétaires a montré que la configuration du système solaire n'est pas canonique, et que seule une compréhension fine des processus physiques peut permettre d'étendre nos connaissances aux autres systèmes. La mission *PLATO* (Rauer et al., 2014) va permettre de caractériser à la fois les configurations planétaires et la structure stellaire grâce à l'astérosismologie. Ces observations devront être complétées par des modèles d'évolution de la dynamique des systèmes planétaires incluant les couples de freinage magnétique, de marées, ainsi que les couples dus aux interactions magnétiques étoile-planète.

Les perspectives qui se dessinent dans la continuité de mon travail de thèse sont nombreuses. La première est d'améliorer le modèle à l'origine de l'accélération du vent dans mes modèles 3D. Le modèle polytropique utilisé ici présente de nombreux avantages, notamment du fait de sa simplicité. Notre formulation de freinage exprime la perte de moment cinétique globale des étoiles comme une fonction du flux ouvert de la perte de masse. Il est probable que cette formulation reste correcte avec des descriptions plus avancées de l'accélération du vent. En effet, l'incapacité du modèle polytropique à créer une bimodalité des vitesses terminales du vent solaire ne devrait pas changer significativement le rayon d'Alfvén effectif tant que la perte de masse reste contrainte. Mais, si cette perte de masse est bien contrainte pour le Soleil, elle l'est beaucoup moins pour les autres étoiles. Nos prescriptions sur l'évolution de la densité et de la température coronale restent extrêmement empiriques et ne peuvent nous permettre d'accéder aux processus physiques responsables de la variation de la perte de masse et de moment cinétique en fonction des paramètres stellaires. Les modèles développés par Suzuki (2013), Lionello et al. (2014) sont des pistes privilégiées pour inclure une meilleure physique pour l'accélération du vent.

Par ailleurs, de tels modèles, même unidimensionnels pourraient être utilisés dans notre modèle semi-analytique (cf. chapitre 4), afin d'explorer leur influence sur les modèles d'évolution rotationnelle. En parallèle, nos prescriptions pour les couples magnétiques doivent être intégrées à l'étude de la dynamique des systèmes planétaires pour lesquels on dispose de plus en plus d'observations. Le code ESPEM, dont j'ai contribué au développement au sein de mon laboratoire et auquel je consacre l'annexe E, a cette vocation. Ce code permet d'intégrer le moment cinétique d'une étoile à deux couches et d'une planète en fonction des différents couples appliqués au système. J'espère continuer d'alimenter ce projet grâce à des modèles *ab initio* toujours plus pertinents.

La question de l'habitabilité est directement reliée à la dynamique des systèmes planétaires, à l'étude

du vent, et à la caractérisation des magnétosphères d'exoplanètes. Les problématiques d'émission que j'ai abordées dans mon chapitre 7 sont un premier pas vers un objectif plus large de post traitement de processus de rayonnement à partir de simulations MHD. Le calcul de rayonnements X et UV coronaux par bremßtrahlung constitue la prochaine étape. Cette démarche permettrait de relier directement les propriétés de la couronne au flux électromagnétique reçu par une planète qui détermine en premier lieu ses propriétés d'habitabilité.

Je terminerai par mentionner quelques problèmes ouverts liés aux domaines que j'ai abordé durant cette thèse et qui, s'il ne possèdent sans doute pas de réponse simple, ont l'avantage de se formuler succinctement.

— Quelle sont les mécanismes responsables du chauffage de la couronne ? Comment est accéléré le vent rapide et comment se dissipent les ondes d'Alfvén ?
— Comment expliquer les pertes de masses très importantes observées pour des étoiles dont la période est d'une vingtaine de jours [1] ?
— Quelle est la nature physique de la saturation de la perte de moment cinétique des étoiles jeunes ?
— Existe-t-il des processus dynamo qui permettent de changer fondamentalement la structure du champ magnétique, en privilégiant par exemple une répartition de l'énergie dans les très petites échelles ?
— Le Soleil est-il sujet à une transition dans son évolution rotationnelle ?

1. De nouvelles observations en UV (par exemple avec la proposition de mission M3 ARAGO) sont essentielles pour obtenir plus d'observations.

ANNEXE A

MHD ET VENTS STELLAIRES

A.1 MHD idéale pour les vents stellaires

Dans tout ce manuscrit, le cadre théorique utilisé pour décrire les processus physiques pertinents dans l'étude des vents stellaires est la magnétohydrodynamique (MHD). La MHD permet de décrire un plasma comme un fluide conducteur soumis à l'influence d'un champ électromagnétique $(\mathbf{E}, \mathbf{B})$. On peut dériver les équation de la MHD à partir de théories plus générales, comme la théorie cinétique et l'équation de transport (voir Gombosi, 1999; Gurnett & Bhattacharjee, 2000), ou encore à partir des équations de la relativité générale en champ de gravité faible (Lovelace et al., 1986a).

L'hypothèse principale qui sous-tend l'utilisation de la MHD est que le plasma est collisionnel, c'est-à-dire que le libre parcours moyen des particules est faible devant les dimensions caractéristiques du système. Le libre parcours moyen l peut être estimé par la formule (Spitzer, 1962) :

$$l \approx 3 \times 10^7 \frac{T^2}{n} \approx 4.3 \times 10^{-4} R_\odot, \tag{A.1}$$

à la surface du Soleil avec $T = 10^6$ K et $n = 10^8$ cm^{-3}. Cette valeur est deux ordres de grandeur inférieure à la résolution maximale de nos simulations (également à la surface du Soleil) [1]. On peut alors considérer que le plasma est en équilibre thermodynamique local, et on ne considère que l'évolution des grandeurs macroscopiques, le champ de vitesse, le champ magnétique, la pression et la densité. Les équations de la MHD reposent aussi sur le fait que le plasma est neutre, ce qui se caractérise plus précisément par le fait la longueur caractéristique du système L est très supérieure à la longueur d'écrantage de Debye

$$\lambda_D = \frac{\epsilon_0 k_B T_e}{n_e q_e^2}, \tag{A.2}$$

qui est de l'ordre de la dizaine de mètres dans le vent solaire. Les équations de la MHD sont alors le résultat du couplage des équations de Navier-Stokes et des équations de Maxwell. On peut les écrire de la façon suivante :

L'équation de conservation de la masse

$$\frac{\partial}{\partial t}\rho + \nabla \cdot \rho \mathbf{v} = 0. \tag{A.3}$$

L'équation de moment

$$\rho \left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \right) \mathbf{v} = -\nabla p + \mathbf{J} \times \mathbf{B} + \rho g, \tag{A.4}$$

1. l augmente cependant très rapidement avec la distance à la surface et des méthodes cinétiques sont souvent privilégiées pour étudier les interactions avec les planètes relativement lointaines du système solaire.

où les forces prises en compte sont le gradient de pression $-\nabla p$, la force de Lorentz $\mathbf{J}\times\mathbf{B}$ et la gravité ρg.

L'équation de Faraday

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\nabla \times \mathbf{E}, \tag{A.5}$$

et l'équation d'Ampère (où l'on néglige le courant de déplacement $\partial\mathbf{E}/\partial t$)

$$\mu_0 \mathbf{J} = \nabla \times \mathbf{B}, \tag{A.6}$$

avec μ_0 est la perméabilité magnétique du vide.

Vient ensuite **la loi d'Ohm généralisée** qui permet de relier la densité de courant au champ électromagnétique

$$\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B} = \frac{1}{\sigma}\mathbf{J}, \tag{A.7}$$

où σ est la conductivité électrique du plasma. Une équation d'état, par exemple de type polytropique est nécessaire pour pouvoir fermer le système d'équations (cf. chapitre 1, 3).

En insérant la loi d'Ohm dans l'équation de Faraday, on obtient l'équation d'induction

$$\begin{aligned}
\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} &= -\nabla \times \mathbf{E}, && \text{(A.8)}\\
&= -\nabla \times \left(-\mathbf{v} \times \mathbf{B} + \sigma \mathbf{J}\right), && \text{(A.9)}\\
&= \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) - \frac{1}{\sigma\mu_0}\nabla \times (\nabla \times \mathbf{B}), && \text{(A.10)}\\
&= \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) - \frac{1}{\sigma\mu_0}(\nabla(\nabla \cdot \mathbf{B}) - \nabla^2\mathbf{B}), && \text{(A.11)}\\
&= \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) + \eta\nabla^2\mathbf{B}, && \text{(A.12)}
\end{aligned}$$

car $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$, et en définissant la diffusivité magnétique $\eta = 1/(\sigma\mu_0)$. Si la conductivité du plasma est très importante, en particulier si le nombre de Reynolds magnétique défini par

$$\mathrm{Rm} = \frac{VL}{\eta} \gg 1, \tag{A.13}$$

on entre alors dans le régime de la MHD idéale et l'équation d'induction se réduit à :

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}). \tag{A.14}$$

Dans le vent solaire, le nombre de Reynolds magnétique est de l'ordre de 10^{15}, et l'on peut donc négliger le terme diffusif. Dans ce cadre, les lignes de champ magnétique sont gelées dans l'écoulement, comme le montre la section suivante.

A.2 Théorème du gel

Le flux magnétique passant à travers une surface délimitée par un contour fermé se mouvant avec le fluide est constant dans le temps.

Pour prouver ce théorème, considérons un contour fermé C entourant une surface S entre les instants t et $t + dt$, le flux magnétique est défini par :

$$\Phi_B = \int_S \mathbf{B} \cdot d\mathbf{A}, \tag{A.15}$$

et sa dérivée est donnée par :

$$\frac{d\Phi_B}{dt} = \int_S \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \cdot d\mathbf{A} + \int_C \mathbf{B} \cdot (\mathbf{v} \times dl), \tag{A.16}$$

ou encore :

$$\frac{d\Phi_B}{dt} = \int_S \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \cdot d\mathbf{A} + \int_C dl \cdot (\mathbf{B} \times \mathbf{v}). \tag{A.17}$$

En appliquant le théorème de Stokes on obtient :

$$\frac{d\Phi_B}{dt} = \int_S [\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} - \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B})] \cdot d\mathbf{A} = 0, \tag{A.18}$$

du fait de l'équation (A.14). Considérons maintenant deux contours fermés C_1 et C_2 connectés par des lignes de champ magnétique. Ces lignes forment un tube de flux avec un flux magnétique total Φ_B constant dans le temps. En faisant tendre l'aire de la surface délimitée par les deux contours vers 0 le tube de flux devient une ligne de champ, complètement contrainte par les mouvements du fluide. On dit que le champ magnétique est « gelé » dans le fluide. Une autre façon équivalente d'exprimer ce théorème est la proposition suivante :

Si une courbe se mouvant avec le fluide est originellement une ligne de champ magnétique alors elle le restera.

Ce théorème est essentiel pour comprendre les liens entre la topologie du champ magnétique et la nature de l'écoulement en MHD idéale. Il est aussi important de le garder en tête pour tirer le maximum des visualisations des simulations qui seront données.

Enfin, remarquons qu'en MHD idéale, la loi d'Ohm se réécrit comme suit :

$$\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B} = 0. \tag{A.19}$$

A.3 Modes MHD

L'étude des ondes qui peuvent se propager dans un plasma décrit par la magnétohydrodynamique est essentielle pour comprendre la nature des interactions entre différentes entités à différentes positions du domaine. En effet, ce sont ces ondes qui propagent l'information à travers le milieu. La MHD permet l'apparition d'autres modes que les simples modes acoustiques propres à l'hydrodynamique. Pour caractériser ces modes, considérons les équations perturbées par des oscillations périodiques autour d'un équilibre. On écrit :

$$\rho_m = \rho_0 + \tilde{\rho}\exp[i(\mathbf{k}\cdot\mathbf{r} - \omega t)] \tag{A.20}$$
$$\mathbf{v} = \mathbf{v_0} + \tilde{\mathbf{v}}\exp[i(\mathbf{k}\cdot\mathbf{r} - \omega t)] \tag{A.21}$$
$$p = p_0 + \tilde{p}\exp[i(\mathbf{k}\cdot\mathbf{r} - \omega t)] \tag{A.22}$$
$$\mathbf{B} = \mathbf{B_0} + \tilde{\mathbf{B}}\exp[i(\mathbf{k}\cdot\mathbf{r} - \omega t)] \tag{A.23}$$

Posons pour simplifier $\mathbf{v}_0 = 0$ et supposons $\mathbf{B_0}$ constant.

En introduisant ces expressions dans les équations linéarisées de la MHD et en réécrivant la relation de fermeture $\nabla P = c_s^2 \nabla\rho$ avec $c_s = \sqrt{\gamma p/\rho}$ on a [2] :

$$\frac{\partial\tilde{\rho}}{\partial t} + \rho_0(\nabla\cdot\mathbf{v}) = 0, \tag{A.24}$$

$$\rho_0\frac{\partial\tilde{\mathbf{v}}}{\partial t} + c_s^2\nabla\tilde{\rho} + \frac{1}{\mu_0}\mathbf{B_0}\times(\nabla\times\tilde{\mathbf{B}}) = 0, \tag{A.25}$$

$$\frac{\partial\tilde{\mathbf{B}}}{\partial t} - \nabla\times(\tilde{\mathbf{v}}\times\mathbf{B_0}) = 0. \tag{A.26}$$

En dérivant par rapport au temps l'équation (A.25), en substituant les termes en combinant les autres équations et en introduisant la vitesse d'Alfvén :

$$\mathbf{v_A} = \frac{\mathbf{B_0}}{\sqrt{\mu_0\rho_0}}, \tag{A.27}$$

on obtient une équation qui ne dépend que de la perturbation en vitesse $\tilde{\mathbf{v}}$:

$$\frac{\partial^2\tilde{\mathbf{v}}}{\partial t^2} - c_s^2\nabla(\nabla\cdot\tilde{\mathbf{v}}) + \mathbf{v_A}\times(\nabla\times(\nabla\times(\tilde{\mathbf{v}}\times\mathbf{v_A}))) = 0. \tag{A.28}$$

Compte-tenu des expressions de nos variables (on peut dire aussi que l'on prend la transformée de Fourier de l'équation), on obtient :

$$-\omega^2\tilde{\mathbf{v}} + c_s^2(\mathbf{k}\cdot\tilde{\mathbf{v}})\mathbf{k} - \mathbf{v_A}\times(\mathbf{k}\times(\mathbf{k}\times(\tilde{\mathbf{v}}\times\mathbf{v_A}))) = 0, \tag{A.29}$$

ce qui après un peu de travail donne la relation de dispersion suivante :

$$-\omega^2\tilde{\mathbf{v}} + (c_s^2 + v_A^2)(\mathbf{k}\cdot\tilde{\mathbf{v}})\mathbf{k} + (\mathbf{k}\cdot\mathbf{v_A})((\mathbf{k}\cdot\mathbf{v_A})\tilde{\mathbf{v}} - (\mathbf{v_A}\cdot\tilde{\mathbf{v}})\mathbf{k} - (\mathbf{k}\cdot\tilde{\mathbf{v}})\mathbf{v_A}) = 0. \tag{A.30}$$

Cas $\mathbf{k}\perp\mathbf{B_0}$: Onde magnéto-sonique

On obtient à partir de cette relation les différents modes permis par la magnétohydrodynamique. Le premier et le plus simple est le mode magnéto-sonique, obtenu en supposant une propagation de l'onde perpendiculairement au champ magnétique, c'est-à-dire $\mathbf{k}\perp\mathbf{B_0}$. La relation de dispersion devient alors :

$$-\omega^2\tilde{\mathbf{v}} + (c_s^2 + v_A^2)(\mathbf{k}\cdot\tilde{\mathbf{v}})\mathbf{k}. \tag{A.31}$$

2. Pour plus de détails sur cette étape de linéarisation voir Gombosi (1999), chapitre 5.

On déduit de cette relation que la direction de propagation est parallèle à la perturbation en vitesse, et se propage à la vitesse $v_{MS} = \sqrt{c_s^2 + v_A^2}$, compte-tenu de la relation : $\omega = k\sqrt{c_s^2 + v_A^2}$.

Cas $\mathbf{k} \parallel \mathbf{B_0}$ Onde sonore et onde d'Alfvén

Onde Sonore

Dans le cas d'une propagation de l'onde parallèle au champ magnétique, la relation de dispersion devient :

$$(k^2 v_A^2 - \omega^2)\tilde{\mathbf{v}} + (\frac{c_s^2}{v_A^2} - 1)k^2(\tilde{\mathbf{v}} \cdot \mathbf{v_A})\mathbf{v_A} = 0. \tag{A.32}$$

Si la perturbation en vitesse est aussi parallèle à la direction de propagation (et donc au champ magnétique), la solution est l'onde sonore caractérisée par :

$$\omega = c_s k. \tag{A.33}$$

Onde d'Alfvén

Quand la perturbation en vitesse est perpendiculaire à la direction de propagation, la relation de dispersion donne :

$$\omega = v_A k. \tag{A.34}$$

On a donc affaire a une onde se propageant à la vitesse d'Alfvén, onde qui ne perturbe que le champ magnétique et la vitesse, la densité restant constante.

D'une manière plus générale, on peut définir une onde se déplaçant à un angle quelconque θ, où θ est défini comme l'angle entre la direction de propagation et le champ magnétique. En revenant à l'équation (A.29), on peut rechercher les solutions non triviales du système en mettant son déterminant à zéro. S'en suit la relation de dispersion suivante englobant les cas précédents :

$$\omega(\omega - k^2 v_A^2 cos^2\theta)[\omega^4 - \omega^2 k^2(c_s^2 + v_A^2) + c_s^2 v_A^2 k^4 cos^2\theta] = 0. \tag{A.35}$$

D'où la formule générale pour l'onde d'Alfvén :

$$\omega = (v_A \cos\theta)k, \tag{A.36}$$

et les ondes magnéto-soniques rapides $(+)$ et lentes $(-)$:

$$\omega = k\sqrt{\frac{1}{2}(c_s^2 + v_A^2) \pm \frac{1}{2}\sqrt{(c_s^2 + v_A^2)^2 - 4c_s^2 v_A^2 cos^2\theta}}. \tag{A.37}$$

Les modes MHD magnétiques et acoustiques peuvent donc apparaître indépendamment ou couplés, et on observe dans le vent solaire du transfert d'énergie des modes d'Alfvén peu dissipatifs vers des modes compressibles. Tout au long du manuscrit, on fait référence aux surfaces sonore, d'Alfvén, magnéto-soniques rapide et lente. Ces surfaces sont l'ensemble des points où l'écoulement atteint les différentes vitesses qui leur sont liées et où l'information ne peut plus revenir à l'étoile selon ce mode particulier.

A.4 Équilibre axisymétrique et équations intégrales

Une grande partie des travaux de cette thèse a été effectuée dans une configuration axisymétrique. Dans ce cas particulier la magnétohydrodynamique idéale possède des propriétés particulières que nous allons développer ici. On se place dans un repère cylindrique (R, φ, Z), et pour chaque champ scalaire ou vectoriel, l'opérateur $\partial \cdot / \partial \varphi = 0$.

Théorème 1 : $\forall$ le champ axisymétrique à divergence nulle $\mathbf{B}$ on peut écrire :

$$\mathbf{B} = \frac{1}{R} \nabla \Psi \times \mathbf{e}_\varphi + B_\varphi \mathbf{e}_\varphi, \tag{A.38}$$

où Ψ est la fonction de flux de la composante poloïdale de $\mathbf{B}$.

Démonstration :
Puisque $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$, le champ admet un potentiel vecteur $\mathbf{A}$ tel que $\nabla \times \mathbf{A} = \mathbf{B}$. Or $\partial \cdot / \partial \varphi = 0$ et :

$$\nabla \times \mathbf{A} = \frac{1}{R} \left[-R \frac{\partial A_\varphi}{\partial Z} \mathbf{e}_R + \frac{\partial R A_\varphi}{\partial R} \mathbf{e}_Z \right] + B_\varphi \mathbf{e}_\varphi. \tag{A.39}$$

En posant

$$\Psi = R A_\varphi, \tag{A.40}$$

on obtient la relation recherchée.
Les contours du champ scalaire Ψ sont les lignes de champ magnétique du champ poloïdal B_p.

Théorème 2 : $\forall$ le champ scalaire f, la relation :

$$\mathbf{B}_p \cdot \nabla f = (\nabla \Psi \times \mathbf{e}_\phi) \cdot \nabla f = 0, \tag{A.41}$$

implique que la quantité f est conservée le long des lignes de champ magnétique. La MHD idéale admet un certain nombre de champs scalaires qui vérifient cette condition.

Quantités conservées
La composante toroïdale de l'équation de Maxwell-Faraday, donne car $E_\varphi = 0$:

$$v_p = \kappa(R, Z) B_p. \tag{A.42}$$

Or, par conservation de la masse et puisque $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$, on a :

$$\begin{aligned} \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) &= \nabla \cdot (\rho \kappa \mathbf{B}_p), && \text{(A.43)} \\ &= \mathbf{B}_p \cdot \nabla (\rho \kappa), && \text{(A.44)} \\ &= (R^{-1} \nabla \Psi \times \mathbf{e}_\varphi) \cdot \nabla (\rho \kappa), && \text{(A.45)} \\ &= 0. && \text{(A.46)} \end{aligned}$$

Ainsi, la quantité $K(\Psi) = \mu_0 \rho \kappa = \mu_0 \rho v_p / B_p$ est constante le long de lignes de champ.

On peut ensuite remarquer que :

$$\begin{aligned}
\mathbf{v}\times\mathbf{B} &= (\mathbf{v}_p + v_\varphi \mathbf{e}_\varphi)\times(\mathbf{B}_p + B_\varphi \mathbf{e}_\varphi)\,, && \text{(A.47)}\\
&= -v_p B_\varphi \left(\frac{\nabla\Psi}{RB_p}\times\mathbf{e}_\varphi\right)\times\mathbf{e}_\varphi + v_\varphi B_p \mathbf{e}_\varphi \times \left(\frac{\nabla\Psi}{RB_p}\times\mathbf{e}_\varphi\right), && \text{(A.48)}\\
&= \frac{1}{R}\left(-v_p\frac{B_\varphi}{B_p} + v_\varphi\right)\nabla\Psi, && \text{(A.49)}\\
&\equiv \Omega_{\text{eff}}\nabla\Psi. && \text{(A.50)}
\end{aligned}$$

Par ailleurs, pour un équilibre stationnaire :

$$\begin{aligned}
(\nabla\times\mathbf{E})_\varphi &= (\nabla\times(\mathbf{v}\times\mathbf{B}))_\varphi,\\
&= 0, && \text{(A.51)}
\end{aligned}$$

ce qui signifie que :

$$\begin{aligned}
\frac{\partial}{\partial Z}\left(\Omega_{\text{eff}}\frac{\partial\Psi}{\partial R}\right) - \frac{\partial}{\partial R}\left(\Omega_{\text{eff}}\frac{\partial\Psi}{\partial Z}\right) &= 0, && \text{(A.52)}\\
\frac{\partial\Omega_{\text{eff}}}{\partial Z}\frac{\partial\Psi}{\partial R} - \frac{\partial\Omega_{\text{eff}}}{\partial R}\frac{\partial\Psi}{\partial Z} &= 0, && \text{(A.53)}
\end{aligned}$$

car $\partial^2\Psi/(\partial Z\partial R) = \partial^2\Psi/(\partial Z\partial R)$. Ainsi, on retrouve la relation :

$$(\nabla\Psi\times\mathbf{e}_\varphi)\cdot\nabla\Omega_{\text{eff}} = 0, \qquad \text{(A.54)}$$

et la quantité $\Omega_{\text{eff}}(\Psi) = R^{-1}(v_\varphi - v_p B_\varphi/B_p)$, qui est la dérivée selon Ψ du potentiel électrostatique est conservée le long des lignes de champ.

En prenant la composante toroïdale de l'équation d'Euler (A.4), on obtient :

$$\begin{aligned}
\rho(\mathbf{v}\cdot\nabla)\mathbf{v}\cdot\mathbf{e}_\varphi &= (\mathbf{J}\times\mathbf{B})\cdot\mathbf{e}_\varphi && \text{(A.55)}\\
\rho\mathbf{v}\cdot\nabla v_\varphi &= J_Z B_R - J_R B_Z && \text{(A.56)}\\
\rho R^{-1}\mathbf{v}_p\cdot\nabla(Rv_\varphi) &= (\mu_0 R)^{-1}\mathbf{B}_p\cdot\nabla(RB_\varphi) && \text{(A.57)}\\
K(\Psi)\mu_0^{-1}\mathbf{B}_p\cdot\nabla(Rv_\varphi) &= \mu_0^{-1}\mathbf{B}_p\cdot\nabla(RB_\varphi) && \text{(A.58)}\\
& && \text{(A.59)}
\end{aligned}$$

Ainsi

$$\mathbf{B}_p\cdot\left(Rv_\varphi - R\frac{B_\varphi}{K(\Psi)}\right) = 0, \qquad \text{(A.60)}$$

et $\Lambda(\Psi)\equiv R(v_\varphi - B_\varphi/K(\Psi))$, est conservée le long des lignes de champ.

Enfin, en faisant le produit scalaire de l'équation (A.4) avec $\mathbf{v}_p$ (ce qui revient à la transformer en équation sur l'énergie), on obtient :

$$0 = \mathbf{v}_p \cdot \nabla(\frac{v^2}{2} + \frac{\gamma}{\gamma-1}p + \Phi_g) - \mathbf{v}_p \cdot \frac{\mathbf{J}\times\mathbf{B}}{\rho}, \tag{A.61}$$

où $\Phi_g = GM_\star/R$ est le potentiel gravitationnel. En remarquant que (voir Ferreira, 2002, 2013) :

$$\begin{aligned} \mathbf{v}_p \cdot \frac{\mathbf{J}\times\mathbf{B}}{\rho} &= \Omega_{\rm eff} R \frac{(\mathbf{J}\times\mathbf{B})|_\varphi}{\rho}, & \text{(A.62)} \\ &= \mathbf{B}_p \cdot \nabla(\Omega_{\rm eff} R B_\varphi), & \text{(A.63)} \end{aligned}$$

on obtient que l'intégrale de Bernoulli $E(\Psi) = 1/2(v^2)+\gamma/(\gamma-1)p/\rho-\Phi_g+\Omega_{\rm eff}RB_\varphi/K$, est conservée le long des ligne de champ. L'entropie définie par $S = p\rho^{-\gamma}$ est elle aussi une quantité conservée.

On voit donc que dans le cas axisymétrique, les équations de la MHD peuvent se mettre sous la forme des 5 équations intégrales suivantes :

$$\begin{aligned} K(\Psi) &= \mu_0\rho\frac{v_p}{B_p}, & \text{(A.64)} \\ \Lambda(\Psi) &= R\left(v_\varphi - \frac{B_\varphi}{K(\Psi)}\right), & \text{(A.65)} \\ \Omega_{\rm eff}(\Psi) &= R^{-1}\left(v_\varphi - \frac{K(\Psi)B_\varphi}{\mu_0\rho}\right), & \text{(A.66)} \\ E(\Psi) &= \frac{1}{2}(v^2) + \frac{\gamma}{\gamma-1}\frac{p}{\rho} - \Phi_g + \Omega_{\rm eff}R\frac{B_\varphi}{K}, & \text{(A.67)} \\ S(\Psi) &= p\rho^{-\gamma}. & \text{(A.68)} \end{aligned}$$

Toutes les quantités physiques d'intérêt $(B_p, B_\varphi, v_p, v_\varphi, \rho, p)$ peuvent alors être reliées à la fonction de flux Ψ. Néanmoins, le calcul de la solution doit pour être complet, fournir cette fonction. La fonction de flux vérifie une équation de Grad-Shafranov (voir par exemple Lovelace et al., 1986b) qui se met sous la forme :

$$\left(1-\frac{K}{\mu_0\rho}\right)\Delta^*\Psi - K\nabla\left(\frac{K}{\mu_0\rho}\right)\cdot\nabla\Psi = \mu_0\rho R^2(E'+Rv_\varphi\Omega'_{\rm eff}) - (Rv_\varphi K-\Lambda K)(Rv_\varphi K'-[\Lambda K]')+\mu_0R^2pS', \tag{A.69}$$

où l'opérateur

$$\Delta^* \equiv R\frac{\partial}{\partial R}\frac{1}{R}\frac{\partial}{\partial R} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}, \tag{A.70}$$

et le prime dénote la dérivation par rapport à Ψ. De cette forme, on peut dériver une formulation Lagrangienne des équations de la MHD axisymétrique (Goedbloed, 2004).

Quantités conservées et rayon d'Alfvén

Les quantités conservées peuvent être évaluées au rayon d'Alfvén poloïdal, c'est-à-dire au rayon tel que $v_p(R_A) = B_{p,A}/\sqrt{\mu_0\rho_A}$. On obtient alors directement que pour chaque valeur de Ψ, c'est-à-dire sur chaque ligne de champ

$$K(\Psi)^2 = \mu_0 \rho_A(\Psi). \tag{A.71}$$

On obtient alors la relation utilisée au chapitre 3, pour exprimer la perte de moment cinétique en fonction du rayon d'Alfvén :

$$\begin{aligned}
\Lambda(\Psi)/\Omega_{\rm eff}(\Psi) &= R_A^2(\Psi)\frac{v_\varphi - B_\varphi/K(\Psi)}{v_\varphi - K(\Psi)B_\varphi/(\mu_0\rho_A)}, && \text{(A.72)}\\
&= R_A^2(\Psi)\frac{v_\varphi - B_\varphi/\sqrt{\mu_0\rho_A}}{v_\varphi - B_\varphi/\sqrt{\mu_0\rho_A}}, && \text{(A.73)}\\
&= R_A^2(\Psi). && \text{(A.74)}
\end{aligned}$$

A.5 Extension 3D

Ces résultats dérivés dans une configuration axisymétrique sont utiles pour vérifier la convergence des simulations numériques et les propriétés de conservation du code et de la configuration numérique. Dans le cas axisymétrique, la section 3.5 détaille les méthodes d'implémentation permettant de garantir un bon comportement des simulations. Néanmoins, comme la précédente dérivation le montre, l'extension de ces résultats à des configurations non axisymétriques n'est absolument pas évidente. Le travail du chapitre 5 montre qu'une bonne conservation de $\Omega_{\rm eff}$ dans le domaine, a une influence importante sur le moment cinétique du vent, et ce même dans des cas non axisymétriques.

Pour des configurations non axisymétriques simples on peut retrouver ces propriétés de conservation. Dans le cas d'un champ magnétique purement radial (split-monopole), les solutions du problème sont décrites, comme pour toute configuration axisymétrique, par les cinq intégrales de la MHD $(K, \Lambda, \Omega_{\rm eff}, S, E)$, et l'équation de Grad-Shafranov ou son équivalent Lagrangien A.69. Introduisons désormais une transformation $\aleph(\mathbf{r}, t)$ du champ magnétique telle que :

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = \aleph(\mathbf{r}, t)\mathbf{B}(\mathbf{r}, t), \tag{A.75}$$

où $\mathbf{H}$ est le champ magnétique après transformation. On peut d'ores et déjà remarquer que puisque les champs $\mathbf{H}$ et $\mathbf{B}$ sont à divergence nulle on a :

$$\begin{aligned}
0 &= \nabla \cdot \mathbf{H} && \text{(A.76)}\\
&= \nabla \cdot (\aleph \mathbf{B}) && \text{(A.77)}\\
&= \mathbf{B} \cdot \nabla \aleph, && \text{(A.78)}
\end{aligned}$$

et $\aleph$ est conservée le long des lignes de champ. Supposons que la transformation $\aleph$ décrit une inclinaison du plan de changement de polarité du champ originellement axisymétrique $\mathbf{B}$. On peut alors démontrer que $\aleph^2 = 1$ et que le champ de vitesse reste inchangé (Bogovalov, 1999). On a alors :

$$K' = \aleph K \tag{A.79}$$
$$\Lambda' = \aleph \Lambda \tag{A.80}$$
$$\Omega'_{\rm eff} = \Omega_{\rm eff} \tag{A.81}$$
$$E' = E \tag{A.82}$$
$$S' = S. \tag{A.83}$$

Ainsi, dans le cas d'un rotateur oblique, avec un champ magnétique radial, les équations intégrales sont conservées. Néanmoins, une équation de Grad-Shafranov sur la fonction de flux ne permet plus de décrire le problème, puisqu'on ne peut définir une unique fonction de flux pour un champ non axi-symétrique. Ce cas se rapproche de nos études 3D faites au chapitre 5, où les topologies magnétiques sont principalement des dipôles inclinés.

ANNEXE B

SOLVEURS DE RIEMANN ET LE CODE PLUTO

B.1 Méthodes des volumes finis

Les méthodes numériques utilisées dans ce manuscrit font partie de la famille des méthodes de volumes finis. Ce sont des méthodes intégrales qui permettent d'obtenir des solutions discontinues pour des problèmes (magnéto)hydrodynamiques. Ces méthodes sont nécessaires pour traiter des solutions avec des chocs ou des discontinuités de contact. D'une manière générale, il faut parvenir à mettre le jeu d'équations sous la forme

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{F} = \mathbf{S}, \tag{B.1}$$

où $\mathbf{U}$ est un vecteur regroupant un jeu de variables conservatives, $\mathbf{F}$ représente le flux de ces variables et $\mathbf{S}$ est un terme source. Les équations de la MHD présentées dans l'annexe A peuvent s'écrire sous cette forme [1] :

$$\frac{\partial}{\partial t}\begin{pmatrix} \rho \\ \rho\mathbf{v} \\ E_{\rm tot} \\ \mathbf{B} \end{pmatrix} + \nabla \cdot \begin{pmatrix} \rho\mathbf{v} \\ \rho\mathbf{v}\mathbf{v} - \mathbf{B}\mathbf{B} + \mathbf{I}p_{\rm tot} \\ (E_{\rm tot} + p_{\rm tot})\mathbf{v} - \mathbf{B}(\mathbf{v}\cdot\mathbf{B}) \\ \mathbf{v}\mathbf{B} - \mathbf{B}\mathbf{v} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ \rho\mathbf{a} \\ \rho\mathbf{v}\cdot\mathbf{a} \\ 0 \end{pmatrix} \tag{B.2}$$

en considérant le jeu de variables conservatives suivant $\mathbf{U} = (\mathbf{v}, \rho\mathbf{v}, E_{\rm tot}, \mathbf{B})$, où l'énergie totale $E_{\rm tot} = \rho\epsilon + \rho v^2 + B^2/2$ et la pression totale $p_{\rm tot} = p + B^2/2$ (on retrouve alors le jeu d'équations (3.22 - 3.25) donné au chapitre 3).

À partir de la formulation (B.1), on donne une formulation intégrale dans le volume de contrôle $\mathcal{V} \times [t, t+\Delta t]$, qui permet l'existence de solutions faibles (qui ne satisfont pas les conditions de régularité de la forme différentielle) au problème :

$$\int_{\mathcal{V}} [\mathbf{U}]_t^{t+\Delta t}\, d\mathcal{V} = -\int_{\mathcal{V}}\int_t^{t+\Delta t} \nabla\cdot\mathbf{F}\; d\mathcal{V}dt + \int_{\mathcal{V}}\int_t^{t+\Delta t} \mathbf{S}\; d\mathcal{V}dt, \tag{B.3}$$

$$= -\int_t^{t+\Delta t}\oint_{\partial\mathcal{V}} \mathbf{F}\cdot d\mathbf{s}\; dt + \int_{\mathcal{V}}\int_t^{t+\Delta t} \mathbf{S}\; d\mathcal{V}dt, \tag{B.4}$$

grâce au théorème de Green-Ostrogradski (ou théorème de la divergence). La méthode des volumes finis consiste donc à décomposer le domaine de simulation en volumes, puis à actualiser la solution en fonction des flux qui traversent les surfaces de ces volumes. Pour chaque volume $\mathcal{V}$, l'évolution temporelle de la solution peut s'écrire grâce au schéma :

1. Dans le code PLUTO comme dans la formulation qui suit, un facteur $1/\sqrt{\mu_0}$ est absorbé dans la définition du champ magnétique. Dans les articles publiés, un facteur $1/(4\pi)$ peut apparaître à la place de $1/\mu_0$ dans le terme de Lorentz, si l'on utilise le système gaussien.

$$\bar{\mathbf{U}}(t+\Delta T) = \bar{\mathbf{U}}(t) - \Delta T \left[\frac{1}{\mu(\mathcal{V})} \langle \oint_{\partial V} \mathbf{F} \cdot d\mathbf{s} \rangle + \langle \bar{\mathbf{S}} \rangle \right], \tag{B.5}$$

où $\mu(\mathcal{V})$ est la mesure de $\mathcal{V}$. Cette formulation est exacte si $\langle\rangle$ représente une moyenne temporelle et $\bar{}$ une moyenne sur le volume. Ainsi, en considérant la valeur des champs comme la valeur moyenne au sein de chaque volume, il reste à évaluer la valeur et l'évolution des flux sur les bords. Les méthodes dites de Godunov, consistent à reconstruire la valeur au bord du volume à partir de la valeur moyenne (par exemple par un profil plat, voir Godunov, 1959, ou bien grâce à une interpolation linéaire qui permet d'atteindre un ordre 2 en espace) puis de résoudre un problème de Riemann à l'interface entre les deux volumes qui estime l'évolution des flux.

B.2 Le problème de Riemann

Avant de revenir sur les équations de la MHD, considérons une équation beaucoup plus simple, l'équation d'advection linéaire

$$\frac{\partial u}{\partial t} + a \frac{\partial u}{\partial x} = 0, \tag{B.6}$$

où $a \in \mathbb{R}$ peut être interprétée comme la vitesse de propagation d'une onde. Le problème de Riemann sur cette équation se formule de la façon suivante avec une condition initiale en temps :

$$u(x,0) = u_0(x) = \begin{cases} u_L & \text{si } x < 0, \\ u_R & \text{si } x > 0. \end{cases} \tag{B.7}$$

On peut aisément montrer que (voir Toro, 1997) la solution de l'équation d'advection linéaire est constante le long des courbes caractéristiques définies par

$$x(t) = x_0 + at, \tag{B.8}$$

et que la solution globale du problème est donnée par $u(x,t) = u_0(x-at)$, ce qui avec les conditions initiales du problème de Riemann donne :

$$u(x,t) = u_0(x-at) = \begin{cases} u_L & \text{si } x - at < 0, \\ u_R & \text{si } x - at > 0. \end{cases} \tag{B.9}$$

La figure B.1 illustre la condition initiale du problème ainsi que sa solution. En dimension n (où n est le nombre de champs scalaires que l'on veut faire évoluer et non la dimension de l'espace), le système peut se résoudre en diagonalisant la matrice jacobienne $\mathbf{A} = \partial\mathbf{F}/\partial\mathbf{U}$ associée au problème

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \mathbf{A} \frac{\partial \mathbf{U}}{\partial x} = 0, \tag{B.10}$$

sur les sous-espaces propres associés aux vitesses caractéristiques $(\lambda_i)_{i=1,..,n}$. On peut alors assister à la formation de chocs $(\lambda_i > \lambda_{i+1})$, de discontinuités de contact $(\lambda_i = \lambda_{i+1})$ et d'ondes de raréfactions $(\lambda_i < \lambda_{i+1})$. La résolution exacte du problème de Riemann pour les équations de la MHD est toutefois coûteuse et, dans tous nos travaux, nous avons utilisé le solveur approché de Harten, Lax et van Leer (HLL, Einfeldt, 1988) qui ne considère que les deux vitesses caractéristiques les plus rapides, séparant ainsi le volume autour de l'interface en trois domaines.

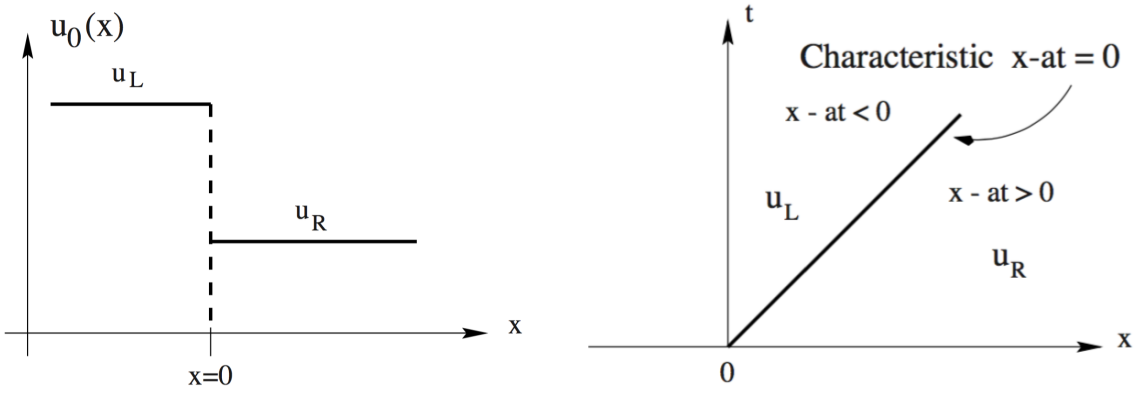


FIGURE B.1 Schéma du problème de Riemann pour l'équation d'advection linéaire 1D. À gauche, on illustre les conditions initiales et à droite, la solution temporelle. Crédits Toro (1997).

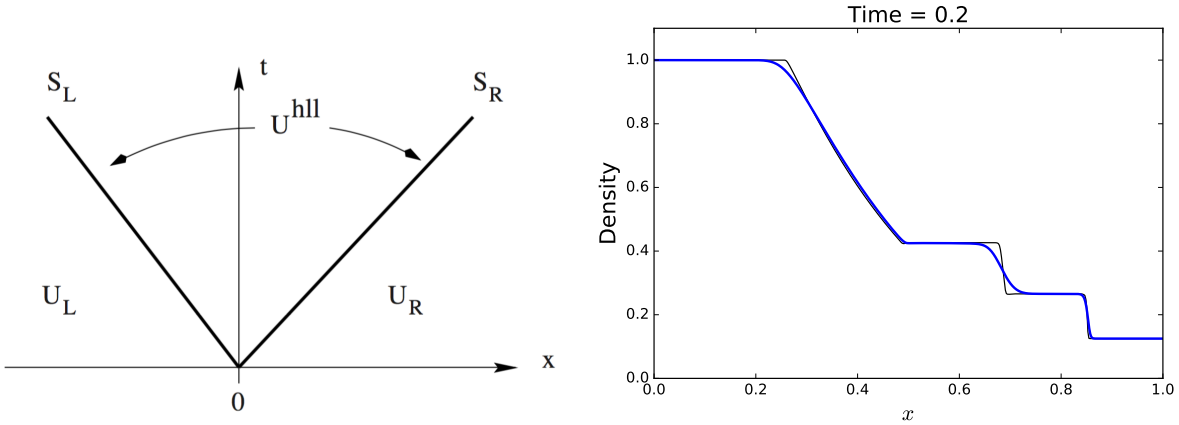


FIGURE B.2 À gauche, un schéma de principe du solveur HLL (Toro, 1997). À droite, la résolution numérique du tube de choc de Sod, avec un solveur HLL « fait maison » en bleu et la solution exacte en noir.

La figure B.2 montre un schéma de principe du solveur HLL, les deux vitesses S_L et S_R, qui caractérisent la propagation du signal dans le volume, peuvent être calculées de diverses manières (voir Einfeldt, 1988; Toro, 1997), et la valeur du flux à l'interface amont est simplement donnée par :

$$\mathbf{F}^{\text{hll}} = \begin{cases} \mathbf{F}_L & \text{si } 0 \leq S_L, \\ (S_R\mathbf{F}_L - S_L\mathbf{F}_R + S_L S_R(\mathbf{U}_R - \mathbf{U}_L))/(S_R - S_L) & \text{si } S_L \leq 0 \leq S_R, \\ \mathbf{F}_R & \text{si } S_R \geq 0. \end{cases} \tag{B.11}$$

Dans le panneau droit de la figure B.2, on montre la résolution du problème hydrodynamique classique du tube de choc de Sod avec un solveur HLL et une reconstruction plate. Ce problème décrit une onde de raréfaction (à gauche), un contact et à choc (à droite) (Sod, 1978). La solution analytique de ce problème est tracée en noir dans la figure B.2. On voit que les irrégularités de la solution sont adoucies par le solveur, on dit qu'il est particulièrement diffusif. D'autres solveurs (Roe, HLLC) utilisant plus de caractéristiques permettent une meilleure capture des chocs.

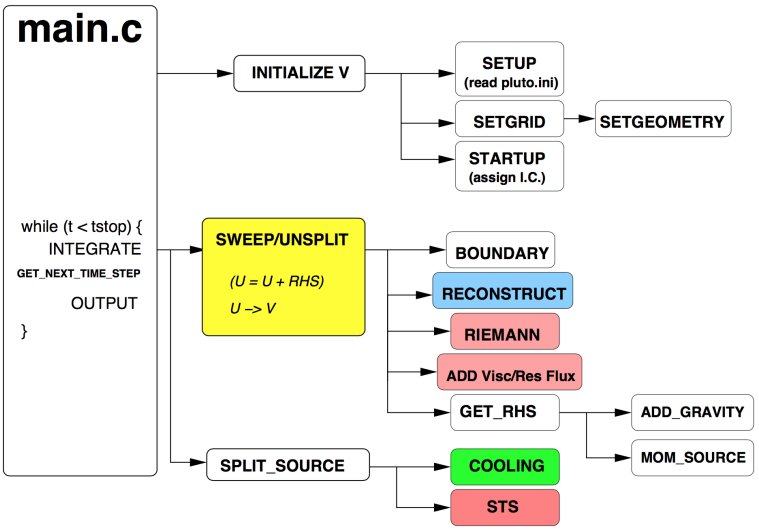


FIGURE B.3 Structure du code PLUTO et fonctions principales. Crédits A. Mignone.

B.3 Le code PLUTO

Le code PLUTO (Mignone et al., 2007) implémente les méthodes que nous venons de présenter pour résoudre les équations de l'hydrodynamique et de la magnétohydrodynamique. Écrit en C, il propose différents solveurs ainsi que de nombreuses options adaptées à la résolution de chaque problème. La liste suivante présente la plupart des options disponibles dans le code, et sont en gras celles utilisées dans ce manuscrit :

— Géométrie : **Cartésienne**, **Cylindrique**, **Sphérique**
— Interpolation/Reconstruction : Flat, **Linear**, LimO3, WENO, Parabolic
— Solveur : Roe, Lax-Friedrichs, Two-Shocks, **HLL**, HLLC, HLLD
— Intégration temporelle : Euler, **Runge-Kutta 2**, RK 3, Characteristic Tracing, MUSCL-Hancock
— Contrainte solénoïdale : **Constraint Transport**, **Divergence Cleaning**, 8 waves

Parmi les différentes méthodes pour maintenir la contrainte solénoïdale (c'est-à-dire $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$), nous avons principalement utilisé la méthode du transport contraint (voir Balsara & Spicer, 1999, une grille alternée est utilisée pour calculer la force électromotrice générée dans le volume) associée à une formulation avec champ de « background » (à l'exception des simulations présentées au chapitre 7). Le champ de background $\mathbf{B}_0$ est fixe dans le temps de sorte que

$$\mathbf{B}(\mathbf{x}, t) = \mathbf{B}_0(\mathbf{x}) + \mathbf{B}_1(\mathbf{x}, t), \tag{B.12}$$

et doit vérifier les conditions suivantes :

$$\frac{\partial \mathbf{B}_0}{\partial t} = 0, \quad \nabla \cdot \mathbf{B}_0 = 0, \quad \nabla \times \mathbf{B}_0 = 0. \tag{B.13}$$

Dans nos simulations, le champ $\mathbf{B}_0$ correspond à l'extrapolation potentielle initiale faite à partir du champ magnétique de surface (voir chapitres 3 et 5).

La structure du code est présentée dans la figure B.3 avec les principales fonctions appelées lors de la boucle temporelle. Le code PLUTO est librement disponible sous licence GPU à `http://plutocode.ph.unito.it/`.

ANNEXE C

FORMALISME DES HARMONIQUES SPHÉRIQUES

C.1 Champs Scalaires

La description d'un champ scalaire sur une sphère, c'est-à-dire une fonction $f(\theta, \varphi)$ où $(\theta, \varphi) \in [0, \pi] \times [0, 2\pi]$ à valeurs réelles ou complexes peut se faire grâce aux harmoniques sphériques Y_l^m. Ces fonctions forment une base des fonctions de la sphère et on peut ainsi écrire $\forall f$

$$f = \sum_{l,m} \alpha_l^m Y_l^m(\theta, \varphi), \tag{C.1}$$

où $0 \leq l$, $0 \leq m \leq l$ [1] et les harmoniques sphériques sont définies par

$$Y_l^m(\theta, \varphi) = c_l^m P_l^m(\theta, \varphi) e^{im\varphi}. \tag{C.2}$$

Ces harmoniques s'expriment en fonction des coefficients

$$c_l^m = \sqrt{\frac{2l+1}{4\pi} \frac{(l-m)!}{(l+m)!}}, \tag{C.3}$$

et des polynômes de Legendre associés P_l^m. Ces polynômes se définissent par rapport aux polynômes de Legendre par la formule

$$P_l^m(\cos\theta) = (-1)^m \sin^m\theta \frac{d^m P_l(\cos\theta)}{d(\cos\theta)^m}, \tag{C.4}$$

et les polynômes de Legendre $P_l(x)$ sont les solutions de l'équation différentielle

$$\frac{d}{dx}\left[(1-x^2)\frac{d}{dx}P_l(x)\right] l(l+1)P_l(x) = 0. \tag{C.5}$$

C.2 Champs vectoriels

À partir des harmoniques sphériques scalaires, on peut définir une base vectorielle $(\mathbf{R}_l^m, \mathbf{S}_l^m, \mathbf{T}_l^m)$ définie par

1. Certains formalismes, par exemple en mécanique quantique, utilisent des valeurs de m comprise entre $-l$ et l, et dans ce cas la définition des P_l^m n'inclut pas le terme $(-1)^m$ dans l'équation (C.4).

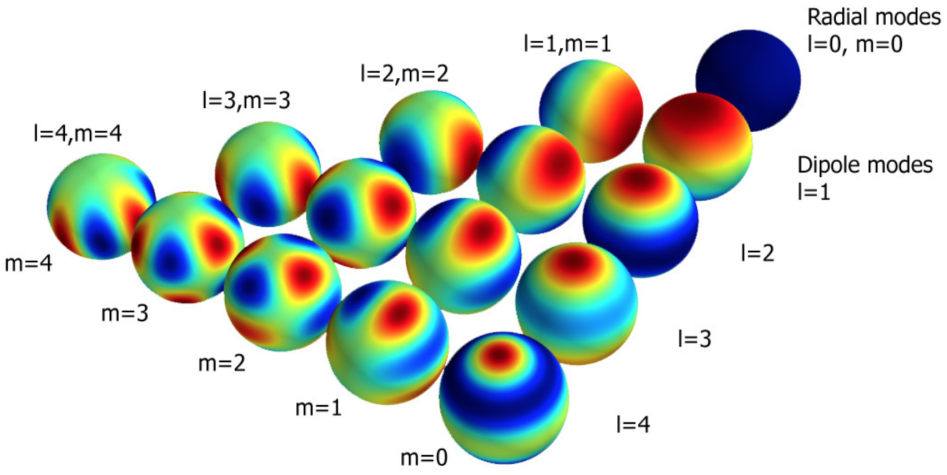


FIGURE C.1 Représentation des premiers Y_l^m sur la sphère. Tiré de Beck & Kallinger (2013).

$$\mathbf{R}_l^m = Y_l^m \mathbf{e}_r, \tag{C.6}$$

$$\mathbf{S}_l^m = \nabla_\perp Y_l^m = \frac{\partial Y_l^m}{\partial \theta}\mathbf{e}_\theta + \frac{1}{\sin\theta}\frac{\partial Y_l^m}{\partial \varphi}\mathbf{e}_\varphi, \tag{C.7}$$

$$\mathbf{T}_l^m = \nabla_\perp \times \mathbf{R}_l^m = \frac{1}{\sin\theta}\frac{\partial Y_l^m}{\partial \varphi}\mathbf{e}_\theta - \frac{\partial Y_l^m}{\partial \theta}\mathbf{e}_\varphi, \tag{C.8}$$

et ainsi décomposer tout vecteur

$$\mathbf{B} = \sum_{l,m} \alpha_l^m + \frac{\beta_l^m}{l+1}\mathbf{S}_l^m + \frac{\gamma_l^m}{l+1}\mathbf{T}_l^m. \tag{C.9}$$

On peut alors retrouver la décomposition usuellement donnée pour les cartes magnétiques obtenues par imagerie Zeeman-Doppler pour le champ magnétique

$$B_r(\theta,\varphi) = \sum_{l,m} \alpha_l^m Y_l^m, \tag{C.10}$$

$$B_\theta(\theta,\varphi) = \sum_{l,m} \beta_l^m Z_l^m - \gamma_l^m X_l^m, \tag{C.11}$$

$$B_\varphi(\theta,\varphi) = \sum_{l,m} \beta_l^m X_l^m + \gamma_l^m Z_l^m, \tag{C.12}$$

en définissant

$$X_l^m = c_l^m \frac{P_l^m(\theta)}{\sin\theta} im e^{im\varphi}, \tag{C.13}$$

$$Z_l^m = c_l^m \frac{\partial P_l^m(\theta)}{\partial(\theta)} e^{im\varphi}. \tag{C.14}$$

ANNEXE D

MÉTHODE DE NEWTON-RAPHSON UNI ET MULTIDIMENSIONNELLE

La méthode de Newton-Raphson permet de façon itérative de trouver le zéro d'une fonction à valeur réelle $f : \mathbb{R}^n \longrightarrow \mathbb{R}$, où n est un entier quelconque.

D.1 Principe et méthode 1D

Le principe de la méthode de Newton-Raphson s'explique simplement lorsque $n = 1$. À partir d'un point de départ initial, on approche la fonction par sa tangente. L'intersection de la tangente avec l'axe des abscisses devient l'itération suivante. L'algorithme s'écrit de la façon suivante :

Algorithm 3 Méthode de Newton-Raphson

1: **procedure** NEWTON-RAPHSON(f, x_0)
2: $f_k \leftarrow f(x_0)$
3: **while** $||f_k|| \geq \epsilon$ **do** ▷ Début de l'itération
4: $x_{k+1} \leftarrow x_k - \frac{f(x_k)}{f'(x_k)}$
5: $f_k \leftarrow f(x_{k+1})$
6: **return** x_k ▷ Position du zéro à la précision voulue

La figure D.1 illustre un exemple de la méthode sur la fonction $f : x \rightarrow \sinh(x - 2)$, avec un choix initial $x_0 = 5$. La méthode converge de façon certaine dans un voisinage du zéro. S'assurer que le choix initial est dans un intervalle où la fonction est monotone est un plus mais ne garantit pas la convergence (car l'algorithme peut sortir de cet intervalle). La vitesse de convergence est quadratique.

D.2 Extension multidimensionnelle

Pour étendre cette technique pour un n quelconque, il suffit de remplacer la dérivée de la fonction réelle par le Jacobien de la fonction f. La ligne 4 de l'algorithme 3 devient :

$$x_{k+1} \leftarrow x_k - J^{-1}(x_k) f(x_k),$$

où J^{-1} est l'inverse de la matrice Jacobienne de la fonction $f = (f_1, f_2, ..., f_n)^T$ définie par :

$$J = \begin{pmatrix} \frac{\partial f_1}{\partial x_1} & \cdots & \frac{\partial f_1}{\partial x_n} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ \frac{\partial f_n}{\partial x_1} & \cdots & \frac{\partial f_n}{\partial x_n} \end{pmatrix}.$$

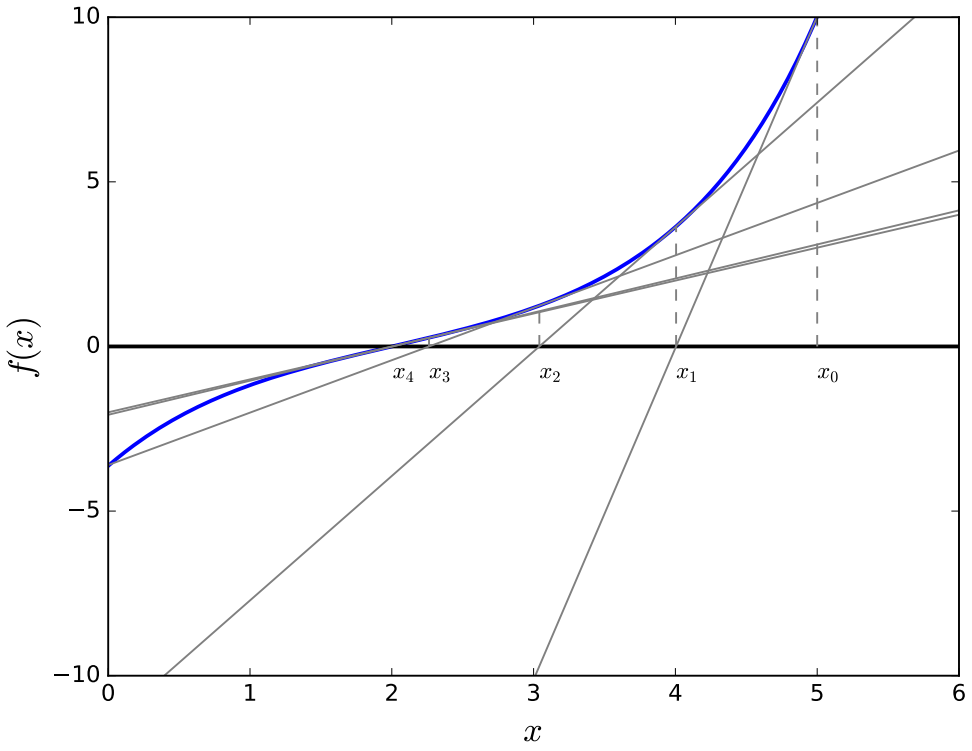


FIGURE D.1 Illustration de la méthode de Newton-Raphson en une dimension. L'algorithme commence à $x_0 = 5$ et converge en 5 itérations pour la tolérance choisie ici $\epsilon = 10^{-3}$.

Dans ce cas, la définition d'un voisinage de convergence est complexe et en pratique (cf. chapitre 4) on progresse de proche en proche à partir d'une solution exacte ou connue pour trouver le zéro d'une fonction multidimensionnelle.

ANNEXE E

ÉVOLUTION SÉCULAIRE D'UN SYSTÈME ÉTOILE-PLANÈTE

E.1 Le code ESPEM

Le code ESPEM (Évolution des Systèmes Planétaires Et Magnétisme) a pour vocation d'intégrer les équations de la dynamique d'un système étoile planète en utilisant les prescriptions sur les couples MHD abordées aux chapitres 3, 5 et 6, tout en incluant également les effets de marées associés aux interactions gravitationnelles entre les deux corps. On cherche à intégrer l'évolution temporelle des moments cinétiques L des couches externes et internes de la planète et de l'étoile en interaction. Dans toute la suite les indices hauts (p, s) font référence respectivement à la planète et à l'étoile, et les indices bas (c, e) au cœur et à l'enveloppe.

$$\frac{dL_c^p}{dt} = -\frac{\Delta L^p}{\tau^p} + \left(\frac{dL_c^p}{dt}\right)_{\rm Tide}, \tag{E.1}$$

$$\frac{dL_e^p}{dt} = \frac{\Delta L^p}{\tau^p} + \left(\frac{dL_e^p}{dt}\right)_{\rm Tide} + \left(\frac{dL_e^p}{dt}\right)_{\rm MHD}, \tag{E.2}$$

$$\frac{dL_c^s}{dt} = -\frac{\Delta L^s}{\tau^s} + \frac{2}{3}R_r^2\Omega_c\frac{dM_r}{dt} + \left(\frac{dL_e^s}{dt}\right)_{\rm Tide}, \tag{E.3}$$

$$\frac{dL_e^s}{dt} = \frac{\Delta L^s}{\tau^s} - \frac{2}{3}R_r^2\Omega_c\frac{dM_r}{dt} + \left(\frac{dL_e^s}{dt}\right)_{\rm Tide} + \left(\frac{dL_e^s}{dt}\right)_{\rm MHD}, \tag{E.4}$$

$$\Delta L^j = \frac{I_e^j L_c^j - I_c^j L_e^j}{I_e^j + I_c^j}, \quad j = (p, s). \tag{E.5}$$

Les $\tau_{p,s}$ sont les temps de couplages entre les couches des enveloppes des corps. Les travaux de cette thèse permettent typiquement de prescrire les termes $(dL_e^s/dt)_{\rm MHD}$ et $(dL_e^p/dt)_{\rm MHD}$.

E.2 Résultats préliminaires

Après validation du code sur la littérature récente (Gallet & Bouvier, 2013, 2015; Zhang & Penev, 2014), nous avons implémenté les prescriptions du couple MHD dû au vent décrit dans le chapitre 3. Pour ce faire, il a fallu décider d'un scénario magnétique qui décrit l'évolution du champ magnétique en fonction de l'âge ou du taux de rotation, et calculer l'évolution du flux ouvert grâce à la méthode décrite dans le chapitre 4. Ces résultats, préliminaires, considèrent pour le moment une topologie dipolaire avec une amplitude $B \propto \Omega_\star^{1.3}$ (Vidotto et al., 2014).

La planète est pour le moment traitée comme un point, mais le couple de marée qui lui est associé dépend d'un facteur de qualité non constant qui varie avec la rotation de l'étoile (Ogilvie & Lin, 2007; Bolmont & Mathis, 2016). La figure E.1 montre les premiers résultats de cette étude en utilisant des prescriptions améliorées pour les couples de vents et de marées. On considère une étoile d'une masse

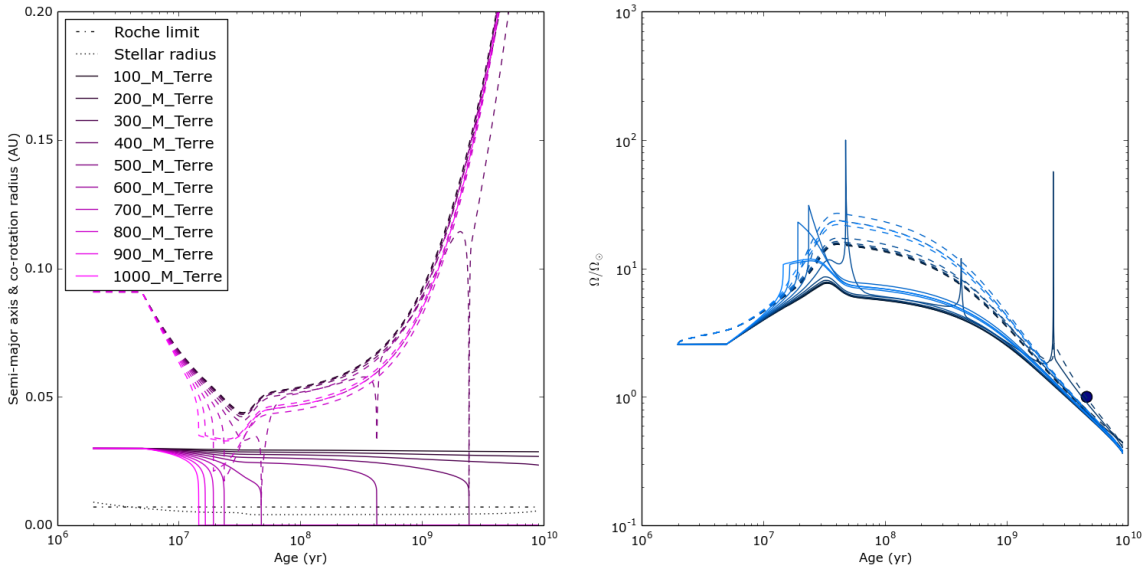


FIGURE E.1 Évolution séculaire d'un système étoile-planète. À gauche, l'évolution orbitale d'une planète de 100 à 1000 masses terrestres à partir d'une orbite initiale de 0.03 UA. À droite, l'évolution rotationnelle de l'étoile ($1M_{\odot}$) dans un modèle bi-couche avec l'enveloppe en traits pleins et le cœur en traits pointillés. On remarque la migration de la planète due aux effets de marées et les pics dans la rotation de l'enveloppe associés à la redistribution du moment cinétique de la planète dans la couche convective de l'étoile. Crédits M. Benbakoura.

solaire, et une masse de la planète variant de 100 à 1000 masses terrestres. Le temps de migration de la planète dépend fortement de la masse et la planète ne migre pas pour des masses inférieures à $500M_T$. L'absorption de la planète par l'étoile provoque une forte croissance de la rotation de l'enveloppe convective qui est rapidement atténuée par l'effet plus important du vent à forte rotation et la loi dynamo $B \propto \Omega_{\star}^{1.3}$.

ANNEXE F

AUTRES PUBLICATIONS

The Astrophysical Journal, 795:86 (17pp), 2014 November 1 doi:10.1088/0004-637X/795/1/86
© 2014. The American Astronomical Society. All rights reserved. Printed in the U.S.A.

ON THE DIVERSITY OF MAGNETIC INTERACTIONS IN CLOSE-IN STAR–PLANET SYSTEMS

A. Strugarek[1,2], A. S. Brun[2], S. P. Matt[3], and V. Réville[2]
[1] Département de physique, Université de Montréal, C.P. 6128 Succ. Centre-Ville, Montréal, QC H3C-3J7, Canada; strugarek@astro.umontreal.ca
[2] Laboratoire AIM Paris-Saclay, CEA/Irfu Université Paris-Diderot CNRS/INSU, F-91191 Gif-sur-Yvette, France
[3] Astrophysics group, School of Physics, University of Exeter, Stocker Road, Exeter EX4 4QL, UK
Received 2014 July 31; accepted 2014 September 17; published 2014 October 15

ABSTRACT

Magnetic interactions between close-in planets and their host star can play an important role in the secular orbital evolution of the planets, as well as the rotational evolution of their host. As long as the planet orbits inside the Alfvén surface of the stellar wind, the magnetic interaction between the star and the planet can modify the wind properties and also lead to direct angular momentum transfers between the two. We model these star–planet interactions using compressible magnetohydrodynamic (MHD) simulations, and quantify the angular momentum transfers between the star, the planet, and the stellar wind. We study the cases of magnetized and non-magnetized planets and vary the orbital radius inside the Alfvén surface of the stellar wind. Based on a grid of numerical simulations, we propose general scaling laws for the modification of the stellar wind torque, for the torque between the star and the planet, and for the planet migration associated with the star–planet magnetic interactions. We show that when the coronal magnetic field is large enough and the star is rotating sufficiently slowly, the effect of the magnetic star–planet interaction is comparable to tidal effects and can lead to a rapid orbital decay.

Key words: magnetohydrodynamics (MHD) – planets and satellites: dynamical evolution and stability – planet–star interactions – stars: winds, outflows

Online-only material: color figures

1. INTRODUCTION

More than a thousand planets have now been discovered orbiting distant stars. These planets span several orders of magnitudes in mass, radius, and semi-major axis, and 187 of them to date orbit very close ($r_{\rm orb} < 10\,r_\star$) to their host.[4] Due to their proximity they are interacting with their star in very different physical conditions in terms of interplanetary plasma density, pressure, wind velocity, and magnetic field strength, compared to any other planet in our solar system. Star–planet interactions (SPIs) can originate from tidal forces, magnetic fields, winds, and radiative processes (see Cuntz et al. 2000). They have local and global consequences on the system over a large range of timescales.

SPIs may cause enhanced chromospheric and coronal activity. For instance, evidence of chromospheric hotspots related to an orbiting planet have been observed in several systems (Shkolnik et al. 2005) and were theoretically modeled by Lanza (2008, 2012). For massive and sufficiently close planets, it was suggested that SPIs could lead to an overall increase of the stellar magnetic activity (e.g., traced by an increase in the X-ray and UV emissions from the star; see Kashyap et al. 2008; Shkolnik 2013) due to tidal (Cuntz et al. 2000) or magnetized (Cohen et al. 2011) interactions. In addition, SPIs were also proposed to be at the origin of super-flares (Rubenstein & Schaefer 2000), although the lack of correlations between super-flaring stars and hot-Jupiter hosts observed with *Kepler* (Shibayama et al. 2013) suggests other triggering mechanisms (see Shibata et al. 2013). Magnetic dynamos operate in the interior of stars and planets (for recent reviews, see Stevenson 2003; Charbonneau 2010; Jones 2011; Brun et al. 2013). It was recently suggested that even the dynamo operational mode itself may be influenced by the star–planet (tidal) interactions (Abreu et al. 2012; Charbonneau 2013), leading to potentially observable perturbations of, e.g., the spot cycle of the Sun.

On the planetary side, Zarka (2007) proposed that the magnetized SPIs (SPMIs) could lead to enhanced radio emissions in the planetary magnetosphere. Jardine & Collier Cameron (2008) characterized such emissions and showed that they mainly depend on the density and magnetic field profiles in the stellar wind (e.g., see Vidotto et al. 2012, for a detailed theoretical modeling of radio emissions in the τ Boo system). Enhanced evaporation of the planetary atmosphere, due to stellar coronal activity, has also been reported by Lecavelier des Etangs et al. (2010). Although the various emission enhancements have not been systematically observed in close-in planet systems (Donati et al. 2008; Fares et al. 2010), Scharf (2010) showed that the observed positive correlation between the X-ray luminosity of the system and the mass of the orbiting planet could be used as a probe to measure the planetary magnetic field. Hence, the various emission enhancements that may originate from SPIs could be used, at least in principle, to estimate some physical properties of exoplanets. The temporal variability, as well as the physical mechanisms at the origin of those emissions, are still today an active subject of research (Shkolnik et al. 2008; Miller et al. 2012).

SPIs also have a major influence on the global properties of star–planet systems. For instance, understanding the stellar radiation and the stellar wind local properties is key to determine how a planet interacts with its environment (see, e.g., Lammer et al. 2009), and ultimately to determine the zone of habitability around stars (Selsis et al. 2007). Tidal interactions are well known to lead to the spin-orbital synchronization (e.g., through the so-called tidal-locking mechanism) of close-in planets. They also have more subtle effects in star–planet systems (for a review, see Mathis et al. 2013) and can for instance affect the orbital evolution of the planet (Bolmont et al. 2012; Auclair-Desrotour et al. 2014; Zhang & Penev 2014) or even the stellar rotational

[4] http://exoplanet.eu/

evolution (Barker & Ogilvie 2011; Poppenhaeger & Wolk 2014). In addition, magnetic interactions result in a torque applying to the orbiting planet, which also influences its migration (Laine et al. 2008; Lovelace et al. 2008; Vidotto et al. 2010; Lanza 2010; Laine & Lin 2011). If the planet orbits inside the Alfvén surface of the stellar wind (defined as the surface where the wind speed equals the local Alfvén speed), torques apply to the star as well and lead to a modification of its rotational history (Cohen et al. 2010). In some extreme cases, the SPIs can lead to the expansion of the planetary atmosphere beyond its Roche lobe, resulting in a constant outflow from the planet to the star which will also affect the orbital properties, as well as the stellar rotational history (Lai et al. 2010).

The development of a model describing the numerous SPIs, for the different types of stars and planets, is a formidable challenge but is extremely valuable for our understanding of the creation and evolution of planetary systems, and for the characterization of the observed exoplanetary systems. An ultimate goal is to develop a theoretical framework, based on numerical simulations, in which all the SPI effects could be taken into account, self-consistently. We focus the present work on the less-studied magnetized interaction, and more specifically on aspects of long-term impacts a close-in planet can exert on its host star. This simplified model uses a 2.5D (axisymmetric) geometry for simplicity, and will provide the basis for future and more detailed models.

Various definitions of the term *close-in* planet have been used in the literature. Here, we define a close-in planet as a planet that is able to influence its host star through magnetic interactions. Said differently, we consider close-in planets to be orbiting inside the Alfvén radius of the stellar wind. Alfvén waves excited by the presence of an orbiting planet can then travel from the planet vicinity to the stellar surface, where they are able to modify the plasma properties. Most studies of the SPMIs so far have been focused on their effects on the planetary dynamics (either fast magnetospheric evolution or slow planet migration, see Cohen et al. 2014, for a recent example), rather than describing the important feedback such a planet can exert on its host star on a secular timescale (see Cohen et al. 2010, for a notable first study of such long-term effect). The long term impact of SPMI can be two-fold: the magnetic torque leads to a direct transfer of angular momentum between the two bodies, and the magnetic interaction can modify the wind driving in the stellar corona. Modeling the latter requires taking into account coronal feedbacks in the wind driving mechanism.

We build our study on stellar wind models pioneered by Washimi & Shibata (1993) and further developed by, e.g., Keppens & Goedbloed (1999), Matt & Balick (2004), Matt & Pudritz (2008), Matt et al. (2012), Strugarek et al. (2014), Réville et al. (2014). These models possess good conservation properties and are designed to adapt to external perturbations (Strugarek et al. 2014). We develop in this work a numerical model for thermally driven winds (Section 2), in which close-in planets are introduced at various orbital radii (Section 3). We investigate the cases of magnetized—with different topologies—and unmagnetized planets, to systematically characterize the magnetized angular momentum transfers occurring in star–planet systems, along with the modification of the stellar wind induced by the SPMI (Section 4). We propose scaling laws for the effect of SPMIs in Section 5 and summarize our main findings in Section 6.

2. STELLAR WIND MODEL

We compute solutions for steady-state stellar winds, using the finite volume magnetohydrodynamic (MHD) code PLUTO (Mignone et al. 2007). We detail in Section 2.1 our simulation method and in Section 2.2 the fiducial stellar wind model selected to study the SMPIs.

2.1. Simulation Method

The PLUTO code solves the following set of ideal MHD equations:

$$\partial_t \rho + \boldsymbol{\nabla} \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0 \tag{1}$$

$$\partial_t \mathbf{v} + \mathbf{v} \cdot \boldsymbol{\nabla} \mathbf{v} + \frac{1}{\rho} \boldsymbol{\nabla} P + \frac{1}{\rho} \mathbf{B} \times \boldsymbol{\nabla} \times \mathbf{B} = \mathbf{g}\,, \tag{2}$$

$$\partial_t P + \mathbf{v} \cdot \boldsymbol{\nabla} P + \rho c_s^2 \boldsymbol{\nabla} \cdot \mathbf{v} = 0\,, \tag{3}$$

$$\partial_t \mathbf{B} - \boldsymbol{\nabla} \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) = 0\,, \tag{4}$$

where ρ is the plasma density, $\mathbf{v}$ its velocity, P the gas pressure, $\mathbf{B}$ the magnetic field, $\mathbf{g}$ the gravitational acceleration (which is time-independent), and $c_s = \sqrt{\gamma P/\rho}$ the sound speed (γ is the adiabatic exponent, taken to be the equal to the ratio of specific heats). We use an ideal gas equation of state

$$\rho \varepsilon = P/(\gamma - 1)\,, \tag{5}$$

where ε is the internal energy per mass.

We use the following numerical method implemented in the PLUTO code. First, a minmod limiter is used on all the variables, combined to a *hll* (Harten, Lax, Van Leer) solver to compute the intercell fluxes. A second order Runge–Kutta scheme is used for the time evolution. The solenoidality of the magnetic field ($\boldsymbol{\nabla} \cdot \mathbf{B} = 0$) is ensured with a *constrained transport* method (see Evans & Hawley 1988; Gardiner & Stone 2005). We use a 2.5D geometry, centered on the rotating star, meaning that we solve the equations for fully three-dimensional (3D) vector components of the velocity and magnetic fields, but assume an axisymmetric geometry.

Following the work of Matt et al. (2012), we initialize our simulations with a spherically symmetric, hydrodynamic Parker wind solution (Parker 1958), to which we add a dipolar magnetic field with a magnetic moment $\mu_\star$. We developed special boundary conditions at the base of the wind (after Matt & Balick 2004) that ensure good conservation properties (Lovelace et al. 1986; Keppens & Goedbloed 2000; Zanni & Ferreira 2009) along the magnetic field lines. They consist of three circular layers representing the lower corona in which the Parker wind pressure gradient, the rotation rate of the star, and its magnetic field are successively imposed. They are designed as follows.

1. *Upper layer.* The density and pressure are fixed to the one-dimensional (1D) Parker wind solution. The poloidal (ϖ, z) velocity field is forced to be parallel to the poloidal magnetic field, while its magnitude can evolve freely. The azimuthal velocity and the magnetic field are left free to evolve.
2. *Middle layer.* The density and pressure are fixed to the 1D Parker wind solution. The poloidal velocity is set to zero, and the azimuthal velocity is fixed to the stellar rotation. The magnetic field is left free to evolve.

3. *Lower layer.* The density and pressure are fixed to the 1D Parker wind solution. The poloidal velocity is set to zero and the azimuthal velocity is fixed to the stellar rotation. The poloidal magnetic field is fixed to the dipolar stellar field. In the open field line regions B_φ is set to minimize the poloidal currents. In the closed field line regions B_φ is set to zero. The open and closed field line regions are distinguished based on a local criterion involving the azimuthal Alfvén speed, which allows us to dynamically identify the various regions as the wind evolves.

We also observed that adding one more layer above the stellar surface, where the poloidal velocity field is forced to be parallel to the poloidal magnetic field, improves the conservation properties of the model. All the models presented in this work use this additional layer.

When a planet is included in the model, the density and pressure are held fixed to specified values in the planetary interior. The poloidal velocity is fixed to zero and the azimuthal velocity to the Keplerian velocity in the whole planetary interior. In the unipolar cases (see Section 3.2), the magnetic field is free to evolve inside the planet, and in the dipolar cases (see Section 3.3), it is held fixed to the planetary dipole.

Our boundary conditions allow the wind driving to automatically adapt to external perturbations originating from the star–planet magnetic connection. We impose outflow conditions on the outer boundaries (zero-gradient imposed on all quantities), and axisymmetry at the rotation axis. We refer the reader to Strugarek et al. (2014) for a more complete discussion on boundary conditions.

The stellar radius is uniformly discretized over 64 grid points in the radial direction and is discretized over two uniform domains in the vertical direction to ensure a higher resolution on the equatorial plane where the planet lies. The circular planet is discretized with a square of 64^2 grid points (we adapt the grid for each planetary orbital radius considered in this work). The rest of the domain is discretized with stretched grids, giving a typical overall resolution of 400 points in the radial direction and 384 in the vertical direction. The grid for models with an orbital radius of $3\,r_\star$ is shown in Figure 1, with two insets zooming on the stellar and planetary boundaries.

In the planet-free case, a steady-state stellar wind is typically obtained after a few sound crossing times, when the accelerating wind and rotating magnetic field are dynamically balanced. The solution for the wind depends on three velocity ratios defined at the surface of the star, and on the ratio of specific heats γ. The three characteristic velocities are the sound speed c_s, the Alfvén speed $v_A = B_\star/\sqrt{4\pi\rho_\star}$ (where $B_\star = \mu_\star/r_\star^3$ is the magnetic field strength at the stellar equator) and the rotation speed $v_{\rm rot}$ (in this work, the star is considered to rotate as a solid body). Their ratios to the escape velocity $v_{\rm esc} = \sqrt{2GM_\star/r_\star}$ at the stellar surface then define a unique stellar wind solution. The global properties of the wind can be characterized by its mass loss rate $\dot{M}_\star$ and its angular momentum loss rate (AML) $\dot{J}_\star$, which are computed a posteriori and defined by (e.g., Matt & Balick 2004)

$$\dot{M}_\star = \oint \rho \mathbf{v}\cdot d\mathbf{A}\,, \tag{6}$$

$$\dot{J}_\star = \oint \varpi\left(v_\phi - B_\phi\frac{\mathbf{v}_p\cdot\mathbf{B}_p}{\rho|\mathbf{v}_p|^2}\right)\rho\mathbf{v}\cdot d\mathbf{A}\,, \tag{7}$$

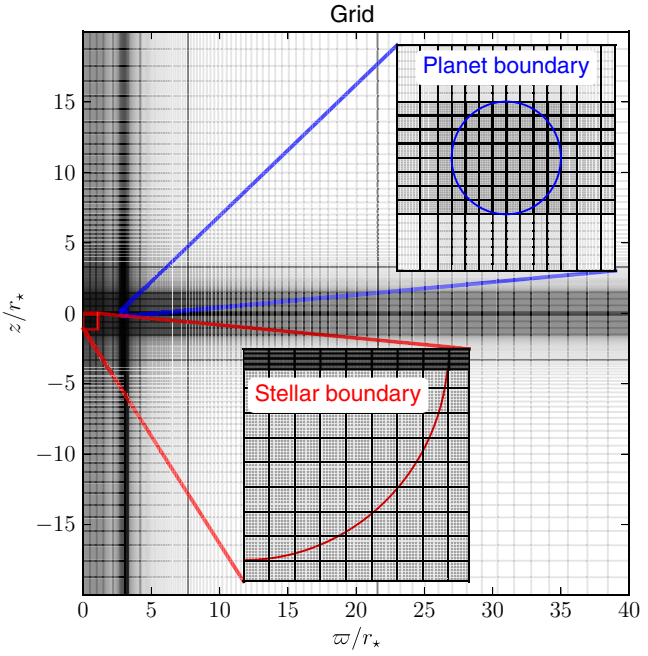


Figure 1. Grid of the $r_{\rm orb} = 3\,r_\star$ cases. The grid is highlighted every 32 points. The two insets are zooms on the southern hemisphere of the star and on the planet location. The boundaries of the star and the planet are labeled in red and blue. In those insets the grid is highlighted every eight points.

(A color version of this figure is available in the online journal.)

where (ϖ, ϕ, z) is the cylindrical coordinate system, the subscript p denotes the poloidal (ϖ, z) component of a vector, and $\oint \mathbf{x}\cdot d\mathbf{A}$ stands for the integral of $\mathbf{x}$ on a spherical surface enclosing the star. Because mass and momentum are conserved, a steady-state requires the spherical integrals (6) and (7) to be constant in between sources and sinks (here, the star and the planet) in the domain. Hence, the integrals can be equivalently evaluated on any spherical surface when a statistical steady-state is reached in the simulation.

2.2. Fiducial Stellar Wind

Depending on the choice of parameters, the simulated stellar winds possess a variable size dead-zone (i.e., the zone where the magnetic pressure is high enough to confine the plasma and suppress the wind driving; see, e.g., Mestel 1968; Keppens & Goedbloed 1999; Matt & Pudritz 2008). The relative position of the Alfvén surfaces and the dead-zone radius can also vary significantly. The three Alfvén surfaces label the position in the stellar wind at which the three following magnetic Mach number are equal to unity (Keppens & Goedbloed 1999),

$$(M_A)^2 = \frac{v_\varpi^2 + v_z^2 + v_\phi^2}{A_\varpi^2 + A_z^2 + A_\phi^2}\,, \tag{8}$$

$$(M_s)^2 = \frac{2\left(v_\varpi^2 + v_z^2\right)}{c_s^2 + A_p^2 + A_\phi^2 - \sqrt{\left[c_s^2 + A_p^2 + A_\phi^2\right]^2 - 4c_s^2A_p^2}}\,, \tag{9}$$

$$(M_f)^2 = \frac{2\left(v_\varpi^2 + v_z^2\right)}{c_s^2 + A_p^2 + A_\phi^2 + \sqrt{\left[c_s^2 + A_p^2 + A_\phi^2\right]^2 - 4c_s^2A_p^2}}\,, \tag{10}$$

Table 1
Stellar Wind Parameters and Characteristics

Parameter	Value
γ	1.05
$c_s/v_{\rm esc}$	0.2599
$v_A/v_{\rm esc}$	0.3183
$v_{\rm rot}/v_{\rm esc}$	0.00303
Characteristics	**Value**
ρ_0 (g cm^{-3})	1.3e-16–1.3e-11
$B_\star$ (G)	0.78–246
$\dot{M}_\star$ ($M_\odot$ yr^{-1})	2e-14–2e-9
$\dot{J}_\star$ ($M_\odot\, R_\odot^2$ yr^{-2})	4e-11–4e-6

where $\mathbf{A} = \mathbf{B}/\sqrt{4\pi\rho}$. We use r_a and r_f to denote the positions of the Alfvén surface ($M_A = 1$) and fast Alfvén surface ($M_f = 1$) on the equatorial plane. We build a simulation with parameters listed in Table 1, following on the preliminary study of Strugarek et al. (2012). Because we work with dimensionless quantities, a single wind simulation may represent different physical winds depending on the normalization. For a given simulation, the density normalization ρ_0 directly sets the physical amplitude of the stellar magnetic field. The physical mass loss rate is then determined by the radius and mass of the star, which we consider here to be solar. We give in Table 1 their physical values, as well as the mass and angular momentum loss rates of the modeled stellar wind for two possible density normalizations. The two density normalizations were chosen to represent a solar-like mass loss rate in the first case, and in the second case a very large mass loss rate that is thought to be representative of young Suns or T Tauri stars. It corresponds to a variation of five orders of magnitude of ρ_0. The magnetic field of 246 G in the second case is quite large, it is likely to represent an upper limit case for the potential effects of the SPMIs. Finally we define the torque applied by the (fiducial) wind to the star, $\tau_w = -\dot{J}_\star$, which will be used as a normalization to the magnetic torques in the remainder of this work. In all cases, the modeled stellar wind reaches 450 km s^{-1} near 1 AU, which is representative of the "slow" component of the solar wind.

The resulting stellar wind is displayed in Figure 2. The initial magnetic dipole has opened up under the influence of the accelerating wind, leaving a dead-zone near the equator where the field lines remain closed. The three Alfvén surfaces are delimited by the white lines. In this case, the Alfvén surface coincides with the fast Alfvén surface at the poles and with the slow Alfvén surface ($M_s = 1$) at the equator (Keppens & Goedbloed 1999). Note that the surface where the Mach number is one ($\mathbf{v}_p = c_s$, black line in Figure 2) coincides with those surfaces in an exactly opposite way. We obtain the position of the Alfvén surface on the equatorial plane $r_a \sim 3.5\, r_\star$ and the position of the fast Alfvén surface averaged on a thin disk centered on the equator $r_f \sim 7\, r_\star$.

We focus in this work on the magnetic feedback close-in planets can exert on their host stars. Such planets necessarily orbit inside the fast-Alfvén surface to enable Alfvén waves to travel from the planet to the stellar surface. Indeed, a planet orbiting outside the Alfvén surfaces can be influenced by the magnetized stellar wind (e.g., Vidotto et al. 2014), by stellar radiation and by tides, but it cannot back-react magnetically on its host star. The SPMI is driven by the differential motion between the orbiting planet and the rotating wind. The positions of the Alfvén surfaces and the rotation rate of the wind can be a priori estimated from our knowledge of thermally driven stellar

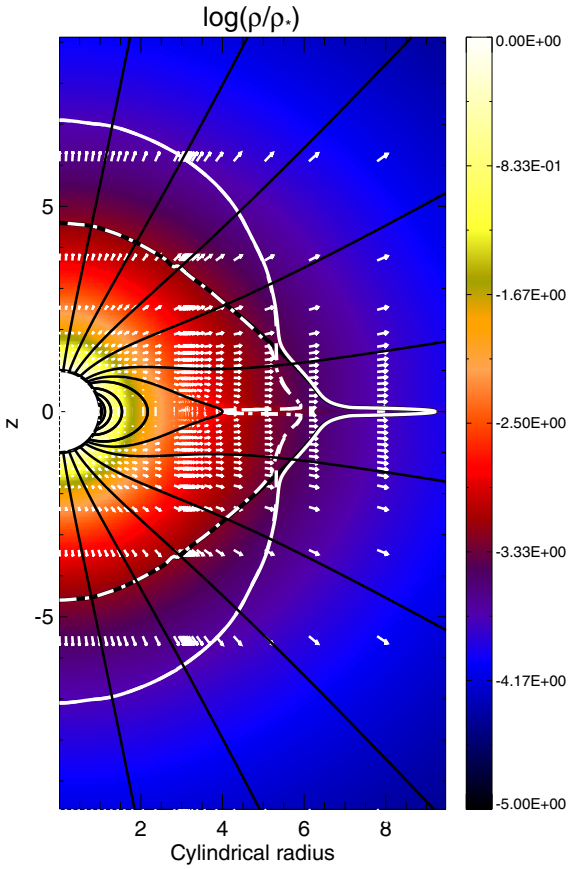


Figure 2. Fiducial stellar wind. Axes are given in units of stellar radius. The color map represents the logarithm of the wind density, normalized to the stellar surface density. White arrows show the local poloidal wind velocity. The magnetic field lines are displayed in solid black lines. Four characteristic surfaces are shown: the fast (three dot–dashed white line), slow (dot–dashed white line), and classic (dashed white line) Alfvén surfaces (see Equations (8)–(10)), and the surface at which the local Mach number is equal to one (thick black line). The stellar surface is indicated by a black half circle.
(A color version of this figure is available in the online journal.)

wind. On the equatorial plane, for a dipolar-type thermally driven stellar wind, a dead-zone co-rotating with the star extends roughly from the stellar surface to the Alfvén surface. The fast Alfvén surface generally extends further away from the star, and the rotation profile of the region in between roughly falls proportionally to the inverse of the distance to the star. The approximate equatorial position of the Alfvén surface can be semi-analytically derived with the same methodology used by Matt et al. (2012) and Réville et al. (2014). Matt et al. (2012) showed that a stellar wind could be unambiguously characterized, either by its mass- and angular momentum loss rates, or, equivalently, by the stellar equatorial rotation speed f and a parameter Υ, representing a dimensionless mass loss rate (similar to the magnetic confinement parameter of ud Doula & Owocki 2002) and defined by

$$f = \Omega_\star r_\star^{3/2} \left(GM_\star\right)^{-1/2} = \sqrt{2}\, \frac{v_{\rm rot}}{v_{\rm esc}}\,, \tag{11}$$

$$\Upsilon = B_\star^2 r_\star^2 \left(\dot{M}_\star v_{\rm esc}\right)^{-1} = \frac{4\pi\rho_\star r_\star^2 v_{\rm esc}}{\dot{M}_\star} \left(\frac{v_A}{v_{\rm esc}}\right)^2\,, \tag{12}$$

where $\Omega_\star$ is the stellar angular rotation rate. Using the grid of stellar wind models described in Réville et al. (2014), we fit the

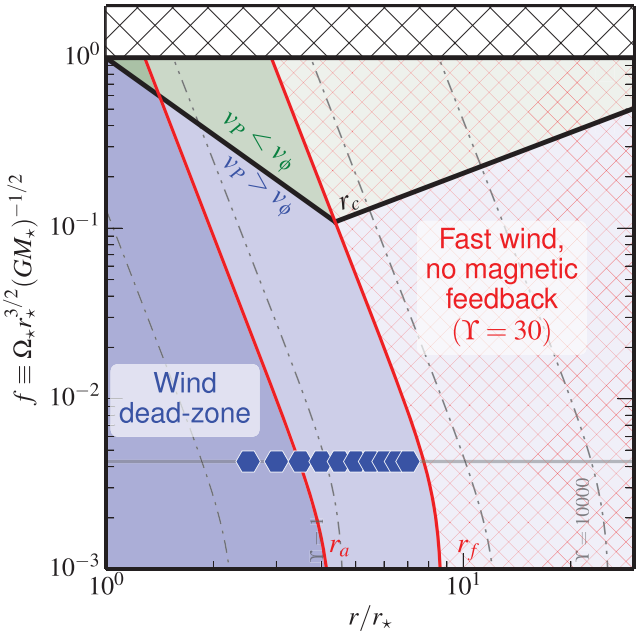


Figure 3. Wind characteristics as a function of rotation rate (vertical axis) and distance to the star (horizontal axis). The position of the Alfvén (r_a) and fast Alfvén (r_f) surfaces are shown in red for $\Upsilon = 30$ and dashed–dotted lines for $\Upsilon = 1$ and 10^4. The radius r_c where the Keplerian velocity is equal to the azimuthal velocity of the wind is labeled by the inclined black lines. The Alfvén surfaces delimit the dead-zone and the fast wind regions. The top hatched region corresponds to the unphysical case of stars with surface velocities higher than the Keplerian velocity. The orbital radii considered in this paper are given by the blue hexagons overlaid on the rotation rate of the fiducial star (horizontal grey line).

(A color version of this figure is available in the online journal.)

Alfvén equatorial radii[5] to the wind parameters (Υ, f) with

$$\frac{r_{a,f}}{r_\star} = K_1^{a,f}\left(\frac{\Upsilon}{\sqrt{1+(f/K_2)^2}}\right)^{m^{a,f}}. \quad (13)$$

The fitted parameters K_1, K_2, and m are given in Table 2.

The position of the Alfvén equatorial radii is illustrated in Figure 3. The Alfvén surface position is shown as a function of the fraction of break-up spin rate f (vertical axis) and magnetic confinement parameter Υ (pairs of oblique curves). The particular case of $\Upsilon = 30$ (red curves), which corresponds to the fiducial stellar wind considered in this work, is highlighted.

The orbital velocity of the planet is Keplerian. For the sake of simplicity, we assume a circular orbit for the planet. The orbital velocity only depends on the stellar mass and the orbital distance and is given by $v_P = \sqrt{GM_\star/r_{\rm orb}}$ (under the approximation $M_p/M_\star \ll 1$). In Figure 3 the black oblique lines represent the radii r_c at which the Keplerian velocity is equal to the rotational velocity of the wind. It separates two interaction regions where the orbital velocity of the planet is higher (blue areas) and lower (green areas) than the azimuthal velocity of the rotating wind. Any planet orbiting outside the r_f curve (red hatched area) cannot magnetically influence the star. A planet orbiting inside r_a generally rotates much faster than the wind itself (blue areas), although in the case of rapidly rotating stars the opposite situation may happen (green areas).

The SPMI is initially driven by the difference in azimuthal velocity between the orbiting planet and the rotating wind. It is important to realize that the orbital velocity of the planet v_P is a function of $r_{\rm orb}^{-1/2}$, whereas the orbital angular momentum of the planet is a function $r_{\rm orb}^{1/2}$. If $v_P > v_\phi$, a positive transfer of angular momentum from the planet to the star develops and leads to a decrease of the orbital angular momentum. This decrease necessarily leads to an increase of the planetary orbital velocity (and a decrease of the orbital radius; see also Lovelace et al. 2008; Laine & Lin 2011) as well as an increase in the stellar rotation rate that should be accompanied by an increase of the stellar wind rotation.

Depending on the position of the planet in the wind, two situations can occur. Inside the dead-zone, the planet's orbital frequency usually increases faster than the stellar rotation frequency (this is true for $r_P/r_\star \lesssim 0.5(M_\star/M_P)^{1/2}$). As a consequence, the differential motion between the planet and the wind increases and strengthens the SPMI. The planet migration associated with the SPMI is therefore *unstable*. A planet orbiting at the exact same rate as the stellar wind should not transfer angular momentum magnetically to the star, but the instability is such that any perturbation would tend to grow and to make the planet migrate. If the planet is inside the co-rotation radius (blue areas), the SPMI leads to an orbital decay of the planet until it reaches its Roche radius or simply merges with its host. If the planet lies outside the co-rotation radius (green areas), the SPMI leads to an outward migration of the planet.

Outside the Alfvén radius (red hatched zone), the azimuthal velocity of the wind falls off with cylindrical radius, and if the star rotates fast enough, a stable point exists where the planet is in co-rotation with the wind (black oblique line in the hatched zone). Of course, the stellar evolution, the tidal interactions between the planet and its host, other rotating planets, or even a disk should also be considered to determine the final migration path of the planet (see Bolmont et al. 2012; Zhang & Penev 2014, for recent efforts to model the evolution of such systems including the effects of tides).

The positions of the Alfvén surfaces are also plotted for much weaker and stronger magnetic fields ($\Upsilon \in \{1, 10^4\}$) in grey dash–dotted and dash–double dotted lines, for reference. The interaction region where a planet is able to provide magnetic feedback to its host grows with decreasing stellar rotation rate and decreasing mass loss rate/increasing $B_\star$ (increasing Υ). This is a direct consequence of the shrinking/expansion of the Alfvén surfaces in the equatorial plane (Equation (13)). It must be stated here that in reality, the magnetic interaction regions are likely to be even more complex. We have assumed here a dipolar topology for the stellar wind. For other magnetic topologies the Alfvén surface on the stellar equator can be pushed closer the stellar surface (Réville et al. 2014). In the more realistic case of non-axisymmetric and/or cyclic magnetic fields, the radial location of the Alfvén surface on the equator in the frame rotating with the orbiting planet is time dependent (see also Pinto et al. 2011), which leads to a significant modulation of the interaction regions.

Table 2
Fit Parameters for the Position of Alfvén Surfaces on the Equatorial Plane

	K_1	K_2	m
r_a	2.3027	0.0014	0.1842
r_f	4.8412	0.0027	0.1858

[5] Note that this is an *equatorial* value, and not the torque-determined globally averaged value used in Matt et al. (2012) and Réville et al. (2014).

Finally, the magnetic interaction efficiency between a star and planet also strongly depends on the planet characteristics, which will be explored in the following sections. In order to restrain the parameter space to study, we will focus here on one type of stellar wind labeled by the horizontal grey line in Figure 3 and vary the planet parameters (blue hexagons). As can be seen in Figure 3, the results can be translated accordingly for different stellar rotation rates and different mass loss rates.

3. PLANET MODELS

The axisymmetric geometry we consider is a first step toward a more realistic modeling. It does not allow us to fully describe the intrinsically 3D star–planet system: the planet is effectively represented by an axisymmetric torus of large radius $r_{\rm orb}$ and small radius r_P. Nevertheless, Cohen et al. (2010) showed that even in the 3D global geometry, a planet affects the stellar wind globally (i.e., at all longitudes). In addition, our reduced 2.5D geometry captures the basic physical ingredients of SPMIs, as will be made clear in the two following sections. As a first step, we chose the axisymmetric 2.5D approach, in order to explore a large parameter space, while still adequately modeling the physical processes impacting the star. These impacts are likely to be overestimated in this study compared to a more realistic 3D case, which we leave for future work.

3.1. Simulation Method and Planet Characteristics

We initialize a circular (in the (ϖ, z) plane) planet at an orbital radius $r_{\rm orb}$ at the same time as the initialization of the stellar wind. The planet's gravitational potential is added to the stellar potential in the whole domain. The planet itself is modeled as a boundary region in which the pressure, density, velocity and magnetic field have to be prescribed. In all cases, we hold both the orbital radius and the orbital velocity of the planet constant (see Strugarek et al. 2014, for more details). This is justified a posteriori by the fact that the torques that develop in the system will make the planet migrate over much longer timescales than the overall simulated temporal evolution. Given its proximity to its host star, the planet's rotation period is considered to be synchronized with the orbital period due to tidal locking. The system reaches a steady-state on a timescale of a few sound crossing times. We checked that doubling the resolution does not change our results by more than 3% in the magnetized-planet case (see Section 3.3). In this case the planetary field creates a shield around the planet that is barely affected by changes in the resolution. However, the non-magnetized planet cases (see Section 3.2) show a stronger dependency upon the grid resolution of our model: doubling the overall resolution leads to variations of 30% of the torque applied by the planet to the star. This stronger resolution dependence is expected since, in the unipolar case, the resolution inside the planet determines the level of numerical dissipation in the planetary interior, which ultimately counterbalances the induction, once a steady-state is reached. Even though the numerical value of the torques can be affected by the grid resolution, the trends we derive in Sections 4 and 5 remain robust.

We choose typical "hot-Jupiter" characteristics for our modeled planet. We set its radius to $r_P = 0.1\,r_\star$ and its mass to $M_P = 0.01\ M_\star$. Considering spherical bodies and a circular orbit for the planet, we can calculate the Roche limit $d_{s,fl} = \alpha_{s,fl} r_P\,(M_\star/M_P)^{1/3}$, with the coefficients $\alpha_s = 1.26$ in the solid case and $\alpha_{fl} = 2.44$ in the fluid case. The parameters we chose for our study lead to $d_s = 0.59\,r_\star$ and $d_{fl} = 1.13\,r_\star$ in the solid and fluid cases. Hence, all the orbital radii considered here lie well outside the Roche limit of the star–planet system. Such a choice of parameters corresponds closely to the observed Corot-27 b (Parviainen et al. 2014) or WASP-18 b (Hellier et al. 2009; Southworth et al. 2009) planets.

Table 3
Parameters and Results of the SPMI Cases

Case	$r_{\rm orb}/r_\star$	θ_0	B_P/B_w	$r_{\rm m}/r_P$	$\tau^\star_w/\tau_w$	$\tau^\star_P/\tau_w$	τ^P/τ_w
U2.5	2.5	···	···	···	0.85	−3.50	2.96
U3	3.0	···	···	···	0.71	−1.55	1.33
U3.5	3.5	···	···	···	0.70	−0.95	0.86
U4	4.0	···	···	···	0.77	−0.59	0.57
U4.5	4.5	···	···	···	0.83	−0.26	0.30
U5	5.0	···	···	···	0.86	−0.09	0.13
U5.5	5.5	···	···	···	0.94	−0.01	0.04
U6	6.0	···	···	···	0.99	<1%	<1%
U6.5	6.5	···	···	···	1.00	<1%	<1%
U7	7.0	···	···	···	1.00	<1%	<1%
D2a0	2.5	0	$7.5\ 10^0$	1.7	0.89	−1.14	1.36
D2r0	2.5	π	$7.5\ 10^0$	2.5	0.74	−2.59	5.26
D3a0	3.0	0	$3.4\ 10^1$	1.4	0.69	−0.40	0.40
D3a1	3.0	0	$3.4\ 10^2$	3.1	0.64	−0.43	0.44
D3a2	3.0	0	$8.4\ 10^2$	4.6	0.56	−0.46	0.48
D3ia0	3.0	$\pi/4$	$3.4\ 10^1$	1.6	0.84	−0.02	0.04
D3ia1[a]	3.0	$\pi/4$	$3.4\ 10^2$	3.3	0.65–0.75	−0.93−−0.02	0.02–1.01
D3ia2	3.0	$\pi/4$	$6.7\ 10^2$	4.4	0.65	−1.40	1.36
D3i0[a]	3.0	$\pi/2$	$3.4\ 10^1$	1.7	0.86–0.90	−0.17−−0.01	0.03–0.20
D3i1[a]	3.0	$\pi/2$	$6.7\ 10^1$	2.3	0.82–0.84	−0.87−−0.47	0.46–0.87
D3i2	3.0	$\pi/2$	$3.4\ 10^2$	3.5	0.67	−2.32	4.04
D3ir0	3.0	$3\pi/4$	$3.4\ 10^1$	1.9	0.79	−0.58	0.59
D3ir1	3.0	$3\pi/4$	$1.0\ 10^2$	2.7	0.83	−1.86	2.57
D3ir2	3.0	$3\pi/4$	$3.4\ 10^2$	4.5	0.77	−2.99	4.60
D3r0	3.0	π	$3.4\ 10^1$	1.8	0.73	−0.46	0.84
D3r1	3.0	π	$6.7\ 10^1$	3.3	0.75	−1.23	2.33
D3r2	3.0	π	$3.4\ 10^2$	6.2	0.77	−3.22	5.83
D4.5a0	4.5	0	$1.7\ 10^3$	3.8	0.87	−0.11	0.32
D4.5r0	4.5	π	$1.0\ 10^3$	5.0	0.72	−0.32	1.06
D6a0	6.0	0	$2.0\ 10^3$	4.8	0.99	<1%	0.21
D6a1	6.0	π	$6.1\ 10^2$	5.2	0.93	−0.01	0.33

Note. [a] Cases that oscillate between open and confined magnetic configurations.

Following the terminology proposed by Zarka (2007) (see also Kivelson et al. 2004) in the context of Jovian satellites, we consider both the cases of *unipolar* (weakly or non magnetized planet, hereafter labeled U) and *dipolar* (strongly magnetized planet with respect to the interplanetary medium, hereafter labeled D) interactions. Those two cases could represent hot Jupiter (Lanza 2009) or Super-Earth (Laine et al. 2008) close-in planets. We describe those two types of interactions in detail in Sections 3.2 and 3.3 respectively. A list of all the simulations described in this work can be found in Table 3.

3.2. Unipolar Interaction

The unipolar interaction refers to an interaction of a magnetized medium with a weakly (or non-) magnetized obstacle. In the context of SPMI, the magnetized medium is the stellar wind and the obstacle is the planet. This interaction was initially modeled in the context of the Io–Jupiter system by Goldreich & Lynden-Bell (1969). Several unipolar interaction cases need to be distinguished.

In the solar system, Venus provides an example of unipolar interaction between a planet and the wind of its host star. Although Venus possess no intrinsic magnetic field, it has

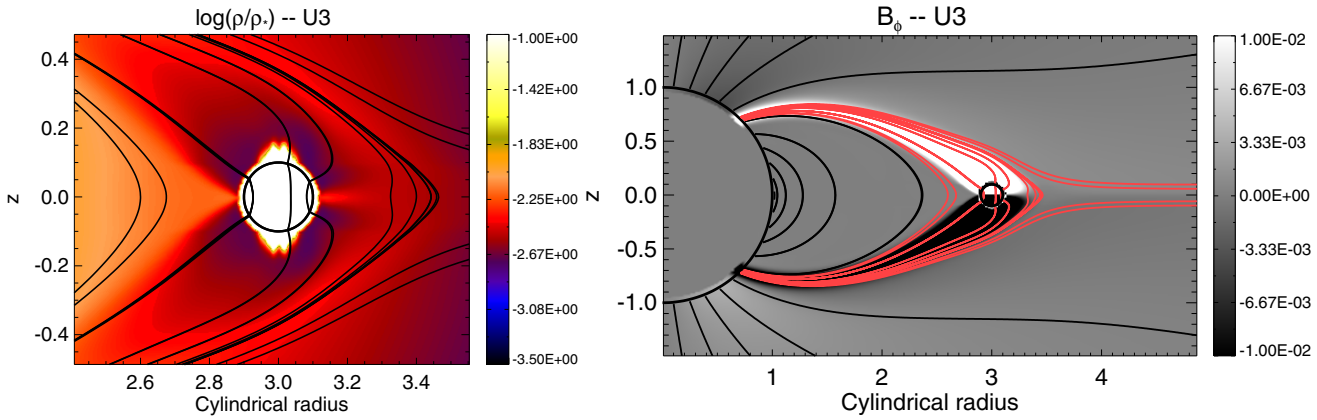


Figure 4. Unipolar interaction case U3. The planet is located at $r_{\rm orb} = 3\,r_\star$. The left panel represents the plasma density (in log scale) normalized to the stellar coronal base density. The planet surface is shown by a black circle. The solid black lines are magnetic field lines. The right panel shows the azimuthal component of the magnetic field (black and white map). The solid lines are the poloidal magnetic field lines, which are emphasized in red in the planet vicinity.

(A color version of this figure is available in the online journal.)

a neutral atmosphere that is efficiently screened from the surrounding solar wind by its ionosphere. More precisely, the very high ionospheric conductivity prevents the solar wind magnetic field from permeating into the atmosphere of Venus (Russell 1993). Such unipolar cases lead to the creation of an induced magnetosphere in the planet vicinity, which possess the same global structure—from the point of view of the wind—as the self-generated (via an internal dynamo; see Stevenson 2003) magnetospheres of planets like the Earth or Jupiter, although the induced magnetospheres owe their origin to a completely different process and are generally much less spatially extended (for a recent modeling of the magnetosphere of Venus and its interaction with the solar wind plasma, see Ma et al. 2013).

It must be noted, however, that a planetary ionosphere does not always provide an effective magnetic shield to the ambient stellar wind. The ionospheric barrier can indeed break if the stellar wind is sufficiently dense, sufficiently fast, or if the stellar ionizing influence (through either ion pick-up or high energy radiation) is sufficiently low (Russell 1993). Such conditions can be realized for close-in exoplanets that interact with a much more dense stellar wind than distant planets do. In this case, the wind magnetic field can permeate into the planetary interior. The interaction that develops in this case is the so-called generalized Alfvén wings scenario (Neubauer 1998). We consider here a simplified, ideal MHD formulation of the problem, in which the Alfvénic perturbations associated with the planet are either reflected and absorbed at the stellar boundary, or travel to the outer boundaries of the domain. Models taking into account a finite conductivity of the ambient plasma, where the waves can be reflected in between the two bodies, can be found in, e.g., Neubauer (1980) and Kivelson & Ridley (2008). In addition, because of the axisymmetric geometry we consider here, any reflected perturbation will always come back to the orbiting planet and the planet will behave as the so-called unipolar inductor (Goldreich & Lynden-Bell 1969). Then, two extreme cases may occur (Laine et al. 2008). If the planetary electric conductivity is very high compared to the stellar surface conductivity, magnetic field lines are frozen in the planet and dragged as the planet orbits (Laine & Lin 2011). Conversely, if it is very low, the wind magnetic field diffuses through the planet. For moderate conductivities, one would expect that both effects play a role in the SPMI. A slipping time can be defined by the time it takes a magnetic flux tube to slip through the planet. The slipping time depends on the relative orbital motion of the planet in the ambient rotating wind, and on the ratio of the electric conductivities between the planetary interior and the stellar surface. The reduced 2.5D axisymmetric geometry we chose for this first study allows us to model only the case where the planet drags the magnetic field as it orbits (similar to the Io–Jupiter case, with a closed current circuit between the planet and its host; see Strugarek et al. 2012).

A full treatment of the various unipolar cases would require the description of the ionization of the planetary atmosphere by the stellar wind and stellar UV radiation, which is beyond the scope of this study. This effect, combined with diffusive effects acting in the planet interior, is left for future work. Furthermore, the geometry in the induced magnetosphere case cannot be realistically modeled with a 2.5D axisymmetric setup; hence, we will focus our study on the unipolar case with no induced magnetosphere.

We let the magnetic field freely evolve inside the planet and fix all the other variables. The density profile inside the planet then determines the development of the SPMI. We tested various radial shapes of the density profile (from constant to Gaussian) under the constraint of a given planetary mass. We found that the density jump between the planet surface and the ambient wind is the important control parameter for the level of interaction the system is able to reach. The detailed shape of the density profile inside the planet only marginally affects the SPMI properties. We varied the density contrast between the planet and the ambient stellar wind from 10^5 to 10^{20}. The torques that develop in the unipolar cases (results shown in Section 4, see Figure 8) depend linearly on the logarithm of this density contrast. On one hand, the modification of the stellar wind torque increases only by 3% between density ratios from 10^5 to 10^{20} and can hence be neglected. On the other hand, the torque applied by the planet to the star increases (in absolute value) by 25% due to the amplification of the azimuthal magnetic field in the flux tube linking the star and the planet. We choose in the remainder of this paper to consider a density contrast of 10^{13}. Our results are robust to small (factor of two) variations of the density contrast, but larger variations have to be taken into account when using the torque scalings that will be derived in Section 4.

Figure 4 displays the solution we obtained for case U3 (see Table 3), with a planet located at $3\,r_\star$ (just inside the dead-zone of the stellar wind). We show the density (left panel) in the a steady-state solution. A very thin, higher-density boundary layer is created around the planet. It does not pollute the wind plasma and its size is robust with respect to both the grid resolution and the density contrast. On the right panel the azimuthal magnetic field is shown by the black and white color map. The magnetic field lines connecting the planet to the star (and nearby field lines) are highlighted in red. We observe that the magnetic flux-tube is strongly elongated in the azimuthal direction, due to fast orbital motion of the planet in the relatively slowly rotating wind. The pitch-angle $|B_\phi/B_p|$ in the flux tube reaches values of $\sim$3 on the dayside of the planet. On the nightside, it reaches occasionally larger values ($<$10) that lead to a fast outward opening and reconnection of the magnetic field lines. The small magnetic lobes observed on the left panel in each hemisphere on the nightside of the planet are residuals from those occasional reconnection events. These events are reminiscent from the well known twisting/slipping mechanism (see, e.g., Matt & Pudritz 2005, in the context of star–disk interaction) and are a trace of the finite amount of dissipation imposed by our grid. The time dependence introduced by these events in our simulations are observed to have a negligible influence on the global properties of the star–planet system.

The boundary condition on pressure then determines whether or not some plasma escapes away from the surface of the planet. Because we are interested primarily in angular momentum transfers between the star and the planet, we chose here to neglect atmospheric escape and design the planet boundary conditions such that no outflow from the planet is generated. The same care was taken for the dipolar interaction cases, which we describe in the next section.

3.3. Dipolar Interaction

We enforce a dipolar field at the planetary surface in dipolar cases. We adapted the magnetic dipole formula for our planet—which is shifted from the origin of the study frame—so that it still satisfies $\boldsymbol{\nabla}\cdot\mathbf{B}=0$. Such a dipolar field is given by

$$B_\varpi = \mu_P \cos(\theta_0)\frac{3z\varpi'}{(\varpi'^2+z^2)^{\frac{5}{2}}} + \mu_P \sin(\theta_0)\frac{2z^2-\varpi'^2}{(\varpi'^2+z^2)^{\frac{5}{2}}}, \quad (14)$$

$$B_z = \mu_P \cos(\theta_0)\frac{z^2\left(2-\frac{r_{\rm orb}}{\varpi}\right)-\varpi'^2\left(1+\frac{r_{\rm orb}}{\varpi}\right)}{(\varpi'^2+z^2)^{\frac{5}{2}}} + \mu_P \sin(\theta_0)\frac{-3\varpi' z+\frac{z}{\varpi}(\varpi'^2+z^2)}{(\varpi'^2+z^2)^{\frac{5}{2}}} \quad (15)$$

where $\varpi' = \varpi - r_{\rm orb}$, μ_P is the dipolar moment of the planetary magnetic field and θ_0 is the tilt angle of the planetary dipole with respect to the vertical axis. The interaction of the magnetosphere with the coronal wind establishes a steady-state planetary magnetosphere of finite size. In all cases, the velocity of the planet is set to be Keplerian, and the other velocity components are set to zero at the surface of the planet. We define each case by the ratio of the planetary field at its pole ($B_P = \mu_P/r_P^3$) to the local wind magnetic field B_w (see Table 3).

In Figure 5 we display three dipolar interaction cases, for a planet located at $r = 3\,r_\star$ (inside the dead-zone of the stellar wind), with different magnetospheric angles θ_0 (see Table 3 for the cases parameters). We observe that, in all three cases, the planet is able to retain a magnetosphere, whose finite size depends on B_P/B_w, θ_0, and on the position of the planet in the wind. We define the size of the planetary magnetosphere r_m by the extend of the last closed magnetic field line of the planet on the planetary magnetic equator, on the dayside. The magnetospheric sizes for all the dipolar cases are shown in Table 3.

In all cases, there is a direct magnetic link from the magnetic poles of the planet to the star. For the wind considered here and a planet located at $r_{\rm orb} = 3\,r_\star$, the foot-point of the magnetic link on the stellar surface is located near the open-closed field lines transition region. The SPMI develops the same qualitative behavior in the unipolar and dipolar cases: elongated field lines with a strong positive (resp. negative) azimuthal magnetic field in the north (resp. south) hemisphere connect the star to the planet. The qualitative resemblance of all the SPMI cases suggests that the shape of the magnetic interaction between the two bodies is primarily determined by the strong coronal stellar magnetic field.

We observe, nonetheless, significant differences in the three dipolar cases displayed in Figure 5. Some magnetic field lines originating from the poles of the planet open in the stellar wind in the anti-aligned ($\theta_0 = \pi$) case. It is now well established that the direction of the planetary magnetic field naturally leads to a "closed" or an "open" interaction case (Ip et al. 2004). The closed configuration (upper panels in Figure 5) efficiently confines most of the plasma inside the planetary magnetosphere, and leads to a very thin magnetic link between the two bodies. The resulting magnetic configuration of the planet is stable with respect to external perturbations by the stellar wind. Conversely, the open case (lower panels) leads to a much wider magnetic link in the polar region of the planet magnetosphere. The magnetic link in this case is sensitive to external perturbations by the wind. By considering $r_{\rm orb} = 3\,r_\star$, the magnetosphere of the planet is sufficiently close to boundary of the streamer (the open-closed field lines transition region in the stellar wind) that the wind is able to perturb some of the magnetic field lines connecting the two bodies. In the aligned case the magnetic configuration is strong enough to resist this wind perturbation and remain in the closed configuration. On the contrary, the wind is able to drag some of the connecting magnetic field lines in the anti-aligned case, which leads to the observed open configuration. The resulting radially elongated field lines are then forced to episodically reconnect and re-open on the nightside of the planet, as seen in the lower right panel of Figure 5. This phenomenon will provide an additional source of angular momentum loss for the planet. The inclined magnetosphere case (middle panels) lies in between those two configurations. In the cases shown, the planetary field is sufficiently small that its magnetosphere is confined inside the dead-zone and remains in a closed configuration. For more vigorous fields (case D3i2, see Table 3), the inclined magnetosphere also opens into the wind akin to the reversed configuration. Finally, some of the inclined cases regularly flip from a confined to an open configuration. Provided the planetary field is sufficiently small or large, though, one of the two steady configurations is systematically obtained.

The plasma density in the magnetosphere also differs from one case to the other. The magnetospheric plasma has

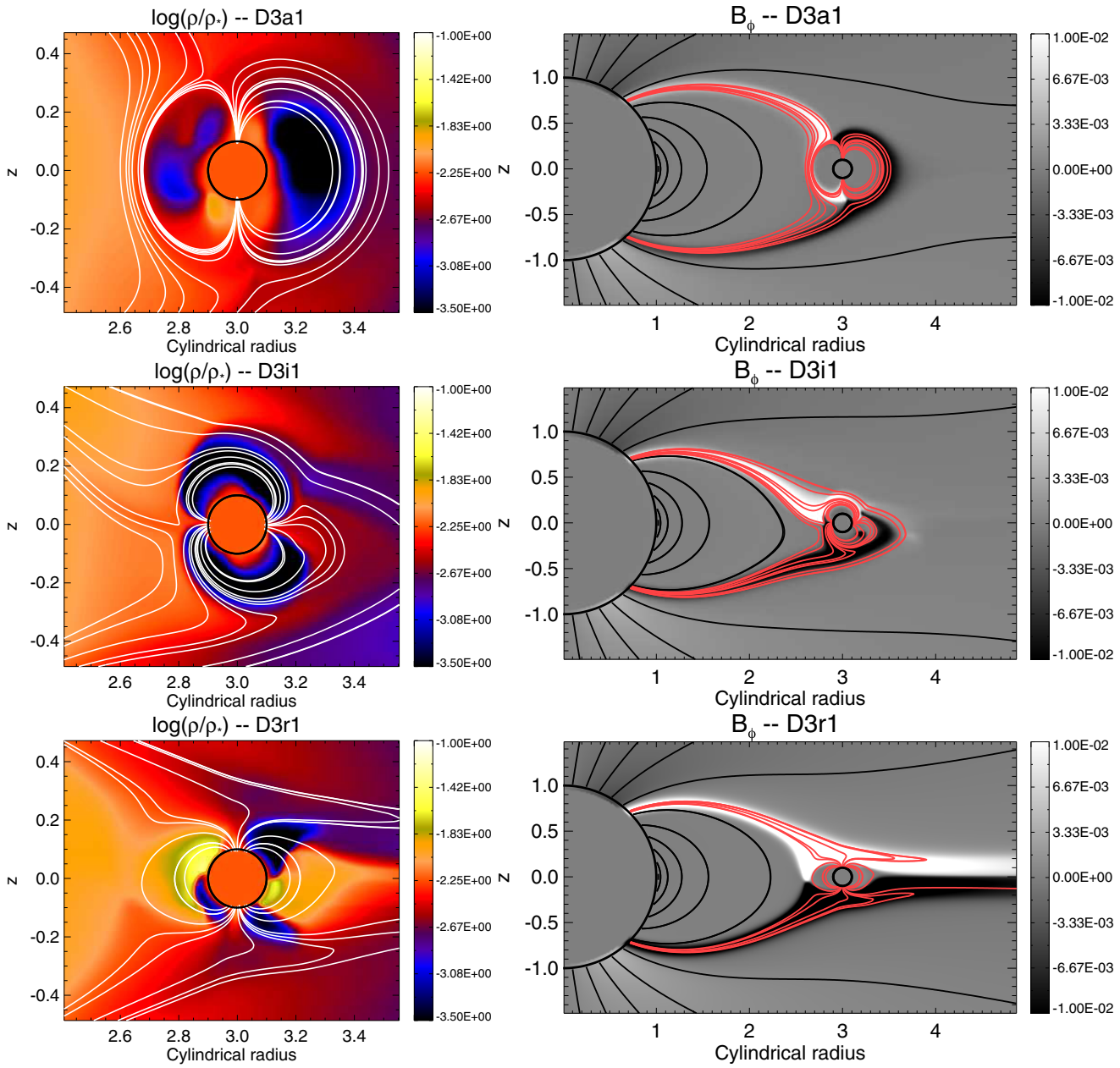


Figure 5. Dipolar interaction solutions for $\theta_0 = 0,\ \pi/2$, and π with $r_{\rm orb} = 3\,r_\star$ (from top to bottom). The quantities shown and layout are the same as in Figure 4. (A color version of this figure is available in the online journal.)

low density in the aligned and inclined cases, with plasma concentrations in the polar regions. The anti-aligned case shows a more complex density structure in the magnetosphere with density concentrations in the magnetic equatorial regions. The depleted regions coincide with the open/closed field line interfaces of the planetary magnetosphere. The detailed density structure here is likely to depend upon the details of the reconnection process in the nightside that is likely affected by the 2.5 reduced by the grid resolution. We observed, by refining the grid, that the overall properties of the star–planet system (such as magnetic torques and angular momentum transfers, see Section 4) were only marginally influenced by the detailed density structure of the planetary magnetosphere. A more accurate modeling of the planetary magnetosphere configuration would require a better control of the reconnection process in the nightside of the magnetosphere.

4. MAGNETIC TORQUES

We now quantify the effects of SPMIs for a range of planetary orbits inside the Alfvén surface, and for both unipolar and dipolar interactions. The Lorentz force associated with the magnetic link between the star and the planet leads to a magnetic angular momentum transfer, as well as a modification of the stellar wind, which we describe in Section 4.1. We characterize the effects of the planetary magnetic field amplitude and inclination (Section 4.2), and the effects of the position of the planet in the wind (Section 4.3) on the torques associated to the SPMI. Finally, we estimate the planet migration induced by the SPMI in Section 4.4.

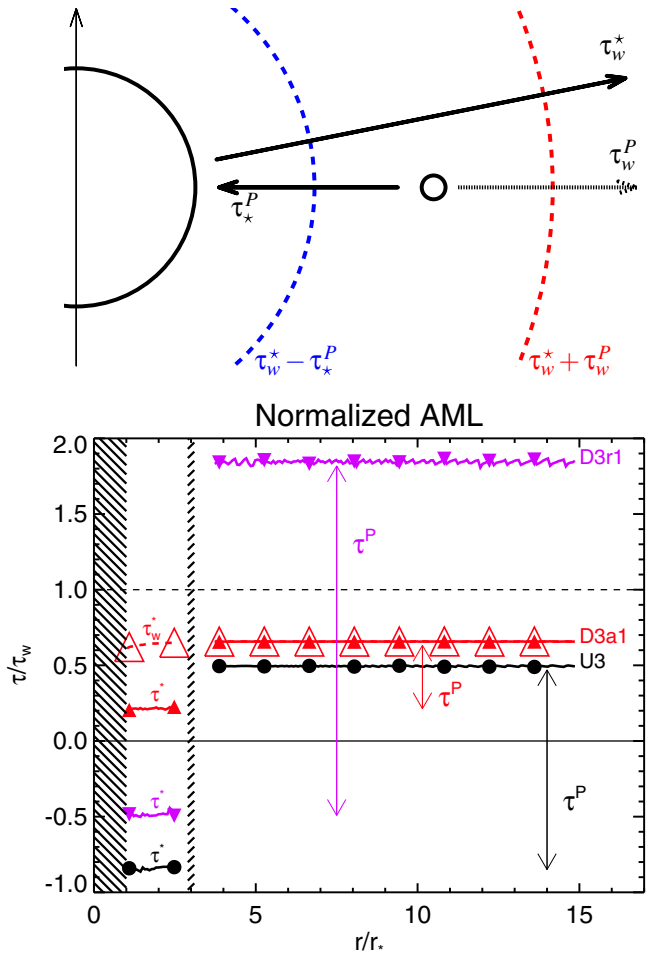


Figure 6. Top: schematic of the angular momentum transfers in a star–planet system. The black arrows show the direction of the angular momentum flux in the cases studied here. They are labeled with the physical sources from which they originate. Bottom: angular momentum loss rate (Equation (7) integrated over spheres) normalized to the fiducial wind AML τ_w, as a function of the spherical radius. The star ($0 \leqslant r \leqslant r_*$) and planet ($r_{\rm orb} = 3\,r_*$) positions are labeled by the hatched zones. Three cases are shown: a unipolar case (U3, black lines), a closed dipolar case (D3a1, red lines) and an open dipolar case (D3r1, magenta lines). The torque applied to the star $\tau^\star$ and applied to the planet τ^P are indicated. The dashed red line shows the outward AML only in case D3a1.

(A color version of this figure is available in the online journal.)

4.1. Angular Momentum Transfers and Stellar Wind Modification

The magnetic connection between the star and the planet leads to a magnetized angular momentum transfer. Since we fix the stellar rotation rate and the orbital motion, the planet and the star act as source and sinks of angular momentum, which is conserved in the stellar wind (Strugarek et al. 2014) and everywhere on our computational grid. As a result, when the system has reached a steady-state, the flux of angular momentum integrated on any spherical surface that is not crossing the stellar or the planetary interior is constant. The top panel of Figure 6 is a schematic of magnetized angular momentum transfers in a star–planet system. The angular momentum flux in between the star and the planet (crossing the dashed blue line) includes both the torque applied by the planet and the torque applied by the wind to the star. It thus corresponds to the overall angular momentum extracted from the star, which we denote $\tau^\star = \tau^\star_P + \tau^\star_w$, with $\tau^\star_P$ the torque applied by the planet to the star and $\tau^\star_w$ the torque applied by the wind to the star. If the star is rotating slowly enough (as it is the case here), the angular momentum is always transferred from the planet to the star and is associated with the torque applied to the planet by the star, which we denote $\tau^P_\star = -\tau^\star_P$. As a consequence, when we compute the AML between the star and the planet, we can account separately for positive and negative contributions and thus properly separate the stellar AML associated with the wind ($\tau^\star_w$) from the one associated with the planet ($\tau^\star_P$). The angular momentum flux outside the orbital radius (crossing the dashed red line) results from the torque applied by the wind to the star ($\tau^\star_w$) and to the planet (τ^P_w). By subtracting the inner and outer AMLs, one readily obtains the torque applied to the planet $\tau^P = \tau^P_\star + \tau^P_w$. The wind contribution to the planetary AML is labeled with dots because in some SPMI cases, the planet does not lose any angular momentum to the wind.

The bottom panel of Figure 6 shows the time-averaged AML (Equation (7) normalized to the fiducial wind AML τ_w) as a function of the spherical radius, for three typical cases (U3, D3a1 and D3r1, see Table 3). As expected, the AML is a piecewise constant function of r, which confirms (1) the conservation of angular momentum and (2) that the models have reached a statistical steady-state.

We immediately remark that the total torque applied to the star (curves lying in $r < 3\,r_\star$) is strongly reduced compared to the fiducial wind torque (black thin line). In some cases, the sign of the net torque on the star is even reversed: the connection between the star and the planet is strong enough such that the net torque is accelerating the star. We recall here that our 2.5D axisymmetric setup overestimates these torques (see discussion in Section 4.3), so the quantitative values of the torques we obtain here need to be checked with 3D simulations.

The red dashed line (with open symbols) shows the $\tau^\star_w$ for the aligned case D3a1. We see that the filtered AML is indistinguishable from the AML calculated for $r > r_{\rm orb}$ which means that—in this particular case—the only torque applied to the planet comes from its magnetic connection to the star. Conversely, we observe that the torque applied to the star–planet system is larger than the fiducial torque in case D3r1, which indicates that the planet is losing angular momentum to both the star and the wind. In order to visualize those direct magnetized transfer of angular momentum, we display the 2.5D angular momentum fluxes in Figure 7 for the fiducial wind and for cases U3 and D3r1. The direction of the angular momentum flux is labeled by the white stream lines and its amplitude by the logarithmic colormap. The angular momentum naturally flows out of the star in the open field line regions (panel (a)) when no planet orbits around the star. In panels (b) and (c), angular momentum directly flows from the planet to the star as well, following the azimuthally elongated "flux-tube" created by the SPMI (see Figures 4 and 5). The wind driving is modified at its foot-point on the stellar surface. The size of the open field line region is accordingly diminished compared to the case of a planet-free wind (panel (a))—which explains the general decrease of the wind torque.

The 2.5D representation of the angular momentum fluxes illustrates the importance of magnetic topology in SPMIs. The unipolar case does not add any fundamental constraint on the stellar wind magnetic topology: the magnetic field lines are simply dragged in the azimuthal direction by the orbiting planet. The anti-aligned case displayed in panel (c) develops the same kind of connection to the star, but the planetary magnetic field

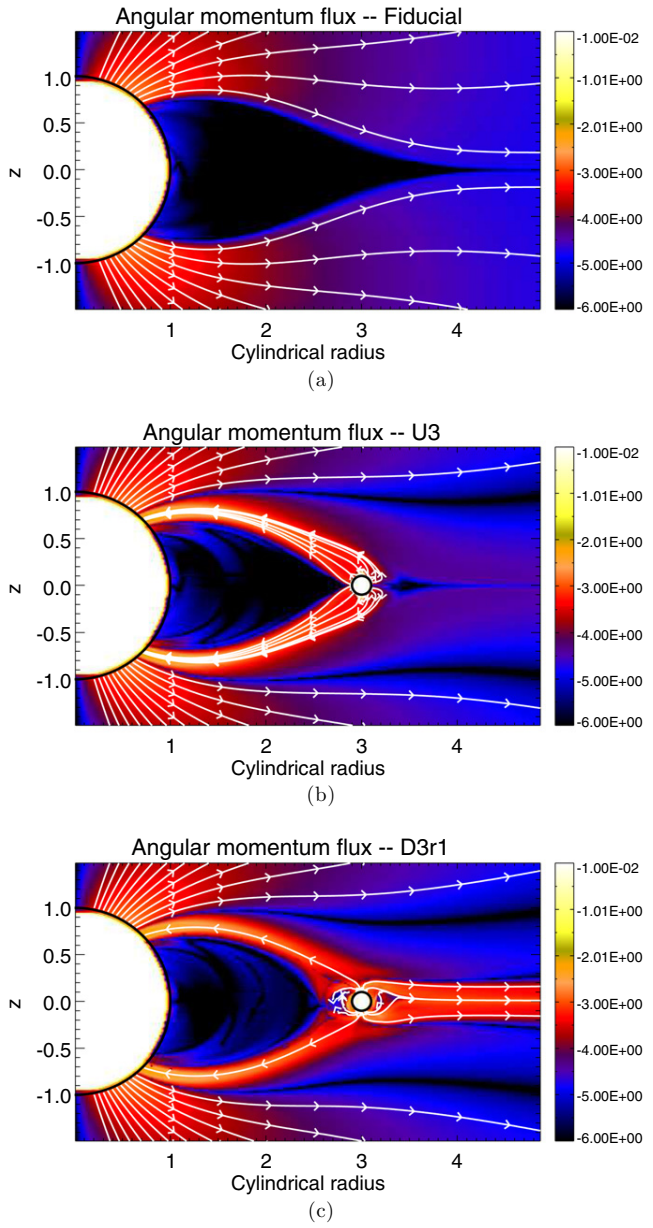


Figure 7. Two-dimensional angular momentum fluxes. The streamlines of angular momentum are labeled by the white lines and arrows, and its amplitude is shown by the background colormap (in logarithmic scale). The planet and stellar surfaces are indicated by the black circles. The cases of (a) the fiducial stellar wind, (b) unipolar, and (c) dipolar ($\theta_0 = \pi$) interactions are shown.

(A color version of this figure is available in the online journal.)

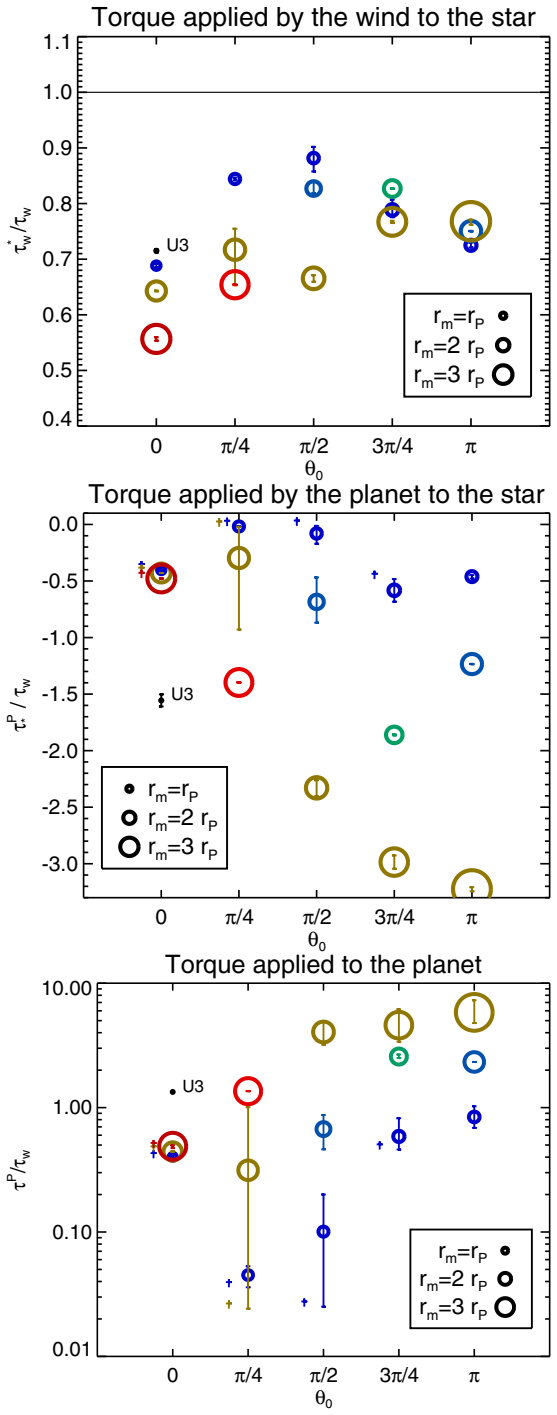


Figure 8. Torques for different planetary field amplitude (colored symbols, from blue–weak to green/yellow–medium to red–strong magnetic fields) and different inclination angles (abscissa). The size of the symbols represent the size of the planetary magnetosphere (see Table 4). We display from top to bottom $\tau_w^\star$, $\tau_P^\star$, and τ^P. In the lower two panels the closed configurations are labeled by †(see the text). The unipolar case U3 is added for reference. Its error bars are obtained for variations over four orders of magnitude of the density level of the planet.

(A color version of this figure is available in the online journal.)

is also able to open up in the accelerating wind region. This interaction is made possible by the closeness of the planet to the dead-zone boundary on the equator and the anti-aligned topology of the planetary magnetic field (see Section 3.3). Hence—as expected from Figure 6—the planet loses angular momentum to both the wind and the star at the same time. We now explore the quantitative sensitivity of the SPMI to the planetary magnetic field strength and topology (Section 4.2), and to the planet position inside the Alfvén surface (Section 4.3).

4.2. Topology and Strength of the Planetary Magnetic Field

The orientation and strength of the planetary magnetic field determines the magnetic coupling efficiency between the two bodies (see Section 3.3). The effect of the magnetic field orientation on its coupling with the coronal field for a close-in planet was initially studied by Ip et al. (2004). In the present work, we include the orbital motion of the planet, which leads to the angular momentum transfer. We display in Figure 8 the

Table 4
Torque Coefficients in the Dipolar Case

τ [τ_w]	c	b	p	t	Θ	s
$\tau_w^\star$ (c)	4.13	492	−0.24	1	0.45 π	2.08
$\tau_P^\star$ (c)	−0.001	1140	0.34	−1	0.37 π	0.77
$\tau_P^\star$ (o)	−0.27	−27.7	0.43	1	0.89 π	1.58
τ^P (c)	0.02	37.0	0.07	−1	0.37 π	0.78
τ^P (o)	0.17	−19.54	0.65	1	0.96 π	1.55

Notes. Closed (c) and open (o) configurations are distinguished. The fit coefficients are defined in Equation (16).

torque applied by the wind (upper panel) and by the planet (middle panel) to the star as a function of the inclination angle θ_0 of the planetary magnetosphere for a planet located at $r_{\rm orb} = 3\,r_\star$. All torques are normalized to the fiducial stellar wind torque. The averaged size of the planetary magnetosphere, measured at the magnetic equator, is given by the size of the circles in the two panels (see Table 3). Their color labels the amplitude of the planetary field, from the smallest (blue, $\mu_P = 4.5 \times 10^{-5}\mu_\star$) to the largest (red, $\mu_P = 4.5 \times 10^{-3}\mu_\star$). The error bars are a measure of the time variations of the torques that occur either because of a flipping between a closed and an open configuration, or because of time-dependent magnetic reconnection on the nightside of the planet. For each inclination angle, the wind modification and $\tau_P^\star$ are directly correlated to the strength of the planetary field (or magnetospheric size). However, the magnetospheric size (or B_P) alone does not appear to be a good proxy to estimate the strength of the SPMI because of the strong dependence on θ_0. The two extreme cases D3a2 and D3r2 reveal the importance of considering the inclination angle of the planetary fields: for comparable magnetospheric dimensions, the torque applied to the planet (bottom panel of Figure 8) varies by an order of magnitude. We generally find that for a given magnetospheric size or for a given μ_p, the torques vary significantly with the inclination angle.

For a given magnetospheric size, the maximum stellar wind modification (upper panel) is obtained for the aligned ($\theta_0 = 0$) configuration. All the aligned cases are in the closed configuration. As a result, for a given magnetospheric size, the magnetic field lines connecting the star to the planet are likely to extend further away from the ecliptic plane and impact higher latitudes—where the wind is driven—at the stellar surface. This is particularly clear in Figure 5 where it can be observed that the connecting field lines impact the stellar surface around $\theta_i \sim 47^\circ$ in the aligned case and around $\theta_i \sim 45^\circ$ in the anti-aligned case. Hence, the maximum wind modification is likely to be obtained in the aligned topology. Conversely, all the anti-aligned cases ($\theta_0 = \pi$) are in the open configuration. As a result, the magnetic link strengthens and is slightly more concentrated as the planetary magnetic field increases. The interacting zone at the stellar surface hence diminishes slightly, and the modification of the stellar wind decreases when the amplitude of the planetary field is increased, leading to an opposite behavior in the completely anti-aligned case, compared to all other inclinations.

The torque applied by the planet to the star (middle panel) and the total torque applied to the planet (lower panel) further reveal different behaviors for the open and closed configurations. In the closed configuration (cases labeled with daggers †), both torques have a surprisingly very weak sensitivity to the amplitude of the planetary field B_P (note that in the inclined cases switching configuration over time, the closed configuration torques are

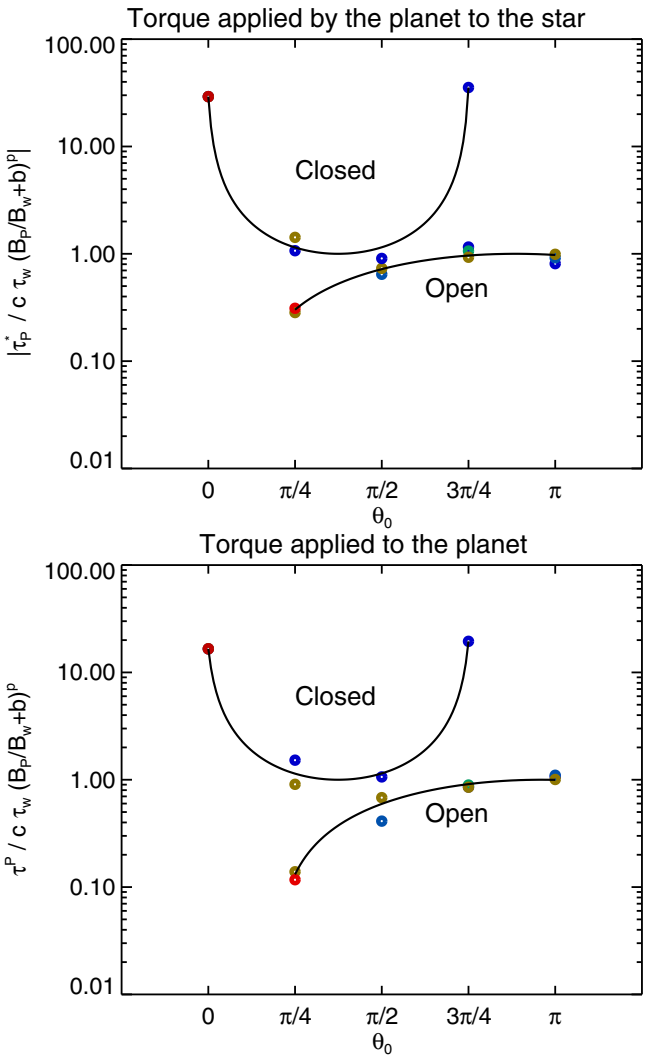


Figure 9. Fit (black lines) of the torque formulation (16) in the dipolar cases. The coefficients of the fits are given in Table 4.
(A color version of this figure is available in the online journal.)

taken at the extremum of the error bars). The torques developing in the open configuration, conversely, depend strongly on both B_P and θ_0. We fit $\tau_P^\star$ and τ^P with the simple formulation

$$\frac{\tau}{\tau_w} = c\left(\frac{B_P}{B_w} + b\right)^p \cos^t\left(\frac{\theta_0 - \Theta}{s}\right) \qquad (16)$$

for each configuration (open "o" and closed "c"). We tested various formulations of the fitting function (16) until an acceptable fit was obtained for the various torques in both the closed and open configurations. The fit coefficients are shown in Table 4 and the fits are visualized in Figure 9 (black lines). The slight discrepancy from the fits is a reasonable trade-off to provide the simple torque formulation (16) for the dipolar interaction. Both torques exhibit the same qualitative behavior.

The magnetic interaction is minimized in the closed configuration for an inclination angle close to $\pi/3$. This results from a simple geometrical constrain in the closed configuration. The field lines connecting the planet to the star—the field lines that are responsible for the transfer of angular momentum—are necessarily anchored at the magnetic poles of the planet. Each planetary pole has to be connected to one—and only one—of

the stellar hemispheres in a stable magnetic configuration (otherwise, strong currents would develop at the planetary poles and the associated magnetic reconnections would tend to suppress such configuration). As a result, in the aligned case the south (resp. north) pole of the planet is connected to the north (resp. south) hemisphere of the star. On one hand, if the planetary dipole is slightly titled, the magnetic connection between the pole the most distant from the star and the stellar hemisphere is harder to establish and the overall magnetic link is weakened. On the other hand, for a perpendicular dipole ($\theta_0 = \pi/2$, middle panel in Figure 5), one of the planetary poles is sufficiently close to the star to reverse this effect. As a consequence, the effective torque is minimized for intermediate inclination angles in the closed configuration. The exact angle is likely to depend on the orbital radius or, said differently, on the relative position of the planet inside the dead-zone. For a planet located at $r_{\rm orb} = 3\,r_\star$ we found that the torque is minimized for $\theta_0 \sim 0.37\pi$.

In the open configuration the torques are maximized for $\theta_0 \sim \pi$. The anti-aligned ($\theta_0 = \pi$) planetary field is naturally compatible with the dipolar structure of the stellar magnetic field, with vertical (along the z direction) field lines near the ecliptic. When the planetary field is inclined from this configuration, the magnetic links at the two poles of the planet are likely to shrink to accommodate the topological constraint. As a result, the connection between the poles of the planet and the stellar hemispheres are weaker and the associated torques decrease, as observed in Figure 9.

4.3. Orbital Radius Dependence

Up to now we have discussed cases with an orbital radius of $3\,r_\star$. We now present cases with variations from $2.5\,r_\star$ to $7\,r_\star$—spanning the whole sub-alfvénic zone—for the unipolar interaction case. We also ran some dipolar cases for particular orbital radii (see Table 3). We display the resulting wind and planetary torques as a function of $r_{\rm orb}$ in Figure 10.

The stellar wind torque is systematically reduced by the orbiting planet (left panel). The decrease is maximized for planets orbiting close to the streamer boundary (the transition region between open and closed field lines of the stellar wind). The magnetic connection has a tendency to inhibit the wind driving at its foot-point on the stellar surface. If the planet orbits too close to the star, the foot-point of the magnetic link on the stellar surface is located well inside the closed field lines region where only a slow (or even no) wind is driven: the SPMI does not significantly modify the stellar wind in this case. If the planet orbits in the open field lines region—and inside the fast Alfvén radius–, the foot-point latitude does not change much with the orbital radius, since the planet remains on the equatorial plane. As a consequence, the strength of the SPMI decreases with the orbital radius due to the combined effects of the decrease of $|v_P - v_\phi|$ ($v_P \propto r_{\rm orb}^{-1/2}$) and the decrease of the stellar wind magnetic field. We match the modification of the stellar wind torque in the unipolar case $\Delta\tau = 1 - \tau_w^\star/\tau_w$ with a Weibull distribution (red line in the left panel of Figure 10) that is given by

$$\Delta\tau = \Delta\tau_0 \left(\frac{r_{\rm orb}}{r_i}\right)^{k-1} e^{-\left(\frac{r_{\rm orb}}{r_i}\right)^k}, \qquad (17)$$

with $(\Delta\tau_0, r_i, k)$ being the free parameters for the fit. We find that the location at which the modification is maximized at the node of the Weibull distribution $r_i((k-1)/k)^{1/k} \sim 3.5\,r_\star = r_a$. The power-law exponent is found to be $k \sim 3.9$.

The torque applied by the planet to the star (right panel with logarithmic axes) also shows two different trends inside and outside the Alfvén radius r_a. For planets orbiting inside r_a, the torque decreases like $r_{\rm orb}^{-4}$. The only other estimation we are aware of was provided by Laine & Lin (2011) in the unipolar case. They found (see their Equation (15), adapted for circular orbits) that the torque scales like $r_{\rm orb}^{-5.5}$. The discrepancy may originate from two effects. First, the 2.5D geometry we consider over-estimates the magnetic torques. One can crudely extrapolate our results by rescaling the torques with a geometrical factor $\alpha_g = r_P/\pi r_{\rm orb}$, which would make the torque decrease like $r_{\rm orb}^{-5}$. The remaining power-law difference with the work of Laine & Lin (2011) could be due to a more subtle geometrical effect. However, it is also likely that it arises from the fact that we consider a magnetic field self-consistently evolving with the dynamical wind, and not constrained to be purely dipolar.

If the planet is orbiting in between the Alfvén and the fast-Alfvén radius, the torque it applies to the star falls off exponentially. The planet in this case is exposed to the accelerating wind, making it hard to establish a magnetic connection with its host. We fit this fall off in the unipolar case with the function (solid blue line in Figure 10)

$$\tau_P^\star = \tau_P^\star(r_a)\, e^{-(r_{\rm orb}-r_a)^{k_f}}, \qquad (18)$$

with $k_f = 2.3$. Note that the exact exponential fall-off may differ between the dipolar and unipolar cases. For reference we plotted the same curve for $k_f = 2$ (dashed blue line) and $k_f = 3$ (dotted blue line).

The dipolar cases (orange and green triangles in the two panels of Figure 10) show a significant spread across the scaling law we derived from the unipolar cases. By using Equation (16) to get rid of the (B_P, θ_0) dependence in the closed and open configurations, this spread is significantly reduced (not shown here). The dipolar cases are then observed to follow the same trends with the orbital radius, albeit with different proportionality factors that could be properly determined with a larger set of dipolar models at different orbital radii.

It was previously argued that an SPMI involving a close-in planet would generally decrease the stellar wind angular momentum loss because the planet would block a significant part of the outgoing stellar wind (Cohen et al. 2010). Here we also find—provided the star rotates sufficiently slowly, see Figure 3—that SPMI generally reduces the magnetic torque applied to the central star. We find that the net torque applied to the star is decreased primarily because of the direct transfer of angular momentum from the planet to the star. The SPMI also leads to a modification of the wind driving at the stellar surface, which in turns leads to a reduction of the torque applied by the wind to the star. This effect, which we believe to be at the origin of the "blocking" effect identified by (Cohen et al. 2010), is found to be generally less important. Our results nevertheless also support the idea that SPMI could partly explain the empirical evidence of excess of rotation observed in stars hosting close-in planets (see also Pont 2009).

4.4. Planet Migration

The magnetic link that connects the planet and the star together leads to a torque that applies to the two celestial bodies. The resulting angular momentum transfer changes the stellar rotation and the planetary orbit. The spin-angular momentum J

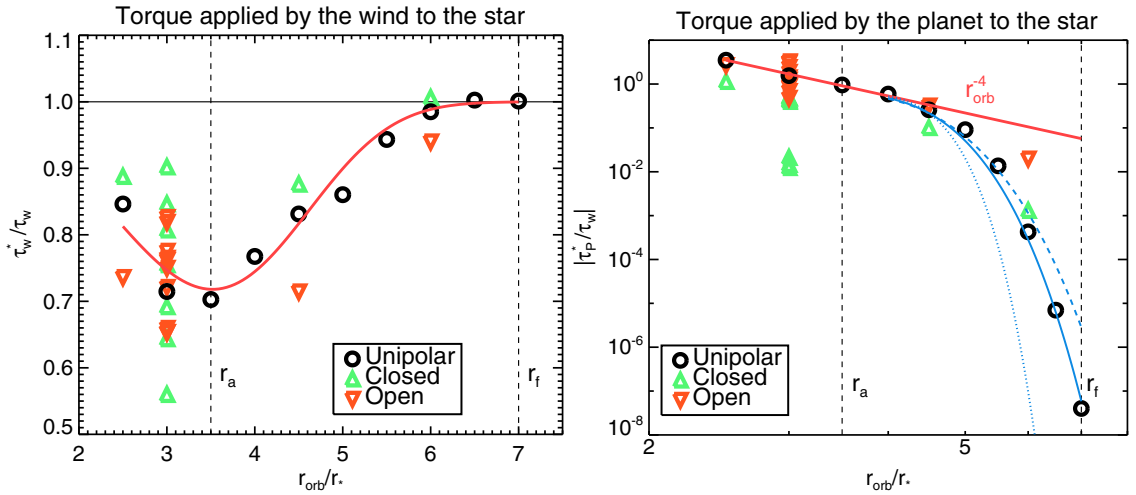


Figure 10. Normalized magnetic torques as a function of the orbital radius. Black circles label the unipolar cases, and the upward and downward triangles label the dipolar cases in the closed and open configurations. The left panel shows the torque applied by the stellar wind. The modification of the stellar wind torque is fitted with a Weibull distribution (red curve, see the text). The right panel shows the torque applied by the planet to the star with logarithmic scales. The cases with a planet inside the Alfvén radius r_a are well matched by a $r_{\rm orb}^{-4}$ power law. In the two panels the position of the Alfv´en r_a and fast Alvén r_f surfaces on the equator are shown by the vertical dashed lines.

(A color version of this figure is available in the online journal.)

of the host star and the orbital angular momentum of the planet can be defined by

$$J_\star = I_\star \Omega_\star \sim k^2 M_\star r_\star^2 \Omega_\star \,, \tag{19}$$

$$J_P = I_P \omega_{\rm orb} = M_P r_{\rm orb}^2 \omega_{\rm orb} \,, \tag{20}$$

where I represents the moment of inertia and $\omega_{\rm orb} = \sqrt{GM_\star / r_{\rm orb}^3}$. The normalized radius of gyration k^2 is of order 0.1 for a main sequence solar-like star. $I_\star$ is generally slightly higher than I_P for close-in planets. The angular momentum ratio is given by

$$\frac{J_P}{J_\star} = \frac{M_P}{k^2 M_\star} \left(\frac{r_{\rm orb}}{r_\star} \right)^{1/2} f^{-1} \,. \tag{21}$$

The full range of our models is between $J_P/J_\star \sim 40$ (for $r_{\rm orb} = 3\,r_\star$) and 60 (for $r_{\rm orb} = 7\,r_\star$), which shows that, in all cases, the orbital angular momentum of the planet is higher than the rotational angular momentum of the star. This dominance is due to the relatively slow rotation of the star (the planet, in this work, is always inside the co-rotation radius, see Figure 3).

Whether or not the effect of SPMI is significant depends on the timescale over which angular momentum is transferred between the two bodies. Based on the angular momentum definitions (20), we define the evolution timescale

$$t_P = \frac{r_{\rm orb}}{\dot{r}_{\rm orb}} = 2 \frac{J_P}{|\tau^P|} \,, \tag{22}$$

where the factor 2 comes from the $r_{\rm orb}^{1/2}$ dependence of J_P. We plot the migration timescales assuming the case of a large stellar magnetic field, $B_\star = 246$ G in Figure 11. In the unipolar case and dipolar cases in the closed configuration, the amplitude of the torque applied to the star by the planet and of the net torque applied to the planet are very similar, since the planet loses a negligible amount of angular momentum to the wind. Based on the scaling found in Section 4.3, we expect the migration time

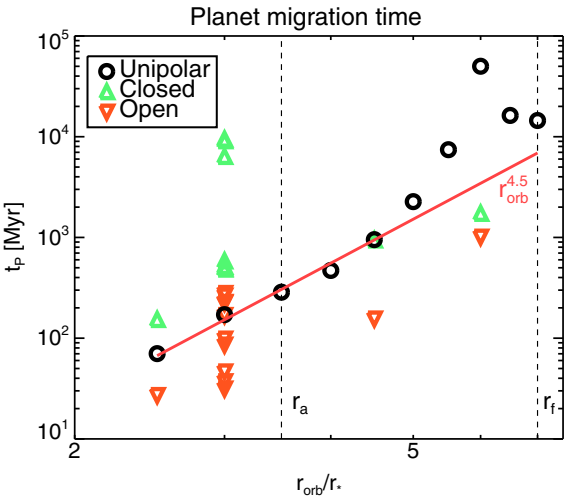


Figure 11. Migration timescale as a function of the orbital radius for $B_\star = 246$ G. The migration timescale is fitted by a power-law, shown in red (see the text for details).

(A color version of this figure is available in the online journal.)

to scale with $r_{\rm orb}^{4.5}$ (see Equation (22)). We overplot this scaling in red in Figure 11 and indeed observe a general agreement for the innermost planets.

The migration time in the unipolar case then increases exponentially in between the Alfvén surfaces, but appears to go back to a constant value near the fast Alfvén surface boundary. In this region the planet is subject to a direct interaction with the fast stellar wind and hence starts—in the unipolar case—to lose angular momentum to the wind only. The dead-zone rotates at the stellar rotation rate whereas the open field line region trails behind at a lower rotation rate. When the planet is completely outside the dead-zone, it interacts with a more slowly rotating plasma which enhances the differential motion driving the SPMI. As a result, we observe a discontinuity in the migration timescale of the planet. It is worth noting that, even if the planet

were outside the fast Alfvén radius, it would still undergo an orbital decay linked to its interactions with the rotating wind. It would eventually enter the dead-zone and magnetically interact with its host, if the system lives long enough. We ran a couple of other models (not shown here) with orbital radii between 7 and $10\,r_\star$ showing that the decay timescale remains approximately constant within a few stellar radii outside the Alfvén surface.

The migration timescales in the dipolar cases span two orders of magnitude, depending on the amplitude and inclination of the planetary magnetic field. We note again that the topology of the planetary field has a dramatic influence on the SPMI: a planet in the open configuration will systematically lose orbital angular momentum much faster than a planet in the closed configuration. For more realistic stellar magnetic configurations, the topology is likely to switch back and forth aligned and anti-aligned configurations as the planet orbits inside the complex coronal magnetic field. Our results show that the time-averaged torque applied to the planet would be largely dominated by anti-aligned phases. Hence, such configuration should be used when estimating migration timescales due to SPMIs in real star–planet systems. The dipolar cases in the open configuration seem to roughly follow the same power-law as the unipolar and closed cases, for fixed values of inclination and strength of the planetary field (not shown here). However, the grid of models presented here does not allow us to properly verify the power-law exponent in the open configuration, which would require additional simulations at several orbital radii. In addition, it must be stated that a planetary outflow (powered by, e.g., stellar radiation) could also modify this power-law.

The planet migration timescales with $B_\star^2$. If one considers a star with a lower magnetic field (e.g., $B_\star = 0.78$ G), the migration timescales shown in Figure 11 are five orders of magnitude larger, and the SPMI clearly does not play a significant role in the planet migration during the whole system life-time. On the other hand, for the larger stellar magnetic field shown ($B_\star = 246$ G), the planet migrates inside the dead-zone on a timescale ranging from approximately 20 to 20,000 Myr. Thus, in some cases the timescales can be much shorter than the secular evolution of the system: in these cases SPMI is certainly one of the major effects on the planetary orbit.

5. TOWARD GENERAL FORMULATIONS OF THE TORQUES

In order to compile all the SPMI effects together for the unipolar and dipolar interactions, we propose hereafter a formulation for the torques applied to the star and the planet. We also apply the geometrical factor α_g to account for the reduced 2.5D geometry used in this work.

The final torque that applies to the star results from the modified stellar wind and from the torque applied to the planet. It can be written in the following form.

$$\tau^\star = \tau_w \left\{ Q_\Upsilon + Q_P \right\} , \tag{23}$$

where τ_w is the fiducial wind torque which can be obtained from Matt et al. (2012); Réville et al. (2014), Q_Υ is the ratio quantifying the modification of the open flux due to the SPMI, and Q_p is the normalized torque associated with the orbiting planet. From Section 4 we can write

$$Q_\Upsilon = 1 - \alpha_g \Delta\tau , \tag{24}$$

with $\Delta\tau$ given by Equation (17). Q_P is given by

$$Q_P = \left(\frac{r_{\rm orb}}{r_\star} \right)^{-5} \mathcal{H}_P , \tag{25}$$

where $\mathcal{H}$ is defined in the unipolar and dipolar cases by

$$\mathcal{H}_P^u = C_0 \tag{26}$$

$$\mathcal{H}_P^d = C_1 \left(\frac{B_P}{B_w} + b \right)^p \cos^t \left(\frac{\theta_0 - \Theta}{s} \right) . \tag{27}$$

The parameters defining $\mathcal{H}_P^d$ can be found in Table 4 for both the open and closed configurations.

The total magnetic torque that applies to the orbiting planet includes the torque from the star and the one from the wind. We combine the results from Sections 4.2 and 4.3 to obtain the following torque formulation

$$\tau^P = \tau_w C_2 \left(\frac{r_{\rm orb}}{r_\star} \right)^{-5} \left(\frac{B_P}{B_w} + b \right)^p \cos^t \left(\frac{\theta_0 - \Theta}{s} \right) \tag{28}$$

where the parameters $(b,\ p,\ t,\ \Theta,\ s)$ depend on the configuration and are given in Table 4.

The exact multiplicative constants (C_0, C_1 and C_2) are likely to depend on the radius of the planet, which we did not vary in this study. C_0 also depends on the grid resolution and should also be calibrated with simulations done in 3D geometry. Hence, the numerical value of those multiplicative constants needs to be considered with caution.

6. CONCLUSIONS

In this work we have explored the efficiency of the magnetic interactions between a star and a close-in planet to transfer angular momentum. We explored the differences between the cases of a magnetized (dipolar interaction) and non-magnetized (unipolar interaction) planets. Our results can be summarized as follows.

1. The SPMI systematically decreases the torque applied by the stellar wind. This effect is maximized when the planet is in orbit close to streamer boundaries (the open/closed field line transition region) in the corona.
2. When the star rotates slowly (as considered here), the torque applied by the planet to the star is generally higher than the decrease of the torque applied by the wind. It can even compete with the total angular momentum removed by the wind, and in some cases result in a net increase of angular momentum for the star.
3. The torque applied by the planet to its host star is qualitatively similar in the unipolar and in the dipolar cases, but differs significantly in its amplitude.
4. Two magnetic configurations can be encountered in the dipolar case, where the planetary magnetosphere is either confined around the planet (the so-called closed configuration) or where it opens in the stellar wind (the so-called open configuration).
5. In the dipolar case, the angle of inclination of the planetary field with respect to the coronal field can greatly modify the efficiency of the SPMI. The knowledge of both the magnetospheric size and the inclination angle of the planetary field is needed to estimate the angular momentum transfers between the star and the planet.

6. The planet migration associated to the SPMI is unstable inside the Alfvén surface. A planet in orbit inside (resp. outside) the co-rotation radius will systematically migrate inward (resp. outward). Furthermore, the magnetic interaction with a planet inside the Alfvén surface strengthens with time and leads to an accelerated decay of the orbiting planet. This effect may be counterbalanced only if other processes (e.g., tidal forces in multi-planet systems) are taken into account. Provided the star is rotating sufficiently fast, a stable point for the SPMI can also exist outside the Alfvén surface where the planet is in co-rotation with the rotating wind.
7. The migration timescale linked to the SPMI is shown to be sufficiently short in some cases (particularly when the magnetic fields are strong), demonstrating the SPMI to be a first order effect in the secular evolution of the star–planet system (see Section 4.4).
8. The torque applied to the planet, in the dipolar interaction case, is strongest in the open configuration. Therefore, the open configuration state is likely to dominate long-term transfers of angular momentum and should be preferred to estimate the potential contribution of the SPMI to the planetary migration.
9. Empirical scaling laws for the wind modification, the torque between the star and the planet, and the planet migration time were proposed and summarized in Section 5.

To further refine the scaling laws we derived, several improvements are needed. The first obvious limitation of this work lies in its reduced geometry. Fully 3D simulations will be needed to adequately validate the scaling laws (Section 5), and especially the multiplicative constants in front them (Equations (17) and (26)–(28)). They would also allow us to take into account the eventual rotation of the planet for non-synchronized star–planet systems. All the types of unipolar interactions that we did not considered here (see Section 3.2) could also be explored with 3D simulations.

Second, real stars possess much more complex magnetic structures in their corona. Even though our formulae give first order estimates of the torques acting in the system, they were derived with a dipolar topology of the stellar magnetic field, for which the dead-zone is on the ecliptic. This is not the case for, e.g., a quadrupolar-dominated wind (see, e.g., Pinto et al. 2011, for wind simulations with various realistic magnetic topologies). In addition, real stellar magnetic field are generally non-axisymmetric. Hence, calculating the torque in the general case would require 3D simulations, to take into account their temporal and spatial variation in the stellar corona obtained either from numerical simulations (Brun et al. 2004; Ghizaru et al. 2010; Brown et al. 2010; Käpylä et al. 2012) or observations (see, e.g., Petit et al. 2008; Fares et al. 2013).

Third, we explored the SPMIs for a planet with a fixed radius and a fixed mass. The dependence of the scaling laws we proposed should also be characterized with respect to those planetary parameters.

Finally, we focused this first study on magnetic interactions. It is certainly possible to retain more physical effects in our model. Radiative transfer should be taken into account, to be able to model the "induced magnetosphere" unipolar case (Venus-like) and planetary outflows (Trammell et al. 2014). Tidal interactions provide another major mechanism for angular momentum transfer and should be treated self-consistently with the SPMI, in order to develop a unified theory of angular momentum transfers in star–planet systems. The model we presented in this work can be used as a basis for a global modeling framework of star–planet systems.

We thank the anonymous referee for valuable comments on our manuscript. A.S. thanks A. Cumming, R. Pinto, A. Vidotto, and P. Zarka for discussions about stellar winds and star–planet interactions. This work was supported by the ANR 2011 Blanc Toupies and the ERC project STARS2. A.S. acknowledges support from the Canada's Natural Sciences and Engineering Research Council. We acknowledge access to supercomputers through GENCI (project 1623), Prace, and ComputeCanada infrastructures.

REFERENCES

Abreu, J. A., Beer, J., Ferriz-Mas, A., McCracken, K. G., & Steinhilber, F. 2012, A&A, 548, 88
Auclair-Desrotour, P., Le Poncin-Lafitte, C., & Mathis, S. 2014, A&A, 561, L7
Barker, A. J., & Ogilvie, G. I. 2011, MNRAS, 417, 745
Bolmont, E., Raymond, S. N., Leconte, J., & Matt, S. P. 2012, A&A, 544, 124
Brown, B. P., Browning, M. K., Brun, A. S., Miesch, M. S., & Toomre, J. 2010, ApJ, 711, 424
Brun, A. S., Browning, M. K., Dikpati, M., Hotta, H., & Strugarek, A. 2013, SSRv, 1
Brun, A. S., Miesch, M. S., & Toomre, J. 2004, ApJ, 614, 1073
Charbonneau, P. 2010, LRSP, 7, 3
Charbonneau, P. 2013, Natur, 493, 613
Cohen, O., Drake, J. J., Glocer, A., et al. 2014, ApJ, 790, 57
Cohen, O., Drake, J. J., Kashyap, V. L., Sokolov, I. V., & Gombosi, T. I. 2010, ApJL, 723, L64
Cohen, O., Kashyap, V. L., Drake, J. J., et al. 2011, ApJ, 733, 67
Cuntz, M., Saar, S. H., & Musielak, Z. E. 2000, ApJL, 533, L151
Donati, J.-F., Moutou, C., Fares, R., et al. 2008, MNRAS, 385, 1179
Evans, C. R., & Hawley, J. F. 1988, ApJ, 332, 659
Fares, R., Donati, J.-F., Moutou, C., et al. 2010, MNRAS, 406, 409
Fares, R., Moutou, C., Donati, J.-F., et al. 2013, MNRAS, 435, 1451
Gardiner, T. A., & Stone, J. M. 2005, JCoPh, 205, 509
Ghizaru, M., Charbonneau, P., & Smolarkiewicz, P. 2010, ApJL, 715, L133
Goldreich, P., & Lynden-Bell, D. 1969, ApJ, 156, 59
Hellier, C., Anderson, D. R., Collier Cameron, A., et al. 2009, Natur, 460, 1098
Ip, W.-H., Kopp, A., & Hu, J.-H. 2004, ApJL, 602, L53
Jardine, M., & Collier Cameron, A. 2008, A&A, 490, 843
Jones, C. A. 2011, AnRFM, 43, 583
Käpylä, P. J., Mantere, M. J., & Brandenburg, A. 2012, ApJL, 755, L22
Kashyap, V. L., Drake, J. J., & Saar, S. H. 2008, ApJ, 687, 1339
Keppens, R., & Goedbloed, J. P. 1999, A&A, 343, 251
Keppens, R., & Goedbloed, J. P. 2000, ApJ, 530, 1036
Kivelson, M. G., Bagenal, F., Kurth, W. S., et al. 2004, in Jupiter. The planet, Satellites and Magnetosphere, ed. F. Bagenal, T. E. Dowling, & W. B. McKinnon (Cambridge: Cambridge Univ. Press), 513
Kivelson, M. G., & Ridley, A. J. 2008, JGR, 113, 5214
Lai, D., Helling, C., & van den Heuvel, E. P. J. 2010, ApJ, 721, 923
Laine, R. O., & Lin, D. N. C. 2011, ApJ, 745, 2
Laine, R. O., Lin, D. N. C., & Dong, S. 2008, ApJ, 685, 521
Lammer, H., Bredehöft, J. H., Coustenis, A., et al. 2009, A&ARv, 17, 181
Lanza, A. F. 2008, A&A, 487, 1163
Lanza, A. F. 2009, A&A, 505, 339
Lanza, A. F. 2010, A&A, 512, 77
Lanza, A. F. 2012, A&A, 544, 23
Lecavelier des Etangs, A., Ehrenreich, D., Vidal-Madjar, A., et al. 2010, A&A, 514, 72
Lovelace, R. V. E., Mehanian, C., Mobarry, C. M., & Sulkanen, M. E. 1986, ApJS, 62, 1
Lovelace, R. V. E., Romanova, M. M., & Barnard, A. W. 2008, MNRAS, 389, 1233
Ma, Y. J., Nagy, A. F., Russell, C. T., et al. 2013, JGR, 118, 321
Mathis, S., Alvan, L., & Remus, F. 2013, in Role and Mechanisms of Angular Momentum Transport During the Formation and Early Evolution of Stars Evry Schatzman School 2012, ed. P. Hennebelle & C. Charbonnel (EAS Publications Series, Vol. 62; Cambridge: Cambridge Univ. Press), 323
Matt, S., & Balick, B. 2004, ApJ, 615, 921
Matt, S., & Pudritz, R. E. 2005, MNRAS, 356, 167
Matt, S., & Pudritz, R. E. 2008, ApJ, 678, 1109

Matt, S. P., MacGregor, K. B., Pinsonneault, M. H., & Greene, T. P. 2012, ApJL, 754, L26
Mestel, L. 1968, MNRAS, 138, 359
Mignone, A., Bodo, G., Massaglia, S., et al. 2007, ApJS, 170, 228
Miller, B. P., Gallo, E., Wright, J. T., & Dupree, A. K. 2012, ApJ, 754, 137
Neubauer, F. M. 1980, JGR, 85, 1171
Neubauer, F. M. 1998, JGR, 103, 19843
Parker, E. N. 1958, ApJ, 128, 664
Parviainen, H., Gandolfi, D., Deleuil, M., et al. 2014, A&A, 562, 140
Petit, P., Dintrans, B., Solanki, S. K., et al. 2008, MNRAS, 388, 80
Pinto, R. F., Brun, A. S., Jouve, L., & Grappin, R. 2011, ApJ, 737, 72
Pont, F. 2009, MNRAS, 396, 1789
Poppenhaeger, K., & Wolk, S. J. 2014, A&A, 565, L1
Réville, V., Brun, A. S., Matt, S. P., & Strugarek, A. 2014, ApJ, submitted
Rubenstein, E. P., & Schaefer, B. E. 2000, ApJ, 529, 1031
Russell, C. T. 1993, RPPh, 56, 687
Scharf, C. A. 2010, ApJ, 722, 1547
Selsis, F., Kasting, J. F., Levrard, B., et al. 2007, A&A, 476, 1373
Shibata, K., Isobe, H., Hillier, A., et al. 2013, PASJ, 65, 49
Shibayama, T., Maehara, H., Notsu, S., et al. 2013, ApJS, 209, 5
Shkolnik, E., Bohlender, D. A., Walker, G. A. H., & Collier Cameron, A. 2008, ApJ, 676, 628
Shkolnik, E. L. 2013, ApJ, 766, 9
Shkolnik, E. L., Walker, G. A. H., Bohlender, D. A., Gu, P. G., & Kürster, M. 2005, ApJ, 622, 1075
Southworth, J., Hinse, T. C., Dominik, M., et al. 2009, ApJ, 707, 167
Stevenson, D. J. 2003, E&PSL, 208, 1
Strugarek, A., Brun, A. S., & Matt, S. 2012, in Proc. of the Annual Meeting of the French Society of Astronomy and Astrophysics, ed. S. Boissier (SF2A), 419
Strugarek, A., Brun, A. S., Matt, S. P., & Réville, V. 2014, in IAU Symp. 300, Nature of Prominences and Their Role in Space Weather, ed. B. Schmieder, J.-M. Malherbe, & S. T. Wu (Cambridge: Cambridge Univ. Press), 330
Trammell, G. B., Li, Z.-Y., & Arras, P. 2014, ApJ, 788, 161
ud Doula, A., & Owocki, S. P. 2002, ApJ, 576, 413
Vidotto, A. A., Fares, R., Jardine, M., et al. 2012, MNRAS, 423, 3285
Vidotto, A. A., Jardine, M., Morin, J., et al. 2014, MNRAS, 438, 1162
Vidotto, A. A., Opher, M., Jatenco-Pereira, V., & Gombosi, T. I. 2010, ApJ, 720, 1262
Washimi, H., & Shibata, S. 1993, MNRAS, 262, 936
Zanni, C., & Ferreira, J. 2009, A&A, 508, 1117
Zarka, P. 2007, P&SS, 55, 598
Zhang, M., & Penev, K. 2014, ApJ, 787, 131

The Astrophysical Journal, 815:111 (14pp), 2015 December 20 doi:10.1088/0004-637X/815/2/111
© 2015. The American Astronomical Society. All rights reserved.

MAGNETIC GAMES BETWEEN A PLANET AND ITS HOST STAR: THE KEY ROLE OF TOPOLOGY

A. Strugarek[1,2], A. S. Brun[2], S. P. Matt[3], and V. Réville[2]
[1] Département de physique, Université de Montréal, C.P. 6128 Succ. Centre-Ville, Montréal, QC H3C 3J7, Canada; strugarek@astro.umontreal.ca
[2] Laboratoire AIM Paris-Saclay, CEA/Irfu Université Paris-Diderot CNRS/INSU, F-91191 Gif-sur-Yvette, France
[3] Astrophysics group, School of Physics, University of Exeter, Stocker Road, Exeter EX4 4QL, UK
Received 2015 October 2; accepted 2015 November 9; published 2015 December 15

ABSTRACT

Magnetic interactions between a star and a close-in planet are postulated to be a source of enhanced emissions and to play a role in the secular evolution of the orbital system. Close-in planets generally orbit in the sub-alfvénic region of the stellar wind, which leads to efficient transfers of energy and angular momentum between the star and the planet. We model the magnetic interactions occurring in close-in star–planet systems with three-dimensional, global, compressible magnetohydrodynamic numerical simulations of a planet orbiting in a self-consistent stellar wind. We focus on the cases of magnetized planets and explore three representative magnetic configurations. The Poynting flux originating from the magnetic interactions is an energy source for enhanced emissions in star–planet systems. Our results suggest a simple geometrical explanation for ubiquitous on/off enhanced emissions associated with close-in planets, and confirm that the Poynting fluxes can reach powers of the order of 10^{19} W. Close-in planets are also shown to migrate due to magnetic torques for sufficiently strong stellar wind magnetic fields. The topology of the interaction significantly modifies the shape of the magnetic obstacle that leads to magnetic torques. As a consequence, the torques can vary by at least an order of magnitude as the magnetic topology of the interaction varies.

Key words: magnetohydrodynamics (MHD) – planet–star interactions – planets and satellites: dynamical evolution and stability – stars: winds, outflows

1. INTRODUCTION

Techniques for the detection of exoplanets favor so far the discovery of giant, close-in planets that can significantly perturb radial velocity signals, or lead to deep, well defined transits. Furthermore, 34% of the known exoplanets[4] are in orbit closer than 20 $R_\star$. Such planets are expected to interact strongly with their hosts (see, e.g., Cuntz et al. 2000) in a potentially observable way. The interactions originate from tides, magnetism, and radiative processes. The proximity of close-in exoplanets amplifies these effects, which can theoretically lead to exchanges of energy and angular momentum between the star and the planet and may have observable signatures.

As a matter of fact, several intriguing observations are associated with close-in exoplanets. Shkolnik et al. (2008, and references therein) reported chromospheric emissions for five different star–planet pairs that correlate with the planetary orbital period. These correlated emissions were observed to be subject to an on/off mechanism, possibly originating from the variability of the stellar magnetic field over timescales of years, or over the orbital phase of the planet. The particular case of HD 189733 was recently revisited by Pillitteri et al. (2015), who interpreted the excess emission as resulting from an infall of planetary material toward the star. The surprising lack of X-ray emissions from WASP-18 is also thought to result from some star–planet interaction (Pillitteri et al. 2014), which is yet to be understood. Nevertheless, it is today clear that the enhancement (or lack thereof) of chromospheric or coronal X-ray emissions due to a close-in planet is situational and highly variable: it does not statistically induce an observational trend (see Miller et al. 2015, and references therein). Radio and UV emissions from star–planet magnetic interactions (SPMI) are also intensively researched today (Grießmeier et al. 2007; Fares et al. 2010; Lecavelier des Etangs et al. 2013; Turner et al. 2013), because any detection may provide constraints on the hypothetical planetary magnetic fields (e.g., Zarka 2007; Vidotto et al. 2015).

The statistical distribution of exoplanets also reveals interesting features. First noted by Pont (2009), it appears that hosts of close-in planets tend to rotate more rapidly than twin stars hosting no close-in planets. This was recently confirmed by Maxted et al. (2015), although the authors question the original explanation of Pont (2009) based on tidal interactions because they do not seem to find a correlation between the anomalous gyrochronological age and the strength of the expected tidal forces. Furthermore, McQuillan et al. (2013) and Lanza & Shkolnik (2014) showed a clear dearth of close-in exoplanets around fast rotators with *Kepler*. Both effects could be explained by exchanges of angular momentum between stars and close-in planets, although their detailed mechanism is still debated today.

The aforementioned observations are generally interpreted in terms of tidal, radiative, or magnetic star–planet interactions. Tides are known to lead to spin–orbit synchronization in star–planet systems (for a review, see Mathis et al. 2013). The angular momentum transport resulting from star–planet tides can also lead to planet migration (see, e.g., Bolmont et al. 2012; Zhang & Penev 2014; Damiani & Lanza 2015) as well as spin-up the host star for close-in planets (Barker & Ogilvie 2011; Poppenhaeger & Wolk 2014; Ferraz-Mello et al. 2015). Planet–disk tidal interactions provide as well various migration mechanisms (for a review, see Baruteau et al. 2014) in the early stages of stellar systems. The efficiency of tidal interactions depends strongly on the internal structure of both the star and the planet, and its modeling is still a subject of

[4] From the database exoplanet.eu, 2015 September 1.

intense research today (Auclair-Desrotour et al. 2014; Guenel et al. 2014).

Close-in planets are also subject to intense radiation from their host that can lead to planetary outflows (see, e.g., Yelle et al. 2008; Owen & Adams 2014; Trammell et al. 2014) and may in some cases allow some planetary material to impact the stellar chromosphere. In the case of close-in unmagnetized planets, intense extreme-UV radiation was shown to favor the penetration of the stellar wind and may be a source of enhanced atmospheric escape (Cohen et al. 2015). Matsakos et al. (2015) classified the different types of planetary outflows, though further investigation is still required to elucidate how such flows could explain enhanced emissions or statistical trends in the exoplanet population (see Pillitteri et al. 2015, for a possible link between hot spots and radiation-induced planetary outflows).

Magnetic interactions provide another promising mechanism for the transfer of energy and angular momentum between a star and a planet. A close-in planet generally orbits inside the sub-alfvénic region of the stellar wind, leading to particularly efficient transfers (see, e.g., Cohen et al. 2010; Strugarek et al. 2014b). In a pioneering work Ip et al. (2004) modeled such interaction as a plausible source of additional and localized coronal heating of close-in planet-hosting stars. In this scenario, in contrast to radiatively induced planetary outflows, the energy is carried away from the planet by alfvénic perturbations propagating in the stellar wind down to the stellar chromosphere. The energetic transfers occurring due to magnetic interactions in a star–planet system can be modeled with the concept of Alfvén wings (Neubauer 1998), inspired by similar planet–satellite magnetic interactions occurring in the solar system (Goldreich & Lynden-Bell 1969; Neubauer 1980). However, in star–planet systems, the detailed structure of the wind determines how the Alfvén wings develop. The Poynting flux in Alfvén wings was quantified by Saur et al. (2013) for the exoplanets known at that time, using simple 1D stellar wind models. This could provide a source for the intermittent enhanced emissions sometimes observed in close-in exo-systems. The magnetic torques originating from SPMI were proposed as well to be a source of planet migration (Laine et al. 2008; Lovelace et al. 2008; Vidotto et al. 2010; Laine & Lin 2011; Strugarek et al. 2014b) and stellar spin-up (Cohen et al. 2010; Lanza 2010; Strugarek et al. 2014b). On the contrary, for fast rotating stars those magnetic torques can spin-down the star, albeit not efficiently enough to solve the so-called angular momentum problem for young stars (Bouvier & Cébron 2015). As in the case of tidal interactions, it is important to note that SPMI generally depend on the planet's internal composition, and in particular on whether or not a dynamo process is able to sustain an intrinsic magnetic field in its interior (Strugarek et al. 2014b).

This paper focuses on the effects of magnetic topology in the development of magnetic interactions between a star and a close-in, magnetized planet. We investigate whether magnetic interactions can be strong enough to explain enhanced emissions or a statistical dearth of close-in planets around fast rotating stars. We study how Alfvén wings develop in self-consistent, global three-dimensional numerical models of stellar winds in which an orbiting, magnetized planet is added. We explore three extreme magnetic topologies of aligned, anti-aligned, and perpendicular configurations. We systematically characterize the energy and angular momentum exchanges that occur in each case and demonstrate the crucial influence of the magnetic topology. In Section 2 we describe the modeling approach we chose for the stellar wind and the magnetized planet. A detailed study of the Alfvén wings that self-consistently develop in our numerical model is given in Section 3. The magnetic torques leading to planet migration are characterized in Section 4 and conclusions are given in Section 5.

2. STELLAR WIND AND PLANET MODELS

We use the PLUTO code (Mignone et al. 2007) to model star–planet magnetic interactions. We detail here the system of equations we solve, our modeling choices for the stellar wind and the planet, and the numerical methods we use.

2.1. Magnetohydrodynamic Equations

The PLUTO code solves the following set of compressible, ideal magnetohydrodynamic (MHD) equations:

$$\partial_t \rho + \boldsymbol{\nabla} \cdot (\rho \boldsymbol{v}) = 0 \tag{1}$$

$$\rho \partial_t \boldsymbol{v} + \rho \boldsymbol{v} \cdot \boldsymbol{\nabla} \boldsymbol{v} + \boldsymbol{\nabla} P + \boldsymbol{B} \times \boldsymbol{\nabla} \times \boldsymbol{B}/(4\pi) = \rho \boldsymbol{a}, \tag{2}$$

$$\partial_t P + \boldsymbol{v} \cdot \boldsymbol{\nabla} P + \rho c_s^2 \boldsymbol{\nabla} \cdot \boldsymbol{v} = 0, \tag{3}$$

$$\partial_t \boldsymbol{B} - \boldsymbol{\nabla} \times (\boldsymbol{v} \times \boldsymbol{B}) = 0, \tag{4}$$

$$\boldsymbol{\nabla} \cdot \boldsymbol{B} = 0, \tag{5}$$

where ρ is the plasma density, $\boldsymbol{v}$ its velocity, P the gas pressure, $\boldsymbol{B}$ the magnetic field, $\boldsymbol{a}$ is composed of the gravity, Coriolis, and centrifugal forces (the MHD equations are written in a rotating reference frame that is specified in Section 2.3), and $c_s = \sqrt{\gamma P/\rho}$ is the sound speed (γ is the adiabatic exponent, taken to be the equal to the ratio of specific heats). We use an ideal-gas equation of state

$$\rho \varepsilon = P/(\gamma - 1), \tag{6}$$

where ε is the internal energy per unit mass.

2.2. Stellar Wind Models

The base of our MHD modeling approach for stellar wind was originally developed by Washimi & Shibata (1993), and extended later on by Keppens & Goedbloed (1999), Matt & Balick (2004), Matt & Pudritz (2008), Matt et al. (2012), Strugarek et al. (2014b), and Réville et al. (2015a). In this work we further develop this approach by considering three-dimensional stellar winds. We briefly explain here our modeling methodology and refer the interested reader to the aforementioned works for further details.

We model stellar winds using the MHD approximation to describe the stellar corona plasma. In order to simplify the model, we do not describe the heating mechanism of the corona itself (see Suzuki & Inutsuka 2006), and instead consider our stellar boundary condition to represent the base of the corona. We prescribe there a thermal pressure gradient that drives an outward accelerating flow, the stellar wind. To mimic the additional complex heating that occurs in the lower corona and participates in the physical acceleration of stellar winds, we choose an effective adiabatic exponent γ close to isothermal (in this work $\gamma = 1.05$). This choice is made to ensure that our model, when applied to the Sun, achieves velocities compatible with the slow component of the solar wind observations at 1 AU (Washimi & Shibata 1993; Matt & Balick 2004).

Table 1
Properties of Stellar Winds

	Dipolar Wind	Quadrupolar Wind
$B_\star$ (equator) (G)	12.4	11
$\dot{M}$ ($10^{-14}\,M_\odot\ \mathrm{yr}^{-1}$)	2.04	2.11
$\dot{J}$ ($10^{-11}\,M_\odot R_\odot^2\ \mathrm{yr}^{-2}$)	56.0	2.55
$\langle R_\mathrm{A}\rangle(R_\star)$	18.0	3.78

The stellar wind is then determined by the interplay between the thermally accelerated flow, the large-scale magnetic structures, the rotation of the star, and the coronal density (see, e.g., Réville et al. 2015a, 2015b). This latter parameter can be conveniently used as an adimensionalization parameter for the MHD equations. The other parameters are described in terms of characteristic velocities normalized to the escape velocity $v_\mathrm{esc} = \sqrt{2GM_\star/R_\star}$. The thermal driving of the wind is considered to be spherically symmetric and set by the sound speed $c_S = \sqrt{\gamma\, P/\rho}$. The rotation of the star is supposed to be solid and specified by the rotation speed $v_\mathrm{rot} = \Omega_\star R_\star$. Finally, the stellar magnetic field is prescribed by a given idealized topology (dipole or quadrupole) and an equatorial Alfvén speed $v_\mathrm{A} = B_\star/\sqrt{4\pi\rho_\star}$, where $B_\star$ is the stellar magnetic field on the equatorial plane. We consider in this work that the magnetic pole is aligned with the rotation axis.

We initialize our simulation domain with a spherically symmetric Parker wind (Parker 1958) to which we add a magnetic field of a given topology and a given normalized Alfvén speed $v_\mathrm{A}/v_\mathrm{esc}$. The star is modeled as an internal spherical boundary condition centered at the middle of the computational domain. The boundary condition consists of three spherical layers under the stellar "surface" in which the gradient of the Parker wind pressure, the rotation rate of the star, and its magnetic field are imposed (see Strugarek et al. 2014a, 2014b, for full details on these boundary conditions).

We study two different stellar winds using dipolar and quadrupolar magnetic fields to explore the effects of the magnetic topology on SPMI. Both winds are driven by a normalized sound speed $c_s/v_\mathrm{esc} = 0.222$ corresponding to a coronal temperature of 10^6 K for a solar-like star. They both rotate slowly with $v_\mathrm{rot}/v_\mathrm{esc} = 3.03 \times 10^{-3}$. The dipolar case is characterized by a normalized Alfvén speed of $v_\mathrm{A}/v_\mathrm{esc} = 1$, and in the quadrupolar case $v_\mathrm{A}/v_\mathrm{esc} = 3$. This ensures that the total pressure at the planet's orbit (dominated by the magnetic pressure, see Section 2.3) is equivalent in both winds.

Because the coronal base density $\rho_\star$ is used to adimensionalize the MHD equations, each stellar wind simulation can represent the wind of different stars. We give in Table 1 the magnetic field strength at the base of our models (along with the wind mass and angular momentum loss rates, and the generalized Alfvén radius $\langle R_\mathrm{A}\rangle = \sqrt{\dot{J}/\Omega_\star\dot{M}}$) for a coronal base density chosen to achieve a solar-like mass loss rate ($\rho_\star = 3.2 \times 10^{-15}\,\mathrm{g\,cm^{-3}}$ in the dipolar case and $2.8 \times 10^{-16}\,\mathrm{g\,cm^{-3}}$ in the quadrupolar case). In the remainder of this paper, the dimensional quantities are given using these base coronal densities unless stated otherwise.

2.3. Planet Models

The planet is modeled as a second internal boundary condition inside the computational domain. We consider here planets in circular orbits with an orbital plane perpendicular to the stellar rotation axis. The MHD equations are solved in a frame rotating at the keplerian orbital rate of the planet $\Omega_\mathrm{K} = \sqrt{GM_\star/R_\mathrm{orb}{}^3}$ (in the limit of a small planetary mass), where R_orb is the orbital radius. The boundary cells composing the star and the planet are fixed in the rotating frame, simplifying the numerical setup significantly.

In this study we set the planetary mass and radius to $M_P = 0.01\,M_\star$ and $R_P = 0.1\,R_\star$ as in Strugarek et al. (2014b). We also hold fix the orbital radius $R_\mathrm{orb} = 5\,R_\star$. We consider planets with an intrinsic dipolar magnetic field oriented along the rotation axis of the host star and simulate three topological situations. Using the dipolar wind solution, we consider the cases of a planet with a dipolar field aligned with the *local* magnetic field (hereafter the "aligned" case) and of a planet with an anti-aligned dipolar field (hereafter "anti-aligned").[5] With the quadrupolar wind solution we simulate a planet with a dipolar field parallel to the stellar rotation axis, and hence perpendicular to the *local* magnetic field (hereafter the "perpendicular" case). We show the three magnetic configurations in Figure 1, where the field lines of the stellar wind are shown in black and the planetary field lines in red. In the dipolar wind cases the planetary dipole strength corresponds to an equatorial field at the planetary surface $B_P = 0.9$ G (roughly five times less than the jovian magnetic field), and in the quadrupolar wind cases $B_P = 0.25$ G. Such planetary fields ensure extended planetary magnetospheres while not constraining the numerical time steps too much.

The planet is initialized at the beginning of the simulations along with the stellar wind (see Section 2.2). We choose to neglect any kind of atmospheric escape to focus our study solely on the magnetic interactions (see Matsakos et al. 2015, for an overview of the impact of atmospheric escape and planetary "winds" in the context of SPMI). The density of the planetary boundary is chosen to be ten times the local wind density, and the pressure to be 90% of the local thermal pressure of the wind. This ensures that the planet is a cold, dense obstacle in the stellar wind from which no "wind" is triggered. Setting a higher density and/or a lower pressure changes the structure of the planetary magnetosphere very marginally close to the planet boundary, and does not affect our results regarding the interaction between the planetary magnetosphere, the stellar wind, and its host star. The velocity inside the planet and its magnetosphere is initially set to zero in the rotating frame, effectively modeling the orbital motion of the planet and its magnetosphere. We hence consider here only planets that are "tidally locked," which is a reasonable assumption for such close-in planets. The "tidal-locking" timescale for close-in Jupiter-like planets is estimated to be of the order of 0.1–1 Myr (see, e.g., Leconte et al. 2010), which is shorter than the typical migration timescales associated with magnetic torques that we derive in Section 4. We hence consider in this work that the planet is already tidally locked on a circular orbit to focus on the magnetic torques themselves. The velocity, density, and pressure are held fixed during the simulation inside the planet boundary and left free to evolve in the magnetosphere. The magnetic field is maintained as the

[5] Note that in Strugarek et al. (2014b), the "aligned" and "anti-aligned" denominations had the opposite meaning: they referred to the relative orientation of the planetary and stellar dipoles. In this work we prefer not to use this convention since, for more complex topologies, a denomination based on the local orientation of the magnetic fields in the vicinity of the planet is more intuitive.

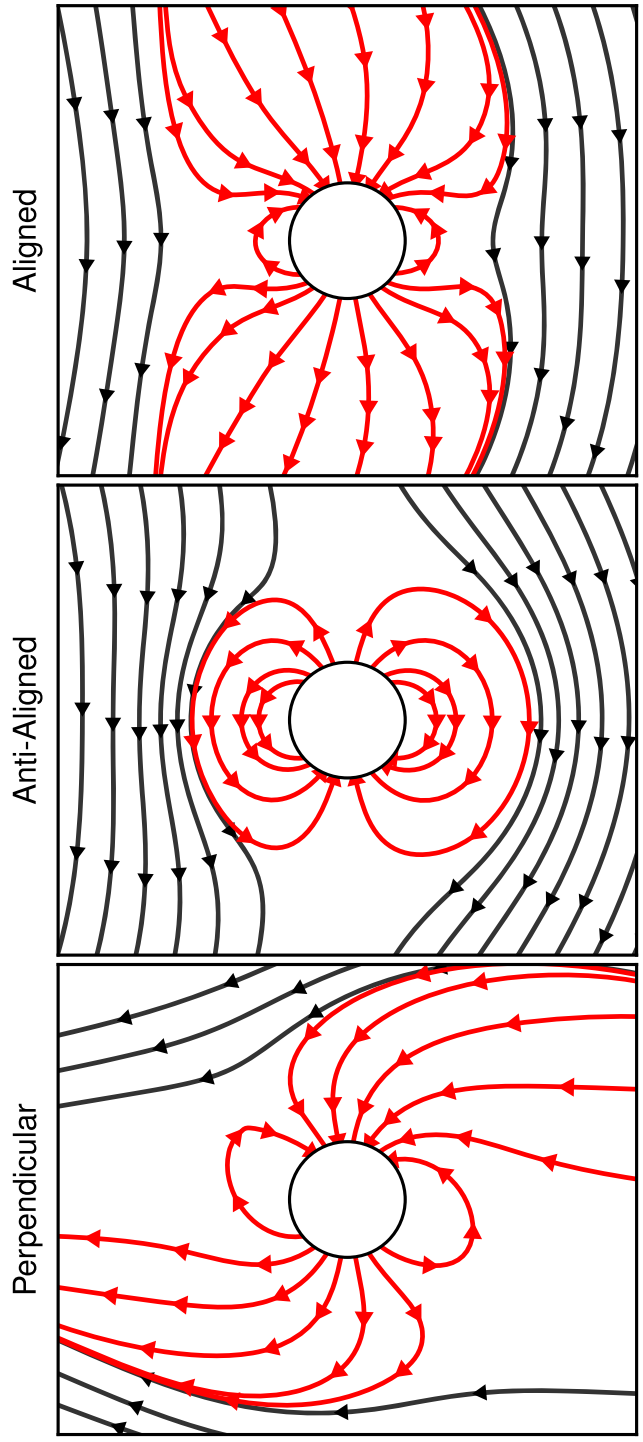


Figure 1. Close-in views of the three magnetic configurations shown in this work. The configurations are labelled by the orientation of the planetary field (in red) with respect to the local stellar wind magnetic field (in black), i.e., aligned, anti-aligned, and perpendicular, from top to bottom.

initial planetary dipole in the inner 70% of the planet and left free to evolve elsewhere. The planet boundary condition hence possesses an outer layer in which only the magnetic field is allowed to change, crudely mimicking a thick ionosphere. After its initialization, the planetary magnetosphere changes dynamically until a steady state is reached, in which the pressure balance determines the shape of the magnetosphere. In the case we consider here, the total pressure in the planet's vicinity is dominated by the magnetic pressure, which ensures that the magnetic interaction develops in the sub-alfvénic regime.

2.4. Numerics

We use the modular PLUTO code (Mignone et al. 2007) to solve the ideal MHD Equations (1)–(6). The equations are solved with a second-order, linear spatial interpolation coupled to the standard *HLL* Riemann solver and a *minmod* flux limiter. The variables are updated in time with a second-order Runge–Kutta method. The solenoidality of the magnetic field is ensured to machine precision with a constrained transport method (Evans & Hawley 1988), in which the face-centered electromotive forces are arithmetically averaged.

We solve the MHD equations in cartesian geometry with two internal boundary conditions inside the domain, modeling the star (Section 2.2) and the planet (Section 2.3). We recall that the equations are solved in a rotating frame with the rotation rate Ω_K, ensuring that the location of the planet can be held fixed in the simulation grid. At the domain external boundaries we impose simple outflow conditions (zero gradient on all quantities). Because we model stellar winds, the flow is supersonic and super-alfvénic when it reaches the outer boundaries, hence they have little to no impact on the general solution, which is driven by the internal stellar boundary condition.

The simulation are run on a $490 \times 355 \times 355$ cartesian grid. The cube of size $3\,R_\star$ enclosing the central star is discretized over 97 uniform cells in each direction, and the cube of size $R_\star$ enclosing the planet over 161 uniform cells. The remainder of the simulation domain is filled with stretched grids in the three directions toward the domain's limits $[-20\,R_\star, 20\,R_\star]^3$.

We stress that we use an ideal set of MHD Equations (Section 2.1), which implies that the only dissipative processes occurring in our simulations are controlled by the numerical scheme and the resolution we choose. This limitation is a reasonable trade-off between numerical simplicity and physical accuracy of our models. Indeed, in all the cases we consider in this work the star–planet system quickly reaches a steady state because the planet is orbiting in a purely axisymmetric wind (see Section 2.2). As a result, the detailed reconnection process between, e.g., the stellar wind and the planetary magnetosphere influences the final steady state only marginally. This is confirmed with additional simulations we ran with half-resolution in the cube of size $R_\star$ around the planet, which encloses the main reconnection sites. In these simulations the energy and angular momentum transfers (see Sections 3 and 4) are decreased by less than 15%. Hence, higher resolution, more accurate simulations would lead to slightly stronger magnetic interaction, but not qualitatively change the results presented in this work, as expected. Nevertheless, because we chose an ideal MHD approach, our model is not suited to tackling the dynamical response of the interaction to perturbations or non-axisymmetric structures in the stellar wind. Hence, we only consider the case of axisymmetric stellar winds in this work. Thanks to PLUTO's modular capabilities, such dynamical processes could be studied more accurately by taking into account explicit ohmic, Hall, and eventually ambipolar dissipation (these effects are not included in the public version of PLUTO yet; for first implementations see Lesur et al. 2014;

Nakhaei et al. 2014). These aspects are beyond the scope of the present work and will be explored in future studies.

3. ALFVÉN WINGS

The concept of Alfvén wings goes back to the pioneering work of Drell et al. (1965), in the context of satellites moving perpendicularly to a uniform magnetic field. Such a satellite excites alfvénic perturbations that propagate along the magnetic field lines, effectively developing currents resembling airplanes' swept-back "wings". We detail in this section how Alfvén wings develop in close-in star–planet systems, and how the magnetic topology affects their shape and characteristics.

3.1. Structure of the Alfvén Wings

Alfvén wings develop in close-in star–planet systems due to the differential motion between the orbiting planet and the rotating stellar wind. The orbiting planet excites magnetohydrodynamic perturbations in the stellar wind that propagate along the Alfvén characteristics (Drell et al. 1965; Neubauer 1998; Saur et al. 2013):

$$\boldsymbol{c}_{\rm A}^{\pm} \equiv \boldsymbol{v} \pm \boldsymbol{v}_{\rm A}. \tag{7}$$

These perturbations are a vector of electromagnetic energy and angular momentum transport between the planet and its environment, the latter being either the interplanetary medium or the host star. The superposition of the travelling perturbations forms what is referred to as an "Alfvén wing" (Neubauer 1998). If the local Alfvén speed is sufficiently high and the planet is located inside the Alfvén surface of the stellar wind, some of the perturbations can be reflected at the stellar surface and reach back to the orbiting planet. This extreme case is often referred to as the *unipolar inductor* case, while the case where no perturbations reach back to the planet is called the *pure Alfvén wing* case. The star–planet system systematically develops two Alfvén wings, along $c_{\rm A}^{-}$ and $c_{\rm A}^{+}$, located in the $(\boldsymbol{v}_0, \boldsymbol{B}_w)$ plane, where $\boldsymbol{B}_w$ is the stellar wind magnetic field and $\boldsymbol{v}_0 = \boldsymbol{v}_w - \boldsymbol{v}_{\rm k}$ is the differential motion between the planet and the wind ($\boldsymbol{v}_{\rm k} = R_{\rm orb}\Omega_{\rm K}\boldsymbol{e}_\varphi$ is the keplerian velocity).

We display in Figure 2 the global structure of the Alfvén wings (right panels) with close-ups on the vicinity of the planet (left panels) for each of three cases we consider. The parallel currents

$$j_{||} = \boldsymbol{J} \cdot \frac{\boldsymbol{B}}{|\boldsymbol{B}|}, \tag{8}$$

often referred to as *Alfvén wing currents* (due to the fact that they delimit Aflvén wings, see, e.g., Preusse et al. 2006; Jia et al. 2008), are shown by the red (positive) and blue (negative) volume renderings. These volume renderings are extruded at the vertical star–planet plane to make their internal structure apparent. The magnetic field lines connected to the planet are shown in gray, and the magnetic field lines connected to the star are color-coded by the logarithm of the magnetic field strength. The orbit of the planet is symbolized by the black dashed circle, and the star and the planet are respectively represented by the orange and blue spheres.

In the case of a dipolar stellar magnetic field (upper and middle panels), the two Alfvén wings are connected to the star at high latitude. Conversely, in the quadrupolar stellar wind (lower panels), only one of the two Alfvén wings is connected to the star on the magnetic equator. The footprint of the wings is generally out of phase from the planetary orbital phase due to the finite propagation time of the alfvénic disturbances from the planet's vicinity to the stellar surface (see Preusse et al. 2006; Kopp et al. 2011). In all cases the alfvénic perturbations rapidly travel the planet–star distance along the Alfvén wings in less than 2 hr, which is less than 6% of the orbital time $t_{\rm orb} = 2\pi R_{\rm orb}/v_{\rm K} \sim 1.3$ days. As a result, we observe a small phase lag due to the fast propagation time and the small inclination angle of the wings (see hereafter Equation (9) and Table 2). The travel time is nevertheless always larger than the typical advection time across the planetary diameter $t_s = 2R_P/v_{\rm K} \sim 10$ minutes, due to the fast orbital motion of the close-in planet. Hence, these perturbations are likely to never reach back to the orbiting planet and our simulations are always in the regime of pure Alfvén wings. The upper right and middle right panels differ only by an inversion of the planetary magnetic field. We immediately remark the importance of topology: in the aligned case the Alfvén wings are broader and the currents much stronger than in the anti-aligned case. As a result the Alfvén wings are expected to carry much less energy and angular momentum in the anti-aligned case.

In the upper panel of Figure 3 we quantify the parallel currents near the planet. We show a side cut of the planet's vicinity (the star is located leftwards in those cuts), for which the keplerian orbital motion of the planet is into the plane. The black lines represent the magnetic field lines. The parallel currents are again shown by the red (positive) and blue (negative) colormap. They are normalized by $t_s/\sqrt{4\pi\rho}$, thus effectively estimating the ratio between t_s and the timescale associated with the parallel currents. The most intense currents are found at the boundary between the planetary magnetic field lines and the wind: they originate from the planet–wind interaction as a simple rotational discontinuity. They are associated with very short timescales compared to the advection timescale t_s and trace the—comparatively—fast reconnection rate between the planetary and wind magnetic fields as the planet orbits in the wind. We stress here again that the aligned and anti-aligned cases (two left panels) develop very different interaction patterns. In the aligned case, the strong currents are localized at the boundary between open and closed magnetic field lines and at the Alfvén wing boundaries. In the anti-aligned case, they are mainly localized at the magnetsophere–wind boundary. The perpendicular case shows an in-between situation where the strong currents delimit the Alfvén wing boundaries and the magnetosphere–wind interface.

The Alfvén wings plane $(\boldsymbol{v}_0, \boldsymbol{B}_w)$ is shown in the middle panels. The black lines again represent the magnetic field lines, where the thicker lines are the planetary magnetic field lines (the planetary magnetic field lines pervade the Alfvén wings plane in the perpendicular case, since the Alfvén wings plane coincides with the orbital plane in this case). In all cases the stellar wind magnetic field lines are bent downstream due to the interaction with the planet. The difference between aligned and anti-aligned configurations appears clearly: in the aligned case the extended polar magnetic field lines of the planet allow for a large area of magnetic interaction with the wind, whereas in the anti-aligned case the planetary magnetopshere remains in a

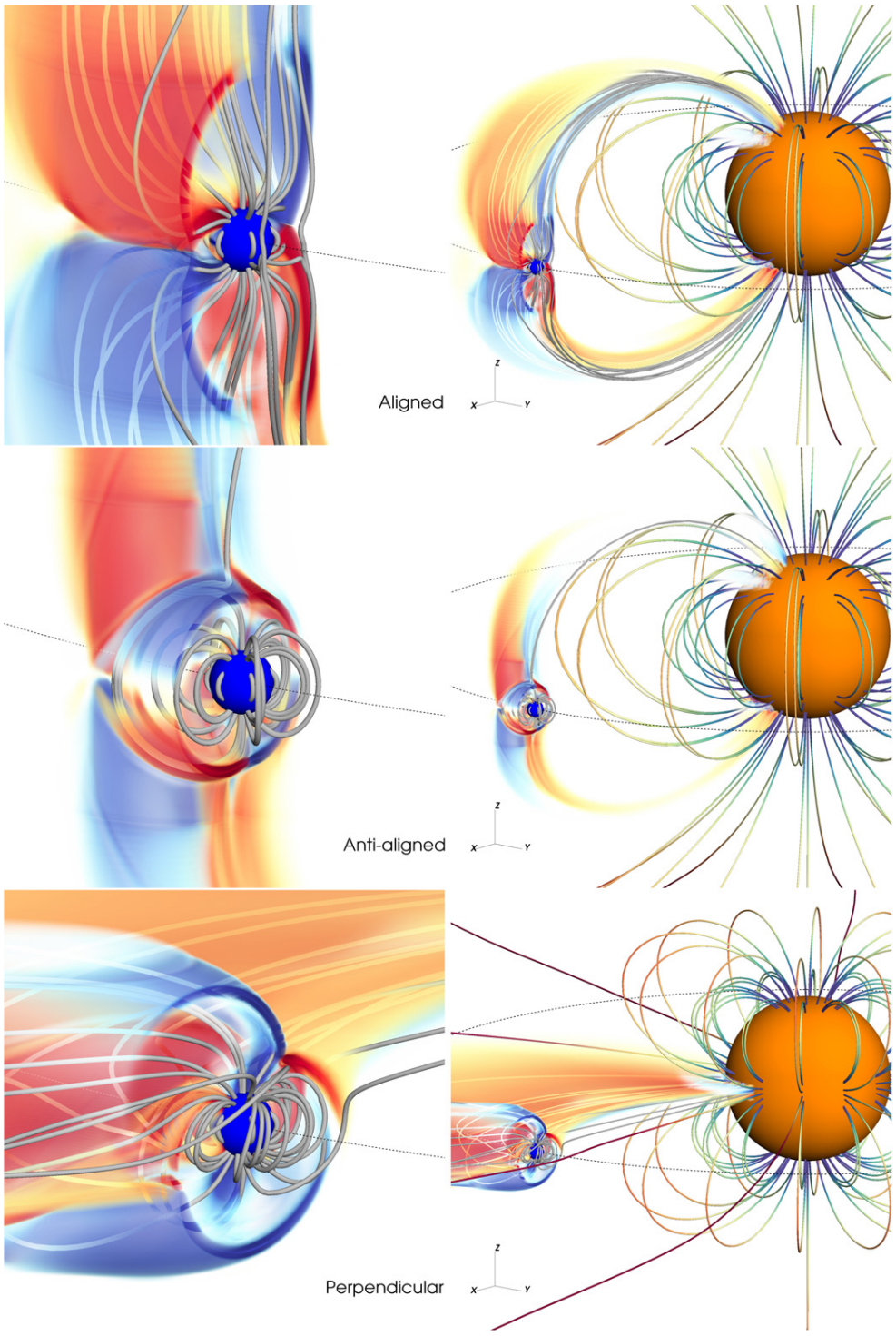


Figure 2. Three-dimensional views of the aligned (top row), anti-aligned (middle row), and perpendicular (bottom row) configurations. The volume renderings represent the postive (red) and negative (blue) parallel currents (Equation (8)) delimiting the Alfvén wings. The volume is extruded from the star–planet plane to make its internal structure apparent. As a result the upstream–downstream asymmetry of the interaction is not visible; it will appear more clearly in Figure 3. The stellar wind magnetic field lines are logarithmically color-coded with the magnetic field strength, and planetary magnetic field lines are shown in gray. The dashed black circle traces the orbit of the planet. The blue sphere represents the planet boundary, and the orange sphere the stellar boundary.

closed configuration. In both cases, though, Alfvén wings develop, symbolized by the blue (c_A^-) and red (c_A^+) streamlines of the Alfvén characteristics. The expected theoretical inclination angle Θ_A between the ambient magnetic field and the Alfvén wings is shown by the magenta dashed lines and is given in those cases by (Saur et al. 2013)

$$\sin \Theta_A^{\rm th} = \frac{M_A \sin \Theta}{\sqrt{1 + M_A^2 - 2M_A \cos \Theta}}, \quad (9)$$

Table 2
Properties of Alfvén Wings

	Aligned	Anti-aligned	Perpendicular
Θ_A^{th} (deg)	25	…	25
Θ_A (deg)	29.7	28.2	27.3
R_{eff}^{th} (R_P)	3.6	…	3.0
R_{eff} (R_P)	3.0	1.2	2.2
$\mathcal{P}^{th}$ (W)	2.05×10^{19}	…	1.09×10^{18}
$\mathcal{P}$ (W)	1.39×10^{19}	9.74×10^{17}	7.72×10^{17}

Note. The theoretical th values are estimates from the analytical model of Saur et al. (2013) (in which the anti-aligned case is not modeled).

where the wind Aflvén Mach number is defined by $M_A = v_0/v_A$ and Θ is the angle between v_0 and $\boldsymbol{B}_w$ (note that in Saur et al. 2013 Θ is the departure from perpendicularity between $\boldsymbol{v}_0$ and $\boldsymbol{B}_w$). It is worth noticing that the theoretical inclination angle Θ_A^{th} is expected to be independent of the planetary magnetic field strength, which is held fixed in our three cases. The theoretical estimate Θ_A^{th} compares reasonably well with the simulated inclination angle of the Alfvén wings Θ_A (averaged over the two wings, the characteristics of the Alfvén wings are summarized in Table 2). The background colormap shows the aziumthal velocity in the frame where the planet is at rest, normalized to the keplerian velocity v_K. In all cases the magnetosphere of the planet orbits with the planet (white regions), as well as the portion of the Alfvén wings intersected by the cutting plane.

Finally, in the lower panels we display the flow in the rest frame of the planet (blue streamlines) and the plasma density (logarithmic colormap, normalized to the planet's density) on the planetary orbital plane. In the first two panels the flow is primarily in the orbital direction because the planet orbits inside the dead-zone of the stellar corona, where the radial flow of the stellar wind is negligible. The effective obstacle is larger on the equatorial plane in the anti-aligned case due its larger magnetospheric extent (this is also apparent in the middle panels). The effective obstacle is nevertheless three-dimensional and is generally much bigger in the aligned case (see Section 4). No strong wake is observed downstream since we chose to neglect planetary outflows and the fact that the interaction is sub-alfvénic. In the third panel, the stellar wind magnetic field lines are open in the orbital plane. The flow is consequently composed of the orbital motion and the accelerating radial wind. The planetary obstacle is observed to be much larger than the planetary magnetosphere. Indeed, the Alfvén wings extend toward and away from the star on the orbital plane and act as a supplementary obstacle to the flow (see also the v_φ colormaps in the middle panels). Since we considered the idealized case of a planet with no intrinsic mass loss, the high planet density does not propagate to more than a few grid points inside the planet magnetosphere. Varying the planet's internal density only marginally affects our results. The detailed density pattern in the planetary magnetosphere is found to have very little impact on the properties of the Alfvén wings.

3.2. Poynting Flux in Alfvén Wings

The magnetic interaction is a source of magnetic energy transfer between the wind, the planet, and the host star. It could be a source of observable emissions, and thus its characterization is of major importance to the search for exoplanets today. The Poynting flux in each Alfvén wing can be evaluated as

$$S_a = \frac{c\boldsymbol{E} \times \boldsymbol{B}}{4\pi} \cdot \frac{\boldsymbol{c}_A^{\pm}}{\left|\boldsymbol{c}_A^{\pm}\right|}, \tag{10}$$

where the electric field is $c\boldsymbol{E} = -\boldsymbol{v} \times \boldsymbol{B}$ in the ideal MHD approximation. The Poynting flux depends on the frame in which it is calculated; as a result we consider here the inertial reference frame to mimic what a distant observer would see when observing such a system. Because the central star rotates slowly, this frame also conveniently corresponds to the stellar reference frame, and the Poynting flux corresponds to the energy that may be deposited on the star due to the SPMI. We display in Figure 4 the Poynting flux on horizontal cutting planes along the c_A^- Alfvén wing for the aligned and anti-aligned cases, slightly above the equatorial plane at $z = 0.3, 0.5, 0.7\,R_\star$. For the quadrupolar stellar wind (right panels) the Alfvén wings are centered on the orbital plane, hence we display the Poynting flux along the c_A^+ Alfvén wing on vertical cutting planes in between the planet and the star. In each panel, the blue circle and the dashed line respectively represent the projection of the planet and that of its orbital trajectory on the cutting plane.

Comparing the aligned and anti-aligned cases (left two panels), we immediately observe the strong Poynting flux concentrated inside the Alfvén wing in the aligned case, while in the anti-aligned case the Poynting flux is extremely weak. In all cases the flux is nevertheless positive, denoting a flux of energy toward the star. In the aligned and perpendicular cases the Alfvén wing is tear-shaped in the direction of the flow (gray arrows), and the maximum Poynting flux is localized close to the side of the wing facing the flow. In these two cases the Alfvén wing clearly acts as an obstacle to the flow. Conversely, in the anti-aligned case, the very small cross-section of the Alfvén wing makes only a small perturbation to the flow, as seen in the middle panels. As the cutting plane is shifted away from the planet (from top to bottom), the center of the Alfvén wing is observed to shift toward the star and downstream.

The cross-section of the Alfvén wing perpendicular to the flow, $2R_{eff}$, is indicated by the double arrows in Figure 4, and computed by taking the maximal extent of the wing perpendicular to the flow. It remains approximately constant along the wing as long as the cutting plane remains roughly perpendicular. Saur et al. (2013) used a simple magnetostatic equilibrium code to estimate the expected R_{eff} as a function of the standard obstacle radius R_{obst} (e.g., Lovelace et al. 2008; Lanza 2009), which are defined by

$$R_{eff} \sim R_{obst}\left(3\cos\frac{\Theta_M}{2}\right)^{1/2}, \tag{11}$$

$$R_{obst} \sim R_p\left(\frac{B_p^2}{8\pi P_t}\right)^{1/6}, \tag{12}$$

where P_t is the total pressure in the vicinity of the planet, and Θ_M is the inclination angle between the polar planetary field and $\boldsymbol{B}_w$ (we focus here on the case of a magnetized planet; the effective obstacle in the case of a planet with no intrinsic magnetism is discussed, e.g., by Kopp et al. 2011). Because of the magnetostatic equilibrium assumed to derive Equation (11),

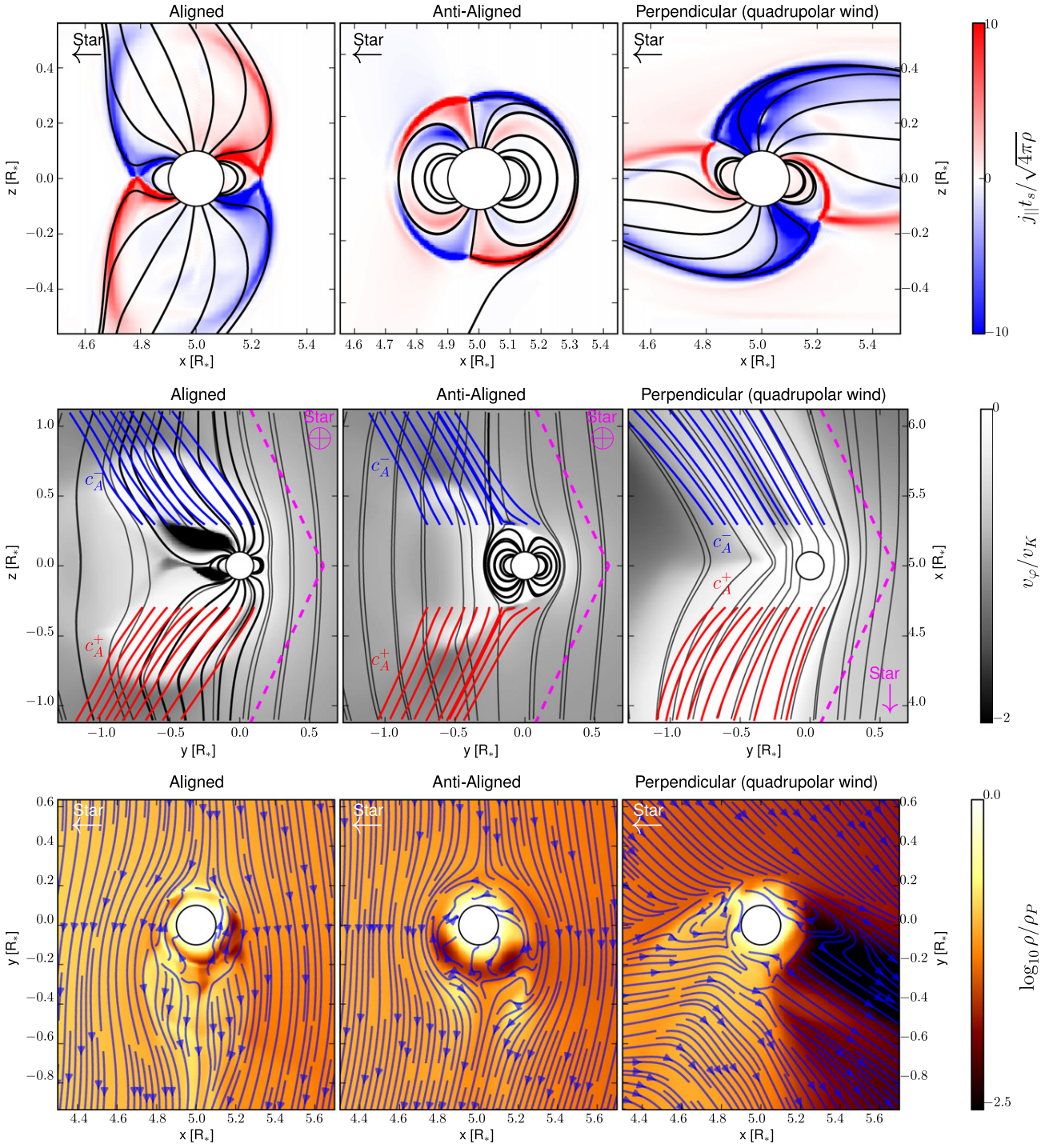


Figure 3. Top: positive (red) and negative (blue) parallel currents in the star–planet plane perpendicular to the orbital plane. The currents are normalized with the advection timescale across the planet (see text). The black lines represent the magnetic field lines and the white circle represents the planet. Middle: cuts of the ($\boldsymbol{v}_0$, $\boldsymbol{B}_w$) plane. The gray shades show the azimuthal velocity in the rest frame of the planet, normalized by the keplerian velocity $\boldsymbol{v}_K$. The Alfvén characteristic streamlines away from the planet are shown in blue and red. We do not plot the Alfvén characteristics inside the planetary magnetosphere, where they do not correspond to the travelling path of the perturbations forming the Alfvén wings. The expected inclination angle Θ_A^{th} of the Alfvén wings is shown by the purple dashed line. Bottom: density (on a logarithmic scale) in the orbital plane close to the planet. The streamlines of the flow in the orbital plane are shown in blue.

we do not expect it to exactly match our observed effective radii $R_{\rm eff}$. The estimated and simulated effective radii $R_{\rm eff}$ are given in Table 2. It appears that the theoretical value slightly overestimates the effective radius we obtain in our simulation. The shape of the simulated Alfvén wing cross-section is much more elongated—in the flow direction—than the theoretical Alfvén wing of Saur et al. (2013). As a result, this effect compensates the discrepancy in the effective radii of the obstacle, and the theoretical and simulated wings have similar cross-sectional areas.

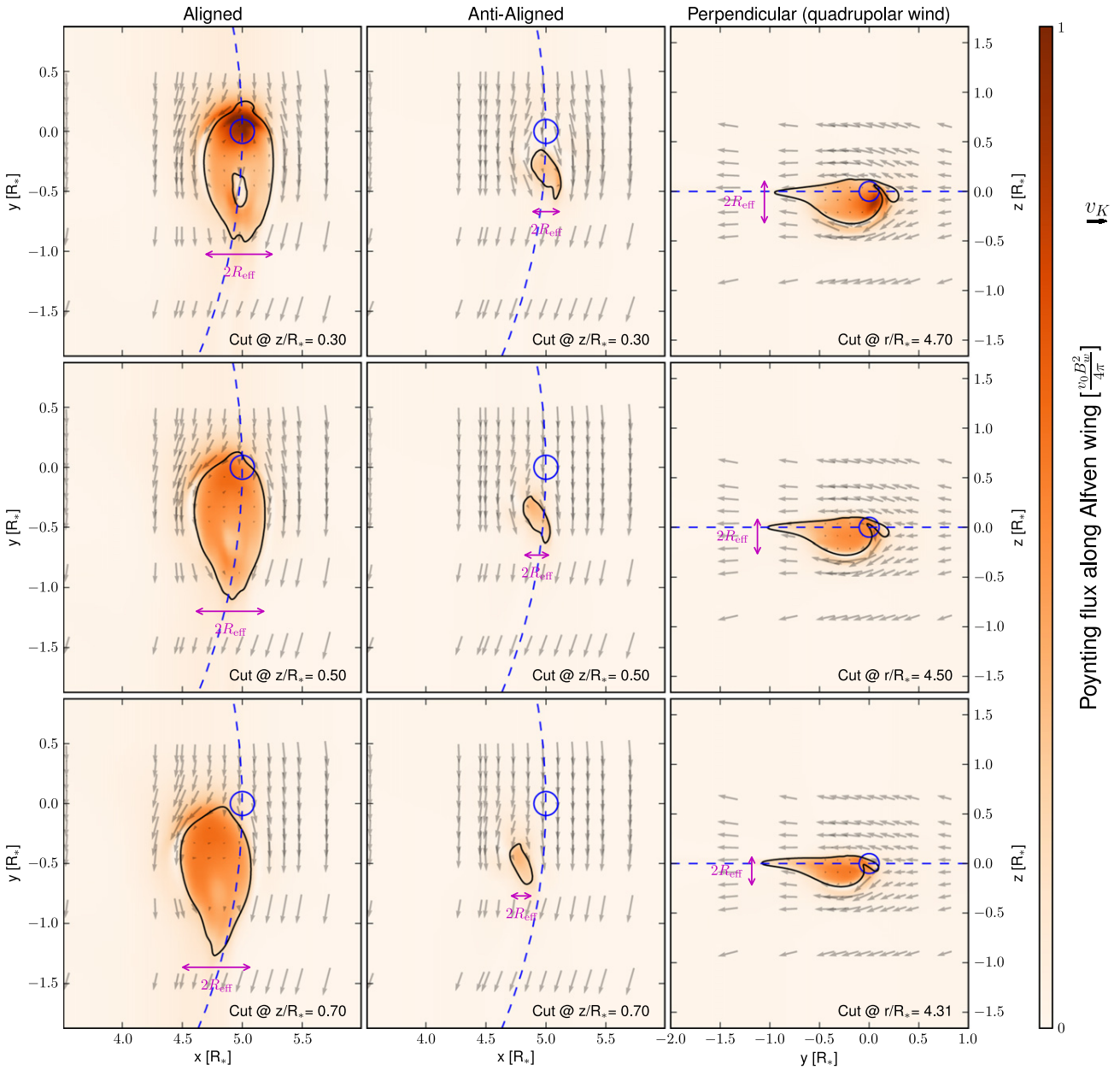


Figure 4. Poynting flux along Alfvén wings. The rows correspond to cuts of the Alfvén wing at distances of 0.3, 0.5, and 0.7 $R_\star$ from the planet. The Poynting flux is normalized to the maximum expected Poynting flux $v_0 B_w^2/4\pi$. The black contours represent the boundary of the Alfvén wing, identified as the region co-orbiting with the planet in the projection plane. The cross-section of the Alfvén wing perpendicular to the flow is indicated in purple. The black arrows represent the flow on the cutting plane in the rest frame of the planet. The dashed blue line is the projection of the orbital trajectory and the blue circle the projection of the planet's boundary.

The maximum amplitude of the Poynting flux scales remarkably well with the predicted value of $v_0 B_w^2/4\pi$ expected from the analytical estimates of Saur et al. (2013). By integrating the total Poynting flux inside the area Σ_A delimited by black contours in Figure 4 (effectively delimiting the Alfvén wing cross-section), we find that the total Poynting flux is close to being constant throughout each wing. We report the average value of the integrated Poynting flux

$$\mathcal{P} = \left\langle \int S_A \, d\Sigma_A \right\rangle_A \tag{13}$$

in Table 2, where $\langle\rangle_A$ stands for an average along the Alfvén wing. The theoretical and simulated Poynting fluxes agree within a factor of two, which is satisfying given the approximations embedded in both the analytical and numerical models. The total Poynting flux is smaller by a factor of six between the aligned and the anti-aligned cases. This topological effect could provide a simple explanation for the on/off enhanced emissions observed in extreme exo-systems over the timescales of typical stellar magnetic cycles or orbital periods.

4. PLANET MIGRATION DUE TO MAGNETIC TORQUES

We have demonstrated that our numerical model is able to simulate adequately Alfvén wings that compare well with estimates from analytical theory. We now focus on the less

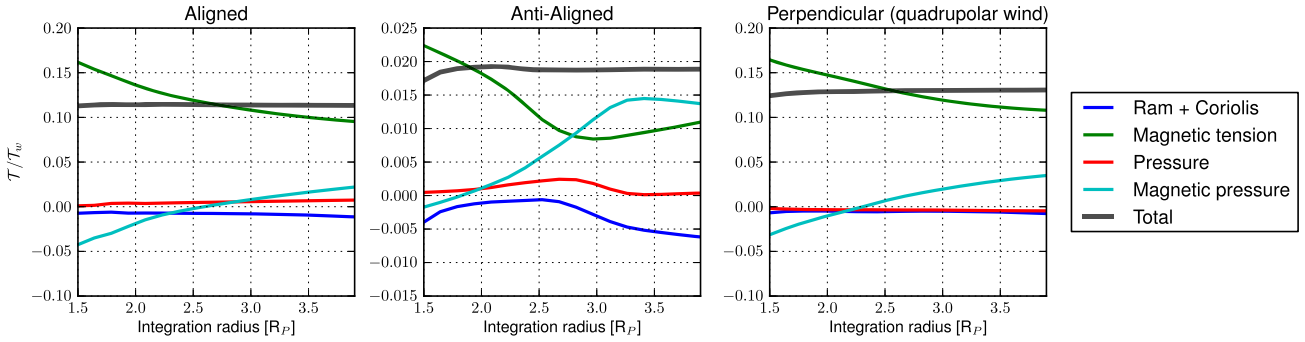


Figure 5. Torques applied to the planet integrated over concentric spheres around the planet. The torques are normalized to the stellar wind torque in each case. They are separated into contributions from the ram pressure and Coriolis force, thermal pressure, magnetic pressure, and magnetic tension (see the Appendix for details). The total torque is indicated in black.

studied magnetic torques, which can play a role in the secular evolution of close-in star–planet systems.

4.1. Physical Origin of the Torques

Torques in magnetic star–planet systems can be separated into contributions from ram pressure, thermal pressure, magnetic pressure, and magnetic tension. We derive the angular momentum fluxes associated with those torques in a frame rotating at the planetary orbital rate. The angular momentum is defined with respect to the stellar rotation axis, which coincides with the orbital axis for the cases considered in this work. The interested reader will find the derivation of the various torque expressions in the Appendix.

Thanks to angular momentum conservation, these torques can be evaluated on any surface enclosing the planet. As a result we estimate the torques from integrations over concentric spheres around the planet, and check a posteriori that the total torque $\mathcal{T}$ (black lines in Figure 5) is indeed constant with the integration radius. The different components of the torque are detailed in Figure 5.

In the aligned and perpendicular cases (left and right panels), the torque is dominated by the tension of the magnetic field lines connecting the planet to the star (green line). It is slightly opposed by the magnetic pressure (cyan line) while the ram and thermal pressures play almost no role in the overall torque. Note that in the three cases, the magnetic pressure (cyan) changes sign as the integration sphere surrounding the planet is expanded. This is a simple consequence of the fact that the magnetosphere of the planet is more extended downstream than upstream. As a result, the integration is imbalanced toward the downstream contribution and gives a negative contribution when the integration spheres are fully inside the planetary magnetosphere. When the integration sphere is fully outside the planetary magnetosphere, the contribution of magnetic pressure to the torque is positive, as expected.

In the anti-aligned case (middle panel), the total torque is the combination of both magnetic tension and pressure, corresponding to the wind magnetic field lines impacting the closed planetary magnetosphere. The ram and thermal pressures play a marginal role here as well in the total torque. The torque applied to the planet in the aligned case is roughly 10% of the stellar wind torque applying to the host star. Because the two Alfvén wings connect back to the star, it means that the star brakes 10% less efficiently than a twin star not harbouring any close-in planet. The torque in the aligned case is furthermore approximately five times higher than in the anti-aligned case,

Table 3
Torques and Effective Obstacle Areas of the Magnetic Interaction

	Aligned	Anti-aligned	Perpendicular
$\mathcal{T}(\mathcal{T}_w)$	0.11	0.02	0.13
c_d	0.43	*1.0*	0.64
$A^{\rm th}_{\rm obst}(\pi R_p^2)$	4.4	4.4	4.0
$A_{\rm obst}(\pi R_p^2)$	72.4	5.1	25.0
t_P (Myr)	1.39×10^2	8.46×10^2	2.70×10^3

Note. The theoretical area $A^{\rm th}_{\rm obst}$ is obtained with the expected magnetospheric size $R^{\rm th}_{\rm obst}$ from Equation (12). The migration timescale t_P is calculated with a base density $\rho_\star = 3.2 \times 10^{-10}$ g cm^{-3} for the aligned and anti-aligned cases, and $\rho_\star = 2.8 \times 10^{-11}$ g cm^{-3} for the perpendicular case (see the text).

showing again the very strong impact of the magnetic topology on the strength of the SPMI. The perpendicular case shows a very similar repartition of the different contributions to the aligned cases, with a slightly higher magnetic pressure. It is interesting to note that in the perpendicular case only one wing connects the star and the planet; as a result only half of the angular momentum extracted from the orbit of the planet will be transferred to the star, while the other half will be advected in the wind. Hence, the impact of the SPMI on the host star is maximized in the aligned case.

We further calculate the migration timescale associated with those torques, given by

$$t_P = \frac{2J_P}{\mathcal{T}}, \tag{14}$$

where $J_P = M_P(GM_\star R_{\rm orb})^{1/2}$ is the orbital angular momentum of the planet, and the factor 2 originates from the ${R_{\rm orb}}^{1/2}$ dependence of J_P. The migration timescale depends on the density normalization $\rho_\star$. In Table 3 we give the migration timescales (as well as the average torques $\mathcal{T}$) for a $\rho_\star$ normalization corresponding to the mass loss rate of a T Tauri star (five orders of magnitude higher than the Sun, corresponding as well to a much stronger stellar magnetic field). The timescales are clearly sufficiently short to suggest that magnetic interactions can play a role in the migration of close-in planets, especially during the early stages (typically T Tauri and pre-main sequence phases) of star–planet systems. The density normalization divides the migration timescale t_P when computing it from adimensionalized units. For a solar-like density normalization (see Section 2.2), the timescales would

be five orders of magnitude higher and be negligible compared to typical tidal effects. Preliminary scaling laws for the migration timescales of close-in planets were derived Strugarek et al. (2014b) from reduced 2.5D simulations. The variation of t_P with topology in our 3D models agrees with the predicted law from Strugarek et al. (2014b), and the dependence on orbital radius is not expected to change significantly from 2.5D to 3D models. Nevertheless, the torques differ qualitatively because the multiplicative constant in front of the scaling law derived in Strugarek et al. (2014b) was calibrated with 2.5D models. By using a grid of 3D numerical simulations (currently under investigation), we intend to better constrain this multiplicative constant to obtain a quantitatively accurate scaling law in the near future. This extended set of simulations will also confirm the dependence of the migration timescale t_P on the orbital radius $R_{\rm orb}$ found in Strugarek et al. (2014b). Finally, close-in star–planet systems can also be in a super-alfvénic interaction regime (not explored here). Indeed, even if the wind in the vicinity of the planet is sub-alfvénic, the relatively fast orbital motion can exceed the local Alfvén speed. How the torque scaling law changes between the sub- and super-alvénic regimes still remains to be explored.

4.2. Parameterization of Magnetic Torques and Effects of Magnetic Topology

By analogy with an obstacle in a flow, the magnetic torque applied to the planet due to the SPMI is generally written as (e.g., Lovelace et al. 2008; Vidotto et al. 2009)

$$\mathcal{T} = c_d\, R_{\rm orb}\, A_{\rm obst}\, P_t, \tag{15}$$

where $A_{\rm obst}$ is the effective obstacle area exposed to the flow, P_t the total (thermal plus ram plus magnetic) pressure of the wind in the frame where the planet is at rest, and c_d a drag coefficient. The right-hand side is conveniently composed of the total angular momentum that can be transferred, multiplied by c_d. In the case of SPMI, the drag coefficient c_d and the effective area $A_{\rm obst}$ should generally depend on the topology of the interaction, i.e., on the respective orientations of the orbital motion, the interplanetary magnetic field, and the planetary magnetic field. Due to this complexity, the drag coefficient c_d and the effective interaction area $A_{\rm obst}$ can be non-trivial to estimate.

The drag coefficient is generally thought to represent—in the case of SPMI—the reconnection efficiency between the stellar wind and the planetary magnetic fields, at the boundaries of the planetary magnetosphere or of the Alfvén wings themselves. In the context of planetary radio emissions, Zarka (2007) approximated c_d with (see also Neubauer 1998; Saur et al. 2013)

$$c_d \sim \frac{M_{\rm A}}{\sqrt{1 + M_{\rm A}^2 - 2M_{\rm A}\cos\Theta}}. \tag{16}$$

This latter equation is not thought to be valid in the closed magnetosphere case (here the so-called "anti-aligned" case), for which we simply choose $c_d \sim 1$. The drag coefficient in the aligned and perpendicular cases is given in Table 3.

The obstacle area $A_{\rm obst}$ is generally considered as a circular cross-section of the planetary magnetosphere, of estimated radius $R_{\rm obst}$ (Equation (12)), itself deduced from a simple pressure balance. However, it is not often recognized that this effective area changes drastically with the magnetic topology and is, in general, far from being circular. We use here our numerical simulations to estimate $A_{\rm obst}$, based on the integrated torque $\mathcal{T}$ shown in Figure 5. The resulting areas are given in Table 3, along with the standard obstacle area $A_{\rm obst}^{\rm th} = \pi {R_{\rm obst}}^2$. The anti-aligned case (middle panels in Figure 3) is the only situation in which the effective obstacle is indeed the roughly circular magnetospheric cross-section perpendicular to the flow (see also schematic in Figure 6).

In the aligned and perpendicular cases (upper and lower panels in Figure 3), the connection between the planetary field and the wind magnetic field leads to an interaction cross-section composed of the whole flux-tube connecting the star and the planet (the width of which is given by $R_{\rm eff}$, see Table 2), and hence to a much greater torque (as seen in Figure 5). The corresponding obstacle area is found to be 14 times higher than the standard obstacle area in the aligned case, and 5 times higher in the perpendicular case (note that the corresponding torques in Table 3 are normalized to the stellar wind torques $\mathcal{T}_w$, which differ in the dipolar and quadrupolar cases as seen in Table 1). The torque is maximized and minimized in the two extreme cases of aligned and anti-aligned topologies. As a result, since we generally cannot infer the magnetic field of known exoplanets, these two cases give good upper and lower estimates of magnetic torques that a given star–planet system can develop.

5. CONCLUSIONS

In this work we have simulated in three dimensions the magnetic interactions of a star with a close-in planet. By simulating the system globally, we were able to trace Alfvén wings extending from the planet's magnetosphere to the stellar lower corona. We have explored three typical magnetic configurations of SPMI: aligned, anti-aligned, and perpendicular orientations of the planetary field with respect to the ambient wind magnetic field. For the perpendicular case we chose to consider a dipolar planetary field perpendicular to the orbital plane and a quadrupolar stellar wind. In this latter case the accelerating wind participates in the interaction and the Alfvén wings extend near the orbital plane. In the aligned and anti-aligned cases, the planet orbits inside a wind "dead-zone" and the Alfvén wings extend out of the orbital plane along the dipolar structure of the stellar corona.

The Poynting flux in Alfvén wings provides an energy source for enhanced X-ray or UV emissions in the star–planet system. We were able to validate our numerical model by comparing the simulated Poynting fluxes with analytical predictions. We find that the size of the Alfvén wings (and their associated Poynting flux) depends dramatically on the magnetic configuration of the interaction: by reversing the planetary field, the Poynting flux drops by a factor of approximately 14.

We used numerical simulations to estimate the magnetic torques that develop in SPMI. Again, the magnetic configuration significantly affects the torques that develop in such systems. In the aligned case, a part of the planetary magnetosphere is open in the ambient stellar wind and connects the star and the planet together. They are a source of magnetic tension that effectively transfers angular momentum between the star and the planet. In the cases presented in this paper, the planet loses orbital angular momentum and migrates inward (for fast

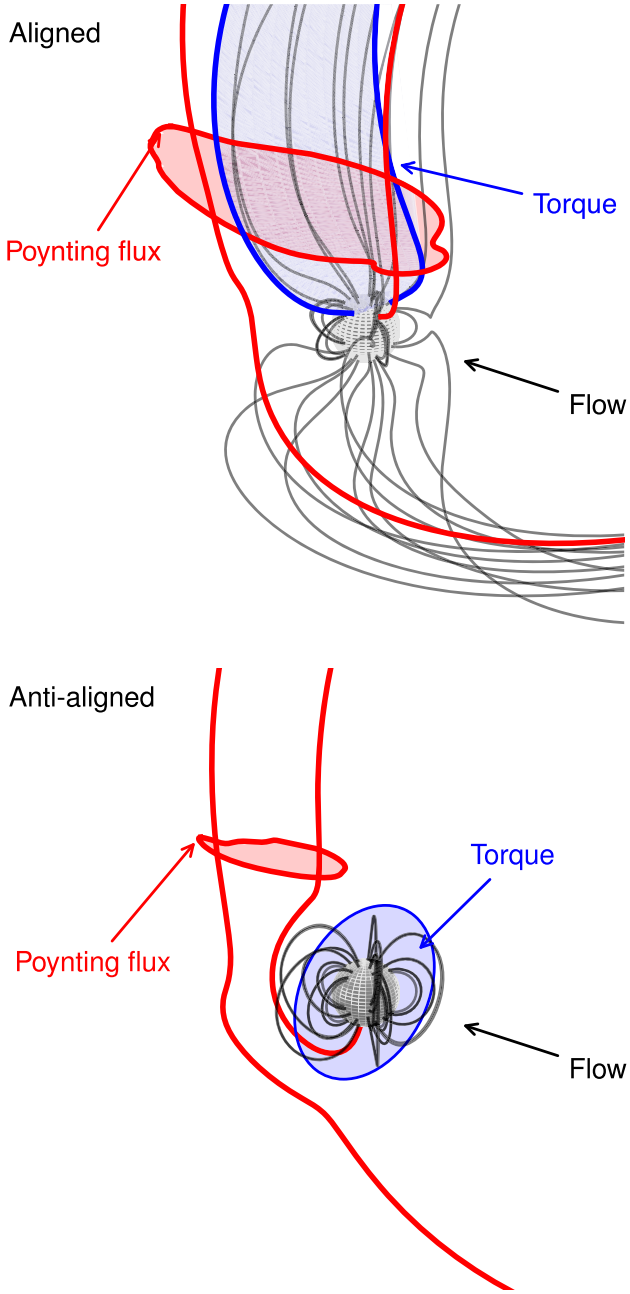


Figure 6. Schematics of magnetic star–planet interactions in the aligned (top) and anti-aligned (bottom) cases. The black lines represent the magnetic field lines; the blue and red lines delimit the upper Alfvén wing. Characteristic surfaces associated with the Poynting flux (red area) and the magnetic torques (blue area) are highlighted in each configuration, showing the critical role of magnetic topology in the development of the interaction.

rotators a planet may a priori gain orbital angular momentum from such interaction; for a detailed discussion see Strugarek et al. 2014b). In the aligned case the migration timescale of the studied planets varies from 100 to 1000 Myr for a T Tauri-like host star. As a result, magnetic interactions can be an important factor in migration for young close-in planets. In the anti-aligned case the magnetosphere is completely closed: the torque then originates from the coronal plasma impacting on the cross-section of the magnetosphere. The area of interaction is hence much smaller than in the aligned case, and the associated magnetic torque is roughly 14 times smaller.

We illustrate the importance of magnetic configuration in Figure 6 where the aligned and anti-aligned configurations are schematized. The red areas show the cross-section of one Alfvén wing that carries the induced Poynting flux. The blue areas represent the interaction areas leading to magnetic torques. The standard estimation of magnetic torques, based on Equation (15), generally makes use of the effective area of the anti-aligned interaction. We find here that this area minimizes the magnetic torque that can develop in close-in star–planet systems, while the blue area of the aligned case maximizes it.

The three-dimensional simulations reported in this work confirm the 2.5D axisymmetric results of Strugarek et al. (2014b): magnetic torques can be a source of close-in planet migration. We have focused on characterizing the impact of magnetic configuration on the shape and strength of the magnetic interactions. We are currently running a more extensive set of models to empirically refine the scaling laws first derived in Strugarek et al. (2014b).

Real stars possess much more complex magnetic fields than the simple dipolar and quadrupolar configurations we considered in this work. In reality close-in planets are likely to interact with different local magnetic configurations along their orbit (see, e.g., Cohen et al. 2014; Strugarek et al. 2014c; Vidotto et al. 2015). Our results suggest that, in such systems, the associated Poynting fluxes and torques will vary by at least an order of magnitude, which provides a simple geometrical explanation for an on/off mechanism of magnetically enhanced emissions in close-in star–planet systems. The average Poynting flux and torque that such systems develop are nonetheless non-trivial to estimate. They will require dedicated 3D simulations tackling the dynamical aspects of magnetic interactions as a planet orbits in a non-homogenous corona. Indeed, the timescale on which the equilibrated configurations modeled in this paper become established depends on the resistivity of the magnetospheric plasma of the planet, and on its efficiency of reconnection with the stellar wind magnetic field. The numerical model presented in this work provides a solid basis for further, more realistic studies of SPMI in which these dynamical aspects could be explored.

A. Strugarek is a National Postdoctoral Fellow at the Canadian Institute of Theoretical Astrophysics, and acknowledges support from Canada's Natural Sciences and Engineering Research Council. This work was supported by the ANR 2011 Blanc Toupies and the ERC project STARS2. We acknowledge access to supercomputers through GENCI (project 1623), Prace (8th call), and ComputeCanada infrastructures.

APPENDIX
GENERAL EXPRESSIONS OF TORQUES

We derive here the general expression for torques in a rotating frame, based on the initial derivation of Mestel & Selley (1970). The momentum equation in the MHD formalism in a rotating frame (with a rotation rate $\boldsymbol{\Omega}$) can be written as

$$\partial_t(\rho \boldsymbol{u}) = \boldsymbol{\nabla}\cdot\left(-\rho \boldsymbol{u}\boldsymbol{u} + \boldsymbol{B}\boldsymbol{B}/4\pi - \boldsymbol{I}P_t\right) + \rho \boldsymbol{g} - 2\rho\boldsymbol{\Omega}\times\boldsymbol{u} + \rho\boldsymbol{\Omega}\times\boldsymbol{\Omega}\times\boldsymbol{r}, \quad (17)$$

where the total pressure is the sum of the thermal pressure and the magnetic pressure $P_t = P + B^2/8\pi$. We define the vectorial angular momentum by

$$\boldsymbol{\mathcal{J}} \equiv \int_V \boldsymbol{r} \times \rho \boldsymbol{u}\, dV, \tag{18}$$

with V a given volume. The time evolution of the angular momentum, or equivalently the torques acting on the volume V, is given by

$$\dot{\boldsymbol{\mathcal{J}}} = \int_V \boldsymbol{r} \times \partial_t(\rho \boldsymbol{u}) + \partial_t \boldsymbol{r} \times \rho \boldsymbol{u}\, dV = \int_V \boldsymbol{r} \times \partial_t(\rho \boldsymbol{u}) dV, \tag{19}$$

where we supposed that the volume V is held constant in the rotating frame.

In the context of star–planet systems, we are here primarily interested in the rotational angular momentum of the star and in the orbital angular momentum of the planet. Both are defined through Equation (18), respectively projected on the rotation axis and on the normal to the orbital plane.

Combining Equations (19) and (17) we get

$$\begin{aligned}\dot{\boldsymbol{\mathcal{J}}} = &\int_V \boldsymbol{r} \times \left[\boldsymbol{\nabla} \cdot \left(-\rho \boldsymbol{u}\boldsymbol{u} + \boldsymbol{B}\boldsymbol{B}/4\pi - \boldsymbol{I}P_t\right)\right] dV - 2 \\ &\times \int_V \rho \boldsymbol{r} \times (\boldsymbol{\Omega} \times \boldsymbol{u}) dV \\ &+ \int_V \rho \boldsymbol{r} \times (\boldsymbol{\Omega} \times (\boldsymbol{\Omega} \times \boldsymbol{r}))\, dV + \int_V \rho \boldsymbol{r} \times \boldsymbol{g}\, dV.\end{aligned} \tag{20}$$

In all the cases considered here, the gravity profile will be close to symmetric in the volume of integration V, hence the last term of Equation (20) will be neglected. The centrifugal contribution can be reworked through

$$\begin{aligned}&\int_V \rho \boldsymbol{r} \times (\boldsymbol{\Omega} \times (\boldsymbol{\Omega} \times \boldsymbol{r}))\, dV = \\ &\quad \int_V \rho \boldsymbol{\Omega} \times (\boldsymbol{r} \times (\boldsymbol{\Omega} \times \boldsymbol{r}))\, dV.\end{aligned} \tag{21}$$

In order to rewrite the first two terms on the right-hand side of (20), we use the Levi–Civita permutation symbol ε_{ijk} and Einstein's summation notation ($(\boldsymbol{a} \times \boldsymbol{b})_i = \varepsilon_{ijk} a^j b^k$). If a tensor $\boldsymbol{C}$ is symmetric, we can write

$$\partial_{x_l}\left(\varepsilon_{ijk} x_j C_{kl}\right) = \varepsilon_{ijk}\left(C_{kl}\delta_{jl} + x_j \partial_{x_l} C_{kl}\right) = \varepsilon_{ijk} x_j \partial_{x_l} C_{kl}.$$

Since the three tensors in the first term on the right-hand side of (20) are symmetric, we can define $\boldsymbol{T} \equiv -\rho \boldsymbol{u}\boldsymbol{u} + \boldsymbol{B}\boldsymbol{B} - \boldsymbol{I}P_t$ and write

$$\begin{aligned}\left[\int_V \boldsymbol{r} \times [\boldsymbol{\nabla} \cdot \boldsymbol{T}]\, dV\right]_i &= \int_V \varepsilon_{ijk} x_j \partial_{x_l} T_{kl}\, dV \\ &= \int_V \partial_{x_l}\left(\varepsilon_{ijk} x_j T_{kl}\right) dV \\ &= \int_S \varepsilon_{ijk} x_j T_{kl} n_l\, dS,\end{aligned} \tag{22}$$

where S is the surface bounding V and $\boldsymbol{n}$ the normal to this surface. Finally, we expand the Coriolis contribution by conveniently introducing the following surface integral:

$$\begin{aligned}A_i &\equiv \int_S [\boldsymbol{r} \times (\boldsymbol{\Omega} \times \boldsymbol{r})]_i (\rho \boldsymbol{u} \cdot d\boldsymbol{S}) \\ &= \int_S \varepsilon_{ijk} x_j \rho u_l \varepsilon_{kmn} \Omega_m x_n n_l dS \\ &= \int_V \partial_{x_l}\left(\varepsilon_{ijk}\varepsilon_{kmn}\rho x_j u_l \Omega_m x_n\right) dV \\ &= \int_V \rho u_l \partial_{x_l}\left(\left[\delta_{im}\delta_{jn} - \delta_{jm}\delta_{in}\right]\Omega_m x_j x_n\right) dV \\ &= \int_V \rho u_l \partial_{x_l}\left(\Omega_i x_n x_n - \Omega_j x_j x_i\right) dV \\ &= \int_V \rho\left(2\Omega_i x_n u_n - \Omega_j x_j u_i - x_i \Omega_j u_j\right) dV,\end{aligned} \tag{23}$$

where we have used the mass continuity equation $\partial_{x_l}(\rho u_l) = 0$ that is satisfied in a steady state. We note that the Coriolis contribution in Equation (20) can be written as

$$\begin{aligned}\mathcal{C}_i &\equiv \left[-2\int_V \rho \boldsymbol{r} \times (\boldsymbol{\Omega} \times \boldsymbol{u})\, dV\right]_i \\ &= \int_V -2\rho\varepsilon_{ijk} x_j \varepsilon_{kmn} \Omega_m u_n\, dV \\ &= \int_V -2\rho\left(\delta_{im}\delta_{jn} - \delta_{jm}\delta_{in}\right)\Omega_m u_n x_j\, dV \\ &= \int_V \rho\left(2\Omega_j x_j u_i - 2\Omega_i u_j x_j\right) dV.\end{aligned} \tag{24}$$

Combining Equations (23) and (24) we obtain

$$\begin{aligned}\mathcal{C}_i &= -A_i + \int_V \rho\left(u_i \Omega_j x_j - x_i \Omega_j u_j\right) dV \\ dV &= -A_i + \left[\int_V \rho \boldsymbol{\Omega} \times (\boldsymbol{r} \times \boldsymbol{u})\right]_i.\end{aligned} \tag{25}$$

We can finally combine Equations (20), (21), and (25) to obtain

$$\begin{aligned}\dot{\mathcal{J}}_i = &\int_S \epsilon_{ijk} x_j \left[-\rho u_l\left(u_k + \epsilon_{kmn}\Omega_m x_n\right)\right. \\ &\left. - P_t \delta_{kl} + B_l B_k/4\pi\right] n_l\, dS \\ &+ \left[\boldsymbol{\Omega} \times \int_V \rho \boldsymbol{r} \times (\boldsymbol{u} + \boldsymbol{\Omega} \times \boldsymbol{r}) dV\right]_i.\end{aligned} \tag{26}$$

The surface integral corresponds to the flux of angular momentum through the boundaries of the integration volume V, and the second term appears to account for the rotating frame.

We consider here only the case where the rotation axis is normal to the orbital plane. In this case the definitions of the rotational and orbital angular momentum coincide, albeit with a different integration volume V. In both cases, the angular momentum component of interest is $\mathcal{J}_z$, which is the component aligned with the rotation axis $\boldsymbol{\Omega}/\Omega$. The second term of Equation (26) vanishes for $\dot{\mathcal{J}}_z$, leaving only the surface integral balancing the evolution of the angular momentum contained in volume V. If the system is in a steady state, or slowly evolving (which will be justified here a posteriori), $\dot{\mathcal{J}}_z \approx 0$ and as a result this surface integral is zero as well.

We now consider a volume V bounded by two spherical surfaces S_P and S, centered on the location of the orbiting planet, of spherical radii R_P and R (R_P being typically the planetary radius). For a slowly evolving system (or a steady-state system), using Equation (26), we deduce that the torque

applied to the planet can then be simply written as (see also Mestel & Selley 1970; Vidotto et al. 2014)

$$\mathcal{T} = \int_S \epsilon_{ijk} x_j \Big[\rho u_l \left(u_{\rm k} + \epsilon_{kmn} \Omega_m x_n \right) + P_t \delta_{kl} - B_l B_{\rm k}/4\pi \Big] n_l \, dS. \quad (27)$$

This final expression can then be rewritten in any desired system of coordinates, for any surface S enclosing the planet.

REFERENCES

Auclair-Desrotour, P., Le Poncin-Lafitte, C., & Mathis, S. 2014, A&A, 561, L7
Barker, A. J., & Ogilvie, G. I. 2011, MNRAS, 417, 745
Baruteau, C., Crida, A., Paardekooper, S. J., et al. 2014, Protostars and Planets VI, ed. H. Beuther, R. S. Klessen, C. P. Dullemond, & T. Henning (Tuscon, AZ: Univ. Arizona Press), 667
Bolmont, E., Raymond, S. N., Leconte, J., & Matt, S. P. 2012, A&A, 544, 124
Bouvier, J., & Cébron, D. 2015, MNRAS, 453, 3720
Cohen, O., Drake, J. J., Glocer, A., et al. 2014, ApJ, 790, 57
Cohen, O., Drake, J. J., Kashyap, V. L., Sokolov, I. V., & Gombosi, T. I. 2010, ApJL, 723, L64
Cohen, O., Ma, Y., Drake, J. J., et al. 2015, ApJ, 806, 41
Cuntz, M., Saar, S. H., & Musielak, Z. E. 2000, ApJL, 533, L151
Damiani, C., & Lanza, A. F. 2015, A&A, 574, A39
Drell, S. D., Foley, H. M., & Ruderman, M. A. 1965, JGR, 70, 3131
Evans, C. R., & Hawley, J. F. 1988, ApJ, 332, 659
Fares, R., Donati, J.-F., Moutou, C., et al. 2010, MNRAS, 406, 409
Ferraz-Mello, S., Tadeu dos Santos, M., Folonier, H., et al. 2015, ApJ, 807, 78
Goldreich, P., & Lynden-Bell, D. 1969, ApJ, 156, 59
Grießmeier, J. M., Zarka, P., & Spreeuw, H. 2007, A&A, 475, 359
Guenel, M., Mathis, S., & Remus, F. 2014, A&A, 566, L9
Ip, W.-H., Kopp, A., & Hu, J.-H. 2004, ApJL, 602, L53
Jia, X., Walker, R. J., Kivelson, M. G., Khurana, K. K., & Linker, J. A. 2008, JGR, 113, 06212
Keppens, R., & Goedbloed, J. P. 1999, A&A, 343, 251
Kopp, A., Schilp, S., & Preusse, S. 2011, ApJ, 729, 116
Laine, R. O., & Lin, D. N. C. 2011, ApJ, 745, 2
Laine, R. O., Lin, D. N. C., & Dong, S. 2008, ApJ, 685, 521
Lanza, A. F. 2009, A&A, 505, 339
Lanza, A. F. 2010, A&A, 512, 77
Lanza, A. F., & Shkolnik, E. L. 2014, MNRAS, 443, 1451
Lecavelier des Etangs, A., Sirothia, S. K., Gopal-Krishna, & Zarka, P. 2013, A&A, 552, 65
Leconte, J., Chabrier, G., Baraffe, I., & Levrard, B. 2010, A&A, 516, A64
Lesur, G., Kunz, M. W., & Fromang, S. 2014, A&A, 566, A56
Lovelace, R. V. E., Romanova, M. M., & Barnard, A. W. 2008, MNRAS, 389, 1233
Mathis, S., Alvan, L., & Remus, F. 2013, in EAS Publications Ser. 62 Internal Waves and Tides in Star–Planet Systems, ed. P. Hennebelle & C. Charbonnel (Paris: EDP Sciences), 323
Matsakos, T., Uribe, A., & Königl, A. 2015, A&A, 578, A6
Matt, S., & Balick, B. 2004, ApJ, 615, 921
Matt, S., & Pudritz, R. E. 2008, ApJ, 678, 1109
Matt, S. P., MacGregor, K. B., Pinsonneault, M. H., & Greene, T. P. 2012, ApJL, 754, L26
Maxted, P. F. L., Serenelli, A. M., & Southworth, J. 2015, A&A, 577, A90
McQuillan, A., Mazeh, T., & Aigrain, S. 2013, ApJL, 775, L11
Mestel, L., & Selley, C. S. 1970, MNRAS, 149, 197
Mignone, A., Bodo, G., Massaglia, S., et al. 2007, ApJS, 170, 228
Miller, B. P., Gallo, E., Wright, J. T., & Pearson, E. G. 2015, ApJ, 799, 163
Nakhaei, M., Safaei, G., & Abbassi, S. 2014, RAA, 14, 93
Neubauer, F. M. 1980, JGR, 85, 1171
Neubauer, F. M. 1998, JGR, 103, 19843
Owen, J. E., & Adams, F. C. 2014, MNRAS, 444, 3761
Parker, E. N. 1958, ApJ, 128, 664
Pillitteri, I., Maggio, A., Micela, G., et al. 2015, ApJ, 805, 52
Pillitteri, I., Wolk, S. J., Sciortino, S., & Antoci, V. 2014, A&A, 567, A128
Pont, F. 2009, MNRAS, 396, 1789
Poppenhaeger, K., & Wolk, S. J. 2014, A&A, 565, L1
Preusse, S., Kopp, A., Büchner, J., & Motschmann, U. 2006, A&A, 460, 317
Réville, V., Brun, A. S., Matt, S. P., Strugarek, A., & Pinto, R. F. 2015a, ApJ, 798, 116
Réville, V., Brun, A. S., Strugarek, A., et al. 2015b, ApJ, 814, 99
Saur, J., Grambusch, T., Duling, S., Neubauer, F. M., & Simon, S. 2013, A&A, 552, 119
Shkolnik, E., Bohlender, D. A., Walker, G. A. H., & Collier Cameron, A. 2008, ApJ, 676, 628
Strugarek, A., Brun, A. S., Matt, S. P., & Réville, V. 2014a, in IAU Symp. 300, Nature of Prominences and their Role in Space Weather, ed. B. Schmieder, J. -M. Malherbe, & S. T. Wu (Cambridge: Cambridge Univ. Press), 330
Strugarek, A., Brun, A. S., Matt, S. P., & Réville, V. 2014b, ApJ, 795, 86
Strugarek, A., Brun, A. S., Matt, S. P., et al. 2014c, Proc. SFA Conf. 1411 Modelling the Corona of HD 189733 in 3D, ed. J. Ballet, F. Martins, F. Bournaud, R. Monier, & C. Reylé, 279, 2494
Suzuki, T. K., & Inutsuka, S.-I. 2006, JGR, 111, 06101
Trammell, G. B., Li, Z.-Y., & Arras, P. 2014, ApJ, 788, 161
Turner, J. D., Smart, B. M., Hardegree-Ullman, K. K., et al. 2013, MNRAS, 428, 678
Vidotto, A. A., Fares, R., Jardine, M., Moutou, C., & Donati, J.-F. 2015, MNRAS, 449, 4117
Vidotto, A. A., Jardine, M., Morin, J., et al. 2014, MNRAS, 438, 1162
Vidotto, A. A., Opher, M., Jatenco-Pereira, V., & Gombosi, T. I. 2009, ApJ, 703, 1734
Vidotto, A. A., Opher, M., Jatenco-Pereira, V., & Gombosi, T. I. 2010, ApJ, 720, 1262
Washimi, H., & Shibata, S. 1993, MNRAS, 262, 936
Yelle, R., Lammer, H., & Ip, W.-H. 2008, SSRv, 139, 437
Zarka, P. 2007, P&SS, 55, 598
Zhang, M., & Penev, K. 2014, ApJ, 787, 131

A&A 595, A69 (2016)
DOI: 10.1051/0004-6361/201628607
© ESO 2016

Astronomy & Astrophysics

Radio emission in Mercury magnetosphere

J. Varela[1], V. Reville[1], A. S. Brun[1], F. Pantellini[2], and P. Zarka[3]

[1] AIM, CEA/CNRS/University of Paris 7, CEA-Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette, France
e-mail: deviriam@gmail.com
[2] LESIA, Observatoire de Paris, CNRS, UPMC, Université Paris-Diderot, Place J. Janssen, 92195 Meudon, France
[3] LESIA & USN, Observatoire de Paris, CNRS, PSL/SU/UPMC/UPD/SPC, Place J. Janssen, 92195 Meudon, France

Received 30 March 2016 / Accepted 18 July 2016

ABSTRACT

Context. Active stars possess magnetized wind that has a direct impact on planets that can lead to radio emission. Mercury is a good test case to study the effect of the solar wind and interplanetary magnetic field (IMF) on radio emission driven in the planet magnetosphere. Such studies could be used as proxies to characterize the magnetic field topology and intensity of exoplanets.
Aims. The aim of this study is to quantify the radio emission in the Hermean magnetosphere.
Methods. We use the magnetohydrodynamic code PLUTO in spherical coordinates with an axisymmetric multipolar expansion for the Hermean magnetic field, to analyze the effect of the IMF orientation and intensity, as well as the hydrodynamic parameters of the solar wind (velocity, density and temperature), on the net power dissipated on the Hermean day and night side. We apply the formalism derived by Zarka et al. (2001, Astrophys. Space Sci., 277, 293), Zarka (2007, Planet. Space Sci., 55, 598) to infer the radio emission level from the net dissipated power. We perform a set of simulations with different hydrodynamic parameters of the solar wind, IMF orientations and intensities, that allow us to calculate the dissipated power distribution and infer the existence of radio emission hot spots on the planet day side, and to calculate the integrated radio emission of the Hermean magnetosphere.
Results. The obtained radio emission distribution of dissipated power is determined by the IMF orientation (associated with the reconnection regions in the magnetosphere), although the radio emission strength is dependent on the IMF intensity and solar wind hydro parameters. The calculated total radio emission level is in agreement with the one estimated in Zarka et al. (2001, Astrophys. Space Sci., 277, 293) , between 5×10^5 and 2×10^6 W.

Key words. magnetohydrodynamics (MHD) – plasmas – planets and satellites: magnetic fields – radio continuum: planetary systems

1. Introduction

An obstacle facing a magnetized flow leads to the partial dissipation of the flow energy. Part of the energy is dissipated as radiation in different ranges of the electromagnetic spectrum, depending on the incoming flow properties and the intrinsic magnetic field of the obstacle. This scenario describes the interaction of the stellar wind with the magnetosphere and atmosphere of planets or other stars.

The power dissipated in the interaction of a magnetized flow with an obstacle can be sized as the intercepted flux of the magnetic energy ($[P_\mathrm{d}] \approx B^2 v \pi R_\mathrm{obs}^2 / 2\mu_0$), with B the magnetic field intensity perpendicular to the flow velocity in the frame of the obstacle, μ_o the magnetic permeability of the vacuum, v the flow velocity and R_obs the radius of the obstacle. See Saur et al. (2013), Strugarek et al. (2015) for a description of the size and shape of the intersecting region and location of the maximal Poynting flux generation.

The planets of the solar system with intrinsic magnetic fields are emitters of cyclotron MASER emission at radio wavelengths, generated by energetic electrons (keV) traveling along the magnetic field lines, particularly in the auroral regions (Wu 1979). The source is the reconnection region between the interplanetary magnetic field (IMF) and the intrinsic magnetic field of the planet, although in gaseous planets as Jupiter there are other internal sources like the plasma released from Io's torus or the fast rotation of the planet. The magnetic energy is transferred as kinetic and internal energy to the electrons (consequence of the local balance between Poynting flux, enthalpy and kinetic fluxes). Most of the power transferred is emitted as aurora emission in the visible electromagnetic range, but a fraction is invested in cyclotron radio emission (Zarka 1998).

Radiometric Bode's law links up incident magnetized flow power and obstacle magnetic field intensity with radio emission as $[P_\mathrm{rad}] = \beta [P_\mathrm{d}]^n$, with $[P_\mathrm{rad}]$ the radio emission and β the efficiency of dissipated power to radio emission conversion with $n \approx 1$ (Zarka et al. 2001; Zarka 2007). Recent studies pointed out β values between 3×10^{-3} to 10^{-2} (Zarka 1997).

The power dissipated in the interaction between solar wind and magnetosphere field is strongly variable. Indeed several factors influence the nature of the interaction. The topology of the planet magnetic field is affected by the IMF orientation and intensity, as well as hydrodynamic parameter of the solar wind (SW) like density, velocity or temperature, leading to different distributions of radio emission hot spots and total emissivity. This is the case of Mercury, where the proportion of IMF and Hermean (Mercury) magnetic field intensity, defined as $\alpha = B_\mathrm{sw}/B_\mathrm{M}$ (Baker 2009, 2011), oscillates from 0.3 during a coronal mass ejection (CME), $B_\mathrm{sw} \approx 65$ nT, to 0.04 for a period of low magnetic activity of the Sun, $B_\mathrm{sw} \approx 8$ nT (Anderson 2011; Johnson 2012). IMF orientations can depart further from Parker Spiral (Parker 1958), leading to different configurations of the Hermean magnetosphere (Fujimoto 2007) due to the reconnection with the planet magnetic field (Slavin 1979). At the

same time, SW hydrodynamic parameters predicted by ENLIL (time-dependent 3D magnetohydrodynamic, MHD, model of the heliosphere) + GONG WSA (prediction of background solar wind speed and IMF polarity) cone models show too a large range of possible values: between 12–180 cm^{-3} for density, 200–500 $km\,s^{-1}$ for velocity and 2×10^4–18×10^4 K for temperature (Odstrcil 2003; Pizzo 2011). Consequently, a parameter study is required to analyze the radio emission from Mercury.

First measurements of the Hermean magnetic field by Mariner 10 identified a dipolar moment of $195nT * R_M^3$ (R_M Mercury radius; Slavin 2008), further refined by MESSENGER observations leading to a more precise description as a multipolar expansion (Anderson 2008a). Electron cyclotron frequency in the Hermean magnetosphere is smaller than the plasma frequency of the SW, so the radio power in Mercury is expected to be trapped into the magnetosphere (Zarka 2000).

The aim of this study is to calculate the radio emission driven in the interaction of the solar wind with the Hermean magnetosphere, analyzing the kinetic and magnetic energy flux distributions as well as the net power dissipated on the planet day and night side. The analysis is performed for different orientations of the IMF and SW hydro parameters. The radio emission from planetary magnetospheres is a source of information to foreseen the topology and intensity of exoplanets magnetospheres.

The interaction of the SW with the Hermean magnetosphere is studied using different numerical frameworks as single (Kabin et al. 2008; Jia et al. 2015), multifluid (Kidder et al. 2008) and hydrid codes (Wang et al. 2010; Müller et al. 2011, 2012; Richer et al. 2012). The simulations show that the Hermean magnetic field is enhanced or weakened in distinct locations of the magnetosphere according to the IMF orientation, modifying its topology (Slavin 1979; Kabin et al. 2000; Slavin et al. 2009). To perform this study we use the MHD version of the single fluid code PLUTO in spherical 3D coordinates (Mignone 2007). The Northward displacement of the Hermean magnetic field is represented by a axisymmetric multipolar expansion (Anderson 2008b). Present study is based in previous theoretical studies devoted to simulate global structures of the Hermean magnetosphere using MHD numerical models (Varela 2015, 2016a,b).

This paper is structured as follows. Section 2, description of the simulation model, boundary and initial conditions. Section 3, analysis of the radio emission generation for configurations with different IMF orientations and intensities. Section 4, study of the radio emission generation for configurations with different SW hydro parameters. Section 5, conclusions and discussion.

2. Numerical model

We use the ideal MHD version of the open source code PLUTO in spherical coordinates to simulate a single fluid polytropic plasma in the non resistive and inviscid limit (Mignone 2007).

The conservative form of the equations are integrated using a Harten, Lax, Van Leer approximate Riemann solver (hll) associated with a diffusive limiter (minmod). The divergence of the magnetic field is ensured by a mixed hyperbolic/parabolic divergence cleaning technique (Dedner 2002).

The grid is made of 196 radial points, 48 in the polar angle θ and 96 in the azimuthal angle ϕ (the grid poles correspond to the magnetic poles). The numerical magnetic Reynolds number of the simulations due to the grid resolution is $R_m = VL/\eta \approx 1350$, with $V = 10^5$ m/s and $L = 2.44 \times 10^6$ m the characteristic velocity and length of the model, and $\eta \approx 1.81 \times 10^8$ m^2/s the numerical magnetic diffusivity of the code. The numerical magnetic diffusivity was evaluated in dedicated numerical experiments using a model with the same grid resolution but a simpler setup.

Table 1. Multipolar coefficients g_{l0} for Mercury's internal field.

Coeff	g_{01}(nT)	g_{02}/g_{01}	g_{03}/g_{01}	g_{04}/g_{01}
	−182	0.4096	0.1265	0.0301

In order to have a realistic representation of the Hermean magnetic field we make use of the current best knowledge of its topology and amplitude based on MESSENGER data. Anderson et al. (2012) study provides a multipolar expansion of the field assuming an axisymmetric model, thus we implement in our setup an axisymmetric multipolar field up to $l = 4$ and $m = 0$. The magnetic potential Ψ is expanded in dipolar, quadrupolar, octupolar and hexadecapolar terms:

$$\Psi(r,\theta) = R_M \sum_{l=1}^{4} \left(\frac{R_M}{r}\right)^{l+1} g_{l0} P_l(\cos\theta). \quad (1)$$

The current free magnetic field is $B_M = -\nabla\Psi$. r is the distance to the planet center, θ the polar angle and $P_l(x)$ the Legendre polynomials. The numerical coefficients g_{l0} taken from Anderson et al. (2012) are summarized in Table 1.

The simulation frame is such that the z-axis is given by the planetary magnetic axis pointing to the magnetic North pole and the Sun is located in the XZ plane with $x_{sun} > 0$. The y-axis completes the right-handed system.

The simulation domain is confined within two spherical shells centered in the planet, representing the inner and outer boundaries of the system. The shells are at $0.6R_M$ and $12R_M$. Between the inner shell and the planet surface (at radius unity in the domain) there is a "soft coupling region" where special conditions apply. Adding the soft coupling region improves the description of the plasmas flows towards the planet surface, isolating the simulation domain from spurious numerical effects of the inner boundary conditions (Varela 2016a,b). The outer boundary is divided in two regions, the upstream part where the solar wind parameters are fixed and the downstream part where we consider the null derivative condition $\frac{\partial}{\partial r} = 0$ for all fields ($\nabla \times \boldsymbol{B} = 0$ condition is conserved because at $12R_M$ the IMF is dominant and constant). At the inner boundary the value of the intrinsic magnetic field of Mercury is specified. In the soft coupling region the velocity is smoothly reduced to zero when approaching the inner boundary. The magnetic field and the velocity are parallel, and the density is adjusted to keep the Alfven velocity constant $v_A = B/\sqrt{\mu_0\rho} = 25\ km\,s^{-1}$ with $\rho = nm_p$ the mass density, n the particle number, m_p the proton mass and μ_0 the vacuum magnetic permeability. In the initial conditions we define a paraboloid in the night side with the vertex at the center of the planet, defined as $r < 1.5 - 4\sin(\theta)\cos(\phi)/(\sin^2(\theta)\sin^2(\phi) + \cos^2(\theta))$, where the velocity is null and the density is two order of magnitude smaller than in the solar wind. The IMF is also cut off at $2R_M$.

We assume a fully ionized proton electron plasma, the sound speed is defined as $v_s = \sqrt{\gamma p/\rho}$ (with p the total electron + proton pressure), the sonic Mach number as $M_s = v/v_s$ with v the velocity.

The radio emission study for different IMF intensities is limited to the range of 10 to 30 nT. Lower or higher IMF intensities correspond to a solar magnetic activity below or over the average, not considered in the present communication. In the radio emission study with different hydro parameter of the SW and fixed IMF orientation and intensity, we adopt the maximum and

Table 2. Hydrodynamic parameters of the SW.

n (cm^{-3})	T (K)	v (km s^{-1})	M_s
60	58 000	250	6.25

minimum values expected by ENLIL + GONG WSA cone models for the SW density, temperature and velocity. The radio emission for configurations mimicking CME conditions are out of the scope of this study.

3. Effect of the interplanetary magnetic field

In this section we estimate the radio emission in Mercury for different orientations and intensities of the IMF. We calculate the power dissipated by the interaction of the SW with the Hermean magnetosphere on the planet day side and the reconnection region of the magnetotail on the planet night side. The effect of the reconnections on the day side is fully accounted for the study. The energy flux is calculated as a combination of kinetic P_k (associated with the solar wind dynamic pressure) and magnetic terms P_B (due to the reconnection between the IMF and the Hermean magnetic field):

$$P_k = \frac{1}{2}\rho \boldsymbol{v}|\boldsymbol{v}^2| \tag{2}$$

$$P_B = \frac{\boldsymbol{E}\wedge\boldsymbol{B}}{\mu_0} = \frac{(\eta\boldsymbol{J}-\boldsymbol{v}\wedge\boldsymbol{B})\wedge\boldsymbol{B}}{\mu_0} \tag{3}$$

where E is the electric field and J the current density. The effect of the numerical magnetic diffusivity η is negligible in the calculation of the power dissipation on the planet day side, but it is considered in the reconnection region.

The net power dissipated is calculated as the volume integral of P_k and P_B:

$$[P_k] = \int_V \nabla\cdot\left(\frac{\rho\boldsymbol{v}|\boldsymbol{v}^2|}{2}\right)\mathrm{d}V \tag{4}$$

$$[P_B] = \int_V \nabla\cdot\frac{\boldsymbol{E}\wedge\boldsymbol{B}}{\mu_0}\mathrm{d}V. \tag{5}$$

On the day side, the volume integrated extends from the bow shock to the inner magnetosphere (magnetosheath and magnetopause included). On the night side the integrated volume is localized around the X point of the magnetotail, covering the region where the intensity of the planet magnetic field is at least 10% smaller than for a configuration without IMF.

3.1. Orientation of the interplanetary magnetic field

We analyze first the effect of the IMF orientation, fixing the hydrodynamic parameters of the SW and the module of the IMF to 30 nT. The hydrodynamic parameters of the solar wind in the simulations are summarized in Table 2. Figure 1 shows a 3D view of the system for a Northward configuration of the IMF, identifying the region of the BS (color scale of the density distribution), field lines of the Hermean magnetic field (red lines), IMF (pink lines) and solar wind stream lines (green lines). The arrows indicate the orientation of the Hermean and interplanetary magnetic fields and the dashed white line the beginning of the simulation domain.

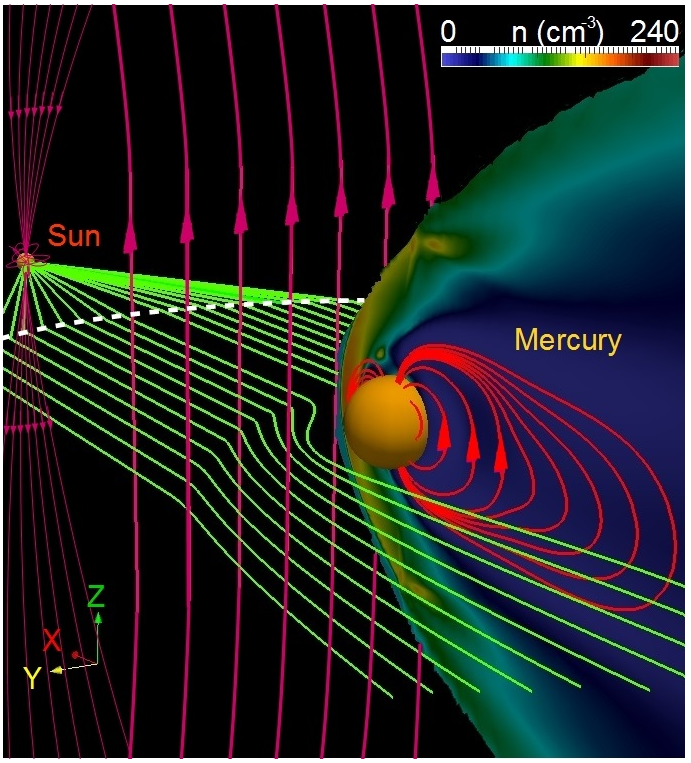


Fig. 1. 3D view of the system. Density distribution (color scale), field lines of the Hermean magnetic field (red lines), IMF (pink lines) and solar wind stream lines (green lines). The arrows indicate the orientation of the Hermean and interplanetary magnetic fields (case Bz). Dashed white line shows the beginning of the simulation domain.

In the following we identify the Mercury-Sun orientation as Bx simulations, the Sun-Mercury orientation as Bxneg simulations, the Northward orientation respect to Mercury's magnetic axis as Bz simulations (shown in Fig. 1 example), the Southward orientation as Bzneg simulations, the orientation perpendicular to previous two cases on the planet orbital plane as By (East) and Byneg (West) simulations. The IMF intensity of the model is denoted by a number attached to the orientation label, for example the simulation Bz3 identifies a Northward orientation of the IMF with module 30 nT. All the simulations and parameters are summarized in Appendix A. We include as reference case a simulation without IMF (B0).

In Fig. 2 we illustrate the interaction of the IMF and magnetospheric field for the reference case and Bx3 simulation. Panels A and C show the Hermean magnetic field lines (magnetic field lines are color-coded with the magnetic field amplitude), SW stream lines (green lines), magnetic field intensity at the frontal plane $X = 0.3R_M$ and inflow/outflow (blue/red) regions on the planet surface. Reconnection regions are identified as blue colors at the frontal plane, not observed in the reference case and located in the South of the magnetosphere for the Bx3 simulation. Panels B and D show polar plots of the density distribution including the magnetic field lines of the planet (red lines) and SW stream lines (green lines), identifying the regions of the bow shock, magnetosheath and magnetopause. The dashed pink line indicates the surface plotted in Figs. 3 and 4 for the Bx3 simulation.

Figure 3 shows a frontal view of the magnetic energy flux on the planet day side ($P_B(DS)$) for different IMF orientations, observed towards the planet-Sun direction from the planet night side. There is a strong dependency of $P_B(DS)$ hot spot

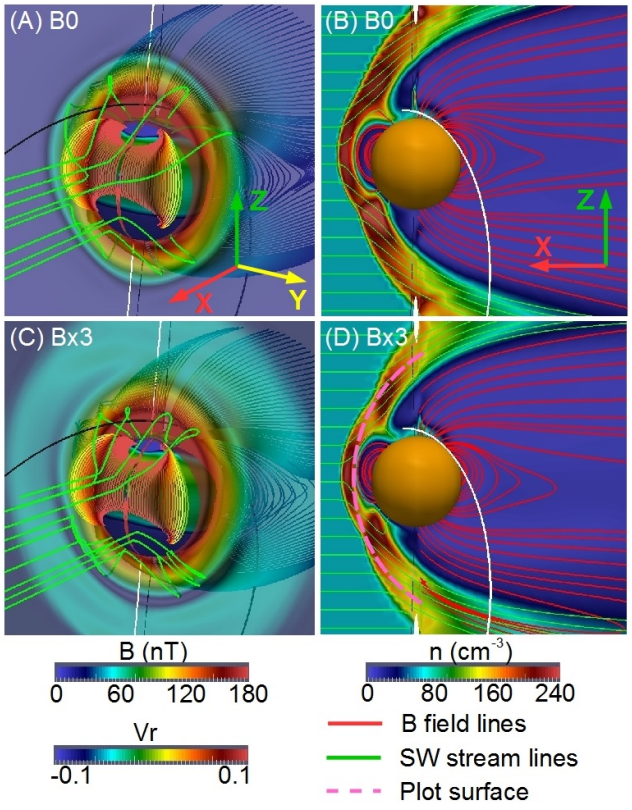


Fig. 2. Hermean magnetic field lines with the intensity imprinted on the field lines by a color scale for the reference case **A)** and simulation Bx3 **C)**. Magnetic field intensity at the frontal plane $X = 0.3R_M$. SW stream lines (green). Inflow/outflow regions on the planet surface (blue/red). Polar plot of the density distribution (displaced $0.1R_M$ in Y direction) for the reference case **B)** and simulation Bx3 **D)**. Dashed pink curve indicates the surface plotted in Figs. 3 and 4.

distribution with the IMF orientation. Local minima of the magnetic energy flux are correlated with a local decrease of the Hermean magnetic field intensity, although local maxima are correlated with a local enhancement of the Hermean magnetic field. For Bx3 (panel A) and Bxneg3 (panel D) IMF orientations, $P_B(DS)$ hot stops are located close to the planet. There is a North-South asymmetry due to the presence of a reconnection region, located in the South (North) of the magnetosphere for the Bx3 (Bxneg3) case, identified as a local decrease of $P_B(DS)$. Bx3 and Bxneg3 orientation weakly affect the Hermean magnetosphere topology at low-middle latitudes, only nearby the poles, reason why both cases appear to be similar. Compared with other IMF orientations, the local maximum of $P_B(DS)$ is almost one order of magnitude smaller. Models with By3 (panel B) and Byneg3 (panel E) IMF orientations have $P_B(DS)$ hot spots nearby the poles, showing the same East-West asymmetry than the magnetosphere, with the reconnection regions located in the planet sides (local minimum of $P_B(DS)$). Bz3 (panel C) and Bzneg2 (panel F) cases show different distributions of the $P_B(DS)$ hot spots, along the planet sides for Bz3 orientation (reconnection regions located near the poles) and a quadripolar structure in the Bzneg2 model (reconnection region at the planet equator). These results indicate a large variability of the radio emission distribution on the planet dayside with the IMF orientation. Thus, future radio emission observation from exoplanets must show a strong dependency with the host star magnetic activity.

Figure 4 shows a frontal view of the kinetic energy flux on the planet day side ($P_k(DS)$) for different IMF orientations, observed towards the planet-Sun direction from the planet night side. There is a local enhancement (decrease) of $P_k(DS)$ associated with a local decrease (enhancement) of the magnetospheric field. $P_k(DS)$ is linked with the dynamic pressure of the SW although the local enhancements observed for all the IMF orientations is determined by the magnetosphere topology and IMF orientation. This statement is valid in case of exoplanets as long as we consider a purely radial outflow of stellar wind between the star and the exoplanet, condition that could not be fulfilled for exoplanet with eccentric orbits.

Figure 5 shows the magnetic energy flux ($P_B(NS)$) on the planet night side. $P_B(NS)$ distribution shows a local maxima between the reconnection regions of the magnetotail and magnetopause for all IMF orientations. If the magnetotail is slender and stretched, case of By3 (panel B), Byneg3 (panel E) and Bzneg2 (panel F) IMF orientations, the magnetic tension is larger leading to a more efficient dissipation of the magnetic energy and larger $P_B(NS)$ values. We don't include the analysis of the kinetic energy flux ($P_k(NS)$), whose local maxima is located in the magnetotail reconnection region, because the expected radio emission associated with $[P_k]$ is small compared to $[P_B]$ (see Table 4). Consequently, we must presume greater radio emission on the exoplanets night side if the IMF orientation drives slender and stretched magnetotail topologies. At the same time, for exoplanets with more intense magnetic field hosted by stars with stronger magnetic activity than the Sun, radio emission on planet night side should dominate because magnetic and kinetic energy fluxes in the magnetotail reconnection region are enhanced.

Table 3 shows the magnetic and kinetic net power dissipated on the planet day side and the reconnection region of the magnetotail on the planet night side. The net magnetic energy is negative because the IMF interaction with the Hermean magnetosphere leads in all models to a net erosion of the magnetospheric field, so the system loses locally magnetic energy. The net kinetic energy is negative too on planet day side because the solar wind is decelerated as soon as it reaches the Hermean magnetosphere, losing kinetic energy. The opposite scenario is observed in the magnetotail X point, there is a net gain of kinetic energy by the plasma because it is accelerated in the reconnection region. Bz3 orientation is the only case with $[P_k(NS)] < 0$, because it is the configuration with the magnetotail X point located the furthest from the planet, leading to a smaller magnetic energy flux and plasma acceleration in the reconnection region. $[P_B(DS)]$ and $[P_k(DS)]$ are larger than $[P_B(NS)]$ and $[P_k(NS)]$ for all IMF orientations except Bx3 case. $[P_B(DS)]$ for Bx3 and Bxneg3 IMF orientations is one order of magnitude smaller than in other models. $[P_k]$ is larger than $[P_B]$ on the planet day side although $[P_B]$ is larger than $[P_k]$ in the reconnection region of the magnetotail on the night side for the models By3, Byneg3 and Bzneg2. The IMF orientation that drives the highest net power dissipation is Bzneg2 configuration, while Bx3 orientation leads to the smallest.

In Table 4 we show the expect radio emission calculated from the net magnetic and kinetic power dissipated on the planet day side and the reconnection region at planet night side using radiometric Bode's law (Zarka et al. 2001; Farrell 1999):

$$[P(DS)] = a[P_k(DS)] + b[P_B(DS)] \quad (6)$$

$$[P(NS)] = a[P_k(NS)] + b[P_B(NS)] \quad (7)$$

with a and b efficiency ratios assuming a linear dependency of $[P_k]$ and $[P_B]$ with $[P]$. Observations of other planets in the solar

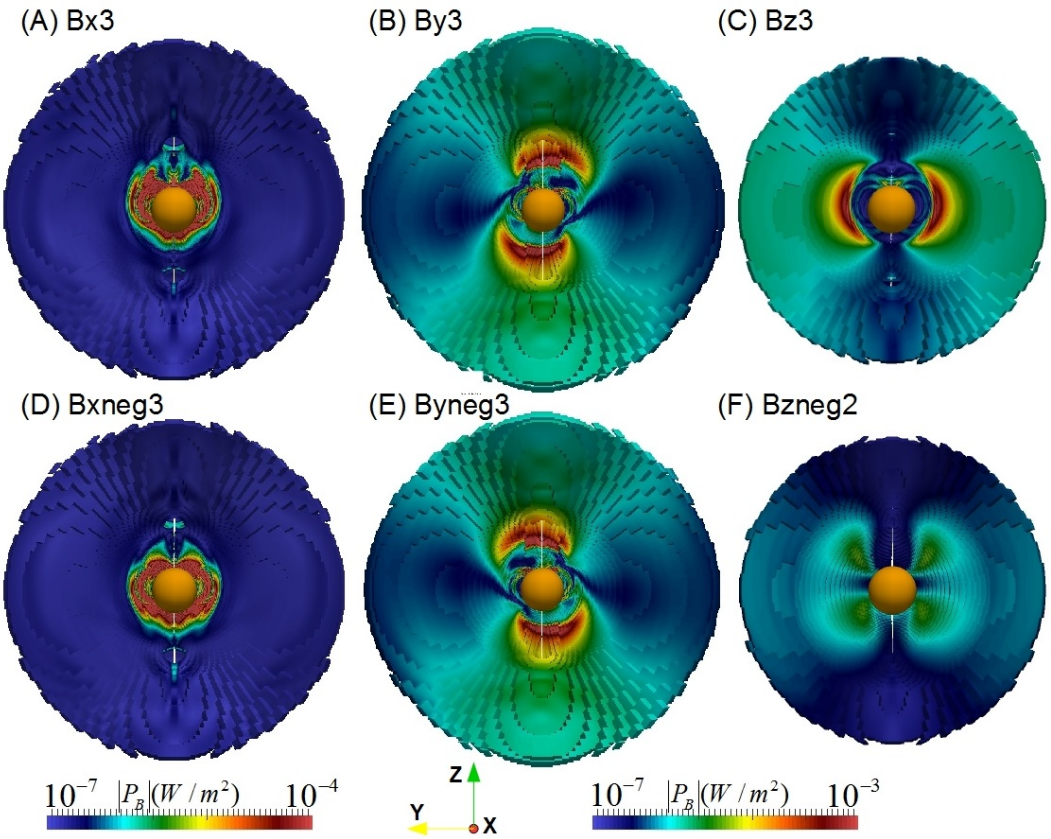


Fig. 3. Frontal view of the magnetic energy flux on the planet day side for different IMF orientations. We observe the magnetic energy flux distribution towards the planet-Sun direction from the night side. 1st color bar is related to **A)** and **D)** panels, 2nd color bar to the other 4 cases. The plotted surface is defined between the bow shock and the magnetopause where the magnetic energy flux reaches its maxima (see Fig. 2, panels B and D, pink dashed line).

Table 3. Net magnetic and kinetic power dissipated on the planet day side and the reconnection region at planet night side.

Model	$[P_k(DS)]$ (10^8 W)	$[P_B(DS)]$ (10^8 W)	$[P_k(NS)]$ (10^7 W)	$[P_B(NS)]$ (10^7 W)
Bx3	−4.60	−0.13	3.11	−1.61
Bxneg3	−4.71	−0.25	3.48	−0.84
By3	−5.93	−2.81	3.30	−7.95
Byneg3	−5.94	−2.83	3.50	−8.05
Bz3	−5.91	−2.95	−6.19	−4.31
Bzneg2	−11.4	−2.94	7.40	−13.5

Notes. SW hydrodynamic parameters: $\rho = 60$ cm^{-3}, $v = 250$ km s^{-1} and $T = 58\,000$ K. Negative (positive) sign indicates a net lost (gain) of energy by the plasma.

system are explained by two possible combination of parameters ($a = 10^{-5}$, $b = 0$) or ($a = 0$, $b = 2 \times 10^{-3}$) (Zarka 2007).

$[P_B]$ is similar to $[P_k]$ for all IMF orientations (except Bx3 and Bxneg3 cases with $[P_k]$ one order of magnitude larger than $[P_B]$), so the combination of efficiency ratios ($a = 10^{-5}$, $b = 0$) is several orders of magnitude smaller than ($a = 0$, $b = 2\times10^{-3}$), see Table 4. $[P(NS)]$ for ($a = 0$, $b = 2 \times 10^{-3}$) combination is almost 5 times smaller than $[P(DS)]$, pointing out that the main source of radio emission in the Hermean magnetosphere should be the strong compression of the planet magnetic field lines by the SW on the planet dayside, as well as local amplifications of the Hermean magnetic field by the IMF. To determine the combination of efficiency ratios that better fits radio emission from Mercury, it is required to perform in situ measurements comparing radio emission on the planet day and night side. If the radio emission on the planet day side is in average 10 times larger than the radio emission at the night side, ($a = 0$, $b = 2\times10^{-3}$) combination is the best description, although if the average difference is closer to 100 times, ($a = 10^{-5}$, $b = 0$) combination is the best approach. The ratio between radio emission on the planet day and night side (DS-NS ratio) must change in exoplanets with more intense magnetic fields, hosted by stars with stronger magnetic activity than the Sun. It is mandatory to study the ratio of DS-NS radio emission in giant planets of the solar system and determine which combination of efficiency ratios fits better the observations.

3.2. Intensity of the interplanetary magnetic field

We analyze the influence of the IMF amplitude variation on radio emission. We perform 13 new simulation using the same SW

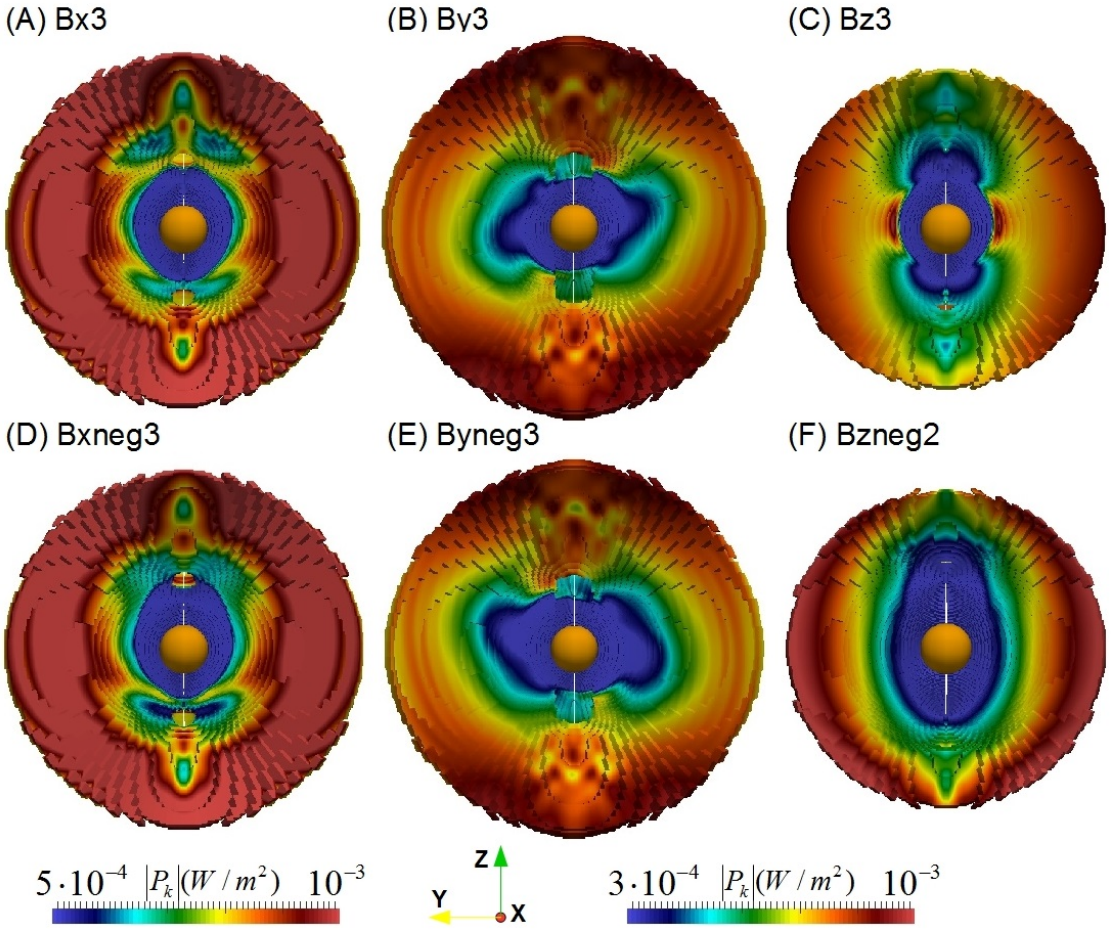


Fig. 4. Frontal view of the kinetic energy flux on the planet day side for different IMF orientations. We observe the kinetic energy flux distribution towards the planet-Sun direction from the night side.Color scale on the left for figures **A)** and **D)**. The plotted surface is defined between the bow shock and the magnetopause where the kinetic energy flux reaches its maxima (see Fig. 2, panels B and D, pink dashed line).

Table 4. Expected radio emission on the planet day side and in the reconnection region of the magnetotail on the planet night side for the efficiency ratios ($a = 0$, $b = 2 \times 10^{-3}$, second and third columns, and ($a = 1 \times 10^{-5}$, $b = 0$), fourth and fifth columns.

Model	$[P(NS)]$ (10^5 W)	$[P(DS)]$ (10^5 W)	$[P(NS)]$ (10^2 W)	$[P(DS)]$ (10^3 W)
Bx3	0.32	0.28	3.11	4.60
Bxneg3	0.17	0.48	3.48	4.71
By3	1.59	5.64	3.30	5.93
Byneg3	1.61	5.68	3.50	5.94
Bz3	0.86	5.92	6.19	5.91
Bzneg2	2.70	5.88	7.40	11.4

hydro parameters and IMF orientations than in the previous section (see Table 2), varying the IMF intensity from 10 to 30 nT.

Figure 6 shows $[P(DS)]$ (panel A) and $[P(NS)]$ (panel B) ($a = 0$ and $b = 2 \times 10^{-3}$ combination) for models with different IMF orientations and modules from 10 to 30 nT. $[P(DS)]$ and $[P(NS)]$ increase with the IMF module for all orientations except Bx and Bxneg cases, almost insensitive to the IMF intensity variation. The radio emission enhancement is linked with a local increase of the magnetospheric field by the IMF, amplification not observed in Bx and Bxneg simulations, because in these configurations the Herman magnetic field and IMF are perpendicular at low and middle latitudes, with the reconnection region located close to the poles. Bz orientation shows a decrease of $[P(NS)]$ in the simulations with IMF module 10 and 20 nT, because the magnetotail is wider and less stretched, leading to a decrease of the magnetic field lines tension. The tendency is inverted in Bz3 simulation due to the induced North-South stretching of the magnetotail.

4. Effect of the hydro parameters of the solar wind

This section studies the effect of the SW hydrodynamic parameters on radio emission generation. We perform 6 new simulations fixing IMF module and orientation, $\boldsymbol{B}_{\rm SW} = (4, 1, 6)$ nT. We choose a IMF configuration with weak module (7.28 nT) to maximize the effect of the SW hydro parameters, and a mixed orientation to show a more realistic case. SW parameters of reference case are the same than in Table 3. The name of the model is given by the hydro parameter that is modified respect to reference case (see Table 5).

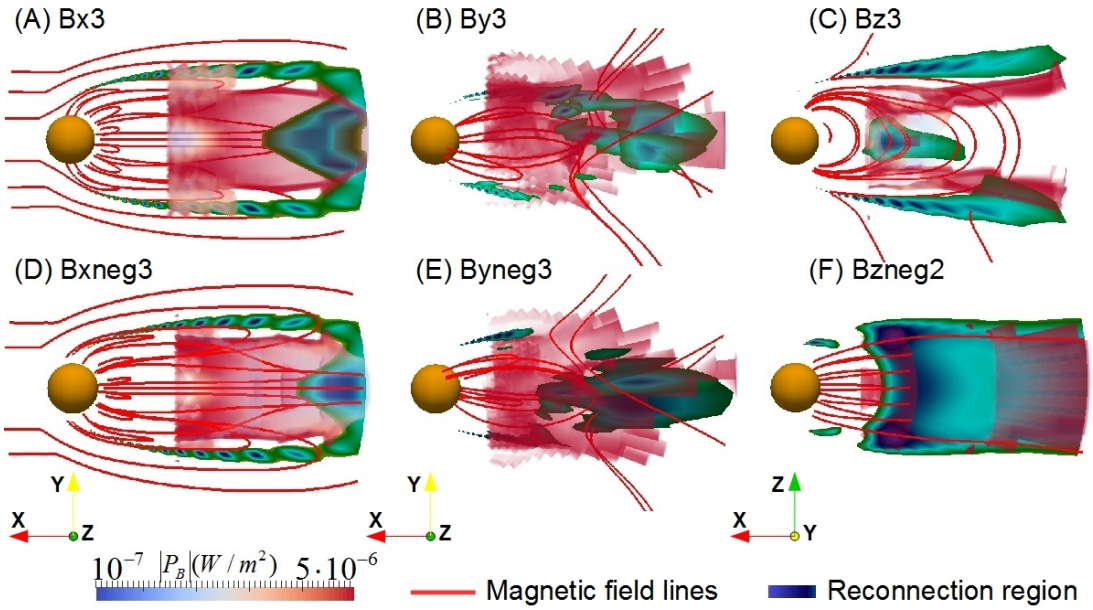


Fig. 5. Magnetic energy flux on the planet night side ($P_B(NS)$). Blue color indicates the reconnection region (iso-surface with magnetic field values between 0–7 nT). Magnetic field lines of the Hermean and IMF in red.

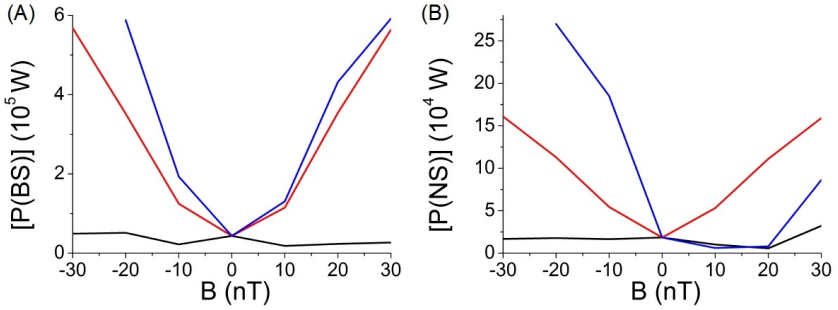


Fig. 6. Radio emission on the planet day side (A) and in reconnection region of the magnetotail on the planet night side (B) with radio efficiency parameters ($a = 0$, $b = 2 \times 10^{-3}$) for models with different IMF orientation and modules from 10 to 30 nT. The reference case without IMF is included. Bx orientations (black line), By orientations (red line) and Bz orientation (blue line).

Table 5. Second column indicates the hydrodynamic parameter modified respect to reference case ($n = 60$ cm^{-3}, $v = 250$ km s^{-1} and $T = 58\,000$ K).

Model	Mod. parameter	$[P_k(DS)]$ (10^8 W)	$[P_B(DS)]$ (10^8 W)	$[P]$ (10^6 W)	$[P]$ (10^3 W)
ρ_{min}	$n = 12$ cm^{-3}	−1.03	−0.50	0.10	1.03
ρ_{max}	$n = 180$ cm^{-3}	−8.24	−10.30	2.06	8.24
v_{min}	$v = 200$ km s^{-1}	−2.42	−0.72	0.14	2.42
v_{max}	$v = 500$ km s^{-1}	−18.1	−9.03	1.80	18.1
T_{min}	$T = 2 \times 10^4$ K	−3.66	−0.68	0.14	3.66
T_{max}	$T = 18 \times 10^4$ K	−4.78	−0.98	0.20	4.78

Notes. Net magnetic and kinetic power dissipated on the planet day side (second and third columns). Expected radio emission on the planet day side with radio efficiency parameters ($a = 0$, $b = 2 \times 10^{-3}$), fourth column, and ($a = 10^{-5}$, $b = 0$), fifth column.

Figure 7 shows a frontal view of the magnetic energy flux on the planet dayside for different configurations of SW hydro parameters, observed towards the planet-Sun direction from the night side.

$P_B(DS)$ distribution is similar for all simulations, pointing out that the location of radio emission hot spots is dictated by the IMF orientation and not by the SW hydro parameters. SW hydro parameters can enhance or weaken the local maxima but the distribution is only slightly modified. $P_B(DS)$ local maxima are enhanced if the SW dynamic pressure ($q = \rho v^2/2$) is larger, as in the simulations ρ_{max} and v_{max}, compared to low SW dynamic pressure configurations as ρ_{min} and v_{min}. $P_B(DS)$ local maxima are almost the same for T_{max} and T_{min} simulations, because the temperature doesn't affect the Hermean magnetic field compression, only leads to a decompression of the magnetosheath, increasing the SW sound velocity and reducing the sonic Mach number. In summary, if we follow the evolution of the hot spot distribution as the SW dynamic pressure increases (panels A, B, C, F, D and E in this order), hot spot intensity increases but the distribution remains almost the same.

Table 5 shows $[P_B(DS)]$, $[P_k(DS)]$ and $[P(DS)]$ with radio efficiency parameters ($a = 0$, $b = 2\times10^{-3}$) and ($a = 10^{-5}$, $b = 0$)

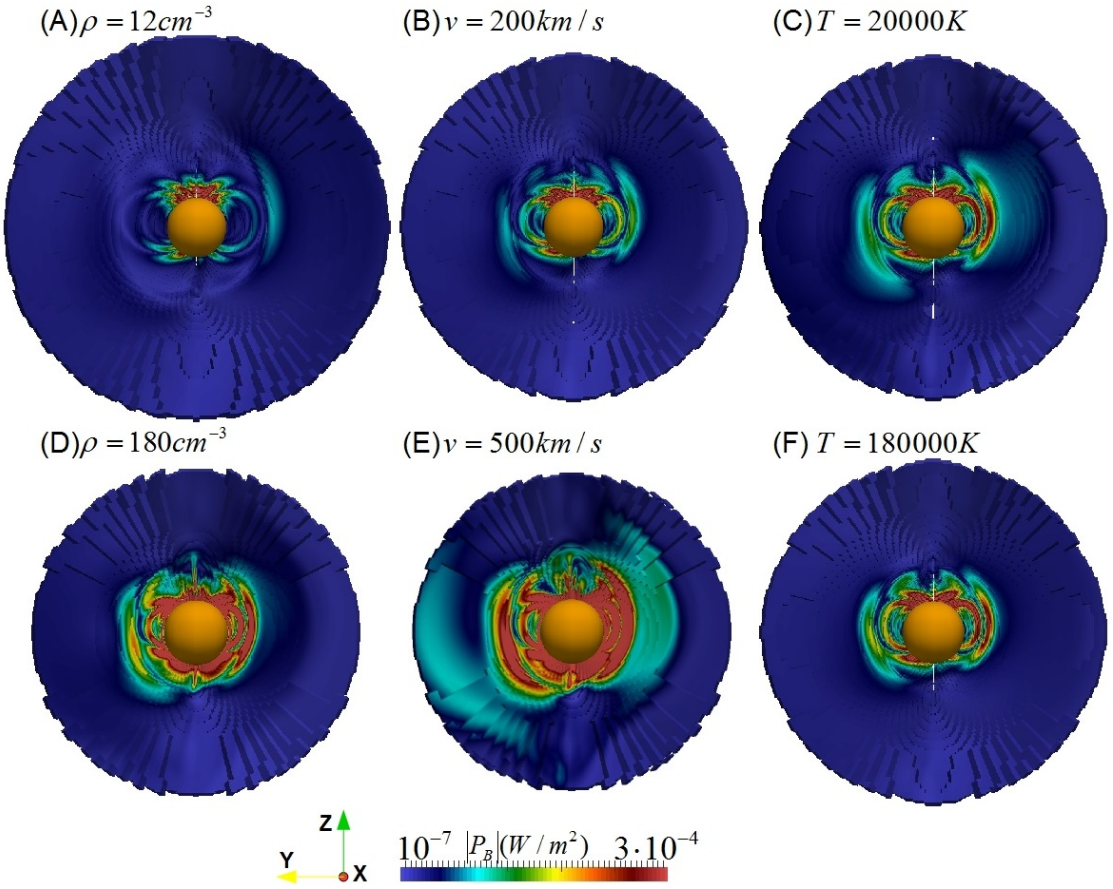


Fig. 7. Frontal view of the magnetic energy flux on the planet day side for simulations with different SW hydro parameters. We observe the magnetic energy flux distribution towards the planet-Sun direction from the night side. The plotted surface is defined between the bow shock and the magnetopause where the magnetic energy flux reaches its maxima (see Fig. 2, panels B and D, pink dashed line).

for simulations with different SW hydro parameters. ($a = 0$, $b = 2 \times 10^{-3}$) combination leads to a radio emission two orders of magnitude larger than ($a = 10^{-5}$, $b = 0$). The configurations with the largest $[P(DS)]$ are $\rho_{\max}$ and $v_{\max}$, more than one order of magnitude larger than configurations with lower dynamic pressure as $\rho_{\min}$ and $v_{\min}$. $T_{\min}$ and $T_{\max}$ simulations show similar $[P(DS)]$ values, slightly larger in the simulation with less compressed magnetosheath. $[P_k(DS)]$ is 2 to 5 times larger than $[P_B(DS)]$ for all cases except $\rho_{\max}$ case. These results demonstrate that radio emissions are sensitive to the time variation of the SW hydro parameters.

5. Conclusions and discussion

The analysis of the power dissipation in 3D simulations of the solar wind interaction with the Hermean magnetosphere shows that hot spot distribution of the radio emission is determined by the IMF orientation, although the intensity of the local maxima is dictated by the IMF intensity and SW hydro parameters. The orientation of the IMF establishes the location of the reconnection regions in the Hermean magnetosphere. A local enhancement of the magnetospheric field on the day side is correlated with a maxima of the magnetic energy flux and a minima of the kinetic energy flux.

The net dissipated power on the planet day side is larger than in the reconnection region of the magnetotail on the planet night side, by almost one order of magnitude larger. This proportion can be very different in other planets of the solar system with more intense magnetic field, facing a SW of lower dynamic pressure, as in the case of the Earth of giant gaseous planets, leading to configurations with stronger radio emission from the reconnection region of the magnetotail and weaker from the planet dayside.

Radio emission on the planet day side is maximized for any IMF orientation different than Sun-Mercury or Mercury-Sun directions. These two cases show a radio emission more than one order of magnitude smaller. The magnetic field lines of the IMF and Hermean magnetosphere are almost perpendicular at low-middle latitudes, avoiding an amplification of the magnetospheric field. This result is consistent with the weak dependency of radio emission and IMF module for these orientations. The other IMF orientations lead to local enhancements of the magnetospheric field on the planet dayside, correlated with hot spots of radio emission.

The net dissipated power is dominated by the magnetic component, pointing out that on the planet night side the main source of radio emission is the magnetic tension of the magnetotail field lines. The consequence is a stronger radio emission in such magnetosphere configurations with stretched magnetotail and reconnection X point located close to the planet, see cases with Bzneg, By and Byneg IMF orientations.

The combination of efficiency ratios that lead to larger radio emission is ($a = 0$, $b = 2 \times 10^{-3}$), several order of magnitude larger than the expected radio emission for the combination ($a = 10^{-5}$, $b = 0$). If the radio emission on the planet night side is around 10% of total radio emission, ($a = 0$, $b = 2 \times 10^{-3}$)

combination describes better the conversion of dissipated power on radio emission, but if it is less than 1% the correct formulation must contain the combination ($a = 10^{-}5$, $b = 0$). In situ observations are required to confirm the correct efficiency ratios combination.

The results obtained are compatible with the predicted values by Zarka et al. (2001), expecting a radio emission around 10^6 W. This is the case for all the simulations expect configurations with the IMF oriented in Sun-Mercury of Mercury-Sun directions, or models with low dynamic pressure and weak IMF intensity. Simulations with large dynamic pressure and IMF intensities larger than 10 nT not oriented in Sun-Mercury of Mercury-Sun directions, show radio emissions from 1 to 2×10^6 W.

Radiometric Bode's law for Mercury's magnetosphere considering a stand off distance of $1.5R_M$ predicts a net kinetic energy dissipation of 6×10^{10} W and a net magnetic energy dissipation of 4–40×10^8 W (depending on the IMF intensity). The net kinetic energy dissipation calculated from the simulations is smaller than the expected value by Bode's law, consequence of the complex flows reproduced in the simulations with regions of plasma deceleration on the day side and acceleration in the magnetotail reconnection region. On the other side, the simulations and Bode's law lead to similar results for the net magnetic energy dissipation, pointing out that the model is able to provide a reasonable guess of the magnetic energy dissipation on the day side and magnetotail reconnection regions.

A systematic study of the conversion efficiency between dissipated power and radio emission in the planets of the solar system is a key study to calibrate the radio emission from exoplanets. It is expected that radio emission data brings constrains on the intensity and topology of exoplanets magnetic fields, information required to study the potential habitability of exoplanets, directly linked with the presence of permanent and strong enough magnetic fields to shield the planet surface and atmosphere from the stellar wind erosion. We analyze the effect of the IMF orientation and module, as well as SW hydro parameters on radio emission generation, showing the large variability induced by these factors on hot spot distribution and intensity. A generalization of present study to the specific environment of the exoplanets, stellar wind of host star and expected IMF intensity and orientation at exoplanet orbit, is mandatory to reconstruct the topology and intensity of the intrinsic magnetic field from radio emission data when available (Hess 2011; Zarka et al. 2015).

Acknowledgements. The research leading to these results has received funding from the European Commission's Seventh Framework Programme (FP7/2007-2013) under the grant agreement SHOCK (project number 284515), the grant agreement SPACEINN (project number 312844) and ERC STARS2 (207430). We extend our thanks to CNES for Solar Orbiter and PLATO science support as well as INSU/PNST for our grant. We acknowledge GENCI allocation 1623 for access to supercomputer where most simulations were run and DIM-ACAV for supporting ANAIS project and our graphics/post-analysis and storage servers.

References

Anderson, B. J. 2008a, J. Geophys. Res., 117, E00L12
Anderson, B. J. 2008b, Science, 321, 82
Anderson, B. J. 2011, Science, 333, 1859
Anderson, B. J., Johnson, C. L., Korth, H., et al. 2012, J. Geophys. Res., 117, E00L12
Baker, D. N. 2009, J. Geophys. Res., 114, A10101
Baker, D. N. 2011, Planet. Space Sci., 59, 2066
Dedner, A. 2002, J. Comput. Phys., 175, 645
Farrell, W. M. 1999, Geophys. Res. Lett., 104, 14025
Fujimoto, M. 2007, Space Sci. Rev., 132, 529
Hess, S. L. G. 2011, A&A, 531, A29
Jia, X., Slavin, J. A., Gombosi, T. I., et al. 2015, J. Geophys. Res., 120, 4763
Johnson, C. L. 2012, J. Geophys. Res., 117, 2076
Kabin, K., Gombosi, T. I., DeZeeuw, D. L., & Powell, K. G. 2000, Icarus, 143, 397
Kabin, K., Heimpel, M. H., Rankin, R., et al. 2008, Icarus, 195, 1
Kidder, A., Winglee, R. M., & Harnett, E. M. 2008, J. Geophys. Res., 113, A09223
Mignone, A. 2007, ApJS, 170, 228
Müller, J., Simon, S., Motschmann, U., et al. 2011, Comput. Phys. Commun., 182, 946
Müller, J., Simon, S., Wang, Y. C., et al. 2012, Icarus, 218, 666
Odstrcil, D. 2003, Adv. Space Res., 32, 497
Parker, E. N. 1958, ApJ, 128, 664
Pizzo, V. 2011, Space Weather, 9, S03004
Richer, E., Modolo, R., Chanteur, G. M., Hess, S., & Leblanc, F. 2012, J. Geophys. Res., 117, A10228
Saur, J., Grambusch, T., Duling, S., Neubauer, F. M., & Simon, S. 2013, A&A, 552, A119
Slavin, J. A. 1979, J. Geophys. Res., 84, 2076
Slavin, J. A. 2008, Science, 321, 85
Slavin, J. A., Acuña, M. H., Anderson, B. J., et al. 2009, Science, 324, 606
Strugarek, A., Brun, A. S., Matt, S. P., & Réville, V. 2015, APJ, 815, 111
Varela, J. 2015, Planet. Space Sci., 119, 264
Varela, J. 2016a, Planet. Space Sci., 120, 78
Varela, J. 2016b, Planet. Space Sci., 122, 46
Wang, Y.-C., Mueller, J., Motschmann, U., & Ip, W.-H. 2010, Icarus, 209, 46
Wu, C. S. 1979, 230, 621
Zarka, P. 1997, in Planetary Radio Astronomy IV (Vienna: Austrian Acad. Sci. Press), 101
Zarka, P. 1998, J. Geophys. Res., 103, 20159
Zarka, P. 2000, Radio Astronomy at Long Wavelength, Geophysical Monograph, 119, 167
Zarka, P. 2007, Planet. Space Sci., 55, 598
Zarka, P., Treumann, R. A., Ryabov, B. P., & Ryabov, V. B. 2001, Astrophys. Space Sci., 277, 293
Zarka, P., Lazio, T. J. W., Hallinan, G., & SKA/Cradle of Life 2015, Proc. Advancing Astrophysics with the Space Kilometre Array (AASKA 14), 120

Appendix A: Summary of simulations parameters

Bzneg3 simulation is not included in the text because the magnetopause is located on the planet surface. Present model lacks the physics required to correctly reproduce that scenario.

Table A.1. Summary of simulations parameters.

Model	$\boldsymbol{B}$ (nT)	n (cm^{-3})	T (10^5 K)	v (km s^{-1})
Reference	(0, 0, 0)	60	0.58	250
Bx	(10, 0, 0)	60	0.58	250
Bx2	(20, 0, 0)	60	0.58	250
Bx3	(30, 0, 0)	60	0.58	250
Bxneg	(−10, 0, 0)	60	0.58	250
Bxneg2	(−20, 0, 0)	60	0.58	250
Bxneg3	(−30, 0, 0)	60	0.58	250
By	(0, 10, 0)	60	0.58	250
By2	(0, 20, 0)	60	0.58	250
By3	(0, 30, 0)	60	0.58	250
Byneg	(0, −10, 0)	60	0.58	250
Byneg2	(0, −20, 0)	60	0.58	250
Byneg3	(0, −30, 0)	60	0.58	250
Bz	(0, 0, 10)	60	0.58	250
Bz2	(0, 0, 20)	60	0.58	250
Bz3	(0, 0, 30)	60	0.58	250
Bzneg	(0, 0, −10)	60	0.58	250
Bzneg2	(0, 0, −20)	60	0.58	250
$\rho_{\min}$	(4, 1, 6)	12	0.58	250
$\rho_{\max}$	(4, 1, 6)	180	0.58	250
$v_{\min}$	(4, 1, 6)	60	0.58	200
$v_{\max}$	(4, 1, 6)	60	0.58	500
$T_{\min}$	(4, 1, 6)	60	0.20	250
$T_{\max}$	(4, 1, 6)	60	1.80	250

J. Space Weather Space Clim., **5**, A3 (2015)
DOI: 10.1051/swsc/2015006
© B. Ritter et al., Published by EDP Sciences 2015

EDUCATIONAL ARTICLE OPEN ACCESS

A Space weather information service based upon remote and in-situ measurements of coronal mass ejections heading for Earth

A concept mission consisting of six spacecraft in a heliocentric orbit at 0.72 AU

Birgit Ritter[1,*], Arjan J. H. Meskers[2], Oscar Miles[3], Michael Rußwurm[4], Stephen Scully[5], Andrés Roldán[6], Oliver Hartkorn[7], Peter Jüstel[8], Victor Réville[9], Sorina Lupu[10], and Alexis Ruffenach[11]

[1] German Aerospace Center, Institute of Aerospace Medicine, Radiation Biology Department, Linder Höhe, 51147 Köln, Germany
[*]Corresponding author: birgit.ritter@dlr.de
[2] Delft University of Technology, Faculty of Mechanical Engineering, Mekelweg 2, 2628 CD, Delft, The Netherlands
[3] University of Southampton, Faculty of Applied Sciences and Engineering, SO17 1BJ Southampton, UK
[4] Vienna University of Technology, Karlsplatz 13, 1040 Vienna, Austria
[5] Department of Experimental Physics, National University of Ireland Maynooth, Co. Kildare, Ireland
[6] University of Granada, Faculty of Sciences, Avda. Severo Ochoa s/n, 18071 Granada, Spain
[7] University of Cologne, Institute of Geophysics and Meteorology, Pohligstrasse 3, 50969 Cologne, Germany
[8] University of Stuttgart, Keplerstraße 7, 70174 Stuttgart, Germany
[9] AIM Paris-Saclay Laboratory, CEA/Irfu Paris Diderot University CNRS/INSU, 91191 Gif-sur-Yvette, France
[10] Politehnica University of Bucharest, Faculty of Electronics, Telecommunications and Information Technology, Splaiul Independentei 313, 060042 Bucharest, Romania
[11] Institut de Recherche en Astrophysique et Planetologie, Toulouse University (UPS), CNRS UMR 5277, 31028 Toulouse, France

Received 28 February 2014 / Accepted 27 December 2014

ABSTRACT

The Earth's magnetosphere is formed as a consequence of interaction between the planet's magnetic field and the solar wind, a continuous plasma stream from the Sun. A number of different solar wind phenomena have been studied over the past 40 years with the intention of understanding and forecasting solar behavior. One of these phenomena in particular, Earth-bound interplanetary coronal mass ejections (CMEs), can significantly disturb the Earth's magnetosphere for a short time and cause geomagnetic storms. This publication presents a mission concept consisting of six spacecraft that are equally spaced in a heliocentric orbit at 0.72 AU. These spacecraft will monitor the plasma properties, the magnetic field's orientation and magnitude, and the 3D-propagation trajectory of CMEs heading for Earth. The primary objective of this mission is to increase space weather forecasting time by means of a near real-time information service, that is based upon in-situ and remote measurements of the aforementioned CME properties. The obtained data can additionally be used for updating scientific models. This update is the mission's secondary objective. In-situ measurements are performed using a Solar Wind Analyzer instrumentation package and fluxgate magnetometers, while for remote measurements coronagraphs are employed. The proposed instruments originate from other space missions with the intention to reduce mission costs and to streamline the mission design process. Communication with the six identical spacecraft is realized via a deep space network consisting of six ground stations. They provide an information service that is in uninterrupted contact with the spacecraft, allowing for continuous space weather monitoring. A dedicated data processing center will handle all the data, and then forward the processed data to the SSA Space Weather Coordination Center which will, in turn, inform the general public through a space weather forecast. The data processing center will additionally archive the data for the scientific community. The proposed concept mission allows for major advances in space weather forecasting time and the scientific modeling of space weather.

Key words. Coronal Mass Ejection (CME) – Remote sensing – In-situ measurement – Geomagnetic storms – Forecast – Services

1. Introduction

The Earth and its near surroundings are affected by space weather, which is defined as "the physical and phenomenological state of natural space environments" (COST 724 final report 2009). The Sun is the main driver of space weather phenomena and coronal mass ejections (CMEs) are one of these phenomena. CMEs are created by plasma eruptions of solar material in a mass range between 10^{12} and 10^{13} kg (Meyer-Vernet 2007; COST 724 final report 2009). Magnetic reconnection, caused by the twisting and tangling of magnetic field lines, occurs in the solar corona, where a vast amount of energy is contained. This process results in an eruption of a magnetic field structure, potentially leading to a CME (Glaßmeier & Scholer 1991; Gopalswamy 2003). However, at present, the trigger of a CME is not fully understood. The rate of occurrence of CMEs varies roughly according to the solar cycle, ranging from an average rate of three per day at solar maximum to an average rate of one per week at solar minimum (Meyer-Vernet 2007). Earth-directed CMEs possibly

This is an Open Access article distributed under the terms of the Creative Commons Attribution License (http://creativecommons.org/licenses/by/4.0), which permits unrestricted use, distribution, and reproduction in any medium, provided the original work is properly cited.

impacting Earth's environment exhibit a minimal opening angle of 60° and their travel velocities range from 50 to 3000 km/s (Howard et al. 1985; Gopalswamy et al. 2004; Gopalswamy 2008). After its release, the CME plasma and magnetic field propagate through the interplanetary medium (IPM) and interact with the ambient solar wind. The manifestation of a CME in the IPM is sometimes called interplanetary coronal mass ejection (ICME), whereas the expression "CME" is also accepted for both objects and is used throughout this article. The expansion of a CME is approximately self-similar within the IPM and its plasma density and magnetic field strength decrease faster than linearly during its propagation through the heliosphere (e.g. Gulisano et al. 2012, and references therein). Moreover, comprehensive studies on CME propagation have been conducted by Manoharan (2006) and Manoharan (2010) using remote-sensing observations indicating that the magnetic energy associated with a CME is responsible for maintaining the CME structure during its propagation through the IPM. The shock front develops since the speed differential between the CME plasma and the usual solar wind plasma often exceeds the magnetosonic wave speed. It is followed by the shocked solar wind plasma, the sheath that is a turbulent region, and the driving ejecta of the CME.

The magnetic field and plasma properties of the driving ejecta are crucial for the process properties of the interaction between a CME and Earth's plasma environment. As a matter of fact, CMEs can cause geomagnetic storms on Earth upon interaction with Earth's magnetosphere.

Indeed, they are the primary cause for the most severe storms (Gosling et al. 1990). Such storms are defined as intervals of time, in which the magnetospheric ring current is intensified as a result of increased energy and particle injections from solar wind plasma into Earth's magnetosphere-ionosphere system. The enhancement of the ring current generates perturbations of the geomagnetic field on the ground. Effects of geomagnetic storms on and near Earth include communication disruptions, current surges in power lines, and radiation hazards to operating astronauts and spacecraft (e.g. Reitz 2008; COST 724 final report 2009).

Coronagraphs, such as the Large Angle and Spectrometric COronagraph (LASCO, Brueckner et al. 1995) instrument on board the Solar and Heliospheric Observatory (SOHO, Domingo et al. 1995), are used to monitor the solar corona for disturbances such as CMEs (Hundhausen et al. 1984). CMEs containing a dominant southward magnetic component are most geoeffective (Gonzalez et al. 1994), meaning they have a high ability to cause geomagnetic storms (Gopalswamy 2008). In this case, magnetic reconnection at the dayside of the magnetopause (Dungey 1961) allows for energy of the ejecta to be transferred into the inner regions of the Earth's magnetosphere (Akasofu 1981), which enhances the ring current intensity. Besides having a specific magnetic field orientation, a CME's dimension and velocity are additional important factors that determine the effectiveness of a magnetic storm (Gosling et al. 1990).

CMEs can be detected currently in-situ by spacecraft at L1 (Lagrange-1 point), such as the Advanced Composition Explorer (ACE, Smith et al. 1998), the Comprehensive Solar Wind Laboratory for Long-Term Solar Wind Measurements (WIND, Ogilvie et al. 1995), and SOHO. They allow for an effective warning time of about one hour before effects of a geomagnetic storm are detectable on Earth.

Previous mission proposals have considered how to increase this warning time. Examples include "Geostorm" (West 1996, 2004), which is a solar-sail mission at 0.98 AU and "Space Weather Diamond" (St. Cyr et al. 2000), which is a multi-spacraft mission at 0.9 AU. "Geostorm" is supposed to be placed in a rearranged orbit at L1, which is shifted closer to the Sun due to the effect of a solar sail. "Space Weather Diamond" consists of four spacecraft on eccentric heliocentric orbit seeming to circuit around the Earth 0.1 AU apart from it. All spacecraft are equally equipped with in-situ measurement instruments.

This paper presents a new mission proposal to monitor CMEs. The mission constellation is comprised of six spacecraft placed in heliocentric circular orbits at 0.72 AU at a separation angle of 60° from each other. All spacecraft are able to perform remote and in-situ measurements. The mission serves as a continuous information-service system, providing all necessary information of the heliosphere that allow for an increased space weather forecasting time and enhancement of scientific models regarding space weather. The data will help to forecast if there will be a magnetic storm and determine its severity, and will also provide information on radiation levels for astronauts and space missions further away from the Sun. This mission poses a large advancement in protecting human's health and technology, and in preventing technological crashes and negative results for Earth's eco-system.

In contrast to Geostorm, the proposed mission is based on well-known and tested technical equipment, ready for the usage as a steadily operating system within the next decades. "Space Weather Diamond" is called a monitoring system, as well as the here presented mission proposal. However, "Space Weather Diamond" focuses on the reactor of the system, the Earth, whereas the here presented mission monitors the actual actor, the Sun, including remote measurements systems allowing a more comprehensive view on the state of space weather than single point measurements. This mission proposal sets the spacecraft significantly closer to the Sun, at 0.72 AU and thereby yields a much longer forecasting time, which is the most important advantage of this mission.

However, with an increase of forecasting time comes naturally a decrease of accuracy. Lindsay et al. (1999) concluded that in-situ measurements between 1.0 AU and 0.7 AU in the equatorial plane within 10° east to 5° west of the Earth-Sun line allow substantial space weather forecasts. While the underlying model of this conclusion is a simple linear model by Burton et al. (1975), the authors of the paper at hand believe that advanced data-driven CME models (e.g. Luhmann et al. 2004; Tóth et al. 2005), calibrated by data of the early mission-phase, will allow for a reliable warning system, if at least one spacecraft is located within a range ±30° apart from the Earth-Sun line.

The proposal was originally entitled as the CARETAKER mission, and has been designed by a group of BSc and MSc students, PhD-candidates, and Postdocs from the ESA Member States, as part of the Alpbach Summer School[1] 2013. This summer school was organized and funded by an international cooperation between the European Space Agency (ESA), the Aeronautics and Space Agency of Austria (part of the Austrian Research Promotion Agency FFG), the International Space Science Institute (ISSI), and Austrospace, the association of Austrian space industries and research institutions.

[1] http://www.summerschoolalpbach.at/

In this paper the CARETAKER mission proposal is presented. The paper is structured as follows: in Section 2 the mission overview is given including the mission statement and requirements, and the operational concept. The flight segment is described in Section 3, followed by the communication segment in Section 4 and the operation and ground segment in Section 5. In Section 6 the data processing is discussed, and Section 7 covers the budgets of the mission followed by a risk analysis in Section 8, and a cost analysis in Section 9. The paper ends with a conclusion in Section 10.

2. Mission overview

The mission consists of six identical spacecraft in a heliocentric orbit at 0.72 AU, performing in-situ and remote measurements. The obtained data will be communicated periodically via a direct link between spacecraft and Earth through a dedicated deep space network, while communication with the spacecraft located behind the Sun is naturally excluded. The deep space network consists of six ground stations that are located in a way to ensure continuous contact with the spacecraft. Two ground stations will operate simultaneously, each alternating communication between three spacecraft. All obtained information will be collected by a single mission operations center that passes it along to a data processing center where the data will be processed and submitted to the SSA Space Weather Coordination Center[2] (SSCC), and the information will additionally be archived for the scientific community. It will be the SSCC's responsibility to send out a warning to respective users requiring such an alert system in order to trigger their precautions that need to be undertaken.

2.1. Mission statement and requirements

The mission states that: *the system consists of a near real-time information service, based on the physical properties of solar Coronal Mass Ejections.*

The primary objective of the mission is to *obtain information about CMEs as input for a CME warning system*, which covers information about:

1. the propagation trajectory of CMEs heading for Earth, and
2. the physical properties of CMEs.

The secondary mission objective is to *improve CME models by remote and in-situ multipoint measurements.*

Achieving the above-stated mission objectives requires that the mission shall:

1. monitor the three-dimensional trajectory of CMEs that head for Earth;
2. measure the CME's magnetic field orientation and magnitude (related to geoeffectiveness);
3. determine the CME's propagation envelope within an accuracy of less than 4.3 arcmin (i.e. the angular diameter of the Earth's magnetosphere as viewed from the Sun);
4. remotely monitor CMEs between 2 and 15 solar radii (for enhancement of scientific models, Thernisien et al. 2009);
5. provide a minimum forecasting time of 12 h, measured upon reception of in-situ measurement values;
6. measure the following plasma properties: the 3D velocity distribution of protons and electrons, and the composition of heavy ions up to 56 amu/q, all measured with a time resolution of 60 s for the detection of the CME shock front (Richardson & Cane 2004);
7. measure the low-energy ion particle flux in the range of 0.26 keV/q–20 keV/q as well as the low-energy electron flux in the range of 1 eV–5 keV;
8. measure the magnetic field with a resolution of 0.1 nT in the range between −200 nT and 200 nT (Burlaga 2001);
9. provide the SSCC with data, processed according to their standards (allowing them to construct a space weather forecast for the general public);
10. have an operational lifetime of 5 years (with a possible extension of 5 years);

2.2. Operational concept

The mission combines results from remote stereo images and multiple in-situ measurements in order to determine the trajectory and physical properties of CMEs. This is achieved by having six identical spacecraft in a heliocentric orbit at 0.72 AU, at a separation angle of 60° apart. This separation angle is driven by the argument that CMEs with an angular extent larger than 60° have a notable impact on Earth (Gopalswamy 2008). All spacecraft are equipped with a coronagraph (2–15 solar radii field of view, 5 min cadence), a Solar Wind Analyzer instrumentation package, and fluxgate magnetometers, both sampling at 1 Hz. The in-situ measurements are performed continuously by all spacecraft, whereas only two spacecraft will be performing remote measurements simultaneously, limiting the amount of data communicated back to Earth. The two spacecraft performing remote measurements will be the ones having the best point of view for stereoscopic imaging with respect to Earth. The three spacecraft closest to the Earth (two of which perform remote sensing as well as in-situ) will downlink their data every 15 min whereas the three distant spacecraft (only making in-situ measurements) will downlink every 45 min. The processing of stereoscopic remote sensing of a CME will result in information regarding the CME's trajectory, velocity, and size. These results are processed in a standardized format (in accordance with the SSCC) and will be passed on to the SSCC within approximately 45 min after the CME's occurrence at the Sun. The CMEs traveling towards Earth will be continuously monitored up to 15 solar radii. In-situ measurements of the solar wind and passing CMEs will be made at 0.72 AU. This information will also be processed according to standards and made available to the SSCC within 45 min after detection. From the moment in which the in-situ measurement data has been processed, it is possible to determine the geoeffectiveness of the approaching CME, resulting in a precaution time of at least 12 h before the CME reaches Earth's magnetosphere (estimated for fast CMEs with a traveling speed of 1000 km/s when arriving at the Earth).

3. Flight segment

3.1. Orbit

From the mission requirements it can be concluded that the CARETAKER concept must consist of six spacecraft at a

[2] http://swe.ssa.esa.int/web/guest/ssa-space-weather-activities

Table 1. Launcher trade-off between Soyuz and Ariane 5. Despite the higher costs, Ariane 5 launchers are considered the better option with the Soyuz being a viable descoping option.

Parameter\Launcher	Soyuz	Ariane 5
Performance at required escape speed	1850 kg	5255 kg
Cost per launch	75 M EUR	160 M EUR
Cylindrical fairing dimensions (h × Ø)	5060 × 3860 mm^2	10,039 × 4570 mm^2
Number of launchers required	3	2
Total mass delivered to transfer orbit	5550 kg	5255 kg
Total cost	225 M EUR	320 M EUR

heliocentric orbit of at most 0.8 AU, each with a 60° separation. Analysis of the options for realizing this concept led to the optimal solution of inserting the spacecraft into a Venus orbit at 0.72 AU using gravity assist maneuvers (GAMs) at Venus to reduce the required propellant mass. The dependence on the GAM limits the launch window to a maximum of 3 weeks every 19 months.

Solar cycles 25 and 26 (counting began in 1761, on cycle after the end of the Maunder minimum) will likely occur between 2020–2031 and 2031–2042, respectively (DeRosa et al. 2012). The maximums of those cycles will thus be around 2026 and 2037, with an enhanced number of solar events expected to occur. The first spacecraft will be in final orbit in 2027, the last in 2030. Thus during calibration of the payload, some spacecraft are likely to be exposed to extreme events. The nominal mission will cover an increasing solar activity during the 5 years of operations, even if the launch is delayed. With the extended mission lifetime, an entire solar cycle can be monitored.

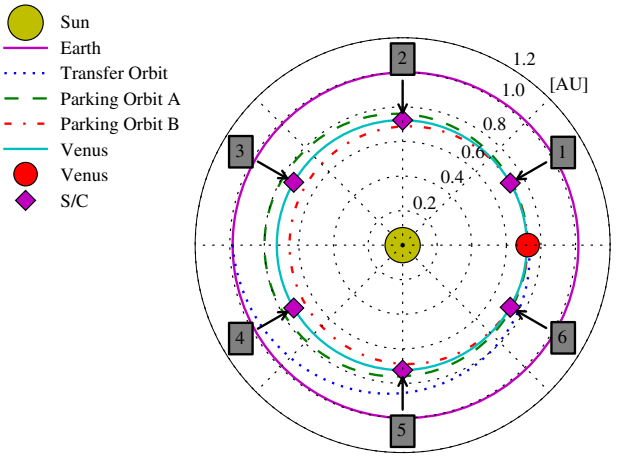


Fig. 1. The six spacecraft (S/C) are launched using two Ariane 5 rockets, two sets of three spacecraft. After launch the spacecraft are separated and travel toward Venus for a gravity assist maneuver (GAM). After the GAM the spacecraft will be parked into two orbits and will from thereon reach their final orbit, a Venus orbit with 60° separation between each spacecraft.

3.2. Launch

A required characteristic energy of 5.71 km^2/s^2 was calculated to insert the spacecraft into the transfer orbit. The calculation is based on the mass of the spacecraft and its overall trajectory. Table 1 displays the resulting launcher options investigated for this mission.

As the launch window constraint has more significant implications for the Soyuz launch, it was concluded that the delay on mission operations was severe enough to justify using two Ariane 5 launchers. The Soyuz launcher is however a viable descoping option.

Kourou in French Guiana is chosen as the designated spaceport because of its proximity to the equator.

3.3. Orbital insertion procedure

The use of parking orbits is essential in order to insert the six spacecraft into the distinct positions around the Venus orbit separated by 60° and using two launchers and GAMs. These parking orbits have been designed to minimize the required propellant mass at minimal cost to the time taken to insert all spacecraft into the desired orbits.

The first three spacecraft will be launched into a transfer orbit from Earth's to Venus's orbital radius (Fig. 1). During the transfer period the spacecraft will be in safe mode. After 6 months they will perform the GAM inserting two spacecraft into parking orbit A and one into parking orbit B. Parking orbit A is an elliptical orbit with perihelion equal to Venus's orbital radius and aphelion greater such that the period is 13/12 of Venus's orbital period. Similarly, parking orbit B is also elliptical, however the aphelion is equal to Venus's orbit and the perihelion is inside Venus's orbit such that the period is 11/12 of Venus's orbital period. The two spacecraft in parking orbit A will complete three and five full orbits until they reach orbital positions five and four, respectively. Similarly for the spacecraft in parking orbit B, which will complete five full orbits to reach position three. The last three spacecraft will be launched 19 months after the first three spacecraft and will follow the same transfer orbit to the gravity assist. Two spacecraft will be inserted into the parking orbit B and one into parking orbit A to fill the remaining positions. Once each spacecraft is in its final destination relative to Venus it can begin the 1-month commissioning phase; upon completion, operation can begin. The first two spacecraft will be operational 32 months after the first launch date, where the mission can become partially operational. Full operations can begin within less than 47 months after the first launch date.

3.4. Spacecraft design

All six spacecraft will have the same design. Figure 2 outlines the schematic view of one spacecraft that includes the sensors (indicated in red text color in the figure) that are described in Section 3.5 and some of the spacecraft subsystems (indicated in black text color), partly explained in Sections 3.6–3.8. The side of the spacecraft facing the Sun has an area of 1.5 × 1.5 m^2, the dimensions toward space are 1.7 m.

3.5. Payload

The instruments employed for CARETAKER originate from other space missions with the intention to reduce mission costs

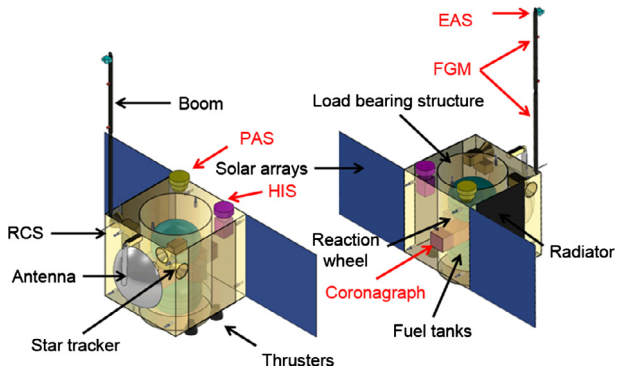


Fig. 2. Spacecraft design for the six identical spacecraft of the dimensions 1.5 m × 1.5 m × 1.7 m (yellow) excluding the solar panels (in blue, Sect. 3.7). The payload instruments are indicated in red text color (Sect. 3.5) and the spacecraft subsystems in black text color.

and accelerate overall mission design. In-situ measurements are performed using the Solar Wind Analyzer instrumentation package from the *Solar Orbiter* mission (Marsch et al. 2005), together with fluxgate magnetometers from *Venus Express* (Titov et al. 2006), while remote measurements are performed using coronagraphs from the *STEREO* mission (Kaiser et al. 2008).

3.5.1. Coronagraph

Each spacecraft will include a coronagraph. Stereoscopic images of the Sun will be obtained by pairs of coronagraphs separated by 120°. In order to obtain satisfactory stereoscopic images, each coronagraph will be switched off for the period the spacecraft orbits along the Sun-Earth line. The coronagraphs used are externally occulted Lyot coronagraphs that observe from 2 solar radii to 15 solar radii. This choice of heliocentric distances provides the opportunity to observe the early stages of a CME. The coronagraphs derive their heritage from the coronagraph COR2 on board the SECCHI suite of instruments of the *STEREO* mission (Howard et al. 2008). The external occultation shields the objective lens from direct sunlight, hence it enables a low stray light level and makes the observation in this range of heliocentric distances possible (Thernisien et al. 2009). The technical features of the coronagraphs are presented in Table 2, where L_0 is the solar polarization brightness and DN is the measured response of the instrument in the passband of the observations. The stereoscopic observations, combined with geometrical models (e.g. ice cream cone model, hollow croissant model) and reconstruction methods (forward modeling, inversion, and triangulation), allow to obtain the three-dimensional structure of CMEs and extract their propagation direction and velocity. The stereoscopic images obtained will assist to find the propagation direction and velocity of CMEs in the region 2–15 solar radii and hence to acquire an estimation of whether a CME will be Earth-directed or not.

3.5.2. Solar wind analyzer

The Solar Wind Analyzer (SWA) consists of three sensors with a shared processing unit. The main objective of the SWA will be to characterize CME properties and to determine their magnetic field structure via comprehensive in-situ measurements of CMEs. In order to meet all the measurement requirements, the SWA must be able to measure the three-dimensional velocity distribution functions of the major solar wind components: protons, electrons. and heavy ions (ESA 2011).

The Electron Analyzer System (EAS) will make a high temporal resolution determination of the 3D electron velocity distributions and derive their moments (density, temperature, bulk velocity, heat flux).

The Proton Alpha Sensor (PAS) contains a top-hat electrostatic analyzer that measures the 3D velocity distribution of protons and alpha particles in the energy range of 0.2 keV/q–20 keV/q with a relative accuracy of 8% in energy and an angular resolution of less than 2°. Unlike the EAS, the PAS consists of only one device and has therefore a narrower field of view.

The Heavy Ion Sensor (HIS) contains an electrostatic analyzer module and a time of flight detector. It determines mass, charge, energy distribution, and direction of incidence of heavy ions up to 56 amu/q.

Table 3 lists the properties of the three sensors and their location on board the spacecraft can be seen in Figure 2.

Table 2. Coronagraph technical details.

Field Of View (FOV)	11.4°
Passband	450 nm–750 nm
Data rate	16.7 kbps
Compression factor	10
Pixel size	15 arcsec
Exposure time	<4 s
Image sequence cadence	5 min
Images per hour	12
Photometric response (L_0/DN)	1.3×10^{12}

3.5.3. Fluxgate magnetometer

The Fluxgate Magnetometer (FGM) will perform in-situ measurements of the magnetic field vector. The instrument uses two triaxial fluxgate sensors that allow separation of stray field effects of the spacecraft from the ambient magnetic field. One of the sensors is mounted on a boom with a length of 3 m, while the other sensor is directly attached to the spacecraft. The sampling rate is 1 Hz for normal operation. Values are averaged to 1 min values. The instrument design is based on the Fluxgate Magnetometer (MAG, Zhang et al. 2007) on *Venus Express*, except for increased boom length. Similar instruments have also been flown on *Rosetta Lander* (Biele & Ulamec 2007) and the Mir Space Station. This instrument is capable of measuring in interplanetary space as well as inside the magnetic field of Venus (Balogh 2010). The range of the outer sensor is ±262 nT with an accuracy of 8 pT and the onboard sensor with a range of ±524 nT, also with an accuracy of 8 pT. This theoretically available accuracy exceeds the required resolution of 100 pT (Sect. 2.1) and is therefore not needed at such a high level, which would increase mission costs unnecessarily.

3.6. Attitude Orbit Control System (AOCS)

All of the spacecraft will be three-axis stabilized. The alternative (spin stabilized) maintains a fixed orientation with respect to the stars and is therefore not suitable for this mission. Each spacecraft must face the Sun at all times and subsequently must complete one full rotation in sync with its orbital period. In addition, to transmit to Earth consistently, the antenna must

Table 3. Properties of the three sensors (Electron Analyzer System (EAS), Proton Alpha Sensor (PAS), and Heavy Ion Sensor (HIS)) that constitute the Solar Wind Analyzer (SWA).

	EAS	PAS	HIS
Field of view	4π	−24° to 42° (Az) −22.5° to 22.5° (El)	−30° to 66° (Az) −17° to 22.5° (El)
Particle species	Electrons	H^+, He^{++}	^3He – Fe
Energy range	1 eV–5 keV	0.2 keV/q–20 keV/q	0.5 keV/q–100 keV/q (Az) 0.5 keV/q–16 keV/q (El)
energy resolution	12%	8%	6%
measurement parameters	Flux, velocity, energy distribution 3D	3D velocity distribution	Energy, charge, mass, direction 3D
Angular resolution	10°	2°	6°
Cadence	4 s	4 s	30 s

be steerable for pointing, which is only feasible with three-axis stabilized configuration. The control system for stabilization will consist of momentum wheels[3] in conjunction with thrusters[4,5] in the reaction control system (RCS) for de-saturation. The various components are detailed in the following sections.

3.6.1. AOCS components

In order to optimize stability while accounting for redundancy the reaction wheels are mounted in a tetrahedral configuration (Wagner et al. 2012); attitude control can be achieved with four wheels operating simultaneously (the nominal operational scenario) or any combination of three wheels (if one wheel were to fail).

Three star trackers[6] (STRs), one in cold redundancy, determine the orientation relative to the stars. Two inertial measurement units (IMUs) are mounted on a common platform, providing a finer control of orientation. These IMUs consist of three Fiber Optic Gyros for rate measurement (Hablani 1994). One is required for normal operation and the second is for redundancy. Sun sensors determine the spacecraft orientation relative to the Sun and allow for attitude control in safe mode, in which thrusters are used to keep solar cells aimed at the Sun and avoid damaging any vulnerable imaging instruments. There are a total of two Sun sensors[4] (one redundant) and four reaction wheels (one redundant).

During science operations, at least two STRs will be used in combination. In the event of major system anomaly in the spacecraft and consequent loss of attitude control, dedicated shutters will protect the STR optical paths to prevent damage due to accidental Sun pointing. Orientation algorithms will be processed on the spacecraft's main CPU.

3.6.2. Reaction Control System (RCS)

The spacecraft are required to be separated by 60° in their orbit around the Sun. As discussed in Section 3.1, the period of the transfer orbits is crucial to allow for efficient insertion into the desired orbit with the correct phase.

[3] http://www.rockwellcollins.com/sitecore/content/Data/Products/Space_Components/Satellite_Stabilization_Wheels/RSI_12_Momentum_and_Reaction_Wheels.aspx (accessed July 2013).
[4] http://cs.astrium.eads.net/sp/spacecraft-propulsion/bipropellant-thrusters/4n-thruster.html (accessed July 2013).
[5] http://cs.astrium.eads.net/sp/spacecraft-propulsion/bipropellant-thrusters/22n-thruster.html (accessed July 2013).
[6] http://www.selex-es.com/domains/space/attitude-control-sensors (accessed Feb. 2014).

Table 4. Breakdown of the mass of propellant required for station keeping for each of the six spacecraft. The spacecraft are listed in order of heliocentric angular separation from Venus. The associated propellant mass required for station keeping, over the lifetime of the mission, is shown per spacecraft.

Spacecraft number	Angular separation from Venus (°)	Propellant mass for station keeping (kg)
1	30	16.6
2	90	19.9
3	150	16.8
4	210	14.0
5	270	16.8
6	330	18.0

There will be 24 RCS thrusters arranged in groups of three at the corners of the main cubic structure of each spacecraft. The thrusters of one block form a triad, thereby producing thrust in the three perpendicular directions. Four blocks are sufficient to allow the spacecraft to rotate and translate in any direction. Eight sets of thrusters thus grant full, built-in redundancy. The RCS momentum dumping will require only short, sporadic pulses. The total burn time estimated for the RCS thrusters is calculated at 10.2 h with cycles per thruster not exceeding 10% of the rated capacity of the thrusters.

Table 4 shows the propellant mass required to maintain the orbit of each individual spacecraft. Perturbation calculations were completed with respect to a full solar cycle (11 × 365 days).

3.6.3. Propulsion systems

The propulsion systems considered for the CARETAKER mission include chemical, electrical and hybrid options. Electrical propulsion has the potential to save more than 100 kg per spacecraft with respect to chemical propulsion. However, electric propulsion has low thrust capabilities and therefore longer transfer times as well as a high power consumption. It consequently requires extra solar arrays and the resulting high thermal output has furthermore implications on the thermal system. Additionally, being a relatively new technology it harbors an increased risk of failure.

A third option is a hybrid solution. This would involve employing chemical thrusters to provide the major burns, then utilizing low thrust electric thrusters to maneuver into the final position. The RCS uses chemical thrusters therefore, compared to a purely electrical system, the increase in mass of additional equipment would be minimal. Calculating the optimal chemical and electric propulsion hybrid along with the subsequent

orbital insertion procedure is beyond the scope of this paper but there is potential to reduce the overall insertion time and mass.

After considering the above, it was concluded that propulsion system will be chemical. The total mass of propellant required for the insertion of each spacecraft into its desired orbit is 310 kg. Each spacecraft will have 22 N thrusters which allow them to perform the necessary burns for the orbital maneuvers in about 2 h. With an accumulated burn life of 70 h and 1,000,000 cycles, the chosen thrusters are well within the operational limits.

3.6.4. Propellant

RCS and main engine thrusters will be supplied from a common bi-propellant tank set. Propellant requirements have an optimal mix ratio of 1.4 and the total mass requirement amounts to 306.2 kg.

Two bladder tanks were selected, allowing for sufficient expansion. The specific tanks selected were Astriums 198L bladder tanks.[7]

3.7. Power

The electrical power subsystem provides, stores, distributes, and controls the spacecraft energy. The primary power sources considered are the solar panels; batteries are the secondary power source.

3.7.1. Primary power sources – solar panels

The solar panels convert the radiation from the Sun into electrical power to maintain full operation of the subsystems. Included in the trade-off analysis for the solar panels are the spacecraft orbit and the power requirements of the subsystems.

Hence, the best option in terms of efficiency and dimensions are gallium-arsenide semiconductor cells which double the efficiency of a silicon solar cell used in the past. Twenty-eight percent Triple Junction GaAs Solar Cell of Type: TJ Solar Cell 3G28C[8] were considered the best solution for the spacecraft. With respect to the total amount of power needed to operate each spacecraft, the required area of the solar panels is approximately 3 m^2.

3.7.2. Secondary power sources – batteries

Batteries are used as a secondary power system, operating to store energy. Taking into account the available space-rated batteries and the mission requirements, the energy is stored in nickel-hydrogen batteries. With space-based communications requiring large amounts of power and high reliability, the NiH_2 batteries represent a desirable power supply with a long cycle life (Dermott et al. 1996). During the launch, the CPU and the communication require up to 30 W, thus leading to a discharge of 6% after 2 h. In safe mode, the batteries will still be charged at 52% after 24 h.

The secondary power supply will contain 12 cells of NiH_2, to provide approximately 100 Wh per cell.

3.8. Thermal control system

The thermal control system has been designed to ensure that the spacecraft instrument and component temperatures are always within the operational range of 298 K ± 15 K during the orbital periods and operational lifetime. A total of 2.2 m^2 of the deep-space facing sides will be colored matt-black to radiate excess heat. The remainder of the spacecraft surface will be covered in multi-layer insulation (MLI). Fluid pipes will be employed to transport excess heat from the instruments and the Sun-facing side to the radiator panels. The spacecraft will be actively heated during the cold phases where the instrument power is not heating the spacecraft (safe mode and transfer from Earth orbit to Venus orbit). A maximum of 260 W will be required to maintain the spacecraft within the acceptable temperature range. This power will be drawn from either the batteries or the solar panels and will be fed to resistive heaters.

3.9. Radiation environment and shielding

During the mission all spacecraft encounter the complex and harsh radiation environment in space composed of galactic cosmic rays (GCR) and solar energetic particles. All of the spacecraft will be briefly exposed to significantly increased particle fluxes as they cross Earth's radiation belts during the orbital transfer. Electronic equipment is particularly vulnerable to radiation exposure, therefore the spacecraft will be equipped with radiation hard electronics where possible. Aluminum shielding will be implemented to reduce the risk of spacecraft failure. In order to account for the increased radiation exposure in the space environment, a preliminary shielding study is performed employing the "radiation sources and effects" package in the online tool SPENVIS[9] (Space Environment Information System). Solar protons are dominating, hence only solar energetic particles are considered in this analysis. As an upper limit for the total ionizing dose (TID) the time period between the launch date and the end of the five-year mission operation (9 years in total) is considered at a distance from the Sun of 0.7 AU. Figure 3 shows the dose as a function of aluminum shielding thickness for 9 years and for the extended mission period of 14 years in total using the SHIELDOSE-2 model within the "long-term radiation doses" package. All electronic components shall tolerate a TID of 20 krad, therefore the dose in silicon is calculated. The shielding will be designed to yield a TID exposure of 10 krad, providing a factor 2 margin (Wertz & Larson 1999). This results in an estimated thickness of 9 mm for the nominal mission lifetime. Under the assumption that the spacecraft itself provides a minimum shielding of 3 mm aluminum, all critical components are shielded with an individual aluminum envelope of 6 mm thickness. The estimated shielding mass calculates to 43 kg for each spacecraft (Table 5).

Studies of the total non-ionizing dose (TNID) are of special importance for the degradation and therefore for the performance of the solar panels. The EQFLUX package within SPENVIS has been used to calculate the damage equivalent fluences. The thereby obtained results for the mission duration compared to the respective solar panel properties (Sect. 3.7). The solar panels consequently show an estimated loss of efficiency of less than 2% until the end of the nominal operational time.

[7] http://cs.astrium.eads.net/sp/spacecraft-propulsion/propellant-tanks/198-litre-bipropellant-tank.html (accessed Feb. 2014).
[8] http://www.azurspace.com/images/products/HNR_0002490-00-03.pdf
[9] http://www.spenvis.oma.be (accessed Sept. 2013).

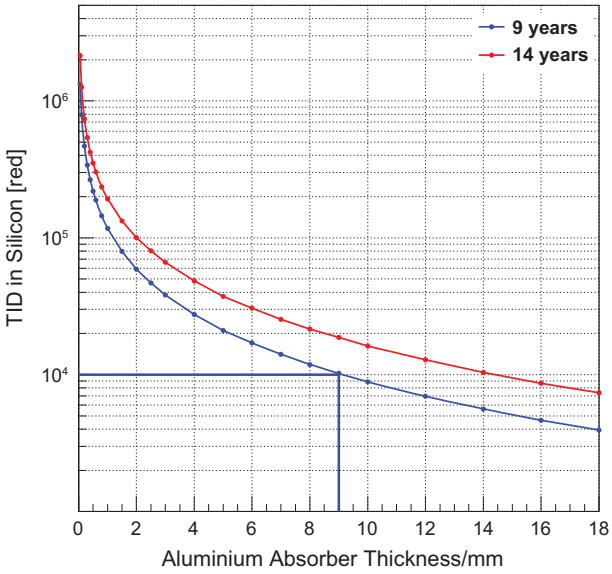


Fig. 3. Total ionizing dose in silicon versus aluminum absorber thickness inside solid aluminum spheres calculated with SPENVIS. The blue lines indicate the required limit of 10 krad corresponding to a shielding thickness of 9 mm aluminum.

4. Communication segment

4.1. Communication scenarios and subsystem

There are two communication scenarios, each corresponding to a different mission phase (see Fig. 4).

1. Safe mode: launch and early orbit phase (LEOP) and cruise phases

   The downlink data consists of housekeeping information and science data. Communication via two wide beam-width low gain antennas (LGAs) using X-band is considered as baseline for 7.145–7.190 GHz and 8.40–8.45 GHz for up-and downlink, respectively (Fortescue et al. 2011). The LGA provides omni-directional coverage and telemetry (TM) up to a distance of 0.8 AU from 15 m antennas on Earth.

2. Science mode: nominal and extended phases

   A simple pointing mechanism will be used (Noschese et al. 2010) on the deployable high gain antenna (HGA), with 1 m diameter and 1.75° beam-width.

   Additionally, the communication subsystems will include a hot redundant set of X/X Band transponders and 60 W traveling wave tube amplifier (TWTA) and a RF distribution unit (RFDU) with diplexers, 3 dB couplers, and wave guides to provide the nominal communication with Earth during the duplex spacecraft-Earth Station connection phases of the mission (Fig. 5).

4.2. Earth stations

Science and housekeeping data is received by two antennas in parallel at the same time from both sides of the Earth (Fig. 5). The uplink and downlink will use X-band. It is planned to distribute the stations equally over the Earth to ensure parallel download from the spacecraft. In order to ascertain a continuous data stream from the spacecraft, six dedicated 15 m dishes will be used to download the science and housekeeping data.

Due to high priority data downloading and time-consuming antenna pointing tasks, there is no possibility to reuse the existing ESTRACK Deep Space Network (DSN),[10] NASA's DSN,[11] or the Indian DSN.[12] Figure 6 shows the proposed longitudinal locations of the Earth stations that are part of the DSN defined for this mission.

5. Operation and ground segment

As discussed in Section 3.1, every 19 months there is a 3-week window to launch this mission. The mission timeline is depicted in Figure 7, showing the time separated launch at a nominal launch date of the spacecraft in two sets of three spacecraft, the individual cruise duration for each spacecraft, commissioning, and nominal operation in the final orbits. Subsequently the optional extended mission timeline and decommissioning are displayed. The spacecraft numbering in the figure refers to the numbering in Figure 1.

The mission operations concept shall minimize the costs both in the area of ground segment tools and facilities as well as in the sharing of manpower and expertise in the development and operations teams.

It is important to simultaneously approach the spacecraft system-level testing between the spacecraft manufacturer and the spacecraft operations team, maximizing the synergy between spacecraft manufacturer and operators in the preparation of operational documentation, spacecraft user manual, operations database, etc.

The ground segment will rely on six ground stations all around the world with two of them continuously communicating with the spacecraft (Sect. 4.2). The ground stations must be built for the mission since the capacity of any existing DSN is insufficient for a continuous link. Figure 6 shows the proposed locations of such a network. The objective is to build stations able to command the spacecraft and to receive data. For a given time two of them will be absolutely dedicated to communication with CARETAKER. However, there will always be four stations available for other purposes. The ground segment organization including the further data transfer and processing is presented in Figure 8.

6. Data processing

6.1. Mission operation center

The CARETAKER mission operation center (MOC) will be in charge of all telecommand and telemetry operations of the mission. Communication with the six spacecraft will be provided by two ground stations at a time through the CARETAKER Network 24/7. The detailed communication schedule is given in Figure 9. The two antennas that communicate with the

[10] http://www.esa.int/Our_Activities/Operations/Estrack_tracking_stations (accessed Feb. 2014).
[11] http://deepspace.jpl.nasa.gov/ (accessed Feb. 2014).
[12] http://www.isro.org/GroundFacilities/trackingfacility.aspx (accessed June 2014).

Table 5. Mass budget for a single spacecraft including the relevant margins.

Subsystem	Mass [kg]	Margin	Mass total [kg]
Power	43.00	2.75	45.75
Payload	31.00	2.96	33.96
Communications	28.20	5.22	33.42
Onboard data handling/avionics	15.00	0.75	15.75
AOCS	92.86	2.45	95.31
Thermal control	24.00	1.40	35.20
Additional shielding	42.67	0.00	42.67
Chemical propulsion system (dry mass)	37.60	3.63	41.23
Harness (5%)	15.72	0.00	15.72
Structure (20% of dry mass)	66.01	0.00	66.01
TOTAL (dry, without system margin)	396.05	22.18	418.23
System margin (20%)	79.21		
TOTAL (dry, with margin)			497.44
Propellant			306.2
TOTAL (wet mass)			803.64

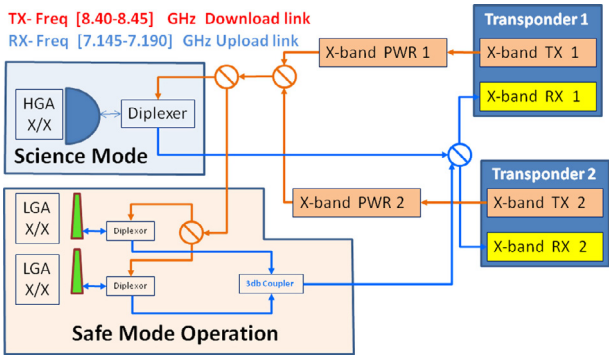


Fig. 4. Schematic overview of the onboard communication systems. Each spacecraft has a full duplex communication system and consists of two operational modes, a safe mode using two low gain antennas (LGAs) and a science mode using one high gain antenna (HGA).

spacecraft at a given time download data from four spacecraft every 15 min. For each such interval, each antenna will download data from two spacecraft, one providing imaging and in-situ data (C + IS), the second only sending in-situ (IS) data. While data from the two spacecraft sending imaging (S_{i+1} and S_{i-1} in the figure) data and the spacecraft within the Sun-Earth line (S_i) is downloaded in every interval, the other three spacecraft are not necessarily addressed every 15 min.

The operation center will perform zero-level data processing as well as backing up and storing the previous 30 days of the processed data. Data will be transmitted continuously to the data processing center. Data processing for in-situ measurements is likely to take less than 1 min so that the requirements of the SSCC are fulfilled.

6.2. Data processing center

The data processing center shall perform different tasks:

1. Calibration, validation, and processing of the data for the early phase of the mission.
2. Provide algorithms, methods, and models to a warning unit which shall be able to give standards compatible data to the SSCC. The time between taking the measurement and delivering the data products should meet those standards (see Sect. 6.3).
3. Perform higher level processing on the data and make it available on the Internet.
4. Archive all data for further and long-term investigation (over a semi-solar cycle as it is possible with the minimum lifetime of the mission).

6.3. Data products

Given the extraordinary position of the spacecraft constellation, the processed data is to become a new reference for space weather event warning as well as premium scientific content. For the in-situ measurement, a 15 min range between measurement and data product will be ensured as required by the SSCC. For 3D-modeling of coronagraphic data and CMEs, an extended time line is proposed: those data should be available within a maximum of 60 min after remote measurement. Further processing will be performed later to make the data fully exploitable by the scientific community in the long range. The whole content will be available on the Internet.

7. Budgets

Budgets concerning mass and power of the spacecraft are analyzed considering the mission profile and the lifetime of the mission. The launcher fairing size and mass constraints were taken into account and all spacecraft were investigated individually. Margins for each subsystem are applied following the ESA Margin Philosophy for Science Assessment Studies (SCI-PA/2007/022 2007). According to this, off-the-shelf components that are implemented without any changes are considered with a margin of 5%, a 10% margin is added for off-the-shelf items with minor modifications and a 20% margin is used in case of major modifications, new designs, and new developments. Additional 20% system margin is added in the end to the complete system. The resulting mass and power budgets are summarized in Tables 5 and 6, respectively.

The propellant in the mass budget includes additional fuel for AOCS/RCS and safe mode recovery as well as a margin of 20%. As this budget refers to a single spacecraft, the total launch mass within one Ariane 5 rocket adds to 2812 kg, including three spacecraft plus launch adapters.

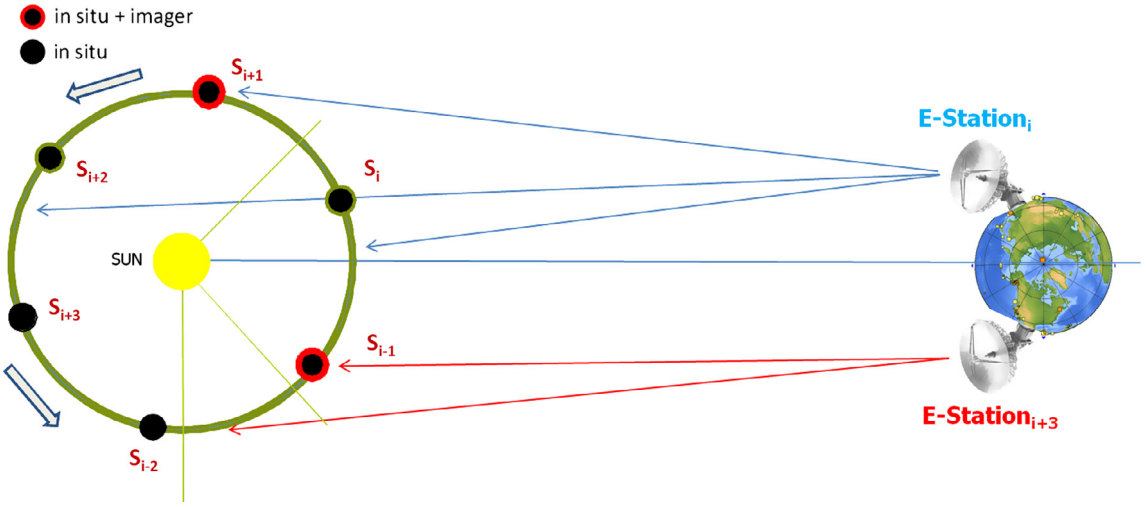


Fig. 5. Illustration of Earth-spacecraft communication and instrument activity. The deep space network at Earth consists of six antennas of which two (E-Station$_i$ and E-Station$_{i+3}$) are operating simultaneously as displayed in the figure. Each Earth station is intermittently in contact with only three spacecraft, all spacecraft perform in-situ measurements whereas only two spacecraft also perform remote measurements (i.e. in-situ + imager), depending on their location.

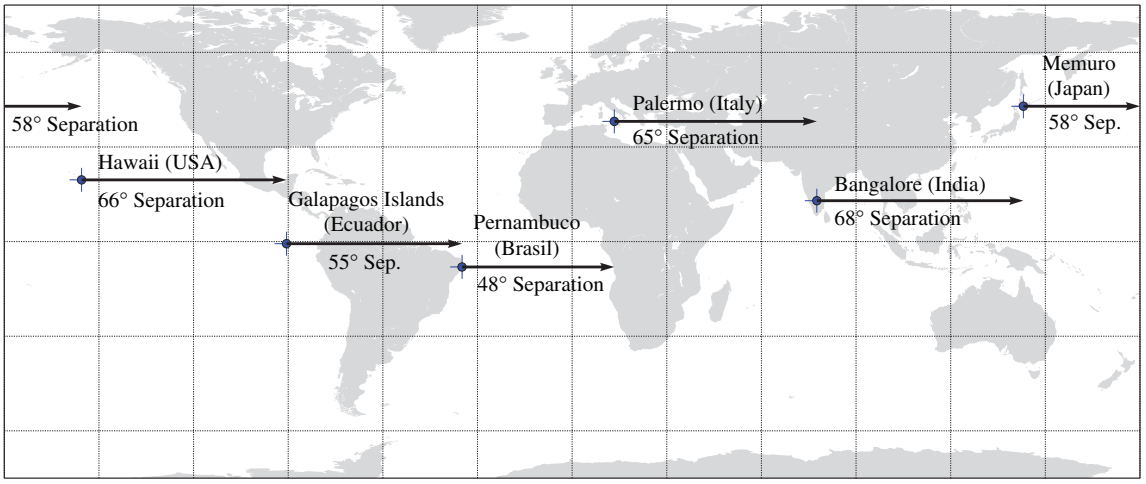


Fig. 6. This overview shows the longitudinal locations of the six 15 m diameter dishes that are part of the deep space network; these locations ensure simultaneous operation of two dishes for contacting the spacecraft.

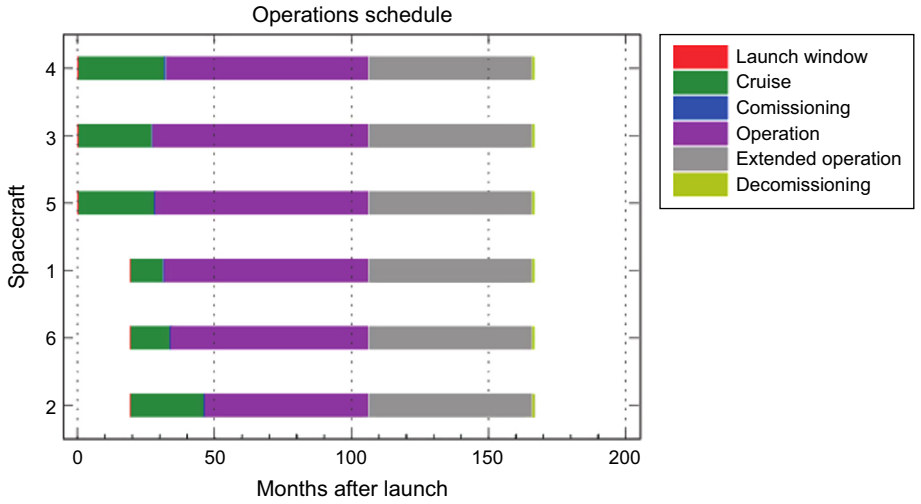


Fig. 7. Life cycle diagram for all spacecraft, showing that the six spacecraft are not launched simultaneously but in two sets of three, at different launch dates. The differences in cruise duration for individual spacecraft (e.g. Spacecraft 2 compared to Spacecraft 1) are required for the 60° spacecraft separation. The spacecraft numbering refers to the numbering introduced in Figure 1.

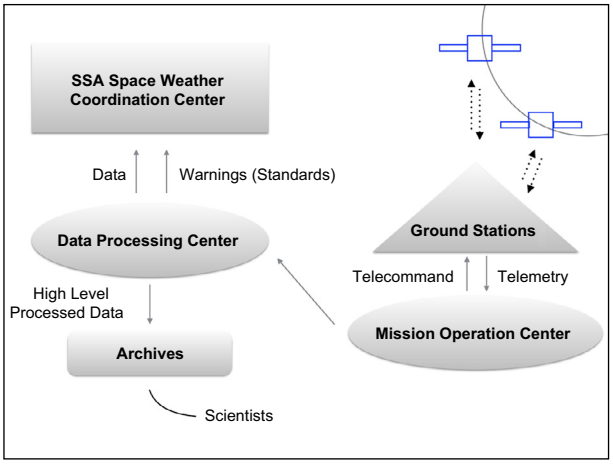


Fig. 8. Illustrating data handling at Earth. Raw data is obtained through six ground stations and is collected by a mission operation center that forwards the data to a data processing center. This center processes the data and provides the SSCC Space Weather Coordination Center with data according to their format, additionally, the data is also archived for the scientific community. It is eventually the SSCC that provides the public with a forecast.

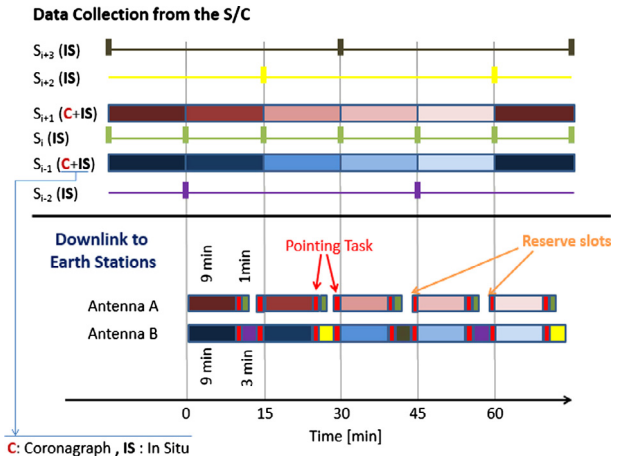


Fig. 9. Data collection from the spacecraft: Colors stand for the data collected by each spacecraft communicating with the ground segment. Data from four spacecraft is downloaded every 15 min with two antennas on Earth. For each such interval the downlink time from spacecraft sending imaging and in-situ (C + IS) data takes 9 min. The antennas then switch to the next spacecraft through a 1 min pointing procedure and download only the in-situ (IS) measurements from the other spacecraft.

Table 6. Power budget for a single spacecraft including the relevant margins.

Subsystem	Power consumption (W)	Margin	Power consumption total (W)
Power	48.0	0.0	48.0
Payload	18.5	1.8	20.3
Communications	165.0	16.3	181.3
Onboard data Handling/avionics	17.0	0.85	17.85
AOCS	198.6	99.3	297.9
Thermal control	260	13	273
Chemical propulsion system	5.0	1.0	6.0
TOTAL (without margin)	712.1	132.2	796.3
System margin (20%)	142.4		
TOTAL (with margin)			986.67

Table 7. Risk examples for the mission classified following ECSS-M-ST-80 (2008) for their their likelihood (A [low] to E [high]) and their severity (1 [low] to 5 [high]).

Possible scenario	Risk	Index	Proposed action
Launch fails	A5	Low	No action - mission failed
Failure of one spacecraft	B5	Medium	Continue mission with remaining spacecraft, focus on scientific research
Launch misses time window	C2	Low	Wait 19 months for the next time window
Miss the trajectory for GAM	B5	Medium	Mission failed
Collisions of spacecraft during deployment	B4	Low	Communicate to spacecraft and try to recover possible orbit problems with propulsion system
Not enough data rate during safe mode to ensure communication between spacecraft and ground station	B3	Low	Spacecraft are on a circular orbit pointing to the Sun. Wait until spacecraft is closer to the ground station, where higher data rate is possible. Two small emergency antennas (70 m dish ground station)
Damage of sensitive optics of a coronagraph during space flight	B3	Low	Analyze the influence of the damage and try to reduce it using image processing at the science ground station
Radiation damage of the measurement system caused by GCR background and SEPs	D2	Medium	Expected damage, which limits the lifetime of the measurement system. Possible to move spacecraft slightly in order to protect them.
If the spacecraft enters safe mode in a 40° range on the backside of the Sun, connection will not be possible in this area	B3	Low	Ask communication specialist. Communicate with spacecraft, when it leaves the 40° area behind the Sun and recover it
Blackout of measurements device	A3	Low	Ask payload specialist. Check the whole spacecraft housekeeping system, special communication time to the spacecraft
Explosion of some propulsion tank after deployment	A4	Low	Check damage, continue mission with remaining spacecraft

8. Risk analysis

As per ECSS (European Cooperation on Space Standardization[13]) standard operating procedures, outlined in ECSS-M-ST-80 (2008), a risk matrix was developed to classify potential risks for the mission. There are two main subclassifications under which each risk will be listed; their likelihood (A [low] to E [high]) and their severity (1 [low] to 5 [high]). Risk is calculated as a combination of severity and likelihood; the result ranges from A1 [very low] to E5 [very high]. The high and very high risks are of the utmost concern and if not possible to reduce their classification they may represent reasons for mission postponement until such time as the level can be reduced. In extreme cases it can also lead to overall mission cancellation. Due to the complexity of this multi-spacecraft mission Table 7 shows the risk analysis of a subset of cases and their respective countermeasures.

The dependence of the primary mission objective on the performance of all six spacecraft produces the most severe risk: the failure of only one spacecraft compromises the mission, as due to the incomplete coverage of the in-situ measurements a CME heading to Earth might be missed. This problem could be mitigated by employing a larger number of spacecraft, which would increase costs significantly.

9. Cost analysis

In comparison to typical ESA science missions, the CARETAKER mission is expensive. This is due to the mission objective of creating a forecast system which is not purely scientific, but shall rather serve as a warning system in order to prevent possibly catastrophic consequences on Earth, of which some have been discussed before. Such a warning system however requires that events with a possible impact can be observed reliably. This can be only achieved with significantly more resources than are available for purely scientific missions. A smart resource management is required to reduce the costs of the mission in a reliable frame. The total costs are estimated to lie between 1.2 billion Euros and 1.4 billion Euros. About 50% of the budget will be spent on design and construction of spacecraft platform and payload. This would be much higher if the spacecraft were not designed to be identical. Approximately 30% of the costs will be taken to provide the infrastructure of the ground segment and the operation service. This part is relatively large, since the mission requires its own deep space network. The main uncertainties within the cost approximation are caused by the ground segment. There is no experience for multi-spacecraft missions in deep space with a continuous communication coverage. The architecture of the spacecraft allows to pack the complete set of spacecraft into two Ariane 5 launchers. The launch takes the smallest portion of the cost with 20%.

In comparison, the JUICE mission (Grasset et al. 2013) costs ESA 870 million Euros and Rosetta[14] is estimated to cost 1.4 billion Euros (according to 2014 economic conditions[15]). CARETAKER can only be funded by an international collaboration of space agencies and economic companies.

[13] http://www.ecss.nl/

[14] http://sci.esa.int/rosetta/

[15] http://www.esa.int/Our_Activities/Space_Science/Rosetta/Frequently_asked_questions, what is the total mission cost?

10. Conclusion

The presented mission concept consists of six identical spacecraft, located in a heliocentric orbit at 0.72 AU at a separation angle of 60°. It is aimed to become fully operational (i.e. with all spacecraft in place) by 2030, while partial operation with less spacecraft can already begin 3 years prior to this. The nominal mission lifetime with all spacecraft is 5 years with a possible extension of additional 5 years, covering an entire solar cycle.

The mission's primary objective is to provide a near real-time information service for space weather, based on the physical properties of solar CMEs. The information will consist of both in-situ and remote measurements. The mission is optimized to monitor CMEs with an angular extent of 60° and larger, since these have the most potential to cause geomagnetic storms upon impact with Earth. The most important information will contain the propagation velocity and direction of a CME, as well as the spatial resolution of the magnetic field orientation and strength. This information helps in predicting the time of impact at Earth, and the potential severity of a geomagnetic storm if the CME proves to be geoeffective.

The proposed instruments to be employed on each spacecraft originate from other space missions with the intention to reduce mission costs and to accelerate overall the mission design. The spacecraft will perform in-situ measurements using the Solar Wind Analyzer instrumentation package from the *Solar Orbiter* mission, together with fluxgate magnetometers from *Venus Express*, while performing remote measurements with a coronagraph from *STEREO*.

The mission's secondary objective is to provide data helping to improve CME models. As for the choronagraph the present limitation for the 3D-reconstruction for the CMEs is given by the two *STEREO* spacecraft and *SOHO* which are not always positioned in a useful way to provide the necessary view angles (Mierla et al. 2010). For the in-situ measurements, models exist for determining the flux rope geometry, which in the case of one spacecraft represents a 1D local cut through a global 3D structure. Having more than one spacecraft sampling the CME could help to constrain its global structure (Möstl et al. 2012).

Communication is realized via a dedicated deep space network consisting of six ground stations equipped with 15 m dish antennas, with continuous operation of two ground stations simultaneously, each of them alternating contact between three spacecraft. Received data will be processed by a data processing center that forwards the processed data to the Space Weather Coordination Center which eventually informs the general public through a space weather forecast. The data processing center will additionally archive the data for the scientific community, for updating scientific models.

The obtained information will result in major advances in space weather forecasting time and the scientific modeling of space weather. The data provided can be combined with data from other missions running at the same time, which has the potential to further expand the solar physics understanding. Furthermore, the proposed mission will not only monitor the solar wind in the Sun – Earth direction, but it also offers the potential for 360° warnings, providing information to a warning system that protects astronauts in future manned missions (e.g. to Mars). The mission also offers unprecedented possibilities to study the Sun's corona and the inner heliosphere. Any CME with an angular extent of 60° or larger will be monitored in-situ and remotely, leading to a better understanding of a

CME's morphology and its spatial as well as temporal distribution. Our view of the Sun's corona will change from 2D to 3D, giving rise to new unexpected discoveries. Additionally, the gravity assist with Venus presents a case study on its own and allows for analysis of Venus's magnetic field through multipoint in-situ measurements.

This mission will not only provide information vital to protect the health, economy, and modern technology of the human society. It will also bring space weather monitoring to a higher level, and propel advancement in the scientific community.

Acknowledgements. The authors acknowledge the contribution of Daniel Schmid, Ioanna Patsou, Joseph Nguyen, and Markus Suter, during the Alpbach Summer School and are very grateful for the expertise of Joe Zender and Rumi Nakamura, who proved to be invaluable during the Alpbach Summer School.

Furthermore the authors are greatly indebted for the advice and efforts from Peter Falkner, Christian Erd, and Markus Hallmann, as with their help this mission developed to its current shape.

Nikolaos Perakis and Francesco Checco Gini offered very good support regarding orbital calculations, and Viktor Andersson for help with thermal aspects.

The reviewing of the article by Günther Reitz and Luciano Rodriguez proved valuable and is highly appreciated.

Aditionally, the authors are grateful for all the organizational effort of Michaela Gitsch, who is of great help to young scientists by introducing them into the (new) field of space science and engineering.

Finally, the authors acknowledge the financial support by the European Space Agency (ESA), the Aeronautics and Space Agency of Austria FFG, the International Space Science Institute (ISSI), and Austrospace, the association of Austrian space industries and research institutions, all of them making the Alpbach Summer School financially possible. In addition, all participants of the summer school were funded by organisations from their respective member states.

The editor thanks Norma B. Crosby and an anonymous referee for their assistance in evaluating this paper.

References

Akasofu, S. I. Energy coupling between the solar wind and the magnetosphere. *Space Sci. Rev.*, **28 (2)**, 121–190, 1981.

Balogh, A. Planetary magnetic field measurements: missions and instrumentation. *Space Sci. Rev.*, **152 (1–4)**, 23–97, 2010, DOI: 10.1007/s11214-010-9643-1.

Biele, J., and S. Ulamec. Capabilities of Philae, the Rosetta Lander. *Space Sci. Rev.*, **138 (1–4)**, 275–289, 2007, DOI: 10.1007/s11214-007-9278-z.

Brueckner, G.E., R.A. Howard, M.J. Koomen, C.M. Korendyke, D.J. Michels, et al. The Large Angle Spectroscopic Coronagraph (LASCO). *Sol. Phys.*, **162 (1–2)**, 357–402, 1995, DOI: 10.1007/BF00733434.

Burlaga, L. Magnetic fields and plasmas in the inner heliosphere: Helios results. *Planet. Space Sci.*, **49 (14–15)**, 1619–1627, 2001, DOI: 10.1016/S0032-0633(01)00098-8.

Burton, R.K., R.L. McPherron, and C.T. Russell. An empirical relationship between interplanetary conditions and Dst. *J. Geophys. Res.*, **80 (31)**, 4204–4214, 1975, DOI: 10.1029/JA080i031p04204.

Dermott, J.C., Eagle-Picher Ind. Inc., Joplin, MO, USA, J.A. DeGruson, and L.E. Miller. Large Capacity NiH_2, battery cells for advanced, high-power spacecraft applications. *Energy Conversion Engineering Conference. IECEC 96., Proceedings of the 31st Intersociety*, **1**, 380–383, 1996, DOI: 10.1109/IECEC.1996.552911.

DeRosa, M.L., A.S. Brun, and J.T. Hoeksema. Solar magnetic field reversals and the role of dynamo families. *ApJ*, **757**, 96–112, 2012, DOI: 10.1088/0004-637X/757/1/96.

Domingo, V., B. Fleck, and A. Poland. SOHO: The Solar and Heliospheric Observatory. *Space Sci. Rev.*, **72 (1–2)**, 81–84, 1995, DOI: 10.1007/BF00733425.

Dungey, J. W. Interplanetary magnetic field and the auroral zones. *Phys. Rev. Lett.*, **6 (2)**, 47–48, 1961, DOI: 10.1103/PhysRevLett.6.47.

Fortescue, P., G. Swinerd, and J. Stark. *Spacecraft Systems Engineering*. 4th Edition Wiley, West Sussex, UK, ISBN: 978-0-470-75012-4, 2011.

Glaßmeier, K.H., and M. Scholer. *Plasmaphysik im Sonnensystem*. BI Publisher Wetenschap, Mannheim (Germany), 378 p., ISBN: 3-411-15151-X, 1991.

Gonzalez, W.D., J.A. Joselyn, Y. Kamide, H.W. Kroehl, G. Rostoker, B.T. Tsurutani, and V.M. Vasyliunas. What is a geomagnetic storm? *J. Geophys. Res.*, **99**, 5771–5792, 1994, DOI: 10.1029/93JA02867.

Gopalswamy, N. Coronal mass ejections: initiation and detection. *Adv. Space Res.*, **31 (4)**, 869–881, 2003, DOI: 10.1016/S0273-1177(02)00888-8.

Gopalswamy, N. Solar connections of geoeffective magnetic structures. *J. Atmos. Sol. Terr. Phys.*, 4th Asia Oceania Geosciences Society meeting, **70 (17)**, 2078–2100, 2008, DOI: 10.1016/j.jastp.2008.06.010.

Gopalswamy, N., M. Shimojo, W. Lu, S. Yashiro, K. Shibasaki, and R. A. Howard. On coronal streamer changes. *Adv. Space Res.*, **33 (5)**, 676–680, 2004, DOI: 10.1016/S0273-1177(03)00236-9.

Gosling, J.T., S.J. Bame, D.J. McComas, and J.L. Phillips. Coronal mass ejections and large geomagnetic storms. *Geophys. Res. Lett.*, **17 (7)**, 901–904, 1990, DOI: 10.1029/GL017i007p00901.

Grasset, O., M.K. Dougherty, A. Coustenis, E.J. Bunce, C. Erd, et al. JUpiter ICy moons Explorer (JUICE): an ESA mission to orbit Ganymede and to characterise the Jupiter system. *Planet. Space Sci.*, **78**, 1–21, 2013, DOI: 10.1016/j.pss.2012.12.002.

Gulisano, A.M., P. Démoulin, S. Dasso, and L. Rodriguez. Expansion of magnetic clouds in the outer heliosphere. *A&A*, **543**, A107, 2012, DOI: 10.1051/0004-6361/201118748.

Hablani, H.B. Sun-tracking commands and reaction wheel sizing with configuration optimization. *Journal of Guidance, Control, and Dynamics*, **17 (4)**, 805–814, 1994.

Howard, R.A., N.R. Sheeley Jr, M.J. Koomen, and D.J. Michels. Coronal mass ejections: 1975–1981. *J. Geophys. Res.*, **90**, 8173–8191, 1985, DOI: 10.1029/JA090iA09p08173.

Howard, R.A., J.D. Moses, A. Vourlidas, J.S. Newmark, D.G. Socker, et al. Sun Earth connection coronal and heliospheric investigation (SECCHI). *Space Sci. Rev.*, **136 (1–4)**, 67–115, 2008, DOI:10.1007/s11214-008-9341-4.

Hundhausen, A.J., C.B. Sawyer, L. House, R.M.E. Illing, and W.J. Wagner. Coronal mass ejections observed during the solar maximum mission – latitude distribution and rate of occurrence. *J. Geophys. Res.*, **89**, 2639–2646, 1984.

Kaiser, M.L., T.A. Kucera, J.M. Davila, O.C. St. Cyr, M. Guhathakurta, and E. Christian. The STEREO mission: an introduction. *Space Sci. Rev.*, **136**, 5–16, 2008, DOI: 10.1007/s11214-007-9277-0.

Lindsay, G.M., C.T. Russell, and J.G. Luhmann. Predictability of Dst index based upon solar wind conditions monitored inside 1 AU. *J. Geophys. Res. A: Space Phys.*, **104 (A5)**, 10335–10344, 1999, DOI: 10.1029/1999JA900010.

Luhmann, J.G., S.C. Solomon, J.A. Linker, J.G. Lyon, Z. Mikic, D. Odstrcil, W. Wang, and M. Wittberger. Coupled model simulation of a Sun-to-Earth space weather event. *J. Atmos. Sol. Terr. Phys.*, **66 (15)**, 1243–1256, 2004, DOI: 10.1016/j.jastp.2004.04.005.

Manoharan, P.K. Evolution of coronal mass ejections in the inner heliosphere: a study using white-light and scintillation image. *Sol. Phys.*, **235**, 345–368, 2006, DOI: 10.1007/s11207-006-0100-y.

Manoharan, P.K. Ooty interplanetary scintillation – remote-sensing observations and analysis of coronal mass ejections in the heliosphere. *Sol. Phys.*, **265**, 137–157, 2010, DOI: 10.1007/s11207-010-9593-5.

Marsch, E., R. Marsden, R. Harrison, R. Wimmer-Schweingruber, and B. Fleck. Solar Orbiter, mission profile, main goals and present status. *Adv. Space Res.*, **36**, 1360–1366, 2005, DOI: 10.1016/j.asr.2004.11.012.

Meyer-Vernet, N. *Basics of the solar wind*, Cambridge Atmospheric and Space Science Series, Cambridge University Press, 2007.

Mierla, M., B. Inhester, A. Antunes, Y. Bourisier, J.P. Byrne, et al. On the 3-D reconstruction of coronal mass ejections using coronagraph data. *Ann. Geophys.*, **28**, 1–13, 2010, DOI: 10.5194/angeo-28-203-2010.

Möstl, C., C.J. Farrugia, E.K.J. Kilpua, L.K. Jian, Y. Liu, et al. Multi-point shock and flux rope analysis of multiple interplanetary coronal mass ejections, around 2010 August 1 in the inner heliosphere. *ApJ*, **758**, 18, 2012, DOI: 10.1088/0004-637X/758/1/10.

Noschese, P., M. Milano, E.F. Zampolini, G. Mascolo, D. Landi, et al. Bepicolombo mission to Mercury, design status of the high temperature high gain antenna, in: 32nd ESA Antenna Workshop on Antennas for Space Applications, Noordwijk, The Netherlands, 2010.

Ogilvie, K., D. Chornay, R. Fritzenreiter, F. Hunsaker, J. Keller, et al. SWE, a comprehensive plasma instrument for the WIND spacecraft. *Space Sci. Rev.*, **71**, 55–77, 1995, DOI: 10.1007/BF00751326.

Reitz, G. Characteristic of the radiation field in low Earth orbit and in deep space. *Z. Med. Phys.*, **18 (4)**, 233–243, 2008, DOI: 10.1016/j.zemedi.2008.06.015.

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

Smith, C.W., J. L'Heureux, N.F. Ness, M.H. Acuña, L.F. Burlaga, J. Scheifele, C. Russell, R. Mewaldt, and T. Rosenvinge, Editors, The Ace Magnetic Fields Experiment. *Space Sci. Rev.*, **86 (1)**, 613–632, 1998, DOI: 10.1023/A:1005092216668.

St. Cyr, O.C., M.A. Mesarch, H.M. Maldonado, D.C. Folta, A.D. Harper, et al. Space Weather Diamond: a four spacecraft monitoring system. *J. Atmos. Sol. Terr. Phys.*, **62 (14)**, 1251–1255, 2000, DOI: 10.1016/S1364-6826(00)00069-9.

Thernisien, A., A. Vourlidas, and R. Howard, Forward modeling of coronal mass ejections using STEREO/SECCHI data. *Sol. Phys.*, **256 (1–2)**, 111–130, 2009, DOI: 10.1007/s11207-009-9346-5.

Titov, D.V., H. Svedhem, D. Koschny, R. Hoofs, S. Barabash, et al. Venus express science planning. *Planet. Space Sci.*, **54 (13–14)**, 1279–1297, 2006, DOI: 10.1016/j.pss.2006.04.017.

Tóth, G., I.V. Sokolov, T.I. Gombosi, D.R. Chesney, C.R. Clauer, et al. Space weather modeling framework: a new tool for the space science community. *J. Geophys. Res. A: Space Phys.*, **110**, A12, 2005, DOI: 10.1029/2005JA011126.

Wagner, M., S. Airey, G. Piret, and P. Le. New Reaction Wheel Characterisation Test Facility (RCF), in 35th Annual AAS Guidance and Control Conference, AAS 12-077, Breckenridge, Colorado, 2012.

Wertz, J.R., and W.J. Larson. *Space Mission Analysis and Design*, Third Edition, Space Technology Library, ISBN: 978-1881883104, 1999.

West, J.L. NOAA/DoD/NASA geostorm warning mission, in *JPL D-13986*, Jet Propulsion Lab, California Institute of Technology, Pasadena, CA, 1996.

West, J. The geostorm warning mission: enhanced opportunity based on new technology, in 14th AAS/AIAA Space Flight Mechanics Conference, Maui, HI, AAS. Vol. 102, 2004.

Zhang, T.L., G. Berghofer, W. Magnes, M. Delva, W. Baumjohann, et al. MAG: the fluxgate magnetometer of Venus express. *ESA Special Publication*, **SP 1295**, 1–10, 2007.

COST 724 final report. Developing the scientific basis for monitoring, modelling and predicting Space Weather, in *Introduction to COST 724*, 11, 2009.

SCI-PA/2007/022. *Margin Philosophy for Science Assessment Studies*, ESA, ESTEC, 2007.

Solar Orbiter Definition Study Report (Red Book), *ESA/SRE*, 14, Issue 1.0, 2011.

Space project management – Risk management, Eurpean Cooperation for Space Standardization ECSS, *ECSS-M-ST-80*, 2008.

Cite this article as: Ritter B., A.J.H. Meskers, O. Miles, M. Rußwurm, S. Scully, et al. A Space weather information service based upon remote and in-situ measurements of coronal mass ejections heading for Earth. *J. Space Weather Space Clim.*, **5**, A3, 2015, DOI: 10.1051/swsc/2015006.

BIBLIOGRAPHIE

Allen, C. W. 1946, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 106, 137

Altschuler, M. D., & Newkirk, G. 1969, Solar Physics, 9, 131

Alvan, L. 2014, Thèse de Doctorat : Laboratoire AIM, CEA/SAp/LDEE, Université Diderot Paris VII

Anderson, B. J., Johnson, C. L., Korth, H., et al. 2012, Journal of Geophysical Research (Planets), 117, E00L12

Arden, W. M., Norton, A. A., & Sun, X. 2014, Journal of Geophysical Research (Space Physics), 119, 1476

Auclair-Desrotour, P., Le Poncin-Lafitte, C., & Mathis, S. 2014, Astronomy and Astrophysics, 561, L7

Babcock, H. W. 1961, The Astrophysical Journal, 133, 572

Bahcall, J. N., Pinsonneault, M. H., & Wasserburg, G. J. 1995, Reviews of Modern Physics, 67, 781

Balsara, D. S., & Spicer, D. S. 1999, Journal of Computational Physics, 149, 270

Baraffe, I., Chabrier, G., Allard, F., & Hauschildt, P. H. 1998, Astronomy and Astrophysics, 337, 403

Barker, A. J., & Ogilvie, G. I. 2011, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 417, 745

Barnes, S. A. 2003, The Astrophysical Journal, 586, 464

—. 2010, The Astrophysical Journal, 722, 222

Batalha, N. M., Borucki, W. J., Bryson, S. T., et al. 2011, The Astrophysical Journal, 729, 27

Beaudoin, P., Charbonneau, P., Racine, E., & Smolarkiewicz, P. K. 2013, Solar Physics, 282, 335

Beck, P. G., & Kallinger, T. 2013, Sterne und Weltraum, 4, 50

Belcher, J. W., & Davis, Jr., L. 1971, Journal of Geophysical Research, 76, 3534

Belcher, J. W., & MacGregor, K. B. 1976, The Astrophysical Journal, 210, 498

Biermann, L. 1951, Zeitschrift fuer Astrophysik, 29, 274

Biermann, L. 1952, in Liege International Astrophysical Colloquia, Vol. 4, Liege International Astrophysical Colloquia, ed. P. Swings, 251

—. 1957, The Observatory, 77, 109

Blackett, P. M. S. 1947, Nature, 159, 658

Blackman, E. G., & Brandenburg, A. 2002, The Astrophysical Journal, 579, 359

Bogovalov, S. V. 1999, Astronomy and Astrophysics, 349, 1017

Bolmont, E., & Mathis, S. 2016, Celestial Mechanics and Dynamical Astronomy, 126, 275

Bondi, H. 1952, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 112, 195

Bouchy, F., Udry, S., Mayor, M., et al. 2005, Astronomy and Astrophysics, 444, L15

Bouvier, J., & Cébron, D. 2015, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 453, 3720

Bouvier, J., Forestini, M., & Allain, S. 1997, Astronomy and Astrophysics, 326, 1023

Bouvier, J., Matt, S. P., Mohanty, S., et al. 2014, Protostars and Planets VI, 433

Brown, B. P., Miesch, M. S., Browning, M. K., Brun, A. S., & Toomre, J. 2011, The Astrophysical Journal, 731, 69

Brown, T. M. 2014, The Astrophysical Journal, 789, 101

Browning, M. K., Miesch, M. S., Brun, A. S., & Toomre, J. 2006, ApJ Letters, 648, L157

Brun, A. S., Browning, M. K., Dikpati, M., Hotta, H., & Strugarek, A. 2013, Space Science Review

Brun, A. S., García, R. A., Houdek, G., Nandy, D., & Pinsonneault, M. 2015, Space Science Review, 196, 303

Brun, A. S., Miesch, M. S., & Toomre, J. 2004, The Astrophysical Journal, 614, 1073

Cattaneo, F., & Hughes, D. W. 1996, Physical Review E, 54, R4532

Chabrier, G., & Küker, M. 2006, Astronomy and Astrophysics, 446, 1027

Charbonneau, P. 2010, Living Reviews in Solar Physics, 7, 3

Christensen, U. R. 2010, Space Science Review, 152, 565

Cohen, O., & Drake, J. J. 2014, The Astrophysical Journal, 783, 55

Cohen, O., Kashyap, V. L., Drake, J. J., et al. 2011, The Astrophysical Journal, 733, 67

Cowling, T. G. 1933, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 94, 39

—. 1956, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 116, 114

Cranmer, S. R., & Saar, S. H. 2011, The Astrophysical Journal, 741, 54

Cuntz, M., Saar, S. H., & Musielak, Z. E. 2000, ApJ Letters, 533, L151

Dedner, A., Kemm, F., Kröner, D., et al. 2002, Journal of Computational Physics, 175, 645

DeRosa, M. L., Brun, A. S., & Hoeksema, J. T. 2012, The Astrophysical Journal, 757, 96

Desch, M. D., & Kaiser, M. L. 1984, Nature, 310, 755

Deutsch, A. J. 1956, The Astrophysical Journal, 123, 210

Deutsch, A. J. 1969, in Astrophysics and Space Science Library, Vol. 13, Mass Loss from Stars, ed. M. Hack, 1

do Nascimento, Jr., J.-D., Vidotto, A. A., Petit, P., et al. 2016, ApJ Letters, 820, L15

Donati, J.-F. 2001, in Lecture Notes in Physics, Berlin Springer Verlag, Vol. 573, Astrotomography, Indirect Imaging Methods in Observational Astronomy, ed. H. M. J. Boffin, D. Steeghs, & J. Cuypers, 207

Donati, J.-F. 2013, in EAS Publications Series, Vol. 62, EAS Publications Series, ed. P. Hennebelle & C. Charbonnel, 289

Donati, J.-F., & Brown, S. F. 1997, Astronomy and Astrophysics, 326, 1135

Donati, J.-F., & Landstreet, J. D. 2009, Annual Review of Astronomy and Astrophysics, 47, 333

Donati, J.-F., Morin, J., Delfosse, X., et al. 2009, in American Institute of Physics Conference Series, Vol. 1094, 15th Cambridge Workshop on Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun, ed. E. Stempels, 130

Donati, J.-F., Semel, M., Carter, B. D., Rees, D. E., & Collier Cameron, A. 1997, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 291, 658

Donati, J.-F., Howarth, I. D., Jardine, M. M., et al. 2006, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 370, 629

Drell, S. D., Foley, H. M., & Ruderman, M. A. 1965, Journal of Geophysical Research, 70, 3131

Duez, V., & Mathis, S. 2010, Astronomy and Astrophysics, 517, A58

Durney, B. R., De Young, D. S., & Roxburgh, I. W. 1993, Solar Physics, 145, 207

Durney, B. R., & Latour, J. 1978, Geophysical and Astrophysical Fluid Dynamics, 9, 241

Eddington, A. S. 1920, The Observatory, 43, 341

Eddy, J. A. 1976, Science, 192, 1189

Einfeldt, B. 1988, Journal of Computational Physics, 25, 294

Emeriau, C., & Mathis, S. 2015, in IAU Symposium, Vol. 307, New Windows on Massive Stars, ed. G. Meynet, C. Georgy, J. Groh, & P. Stee, 373

Fares, R., Donati, J.-F., Moutou, C., et al. 2009, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 398, 1383

—. 2010, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 406, 409

Ferreira, J. 2002, in EAS Publications Series, Vol. 3, EAS Publications Series, ed. J. Bouvier & J.-P. Zahn, 229

Ferreira, J. 2013, in EAS Publications Series, Vol. 62, EAS Publications Series, ed. P. Hennebelle & C. Charbonnel, 169

Ferreira, J., Pelletier, G., & Appl, S. 2000, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 312, 387

Fisk, L. A., Schwadron, N. A., & Zurbuchen, T. H. 1999, Journal of Geophysical Research, 104, 19765

Fleming, T. A., Schmitt, J. H. M. M., & Giampapa, M. S. 1995, The Astrophysical Journal, 450, 401

Folsom, C. P., Petit, P., Bouvier, J., et al. 2016, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 457, 580

Gallet, F., & Bouvier, J. 2013, Astronomy and Astrophysics, 556, A36

—. 2015, Astronomy and Astrophysics, 577, A98

Garraffo, C., Drake, J. J., & Cohen, O. 2015a, ApJ Letters, 807, L6

—. 2015b, The Astrophysical Journal, 813, 40

Gary, G. A. 2001, Solar Physics, 203, 71

Geiss, J., Gloeckler, G., & von Steiger, R. 1995, Space Science Review, 72, 49

Ghizaru, M., Charbonneau, P., & Smolarkiewicz, P. K. 2010, ApJ Letters, 715, L133

Gloeckler, G., Zurbuchen, T. H., & Geiss, J. 2003, Journal of Geophysical Research (Space Physics), 108, 1158

Godunov, S. K. 1959, Mat. Sb. (N.S.), 47, 271

Goedbloed, J. P. 2004, Physics of Plasmas, 11, L81

Goldreich, P., & Lynden-Bell, D. 1969, The Astrophysical Journal, 156, 59

Gombosi, T. I. 1999, Physics of the Space Environment

Gomes, R., Levison, H. F., Tsiganis, K., & Morbidelli, A. 2005, Nature, 435, 466

Gondoin, P. 2012, Astronomy and Astrophysics, 546, A117

Grappin, R., Léorat, J., Leygnac, S., & Pinto, R. 2010, Twelfth International Solar Wind Conference, 1216, 24

Grießmeier, J.-M., Zarka, P., & Spreeuw, H. 2007, Astronomy and Astrophysics, 475, 359

Gringauz, K. I., Bezrukikh, V. V., Ozerov, V. D., & Rybchinskii, R. E. 1962, Planetary Space Science, 9, 97

Güdel, M. 2004, A&A Reviews, 12, 71

Gurnett, D., & Bhattacharjee, A. 2000, Introduction do Plasma Physics : With Space and Laboratory Applications (Cambridge University Press)

Habbal, S. R., & Tsinganos, K. 1983, Journal of Geophysical Research, 88, 1965

Hale, G. E. 1908, Terrestrial Magnetism and Atmospheric Electricity (Journal of Geophysical Research), 13, 159

Hale, G. E., Seares, F. H., van Maanen, A., & Ellerman, F. 1918, The Astrophysical Journal, 47, 206

Hansen, C. J., & Kawaler, S. D. 1994, Stellar Interiors. Physical Principles, Structure, and Evolution., 84

Hoeksema, J. T., Wilcox, J. M., & Scherrer, P. H. 1983, Journal of Geophysical Research, 88, 9910

Holzer, T. E., & Leer, E. 1980, Journal of Geophysical Research, 85, 4665

Holzwarth, V., & Jardine, M. 2007, Astronomy and Astrophysics, 463, 11

Irwin, J., & Bouvier, J. 2009, in IAU Symposium, Vol. 258, IAU Symposium, ed. E. E. Mamajek, D. R. Soderblom, & R. F. G. Wyse, 363

Ivanova, N., & Taam, R. E. 2003, The Astrophysical Journal, 599, 516

Jardine, M., Collier Cameron, A., & Donati, J.-F. 2002, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 333, 339

Jardine, M., Vidotto, A. A., van Ballegooijen, A., et al. 2013, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 431, 528

Johnstone, C. P., & Güdel, M. 2015, Astronomy and Astrophysics, 578, A129

Johnstone, C. P., Güdel, M., Lüftinger, T., Toth, G., & Brott, I. 2015, Astronomy and Astrophysics, 577, A27

Käpylä, P. J., Mantere, M. J., Cole, E., Warnecke, J., & Brandenburg, A. 2013, The Astrophysical Journal, 778, 41

Kawaler, S. D. 1988, The Astrophysical Journal, 333, 236

Keppens, R., & Goedbloed, J. P. 1999, Astronomy and Astrophysics, 343, 251

Keppens, R., MacGregor, K. B., & Charbonneau, P. 1995, Astronomy and Astrophysics, 294, 469

Khurana, K. K., Kivelson, M. G., Vasyliunas, V. M., et al. 2004, The configuration of Jupiter's magnetosphere, ed. F. Bagenal, T. E. Dowling, & W. B. McKinnon, 593

Kippenhahn, R., & Weigert, A. 1994, Stellar Structure and Evolution, 192

Kundu, P., & Cohen, I. 2010, Fluid Mechanics (Elsevier Science)

Landi Degl'Innocenti, E., & Landolfi, M., eds. 2004, Astrophysics and Space Science Library, Vol. 307, Polarization in Spectral Lines

Lang, K. R. 1974, Astrophysical formulae : A compendium for the physicist and astrophysicist

Lecavelier des Etangs, A., Sirothia, S. K., Gopal-Krishna, & Zarka, P. 2013, Astronomy and Astrophysics, 552, A65

Lee, C. O., Luhmann, J. G., Hoeksema, J. T., et al. 2011, Solar Physics, 269, 367

Leighton, R. B. 1969, The Astrophysical Journal, 156, 1

Linsky, J. L., & Wood, B. E. 1996, The Astrophysical Journal, 463, 254

Lionello, R., Linker, J. A., & Mikić, Z. 2001, The Astrophysical Journal, 546, 542

—. 2009, The Astrophysical Journal, 690, 902

Lionello, R., Velli, M., Downs, C., Linker, J. A., & Mikić, Z. 2014, The Astrophysical Journal, 796, 111

Lovelace, R. V. E., Mehanian, C., Mobarry, C. M., & Sulkanen, M. E. 1986a, in American Institute of Physics Conference Series, Vol. 144, Magnetospheric Phenomena in Astrophysics, ed. R. I. Epstein & W. C. Feldman, 291

Lovelace, R. V. E., Mehanian, C., Mobarry, C. M., & Sulkanen, M. E. 1986b, ApJ Supplements, 62, 1

Lovelace, R. V. E., Romanova, M. M., & Barnard, A. W. 2008, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 389, 1233

Lynden-Bell, D. 1996, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 279, 389

MacGregor, K. B., & Brenner, M. 1991, The Astrophysical Journal, 376, 204

Marsch, E., & Richter, A. K. 1984, Journal of Geophysical Research, 89, 5386

Mathis, S., Alvan, L., & Remus, F. 2013, in EAS Publications Series, Vol. 62, EAS Publications Series, ed. P. Hennebelle & C. Charbonnel, 323

Matsakos, T., Uribe, A., & Königl, A. 2015, Astronomy and Astrophysics, 578, A6

Matt, S., & Pudritz, R. E. 2005, ApJ Letters, 632, L135

—. 2008, The Astrophysical Journal, 678, 1109

Matt, S. P., Brun, A. S., Baraffe, I., Bouvier, J., & Chabrier, G. 2015, ApJ Letters, 799, L23

Matt, S. P., Pinzón, G., Greene, T. P., & Pudritz, R. E. 2012, The Astrophysical Journal, 745, 101

Mayor, M., & Queloz, D. 1995, Nature, 378, 355

McComas, D. J., Barraclough, B. L., Funsten, H. O., et al. 2000, Journal of Geophysical Research, 105, 10419

McCrea, W. H. 1956, The Astrophysical Journal, 124, 461

Mestel, L. 1984, in Lecture Notes in Physics, Berlin Springer Verlag, Vol. 193, Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun, ed. S. L. Baliunas & L. Hartmann, 49

Mestel, L., & Spruit, H. C. 1987, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 226, 57

Metzger, B. D., Giannios, D., & Spiegel, D. S. 2012, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 425, 2778

Michel, F. C. 1969, The Astrophysical Journal, 158, 727

Mignone, A., Bodo, G., Massaglia, S., et al. 2007, ApJ Supplements, 170, 228

Miller, G. E., & Scalo, J. M. 1979, ApJ Supplements, 41, 513

Moffatt, H. K. 1978, Magnetic field generation in electrically conducting fluids

Morbidelli, A., Levison, H. F., Tsiganis, K., & Gomes, R. 2005, Nature, 435, 462

Musset, S., Vilmer, N., & Bommier, V. 2015, Astronomy and Astrophysics, 580, A106

Nelson, N. J., Brown, B. P., Brun, A. S., Miesch, M. S., & Toomre, J. 2013, The Astrophysical Journal, 762, 73

Nelson, N. J., Brown, B. P., Sacha Brun, A., Miesch, M. S., & Toomre, J. 2014, Solar Physics, 289, 441

Neubauer, F. M. 1998, Journal of Geophysical Research, 103, 19843

Neugebauer, M., & Snyder, C. W. 1962, Science, 138, 1095

Noyes, R. W., Weiss, N. O., & Vaughan, A. H. 1984, The Astrophysical Journal, 287, 769

Ogilvie, G. I., & Lin, D. N. C. 2007, The Astrophysical Journal, 661, 1180

Owens, M. J., & Forsyth, R. J. 2013, Living Reviews in Solar Physics, 10

Pallavicini, R. 1989, A&A Reviews, 1, 177

Parker, E. N. 1955, The Astrophysical Journal, 122, 293

—. 1958, The Astrophysical Journal, 128, 664

—. 1965, Space Science Review, 4, 666

—. 1988, The Astrophysical Journal, 330, 474

—. 1993, The Astrophysical Journal, 408, 707

Petit, P., Dintrans, B., Solanki, S. K., et al. 2008, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 388, 80

Pinto, R. F., Brun, A. S., Jouve, L., & Grappin, R. 2011, The Astrophysical Journal, 737, 72

Pinto, R. F., Brun, A. S., & Rouillard, A. P. 2016, Astronomy and Astrophysics, 592, A65

Pinto, R. F., Vilmer, N., & Brun, A. S. 2015, Astronomy and Astrophysics, 576, A37

Piskunov, N., & Kochukhov, O. 2002, Astronomy and Astrophysics, 381, 736

Pizzo, V. J., Biesecker, D. A., Millward, G. H., & Odstrcil, D. 2011, AGU Fall Meeting Abstracts

Pizzolato, N., Maggio, A., Micela, G., Sciortino, S., & Ventura, P. 2003, Astronomy and Astrophysics, 397, 147

Pneuman, G. W., & Kopp, R. A. 1971, Solar Physics, 18, 258

Pouquet, A., Frisch, U., & Léorat, J. 1976, Journal of Fluid Mechanics, 77, 321

Preibisch, T. 1997, Astronomy and Astrophysics, 320, 525

Priest, E. 2014, Magnetohydrodynamics of the Sun

Priest, E., & Forbes, T., eds. 2000, Magnetic reconnection : MHD theory and applications

Racine, É., Charbonneau, P., Ghizaru, M., Bouchat, A., & Smolarkiewicz, P. K. 2011, The Astrophysical Journal, 735, 46

Randich, S. 2000, in Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 198, Stellar Clusters and Associations : Convection, Rotation, and Dynamos, ed. R. Pallavicini, G. Micela, & S. Sciortino, 401

Rauer, H., Catala, C., Aerts, C., et al. 2014, Experimental Astronomy, 38, 249

Reiners, A. 2012, Living Reviews in Solar Physics, 9, arXiv:1203.0241 [astro-ph.SR]

Reiners, A., Basri, G., & Browning, M. 2009, The Astrophysical Journal, 692, 538

Reiners, A., & Mohanty, S. 2012, The Astrophysical Journal, 746, 43

Reiners, A., Schüssler, M., & Passegger, V. M. 2014, The Astrophysical Journal, 794, 144

Réville, V., Brun, A. S., Matt, S. P., Strugarek, A., & Pinto, R. F. 2015a, The Astrophysical Journal, 798, 116

Réville, V., Brun, A. S., Strugarek, A., et al. 2015b, The Astrophysical Journal, 814, 99

Réville, V., Folsom, C. P., Strugarek, A., & Brun, A. S. 2016, The Astrophysical Journal, 832, 145

Richardson, I. G. 2004, Space Science Review, 111, 267

Rosén, L., Kochukhov, O., & Wade, G. A. 2015, The Astrophysical Journal, 805, 169

Sakurai, T. 1985, Astronomy and Astrophysics, 152, 121

Salpeter, E. E. 1955, The Astrophysical Journal, 121, 161

Sanchez, S., Fournier, A., & Aubert, J. 2014, The Astrophysical Journal, 781, 8

Saur, J., Grambusch, T., Duling, S., Neubauer, F. M., & Simon, S. 2013, Astronomy and Astrophysics, 552, A119

Schatten, K. H., Wilcox, J. M., & Ness, N. F. 1969, Solar Physics, 6, 442

Schatzman, E. 1949, Annales d'Astrophysique, 12, 203

Schatzman, E. 1959, in IAU Symposium, Vol. 10, The Hertzsprung-Russell Diagram, ed. J. L. Greenstein, 129

—. 1962, Annales d'Astrophysique, 25, 18

Schmitt, J. H. M. M., Collura, A., Sciortino, S., et al. 1990, The Astrophysical Journal, 365, 704

Schmitt, J. H. M. M., Fleming, T. A., & Giampapa, M. S. 1995, The Astrophysical Journal, 450, 392

Schwadron, N. A., & McComas, D. J. 2003, The Astrophysical Journal, 599, 1395

Schwarzschild, M. 1948, The Astrophysical Journal, 107, 1

Seares, F. H. 1913, The Astrophysical Journal, 38, 99

See, V., Jardine, M., Vidotto, A. A., et al. 2015, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 453, 4301

Semel, M. 1989, Astronomy and Astrophysics, 225, 456

Shibata, K., & Magara, T. 2011, Living Reviews in Solar Physics, 8

Skumanich, A. 1972, The Astrophysical Journal, 171, 565

Smith, E. J. 2011, Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics, 73, 277

Smith, E. J., & Wolfe, J. H. 1976, , 3, 137

Sod, G. A. 1978, Journal of Computational Physics, 27, 1

Soderblom, D. R., Stauffer, J. R., MacGregor, K. B., & Jones, B. F. 1993, The Astrophysical Journal, 409, 624

Spiegel, E. A., & Zahn, J.-P. 1992, Astronomy and Astrophysics, 265, 106

Spitzer, L. 1962, Physics of Fully Ionized Gases

Stauffer, J. R., Hartmann, L., Soderblom, D. R., & Burnham, N. 1984, The Astrophysical Journal, 280, 202

Stix, M. 1976, Astronomy and Astrophysics, 47, 243

Strugarek, A., Brun, A. S., Matt, S. P., & Reville, V. 2014a, in IAU Symposium, Vol. 300, IAU Symposium, ed. B. Schmieder, J.-M. Malherbe, & S. T. Wu, 330

Strugarek, A., Brun, A. S., Matt, S. P., & Réville, V. 2014b, The Astrophysical Journal, 795, 86

—. 2015, The Astrophysical Journal, 815, 111

Suzuki, T. K. 2006, ApJ Letters, 640, L75

—. 2011, Space Science Review, 158, 339

—. 2013, Astronomische Nachrichten, 334, 81

Suzuki, T. K., Imada, S., Kataoka, R., et al. 2013, Publications of the ASJ, 65, arXiv:1212.6713 [astro-ph.SR]

Suzuki, T. K., & Inutsuka, S.-I. 2006, Journal of Geophysical Research (Space Physics), 111, 6101

Thompson, M. J., Christensen-Dalsgaard, J., Miesch, M. S., & Toomre, J. 2003, Annual Review of Astronomy and Astrophysics, 41, 599

Titov, V. S., Mikic, Z., Török, T., Linker, J. A., & Panasenco, O. 2012, The Astrophysical Journal, 759, 70

Toro, E. F. 1997, Riemann solvers and numerical methods for fluid dynamics : a practical introduction (Berlin, New York : Springer)

Trujillo Bueno, J., Shchukina, N., & Asensio Ramos, A. 2004, Nature, 430, 326

Tsiganis, K., Gomes, R., Morbidelli, A., & Levison, H. F. 2005, Nature, 435, 459

ud-Doula, A., & Owocki, S. P. 2002, The Astrophysical Journal, 576, 413

Unno, W., Osaki, Y., Ando, H., Saio, H., & Shibahashi, H. 1989, Nonradial oscillations of stars

Usoskin, I. G. 2013, Living Reviews in Solar Physics, 10

Ustyugova, G. V., Koldoba, A. V., Romanova, M. M., Chechetkin, V. M., & Lovelace, R. V. E. 1999, The Astrophysical Journal, 516, 221

van de Hulst, H. C. 1947, The Astrophysical Journal, 105, 471

van Saders, J. L., Ceillier, T., Metcalfe, T. S., et al. 2016, Nature, 529, 181

van Saders, J. L., & Pinsonneault, M. H. 2013, The Astrophysical Journal, 776, 67

Varela, J., Pantellini, F., & Moncuquet, M. 2015, Planetary Space Science, 119, 264

—. 2016a, Planetary Space Science, 120, 78

Varela, J., Reville, V., Brun, A. S., Pantellini, F., & Zarka, P. 2016b, Astronomy and Astrophysics, 595, A69

Velli, M. 1994, ApJ Letters, 432, L55

—. 2010, Twelfth International Solar Wind Conference, 1216, 14

Verdini, A., Velli, M., Matthaeus, W. H., Oughton, S., & Dmitruk, P. 2010, ApJ Letters, 708, L116

Vidotto, A. A., Fares, R., Jardine, M., et al. 2012, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 423, 3285

Vidotto, A. A., Fares, R., Jardine, M., Moutou, C., & Donati, J.-F. 2015, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 449, 4117

Vidotto, A. A., Opher, M., Jatenco-Pereira, V., & Gombosi, T. I. 2009, The Astrophysical Journal, 703, 1734

—. 2010, The Astrophysical Journal, 720, 1262

Vidotto, A. A., Gregory, S. G., Jardine, M., et al. 2014, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 441, 2361

Vidotto, A. A., Donati, J.-F., Jardine, M., et al. 2016, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 455, L52

Wang, Y.-M., & Sheeley, Jr., N. R. 1990, The Astrophysical Journal, 355, 726

—. 1991, ApJ Letters, 372, L45

Washimi, H., & Shibata, S. 1993, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 262, 936

Weber, E. J., & Davis, Jr., L. 1967, The Astrophysical Journal, 148, 217

Wiegelmann, T., & Sakurai, T. 2012, Living Reviews in Solar Physics, 9, arXiv:1208.4693 [astro-ph.SR]

Withbroe, G. L. 1988, The Astrophysical Journal, 325, 442

Withbroe, G. L., & Noyes, R. W. 1977, Annual Review of Astronomy and Astrophysics, 15, 363

Wood, B. E. 2004, Living Reviews in Solar Physics, 1

Wood, B. E., Linsky, J. L., Müller, H.-R., & Zank, G. P. 2001, ApJ Letters, 547, L49

Wood, B. E., Müller, H.-R., Zank, G. P., Linsky, J. L., & Redfield, S. 2005, ApJ Letters, 628, L143

Wright, N. J., Drake, J. J., Mamajek, E. E., & Henry, G. W. 2011, The Astrophysical Journal, 743, 48

Wu, C. S., & Lee, L. C. 1979, The Astrophysical Journal, 230, 621

Yeates, A. R., Mackay, D. H., van Ballegooijen, A. A., & Constable, J. A. 2010, Journal of Geophysical Research (Space Physics), 115, A09112

Yermolaev, Y. I., Lodkina, I. G., Nikolaeva, N. S., & Yermolaev, M. Y. 2012, Journal of Geophysical Research (Space Physics), 117, A08207

Yoshimura, H. 1975, The Astrophysical Journal, 201, 740

Zahn, J. P. 1966, Annales d'Astrophysique, 29, 313

Zanni, C., & Ferreira, J. 2009, Astronomy and Astrophysics, 508, 1117

Zarka, P. 1992, Advances in Space Research, 12, 99

—. 2000, Washington DC American Geophysical Union Geophysical Monograph Series, 119, 167

—. 2007, Planetary Space Science, 55, 598

Zarka, P., Cecconi, B., & Kurth, W. S. 2004, Journal of Geophysical Research (Space Physics), 109, A09S15

Zarka, P., Treumann, R. A., Ryabov, B. P., & Ryabov, V. B. 2001, Astrophysics and Space Sciences, 277, 293

Zeeman, P. 1897, The Astrophysical Journal, 5, 332

Zhang, M., & Penev, K. 2014, The Astrophysical Journal, 787, 131