

Chapitre 3

Les vents coronaux

3.1 Les couronnes solaire et stellaires

La *couronne solaire* est spectaculairement visible et vraiment difficile à rater lors des éclipses totales du soleil (voir Fig. 3.1). Il est donc fort probable qu'elle ait été remarquée pour la première fois par un quelconque Néanderthal poilu et à l'hygiène corporelle douteuse aux standards contemporains. Sa première description non-ambigue (de la couronne, pas du Néanderthal) remonte en fait aux chroniques byzantines du dixième siècle. Il faudra cependant attendre au début du dix-huitième siècle avant que les astronomes s'entendent sur le fait que la couronne est une structure qui fait partie du soleil et non pas de la lune.

La structure aux grandes échelles de la couronne, telle qu'on peut l'observer durant une éclipse, est due principalement au confinement du plasma par le champ magnétique du soleil. Les surdensités de plasma augmentent la dispersion de la lumière solaire vers la ligne de visée, causant ainsi une émission visible même à l'oeil nu... tant que la lune cache le disque du soleil.

Malgré les importantes avancées en spectroscopie durant tout le dix-neuvième siècle ce n'est que vers le milieu du vingtième siècle qu'on a finalement compris que la couronne est composée d'un gaz très chaud ($1-2 \times 10^6$ K) et donc très fortement ionisé, expliquant ainsi les nombreuses et mystérieuses raies spectrales qui y avaient été détectées. Le(s) mécanisme(s) physique(s) responsable(s) de cette énorme température demeure(nt) mystérieux, et le soi-disant problème du chauffage coronal est encore aujourd'hui l'un des grands problèmes non-résolus de la physique solaire (et stellaire). Il semble passablement clair que le chauffage coronal puise son énergie dans le réservoir d'énergie mécanique que représente la convection dans la photosphère, et que le champ magnétique joue un rôle primordial dans le transfert de cette énergie vers la couronne, mais les détails restent flous et plusieurs mécanismes physiques sont à l'étude: les deux plus prometteur semblent la génération et dissipation d'ondes acoustiques et/ou magnétoacoustiques, et la formation et dissipation *in situ* via reconnexion magnétique (2.10) de nappes de courant électrique formées par forçage mécanique du champ magnétique.

Et comme si quelques 10^6 K n'était pas déjà assez élevé, lors des éruptions solaires la couronne est surchauffée localement à des températures pouvant dépasser le 10^7 K. Il apparaît possible, voire probable, que ces phénomènes éruptifs représentent la queue à haute énergie du même processus qui chauffe la couronne. L'observation du soleil dans les domaines de l'ultraviolet extrême (EUV) et dans le domaine des rayons-X révèle en effet un continu d'événements de chauffage localisé, se traduisant en émission à ces courtes longueurs d'onde dépassant par plusieurs ordres de grandeur l'émission thermique ETL que l'on associerait normalement à un corps noir à une température de 5700K (voir Figure 3.2). Ces observations à haute résolution spatiale et cadence temporelle, couplées aux observations magnétographiques, démontrent sans ambiguïté que cette émission radiative non-thermale se produit préférentiellement dans et au dessus des régions de la photosphère solaire qui sont fortement magnétisées. C'est pourquoi on décrit cette émission —et les phénomènes éruptifs leur étant souvent associés— comme étant due à *l'activité magnétique* du soleil.

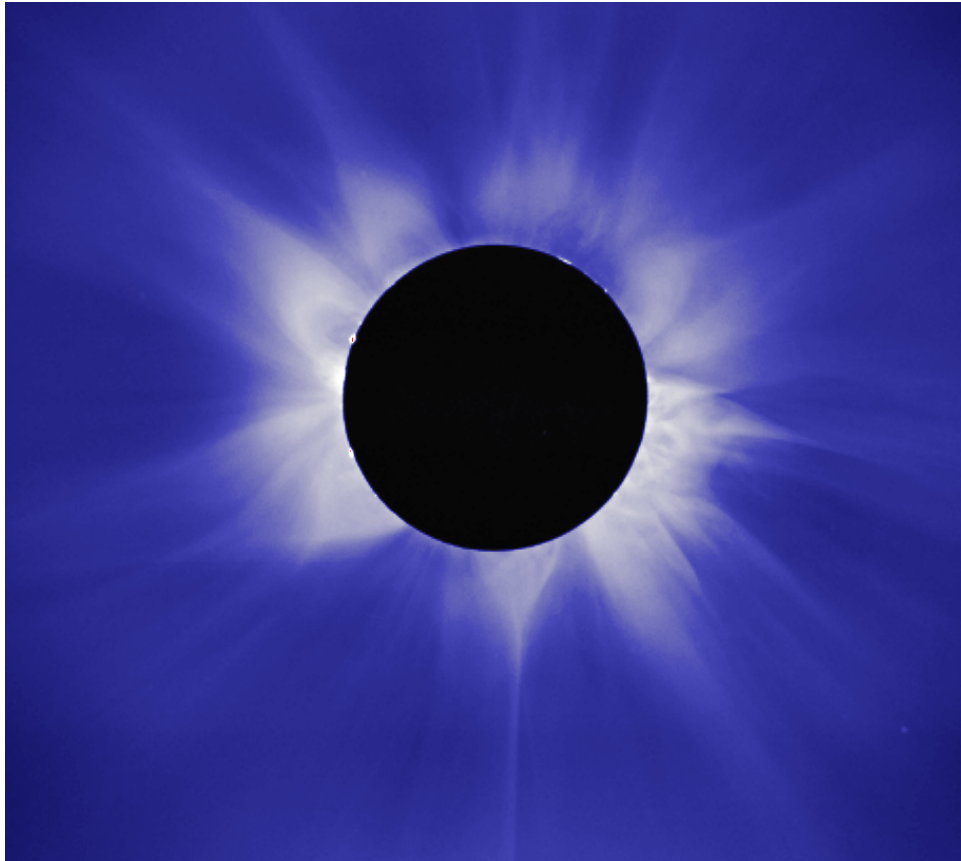


Figure 3.1: Éclipse totale du soleil le 16 février 1980. La luminosité de la couronne est due au scattering de Thompson de la luminosité solaire sur les électrons libres du plasma coronal, ce qui implique que la brillance est ici proportionnelle à la densité. Les régions plus brillantes en forme de flammes contiennent un excès de densité de plasma, confiné par le champ magnétique solaire. Source: High Altitude Observatory.

La couronne solaire n'est pas une exception ou une pathologie exclusive au soleil. L'émission radiative en EUV et rayons-X, bien que faible en termes absolus, dépasse de loin l'émission photosphérique thermique à ces longueurs d'onde, et est donc (relativement) facilement détectable de l'espace. Il est donc possible de l'observer dans des étoiles autres que le soleil, et depuis une trentaine d'années toute une gamme de satellites astronomiques a ainsi pu tracer un portrait zoologique détaillé de l'émission coronale à travers le diagramme Hertzsprung-Russell. Pour résumer en bref, chaque étoile de type solaire (c'est à dire, possédant une enveloppe convective) observée montre des signes d'émission radiative non-thermique semblable à ce qu'on verrait si le soleil était observé comme une étoile, i.e., sans résolution spatiale comme sur la Figure 3.2. Plusieurs étoiles évoluées ayant des enveloppes convectives montrent également des signes d'activité magnétique similaire. Il est donc raisonnable de supposer que toutes ces étoiles ont également une couronne chauffée au delà de $\sim 10^6$ K, physiquement analogue à celle du soleil.

3.2 Couronnes polytropiques en équilibre hydrostatique

Prenant pour acquis la température très élevée de la couronne solaire, tentons maintenant d'en construire un modèle physique. Dans l'esprit de commencer avec quelque chose de simple (ce qui est rarement une mauvaise idée), on considère une couronne statique ($\mathbf{u} = 0$), stationnaire

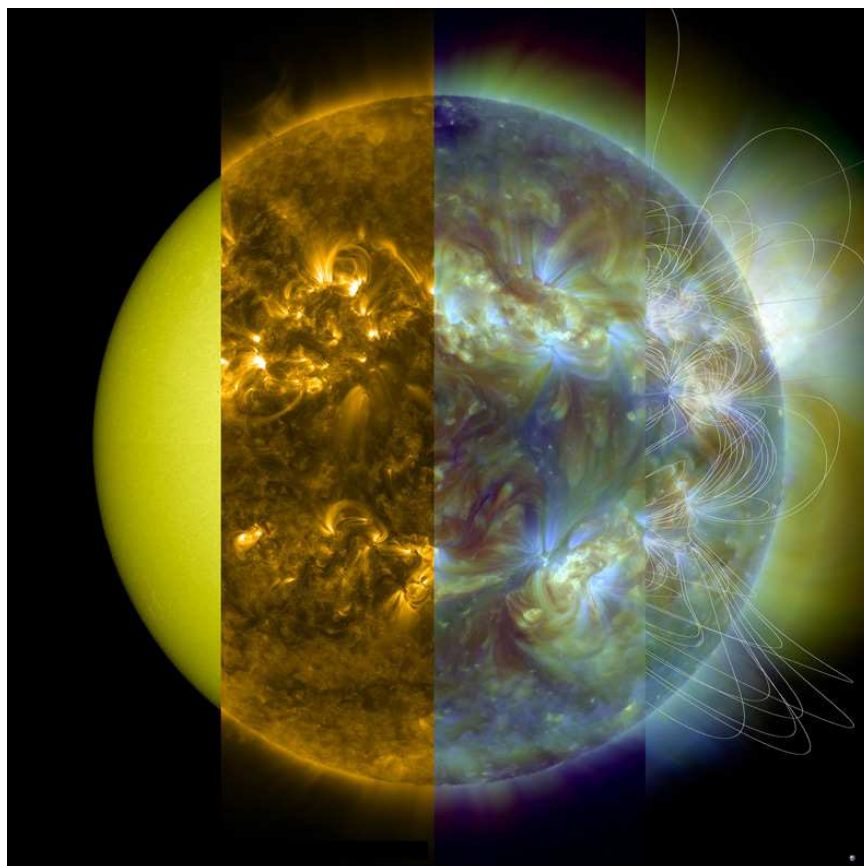


Figure 3.2: La couronne solaire dans l'extrême ultraviolet. Les deux sections centrales montrent l'émission radiative associée à des températures allant de 10^6 à 2×10^6 K environ. La section d'image l'extrême gauche est dans le visible, Une reconstruction des lignes de champ magnétique a été ajoutée à la section d'image à l'extrême droite. Image composite produite à l'aide de données de la mission NASA/SDO, dans le domaine public (<http://sdo.gsfc.nasa.gov/gallery/main/item/117>). Un lien vers une version animée est disponible via la page web du cours.

($\partial/\partial t = 0$), non-magnétisée ($\mathbf{B} = 0$), et caractérisée par une symétrie sphérique ($\partial/\partial\theta = 0$, $\partial/\partial\phi = 0$, $\partial/\partial r \rightarrow d/dr$). On cherche à construire un modèle couvrant un domaine $r \geq r_0$, r_0 étant une hauteur de référence où la température T_0 et densité ρ_0 sont considérées connues. On supposera enfin que notre couronne est composée d'Hydrogène complètement ionisé ($m = m_p = 1.67 \times 10^{-27}$ kg, $\mu = 0.5$) dont l'équation d'état est celle d'un gaz parfait. Voilà.

Si on néglige la contribution gravitationnelle du plasma coronal —une excellente approximation,— la composante r de l'équation de Navier-Stokes se réduit à un équilibre hydrostatique dans un champ gravitationnel décroissant en $1/r^2$:

$$\frac{dp}{dr} = -\rho \frac{GM}{r^2} . \quad (3.1)$$

Ceci exprime le fait que le gradient de pression gazeuse équilibre tout simplement la force gravitationnelle. Le mécanisme (mystérieux) causant le chauffage coronal devrait normalement entrer dans le portrait via un terme source au membre de droite de l'équation de l'énergie (1.56). Cependant, nous n'avons aucune idée de la forme de ce terme source. On supposera donc plutôt que la pression et la densité peuvent être reliées via une *relation polytropique* du

genre:

$$\frac{p}{p_0} = \left(\frac{\varrho}{\varrho_0} \right)^\alpha \quad 1 \leq \alpha \leq 5/3 \quad (3.2)$$

Attardons-nous sur ce qu'exprime une telle relation; pour $\alpha = 5/3$, nous retombons en régime adiabatique, c'est à dire que la température ne peut que baisser lors de d'expansion du plasma, monter en compression, tout en conservant l'entropie, ce qui implique un chauffage externe nul. À l'autre extrême, $\alpha = 1$, la pression est directement proportionnelle à la densité, ce qui implique une couronne isotherme (pensez à l'équation d'état pour un gaz parfait); autrement dit, quoiqu'on fasse la température demeure constante même si p et ϱ décroissent avec le rayon, ce qui implique (implicitement) un processus de chauffage. L'éq. (3.2) représente donc une solution particulière de l'équation de l'énergie, à laquelle est associé un terme de chauffage tout aussi particulier.

On pourrait reprendre le calcul des ondes sonores de la §1.3 en utilisant l'éq. (3.2) plutôt que sa limite adiabatique donnée par (1.70), ce qui conduirait encore une fois à une équation d'onde, mais cette fois en terme de la *vitesse polytropique* du son, i.e., $c_s^2 = \alpha p / \varrho$, plutôt que la vitesse adiabatique $c_s^2 = \gamma p / \varrho$. Utilisant cette vitesse évaluée au rayon de référence, soit $c_{s0}^2 = \alpha p_0 / \varrho_0 = \alpha k T_0 / \mu m$ pour un gaz parfait, permet de réécrire l'éq. (3.1) sous la forme:

$$c_{s0}^2 \left(\frac{\varrho}{\varrho_0} \right)^{\alpha-1} d\varrho = -\varrho \frac{GM}{r^2} dr \quad (3.3)$$

Ceci s'intègre facilement pour produire le profil de densité:

$$\frac{\varrho(r)}{\varrho_0} = \left[1 - \frac{(\alpha-1)GM}{r_0 c_{s0}^2} \left(1 - \frac{r_0}{r} \right) \right]^{1/(\alpha-1)}, \quad (3.4)$$

duquel on obtient directement le profil de pression via l'éq. (3.2):

$$\frac{p(r)}{p_0} = \left[1 - \frac{(\alpha-1)GM}{r_0 c_{s0}^2} \left(1 - \frac{r_0}{r} \right) \right]^{\alpha/(\alpha-1)}, \quad (3.5)$$

et le profil de température via l'équation d'état:

$$\frac{T(r)}{T_0} = \left[1 - \frac{(\alpha-1)GM}{r_0 c_{s0}^2} \left(1 - \frac{r_0}{r} \right) \right]^\alpha. \quad (3.6)$$

En examinant la forme de ces expressions on réalise rapidement qu'il existe des combinaisons de valeurs pour T_0 et α qui conduisent à une pression nulle à une distance finie. Ceci se produira si

$$c_{s0}^2 < (\alpha-1)GM/r_0, \quad (3.7)$$

d'où on peut calculer l'étendue radiale maximale de la couronne comme étant:

$$\frac{r_{\text{top}}}{r_0} = \left(1 - \frac{r_0 c_{s0}^2}{(\alpha-1)GM} \right)^{-1}. \quad (3.8)$$

Les éqs. (3.4)–(3.6) décrivent par conséquent une “atmosphère” polytropique occupant un volume $r_0 \leq r \leq r_{\text{top}}$. Plus haut, soit $r > r_{\text{top}}$, il n'y a que le vide, n'en déplaise à Aristote qui abhorrait fanatiquement le concept. Mais que se passe-t-il si T_0 , la température à la base de la couronne, est trop grande pour satisfaire à l'éq. (3.7) ?

La Figure 3.3 présente les profils radiaux de densité pour une famille de couronnes polytropiques, toutes calculées utilisant les valeurs $T_0 = 1.5 \times 10^6$ K et $r_0 = 1.15 R$, mais des valeurs croissantes pour l'indice polytropique α . Pour cette valeur de T_0 , l'éq. (3.7) ne peut être satisfaite que pour $\alpha > 1.1765$. Les solutions pour α plus élevé s'étendent jusqu'à l'infini

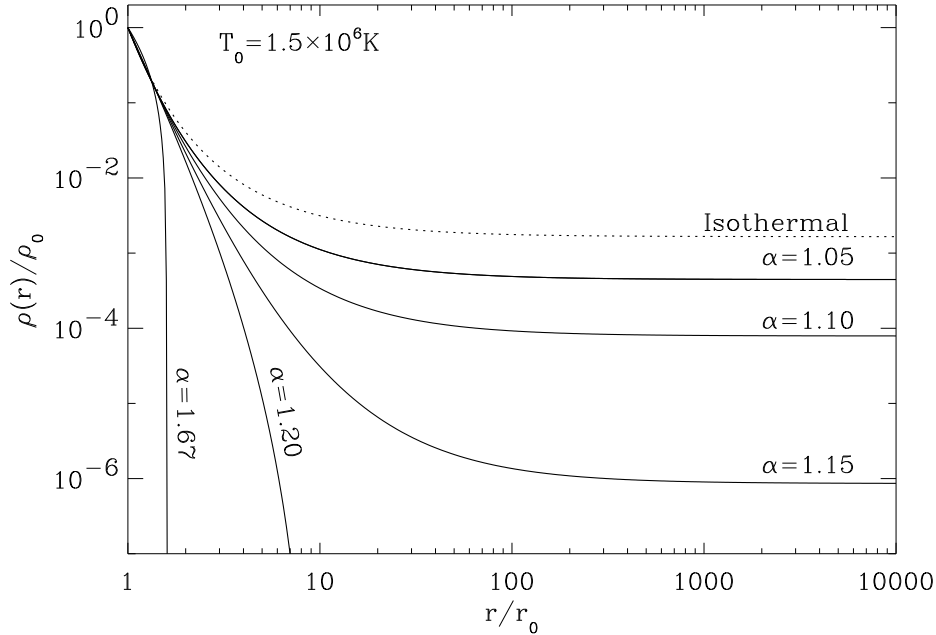


Figure 3.3: Profils de densité pour une famille de couronnes polytropiques ayant toutes $T_0 = 1.5 \times 10^6$ K et $r_0 = 1.15 R$, et diverses valeurs de l'indice polytropique α . On remarquera que pour $\alpha < 1.1765$, la densité tend vers une valeur asymptotique finie dans la limite $r \rightarrow \infty$.

en conservant des pressions et densités finies. L'équation (3.5) permet de calculer ces valeurs asymptotiques:

$$p_\infty \equiv \lim_{r \rightarrow \infty} \frac{p}{p_0} = \left[1 - \frac{(\alpha - 1)GM}{r_0 c_{s0}^2} \right]^{\alpha/(\alpha-1)}, \quad (3.9)$$

et des expressions semblables (mais des exposants différents) pour les valeurs asymptotiques des densité et température. Dans le cas des valeurs de paramètres utilisées pour produire les solutions de la Fig. 3.3, et $N_0 = \rho_0/(\mu m_p) = 10^{14} \text{ m}^{-3}$, on obtient $N_\infty = 10^{10} \text{ m}^{-3}$, $p_\infty \simeq 10^{-7} \text{ Pa}$, et $T_\infty = 6 \times 10^5 \text{ K}$ dans le cas $\alpha = 1.1$. Ces valeurs sont plus élevées par plusieurs ordres de grandeur, en comparaison à ce que peut offrir le milieu interstellaire. Dans le voisinage (galactique) du système solaire, les valeurs typiques de la densité et de la température sont du genre $N_{\text{ism}} = 10^6 \text{ m}^{-3}$ et $T_{\text{ism}} = 100 \text{ K}$, ce qui conduit à $p \sim 10^{-15} \text{ Pa}$. C'est nettement insuffisant pour équilibrer la pression exercée par notre couronne¹. Il y a quelque chose qui cloche, et le problème n'est pas qu'académique: le profil de température de la basse couronne solaire, déterminée spectroscopiquement, se rapproche fort de celui obtenu pour $\alpha = 1.1$ sur la Fig. 3.3, plaçant la couronne solaire dans ce régime problématique.

Considérant les nombreuses hypothèses et simplifications introduites dans la construction de nos modèles de couronne polytropique, trois options sont disponibles pour sauver la mise:

1. Ajuster l'énergétique de manière à obtenir des valeurs asymptotiques de densité et pression en accord avec celles du milieu interstellaire;
2. Abandonner l'hypothèse d'une couronne statique ($\mathbf{u} = 0$);

¹En réalité, un meilleur estimé de la pression totale dans le milieu interstellaire devrait inclure la contribution du champ magnétique $B_{\text{ism}} \sim 1 \text{ nT}$, ce qui conduit à une pression magnétique de $\sim 10^{-13} \text{ Pa}$. Loin d'être négligeable, la pression magnétique dépasse par un facteur 100 la pression gazeuse. Néanmoins, cela demeure insuffisant pour équilibrer la couronne.

3. Ramener le champ magnétique dans le portrait.

Historiquement, les efforts pour se dépêtrer de cette situation se sont d'abord concentrés sur l'option 1; cependant, c'est la 2 qui s'est avérée la bonne, avec la 3 améliorant la situation générale. Commençons par étudier l'option 2.

3.3 Vents polytropiques

3.3.1 Le vent solaire

L'idée d'un *vent solaire*, soit un flux de plasma provenant du soleil, avait été avancée déjà à la fin du dix-neuvième siècle, soit longtemps avant la découverte de notre paradoxe coronal, pour expliquer certains phénomènes géomagnétiques comme les aurores boréales, ainsi que le rayonnement zodiacal. L'establishment scientifique du temps a cependant jugé farfelue l'idée d'une telle interaction soleil-Terre, et ce n'est qu'un demi-siècle plus tard que l'idée a refait son apparition, cette fois étant la bonne.

Bien que les observations de l'orientation des queues de comètes aient ramené de l'avant l'idée d'un écoulement provenant du soleil dans le milieu interplanétaire, le premier modèle physique de ce que nous appelons aujourd'hui le *vent solaire* a été proposé en 1958 par Eugene Parker, et prédisait qu'un tel vent devrait être supersonique à l'orbite de la Terre. Cette surprenante (et controversée) prédiction a été spectaculairement confirmée par les premières mesures *in situ* effectuées par des satellites en orbite terrestre: Lunik 2 (1960), Explorer 10 (1961), and Mariner 2 (1962). Les propriétés physiques du vent solaire sont depuis mesurées de l'espace de manière plus ou moins continue, et ce jusqu'aux confins du système solaire par les sondes *Pioneer* et *Voyager*, et hors du plan de l'écliptique par la sonde *Ulysses* (et bientôt par *Solar Orbiter*).

Les propriétés physiques du vent solaire varient sur une vaste gamme d'échelles temporelles. Dans le plan de l'écliptique à 1 UA, les fluctuations par rapport aux valeurs moyennes sont très grandes, comme on peut le constater sur examen du Tableau 3.1 ci-dessous. Il ne s'agit pas ici d'erreurs de mesure, ce sont de véritables fluctuations d'origine physique. Il a été rapidement réalisé que les mesures de ces diverses quantités ne se distribuent pas comme une Gaussienne, mais plutôt sous une forme bimodale pouvant être approximée par la superposition de deux Gaussiennes. Ceci a conduit à la définition de deux composantes dites *lente* et *rapide* du vent solaire. Subdivisant les mesures en fonction de ces deux modes réduit grandement les déviations par rapport à la moyenne, comme on peut le constater sur examen des deux colonnes de droite du Tableau 3.1).

Tableau 3.1
Caractéristiques du vent solaire à 1 UA dans le plan de l'écliptique

Quantité	Moyenne globale	Mode lent	Mode rapide
N [10^6 m^{-3}]	8.7 ± 6.6 (76%)	11.9 ± 4.5 (38%)	3.9 ± 0.6 (15%)
u [km s^{-1}]	468 ± 116 (25%)	327 ± 15 (5%)	702 ± 32 (5%)
Nu [$10^{12} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$]	3.8 ± 2.4 (63%)	3.9 ± 1.5 (38%)	2.7 ± 0.4 (15%)
ϕ_v (degrees)	-0.6 ± 2.6 (430%)	$+1.6 \pm 1.5$ (94%)	-1.3 ± 0.4 (31%)
T_p (10^5 K)	1.2 ± 0.9 (75%)	0.34 ± 0.15 (44%)	2.3 ± 0.3 (13%)
T_e (10^5 K)	1.4 ± 0.4 (29%)	1.3 ± 0.3 (20%)	1.0 ± 0.1 (8%)
T_α (10^5 K)	5.8 ± 5.0 (86%)	1.1 ± 0.8 (68%)	14.2 ± 3.0 (21%)

On a depuis compris que la composante lente origine des régions magnétiquement fermées du champ magnétique coronal. Le fait que cette composante provienne d'une région où le plasma est magnétiquement confiné, et donc plus dense, et doit effectuer un travail mécanique additionnel contre la force magnétique pour s'échapper, explique à la fois les densité plus élevée et vitesse plus lente de cette composante. La composante rapide, elle, origine des régions

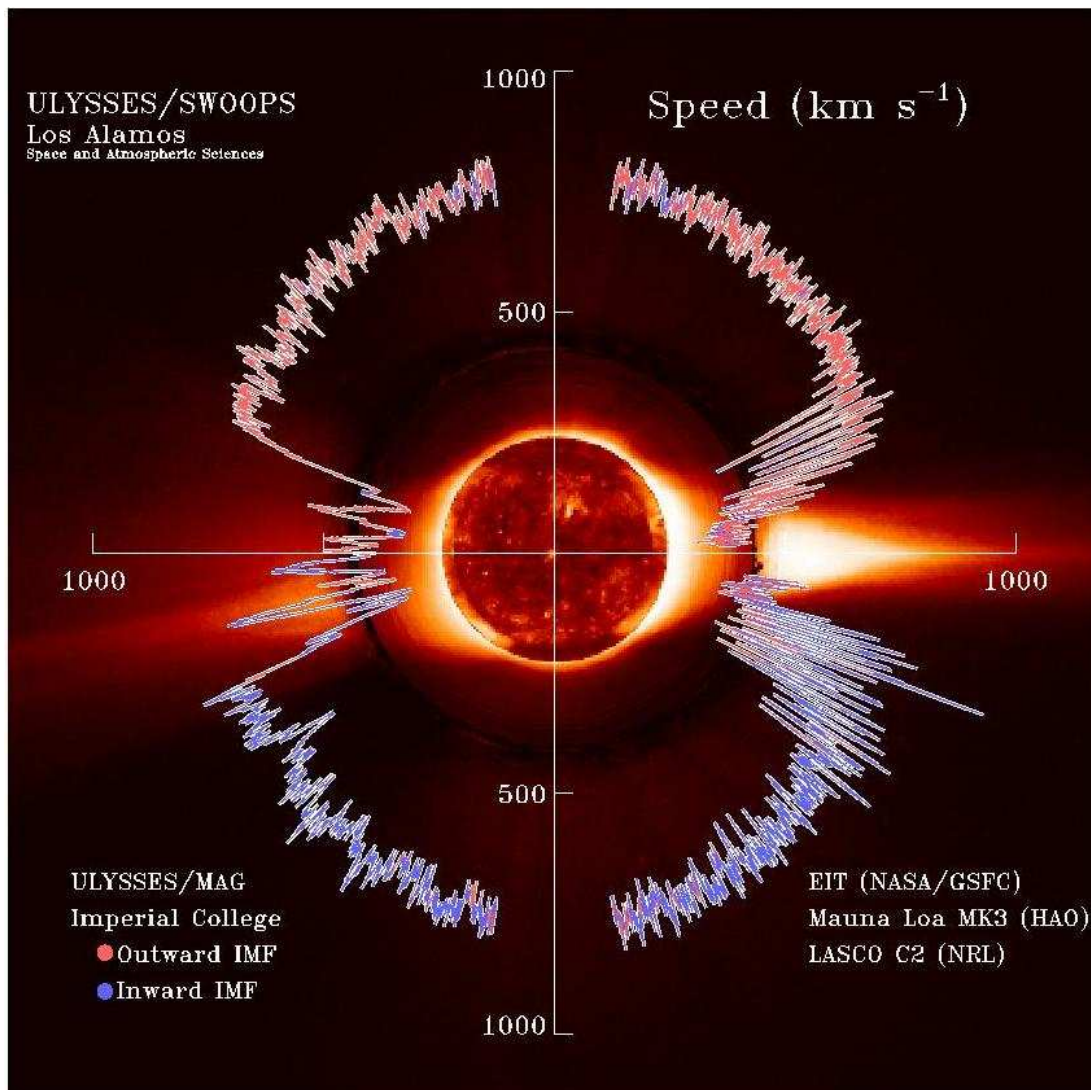


Figure 3.4: Image de la couronne solaire, sur laquelle est superposée un graphique polaire indiquant la vitesse du vent solaire mesurée à 1.5 UA par la sonde *Ulysses*. Les couleurs bleu/rouge indiquent l'orientation de la composante radiale du champ magnétique mesuré dans le vent. Ces données ont été prises en 1996, durant un minimum du cycle d'activité solaire, période durant laquelle le champ magnétique coronal est approximativement dipolaire et aligné à l'axe de rotation du soleil. Source: sci.esa.int/ulysses (domaine public).

magnétiquement ouvertes et donc moins denses, et s'écoule le long du champ magnétique sans avoir à travailler contre la force magnétique; elle se retrouve par conséquent à s'écouler plus rapidement tout en étant moins dense. Cette caractérisation de ces deux composantes du vent solaire est quelque peu simpliste, mais a néanmoins été confirmée dans ses grandes lignes par les mesures effectuées par la sonde *Ulysses*, qui a mesuré *in situ* les propriétés du vent solaire à diverses latitudes et distances héliocentriques. La Figure 3.4 récapitule une série de telles mesures, prises en 1996 lors d'une phase d'activité solaire minimale, quand la couronne prend une forme axisymétrique dipolaire, où une série d'arcades magnétiques chevauchent l'équateur, et les régions polaires sont caractérisées par un champ magnétique ouvert, i.e., les lignes de champ ont un seul point d'ancrage à la photosphère, et s'étirent aux confins du système solaire.

Les trois dernières lignes du Tableau 3.1 listent les températures (cinétiques) des trois principaux constituants plasma du vent solaire, soit les protons, les électrons et les noyaux d'Hélium. Ces températures cinétiques sont définies à partir des mesures de la partie isotropique des composantes de vitesses mesurées, via la relation:

$$kT = \frac{1}{2}mv^2 . \quad (3.10)$$

Le fait que les températures cinétiques ainsi déterminées diffèrent considérablement entre les protons et noyaux d'Hélium indique que le plasma n'est plus en régime collisionnel, et donc que les limites de notre approximation fluide sont atteintes.

Le Tableau 3.1 montre bien que les fluctuations résiduelles attachées aux propriétés physiques des composantes lente et rapide sont beaucoup plus petites que si cette distinction n'est pas faite, mais ces fluctuations demeurent néanmoins substantielles. Elles sont attribuables en partie au passage d'ondes de choc associées à divers phénomènes éruptifs solaires, ainsi qu'à un très large spectre de fluctuations se développant sur des échelles temporelles courtes, allant de la seconde aux minutes. Ces fluctuations ont été interprétées en terme d'une superposition de divers types d'ondes magnétohydrodynamiques, ou encore de turbulence MHD. Comme il est toujours possible, mathématiquement, de représenter un tourbillon turbulent comme une superposition d'ondes formant une base orthogonale complète —on se rappellera que c'est le cas des ondes MHD considérées à la section 2.8,— la distinction physique entre ces deux classes d'explications demeure sujette à controverse.

3.3.2 La solution de Parker

Il s'agit maintenant d'introduire la possibilité d'une expansion radiale dans le modèle polytropique de la couronne développé précédemment. Encore une fois on cherche des solutions stationnaires ($\partial/\partial t = 0$) et caractérisées par une symétrie sphérique ($\partial/\partial\theta = 0$, $\partial/\partial\phi = 0$). Cette symétrie impose que $u_\theta = 0$, et $u_\phi = 0$ (pensez-y bien...). On suppose de nouveau que les densité ρ_0 et température T_0 de la couronne sont connues à sa base ($r = r_0$). La solution recherchée s'applique à un plasma inviscide ($\nu = 0$) et non-magnétisé ($\mathbf{B} = 0$) obéissant à l'équation d'état d'un gaz parfait constitué d'Hydrogène complètement ionisé. On introduit encore une fois une relation polytropique entre la pression et la densité:

$$\left(\frac{p}{p_0}\right) = \left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^\alpha , \quad 1 \leq \alpha \leq \gamma = 5/3 , \quad (3.11)$$

ou, de manière équivalente,

$$\frac{d}{dr} \left(\frac{p}{\rho^\alpha}\right) = 0 , \quad (3.12)$$

avec α constant and spécifié *a priori*, comme auparavant. Ceci implique que la vitesse du son varie avec le rayon héliocentrique selon:

$$c_s^2(r) = \frac{\alpha p}{\rho} = c_{s0}^2 \left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^{\alpha-1} , \quad (3.13)$$

où $c_{s0}^2 \equiv \alpha p_0 / \rho_0$ est la vitesse polytropique du son au rayon de référence. Vu la symétrie sphérique, l'équation de continuité se réduit à

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \rho u_r) = 0, \quad (3.14)$$

ce qui s'intègre immédiatement:

$$\rho r^2 u_r = \text{const}. \quad (3.15)$$

La symétrie sphérique implique également que seule la composante r de l'équation de Navier-Stokes doit être considérée:

$$\rho u_r \frac{\partial u_r}{\partial r} = -\rho \frac{GM}{r^2} - \frac{\partial p}{\partial r}, \quad (3.16)$$

où on a encore supposé un potentiel gravitationnel fixé uniquement par la masse du soleil, i.e., on néglige la contribution gravitationnelle de la masse du plasma coronal. Les équations (3.11) et (3.13) permettent de transformer l'éq. (3.16) sous la forme:

$$\boxed{\frac{\partial u_r}{\partial r} = \frac{u_r}{r} \left[\frac{2c_s^2 - GM/r}{u_r^2 - c_s^2} \right]}. \quad (3.17)$$

Le dénominateur de cette expression devient nul là où la vitesse radiale de l'écoulement devient égale à la vitesse locale du son. Pour éviter divergence de la solution on doit donc exiger que le numérateur soit simultanément nul, sinon on se retrouve avec des accélérations infinies. Le rayon r_s at où ceci se produit est appelé *point sonique*, et est donné par:

$$r_s = \left(\frac{1}{c_{s0}^2} \right)^{2/(5-3\alpha)} \left(\frac{GM}{2} \right)^{(\alpha+1)/(5-3\alpha)} \left(\frac{1}{u_{r0} r_0^2} \right)^{2(\alpha-1)/(5-3\alpha)}, \quad (3.18)$$

où u_{r0} est la vitesse de l'écoulement à la base de la couronne, $r = r_0$. Au point sonique nous avons de surcroît:

$$u_{rs} = c_s(r_s) = \left(\frac{GM}{2r_s} \right)^{1/2}. \quad (3.19)$$

L'étape suivante consiste à réexprimer l'éq. (3.16) sous la forme:

$$\frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{u_r^2}{2} + \frac{c_s^2}{\alpha - 1} - \frac{GM}{r} \right] = 0, \quad (3.20)$$

ce qui s'intègre immédiatement pour produire:

$$\boxed{\frac{u_r^2}{2} + \frac{c_s^2}{\alpha - 1} - \frac{GM}{r} = E}. \quad (3.21)$$

On reconnaît ici une forme du Principe de Bernoulli (voir §1.2.5), où la constante d'intégration E correspond à l'énergie par unité de masse dans l'écoulement. Cette expression récapitule bien l'essence du processus d'accélération du vent coronal: l'énergie thermique du plasma (le terme $c_s^2/(\alpha - 1)$) est convertie en énergie potentielle gravitationnelle (GM/r) et en énergie cinétique de l'écoulement (le terme $u_r^2/2$), l'énergie totale étant conservée, comme il se doit. La contrainte de conservation de la masse (l'éq. (3.15)) couplée à l'éq. (3.13) permet d'exprimer la vitesse du son en fonction de r and u_r uniquement. La solution recherchée peut donc être n'importe quelle fonction $u_r(r)$ qui, lorsque substituée dans l'éq. (3.21), produit une valeur de E constante. Mais comment choisit-on cette valeur?

3.3.3 Calcul d'une solution

La clef dans la construction d'une solution pour un vent coronal transsonique est la réalisation qu'une solution non-singulière *doit* passer par le point sonique. Commençons par évaluer E à la base de l'écoulement et au point sonique:

$$E(r_0, u_{r_0}) = \frac{u_{r_0}^2}{2} - \frac{GM}{r_0} + \frac{c_{s0}^2}{\alpha - 1}, \quad (3.22)$$

$$E(r_s, u_{r_s}) = -\frac{3GM}{4r_s} + \frac{c_{s0}^2}{\alpha - 1} \left(\frac{u_{r_0} r_0^2}{\sqrt{GM/2r_s r_s^2}} \right)^{\alpha-1}, \quad (3.23)$$

où on a fait bon usage de l'éq. (3.19). Comme E doit demeurer constant pour une solution acceptable, les deux membres de droite de ces expressions doivent être égaux, d'où:

$$E(r_s, u_{r_s}) - E(r_0, u_{r_0}) = 0. \quad (3.24)$$

Puisque r_0 , r_s et $u_{r_s} = c_s$ sont connus, ceci définit un problème de recherche de racine pour u_{r_0} . Ce problème s'avère en être un coriace, en vertu du fait que le point sonique r_s est lui-même une fonction nonlinéaire de u_{r_0} (viz. l'éq. (3.18)). Cependant, comme le problème est bien borné, i.e., $0 < u_{r_0} < c_s$, une méthode simple, comme la bissection, fonctionne bien ici. Une telle solution numérique de l'éq. (3.24) nous donne la vitesse u_{r_0} de l'écoulement transsonique à la base de la couronne, après quoi la valeur de la vitesse du vent $u_r(r)$ à tout autre rayon r s'obtient en posant cette fois $E(r, u_r) - E(r_0, u_{r_0}) = 0$, pour un r ($> r_0$) donné. Il s'agit ici encore une fois d'un problème de recherche de racine, pour lequel la méthode de la bissection demeure appropriée.

Il faut remarquer à ce stade que le rayon r_s du point sonique est entièrement déterminé par la vitesse basale de l'écoulement u_{r_0} et la vitesse du son (ou, de manière équivalente, par la température T_0) à la base de la couronne, ainsi que par la valeur choisie pour l'indice polytropic α . Cependant, notez bien que u_{r_0} n'est *pas* un paramètre d'entrée du modèle.

Qu'en est-il maintenant des solutions qui satisfont à l'éq. (3.21), mais pour une valeur de E différente de E_s ? De telles solutions correspondent à des paires de valeurs différentes pour u_{r_0} and c_{s0} , sujettes à la contrainte $E(r_0, u_{r_0}) = \text{const}$. La Figure 3.5 montre les diverses familles de solutions ainsi obtenues. Il existe en fait *deux* solutions transsoniques (traits épais), qui se croisent au point sonique $r = r_s$. La solution accélérante est celle que l'on associe au vent. La solution déccélérante est caractérisée par une température basale plus faible ($T_0 = 8.7 \times 10^5$ K), qui compense pour sa vitesse basale beaucoup plus élevée ($u_{r_0} = 477.7 \text{ km s}^{-1}$). Ces deux solutions transsoniques divisent le plan $[r, u_r]$ en quatre régions. Les solutions de la région I sont supersoniques déjà à la base de la couronne, et le demeurent durant toute l'expansion. Ces solutions, ainsi que la solution transsonique déccélérante qui est également supersonique à la base, peuvent être éliminées basé sur le fait que de telles vitesses supersoniques causeraient des décalages Doppler observables dans les raies spectrales provenant de la base de la couronne, et de tels décalages ne sont pas observés. Les régions II et IV ne "relient" pas la base de la couronne à l'infini, et ne représentent donc pas des solutions physiquement valides. Ceci ne laisse comme possibilités que les solutions de classe III et la solution transsonique accélérante.

Une fois qu'on a reconstruit $u_r(r)$, il est facile d'obtenir des expressions pour les profils (radiaux) de densité, pression et température:

$$\frac{\varrho(r)}{\varrho_0} = \left[1 - \frac{(\alpha - 1)GM}{r_0 c_{s0}^2} \left(1 - \frac{r_0}{r} \right) - \frac{(\alpha - 1)}{2c_{s0}^2} (u_r^2 - u_{r_0}^2) \right]^{1/(\alpha-1)}, \quad (3.25)$$

$$\frac{p(r)}{p_0} = \left[1 - \frac{(\alpha - 1)GM}{r_0 c_{s0}^2} \left(1 - \frac{r_0}{r} \right) - \frac{(\alpha - 1)}{2c_{s0}^2} (u_r^2 - u_{r_0}^2) \right]^{\alpha/(\alpha-1)}, \quad (3.26)$$

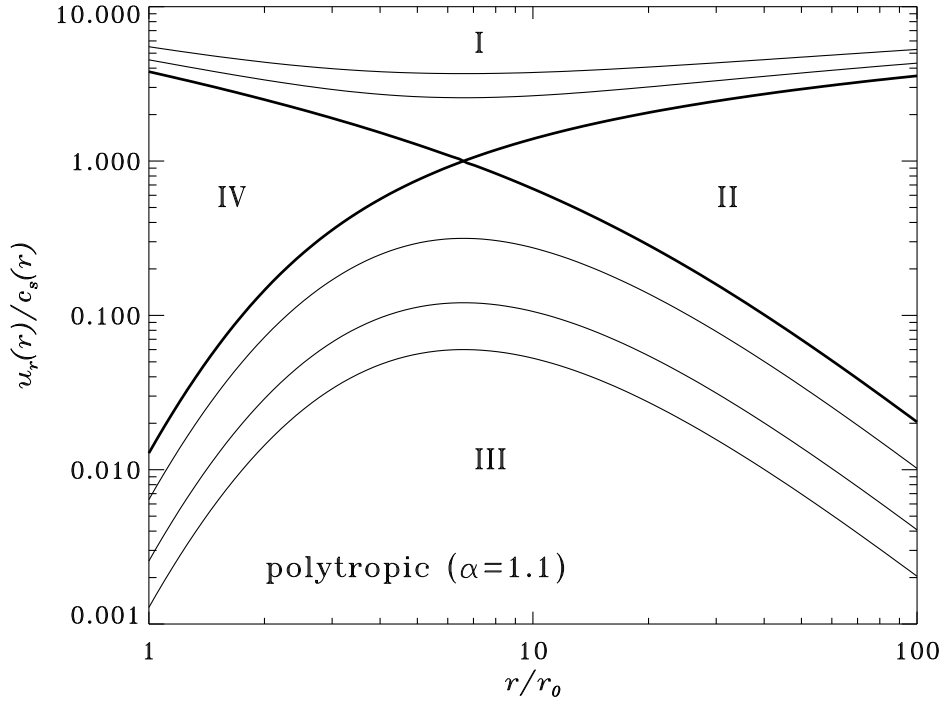


Figure 3.5: Solutions de l'équation (3.21). Les traits épais correspondent aux deux solutions transsoniques qui satisfont à l'éq. (3.24). La solution accélérante, qu'on identifie au vent solaire, à une vitesse radiale de $u_{r0} = 2.12 \text{ km s}^{-1}$ et une vitesse du son $c_{s0} = 165.1 \text{ km s}^{-1}$ à la base de la couronne, le point sonique étant situé à $r_s/r_0 = 6.59$. Les traits minces correspondent à des solutions ayant des paires de valeurs de u_{r0} et c_{s0} différentes des deux solutions transsoniques.

$$\frac{T(r)}{T_0} = \left[1 - \frac{(\alpha - 1)GM}{r_0 c_{s0}^2} \left(1 - \frac{r_0}{r} \right) - \frac{(\alpha - 1)}{2c_{s0}^2} (u_r^2 - u_{r0}^2) \right]^\alpha. \quad (3.27)$$

Ces expressions tiennent autant pour la solution transsonique que pour les solutions de classe III. Ces dernières ont clairement $\lim_{r \rightarrow \infty} u_r \rightarrow 0$ (see Fig. 3.5), ce qui implique qu'asymptotiquement l'éq. (3.26) devient identique à l'éq. (3.9), obtenue dans le cas d'une couronne polytropique en équilibre hydrostatique. Les solutions de classe III souffrent donc du même problème: des pressions asymptotiques beaucoup trop élevées pour être équilibrées par le milieu interstellaire, et donc doivent être déclarées inappropriées.

Tout ça ne nous laisse donc que la solution transsonique comme seule option. Ses profils de densité, pression et température sont portés en graphique sur la Figure 3.6, avec en traits pointillés, aux fins de comparaison, les profils correspondants pour une couronne polytropique en équilibre hydrostatique ayant les mêmes valeurs de α et T_0 . Sous le point sonique ($r < r_s$) on peine à différencier les deux groupes de profils, mais leur divergence s'établit très nettement au delà du point sonique, reflétant l'influence dynamique de l'écoulement radial.

3.3.4 Perte de masse

Une conséquence importante d'un vent comme celui qu'on vient de calculer est qu'il extrait de la masse de son étoile. Toujours sous l'hypothèse de symétrie sphérique, le taux de perte de masse est donné par:

$$\dot{M} = 4\pi r_0^2 \rho u_{r0}, \quad [\text{kg s}^{-1}]. \quad (3.28)$$

Pour la solution de type vent solaire construite plus haut, on trouve $\dot{M} = 10^{-14} M_\odot \text{ yr}^{-1}$, ce qui implique une perte totale de masse durant toute la phase séquence principale du soleil

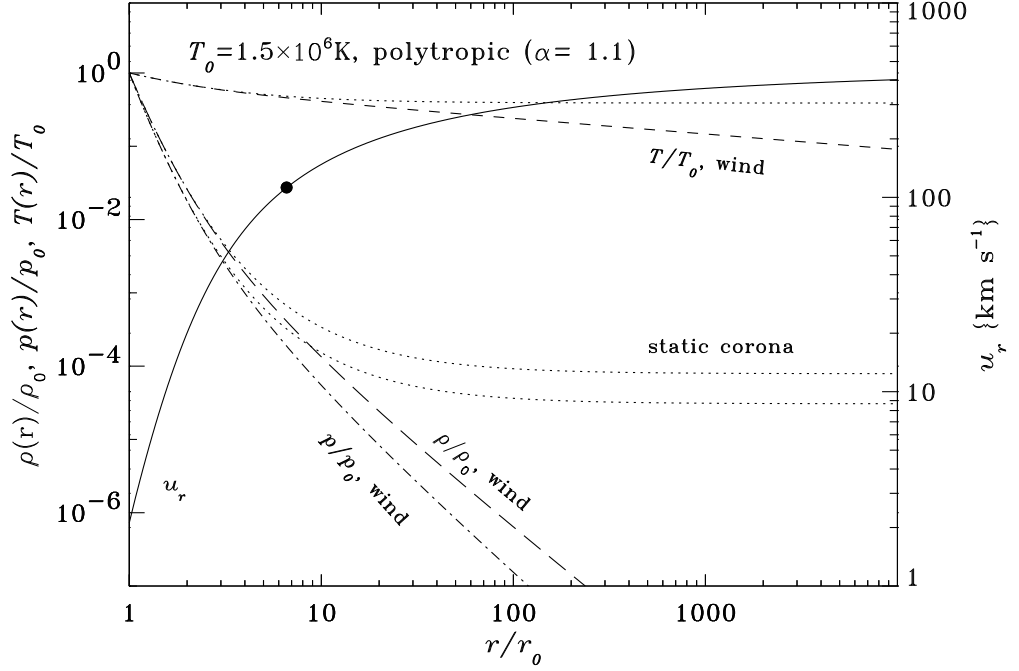


Figure 3.6: Profils complets de la solution de vent transsonique accélérante de la Fig. 3.5. Les traits pointillés indiquent les profils correspondants pour une couronne polytropic hydrostatique ayant les mêmes valeurs de α et T_0 . Le point noir indique le point sonique.

totalisant environ $10^{-4} M_{\odot}$, si l'on suppose que ce taux ne varie pas durant son évolution; on verra cependant un peu plus loin que durant la turbulente jeunesse des étoiles de type solaire, les taux de perte de masse sont probablement plus élevés.

3.3.5 Comportement asymptotique et existence des vents transsoniques

Dans le but d'établir le comportement asymptotique du vent coronal, on revient à notre méthode désormais familière, soit poser l'égalité du membre de gauche de l'éq. (3.21) évalué à r_0 et dans la limite $r \rightarrow \infty$:

$$\frac{u_{r0}^2}{2} - \frac{GM}{r_0} + \frac{c_{s0}^2}{\alpha - 1} = \lim_{r \rightarrow \infty} \left[\frac{u_r^2}{2} - \frac{GM}{r} + \frac{c_{s0}^2}{\alpha - 1} \left(\frac{u_{r0} r_0^2}{u_r r^2} \right)^{\alpha-1} \right]. \quad (3.29)$$

On se rappellera que l'énergétique du vent consiste à convertir en énergie cinétique de l'écoulement tout l'excès d'énergie thermique n'étant pas utilisé pour sortir du puit de potentiel gravitationnel du soleil. Au mieux, en bout de ligne toute l'énergie thermique sera ainsi utilisée, ce qui implique $u_r \gg c_s$ à grandes distances. De plus, on a $\lim_{r \rightarrow \infty} u_r \gg u_{r0}$ et $u_{r0} \ll c_{s0}$, donc à un bon niveau d'approximation l'éq. (3.29) donne:

$$\lim_{r \rightarrow \infty} u_r \equiv u_{r\infty} = \left(\frac{2c_{s0}^2}{\alpha - 1} - \frac{2GM}{r_0} \right)^{1/2}. \quad (3.30)$$

Ceci démontre que la vitesse du vent tend vers une valeur constante dans la limite $r \rightarrow \infty$. D'autre part, les pression et densité chutent également rapidement avec la distance (voir Fig. 3.6). On arrivera inévitablement à un point où le flux total de quantité de mouvement dans le vent, $\propto p + \rho u^2/2$, chutera sous la pression du milieu interstellaire; le vent doit alors stopper.

Comme il est supersonique, ce freinage se produit initialement sous la forme d'une onde de choc qui, effectivement, "connecte" la branche supersonique du vent à sa branche subsonique, les conditions physiques du plasma de chaque coté de ce choc devant satisfaire aux relations de Rankine-Hugoniot établies à la §1.3.3. C'est le *choc terminal*. La sonde *Voyager I*, lancée en 1977, l'a traversé en 2004 à 94 UA du soleil, tandis que *Voyageur 2*, lancé aussi en 1977, l'a traversé en 2007 à 76 UA. La forme asymétrique de la surface du choc terminal reflète en partie la dépendance latitudinale du vent introduite par le champ magnétique solaire (on verra comment sous peu à la §3.4), ainsi qu'au déplacement du système solaire dans le disque de notre galaxie.

De toute évidence, une solution de type vent doit avoir $u_{r\infty} > 0$ pour tout r , d'où:

$$\frac{c_{s0}^2}{\alpha - 1} - \frac{GM}{r_0} \geq 0. \quad (3.31)$$

Pour $\alpha = 1.1$, ceci se traduit en $T_0 \gtrsim 9 \times 10^5$ K. De surcroît, une solution accélérante exige aussi $du_r/dr > 0$ à la base de la couronne. Sur la base de l'éq. (3.17), on en déduit qu'on doit aussi avoir

$$2c_{s0}^2 - \frac{GM}{r_0} < 0, \quad (3.32)$$

ce qui exige que $T_0 \lesssim 5 \times 10^6$ K. On en conclut qu'une solution transsonique ne peut exister que dans un intervalle de température coronale basale donné par:

$$\left(\frac{\alpha - 1}{\alpha}\right) \frac{GM\mu m_p}{kr_0} \leq T_0 < \left(\frac{1}{2\alpha}\right) \frac{GM\mu m_p}{kr_0} \quad (3.33)$$

Que se passe-t-il à l'extérieur de cet intervalle ? La borne inférieure correspond au critère obtenu à la §3.2, soit celui déterminant la possibilité d'avoir une couronne en équilibre hydrostatique. La borne supérieure est plus délicate à interpréter physiquement. Elle correspond à une température coronale limite au dessus de laquelle une solution transsonique stationnaire n'est plus possible. Imaginons qu'un mécanisme quelconque puisse soudainement pousser la couronne solaire au delà de cette limite; toute la couronne "exploserait" alors, produisant un écoulement dépendant fortement du temps, et se développant certainement en une forme d'onde de détonation comme dans le cas considéré à la §1.3.3. En examinant de plus près l'éq. (3.33), on réalise aussi que pour qu'il puisse exister un intervalle fini de température à l'intérieur duquel la double inégalité puisse être satisfaite, on doit absolument avoir $\alpha \leq 3/2$, et ce indépendamment de la température T_0 à la base de la couronne.

Toutes ces contraintes se traduisent en une région relativement restreinte dans le plan $[T_0, \alpha]$ où peuvent exister des solutions de type vent transsonique stationnaire. Ceci est illustré sur la Figure 3.7. La contrainte "thermodynamique" sur α ($\leq \alpha \leq 5/3$ pour un gaz parfait monoatomique) restreint les solutions à la région située sous le trait pointillé horizontal; l'équation (3.31) (vitesse asymptotique finie) restreint les solutions à la droite du trait en point+tirets; l'équation (3.32) (accélération subsonique à r_0) confine les solutions à la gauche du trait en tirets. La région I correspond aux couronnes en équilibre hydrostatique d'étendue radiale finie, tel que discuté à la §3.2. Dans les régions III et IV, aucune solution de type vent stationnaire n'est possible. Les solutions acceptables se retrouvent donc confinées à la région II du plan $[T_0, \alpha]$.

3.3.6 Énergétique polytropique

Nous avons maintenant en main une solution de vent coronal qui semble excellente, cependant à ce stade nous n'avons aucune idée si l'énergétique de ces solutions est raisonnable physiquement. En effet, les solutions de vent transsonique obtenues ci-dessus ne satisfont pas à l'équation de conservation de l'énergie pour un fluide compressible dans sa forme générale (soit l'éq. (1.56)), puisque dans notre processus de solution nous avons effectivement remplacé cette équation

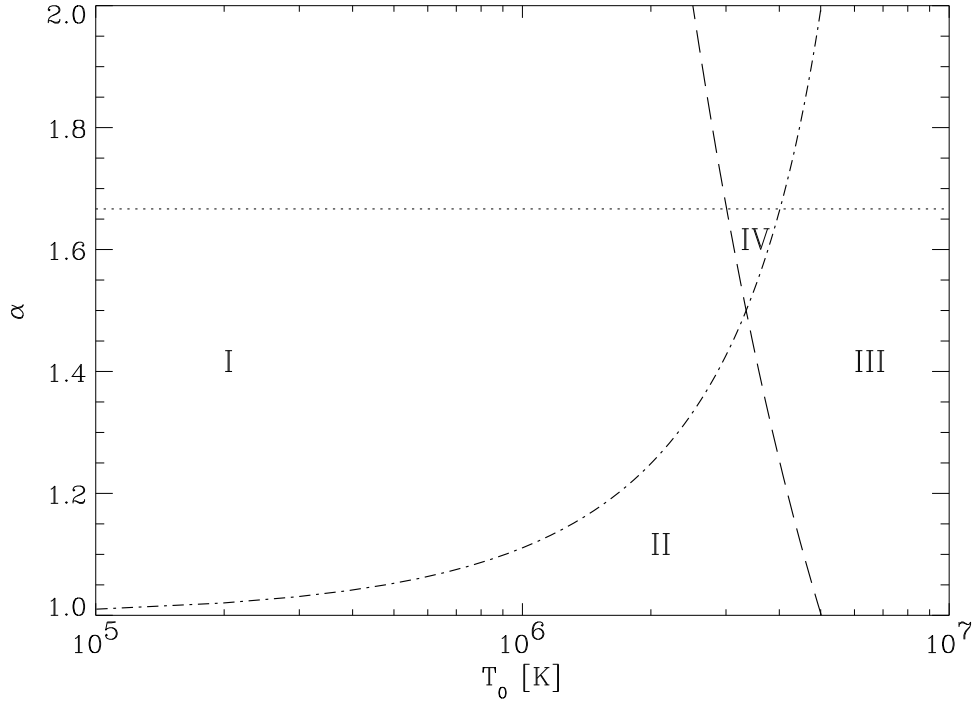


Figure 3.7: Espace de paramètres $[T_0, \alpha]$ cartographiant le domaine à l'intérieur duquel l'existence de vents stationnaires transsoniques est possible. Il s'agit ici de la région II, telle que définie par la double inégalité (3.33); pour qu'une telle région puisse exister, on doit aussi avoir $1 \leq \alpha \leq 3/2$, indépendamment du choix de température basale T_0 (voir texte). Notez que la numérotation I—IV ici n'a rien à voir avec celle utilisée à la Figure 3.5.

par l'approximation polytropicque (3.11). Tel que discuté précédemment, cette approximation implique implicitement une source d'énergie qui maintient la température du plasma en dépit du refroidissement normalement associé à l'expansion. On peut cependant, *a posteriori*, utiliser l'équation de la conservation de l'énergie pour calculer la forme du terme source thermique $s(r)$ qui *aurait du* y apparaître pour que cette dernière soit satisfaite. Si on néglige la conduction thermique, et demeurant toujours dans le régime stationnaire ($\partial/\partial t = 0$) La forme conservative de l'équation de conservation de l'énergie (1.56) peut se manipuler sous la forme hybride:

$$\nabla \cdot \left[\rho \mathbf{u} \left(\frac{1}{2} \mathbf{u}^2 + \frac{3p}{2\rho} \right) \right] + \nabla \cdot (p\mathbf{u}) - \rho \mathbf{u} \cdot \nabla \Phi = s(r), \quad (3.34)$$

où Φ est le potentiel gravitationnel. On a maintenant inclus explicitement l'énergie cinétique du vent (terme $\propto u^2$ dans la divergence du flux énergétique), et $s(r)$ est un terme de chauffage volumique (unités $\text{J s}^{-1} \text{m}^{-3}$), ajouté ici explicitement au membre de droite. Il s'agit maintenant de substituer les profils de $u(r)$, $p(r)$ et $\rho(r)$ (voir Fig. 3.6) dans tous les termes au membre de gauche, et de calculer explicitement toutes les dérivées (e.g., par différences finies). On retire de cet exercice le profil du terme source $s(r)$ associé à cette solution, et donc nécessaire pour satisfaire la forme générale de l'équation de conservation de l'énergie. La Figure 3.8 montre de tels profils de $s(r)$, pour quelques solutions de vent transsonique ayant toutes $T_0 = 1.5 \times 10^6 \text{ K}$ et quelques différentes valeurs de α . La quantité totale d'énergie pompée dans la couronne par unité de temps, soit la puissance développée par notre mystérieux mécanisme de chauffage coronal, est donné par l'intégrale:

$$S(\alpha, T_0) = 4\pi \int_{r_0}^{\infty} s(\alpha, T_0; r) r^2 dr. \quad [\text{J s}^{-1}] \quad (3.35)$$

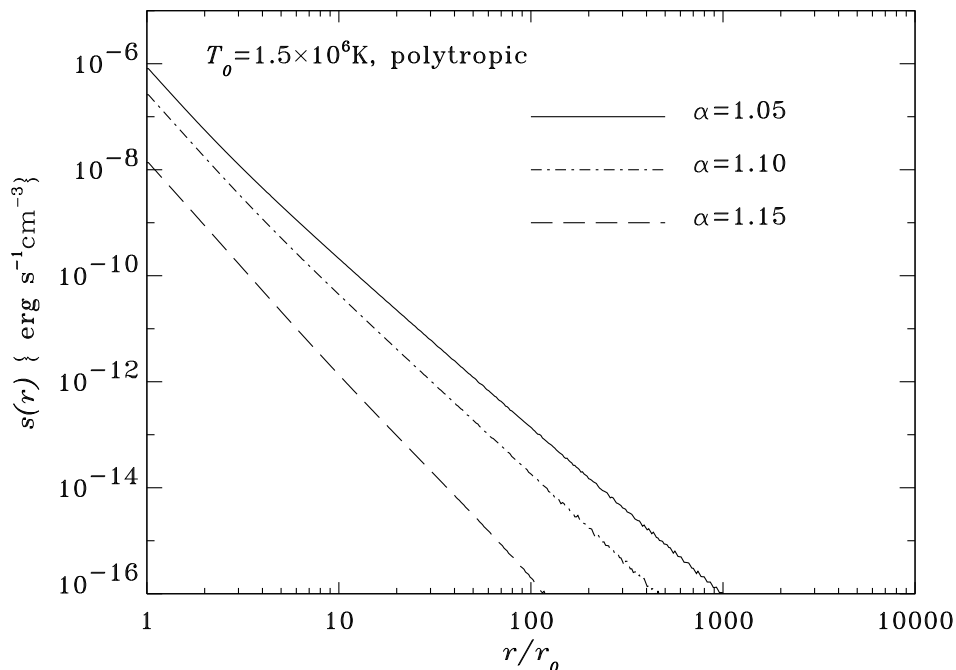


Figure 3.8: Profil radial du terme source thermique implicite à l'approximation polytropique, pour des solutions de vents transsoniques construites utilisant diverses valeurs de l'indice polytropique α . La température coronale basale est $T_0 = 1.5 \times 10^6$ K dans tous les cas.

Le calcul (numérique) de cette intégrale donne $S = 1.1 \times 10^{21}$, 2.3×10^{20} , et 8.7×10^{19} J s^{-1} pour $\alpha = 1.05$, 1.1 , et 1.15 respectivement. Dans tous les cas ceci est moins de 10^{-5} de la luminosité solaire, ce qui est rassurant. Il est également intuitivement satisfaisant que ce terme de chauffage soit maximal à la base de la couronne et décroisse très rapidement avec le rayon (notez l'échelle verticale logarithmique !), puisque le chauffage origine ultimement de la photosphère solaire.

3.3.7 Comparaison avec le vent solaire

Il est plus que temps de comparer quantitativement notre solution de vent coronal transsonique aux propriétés observées du vent solaire à 1 UA, telles que tabulées précédemment (Tableau 3.1). Le Tableau 3.2 ci-dessous liste les vitesse radiale, densité et température à quelques distances héliocentriques (dont évidemment 1 UA $\equiv r_{\oplus}$) pour la solution de la Fig. 3.6. Notre solution se compare surprenamment bien aux vitesse et densité observées pour la composante lente du vent. On rate cependant par un facteur 10 au niveau de la température (c'est celle des protons à laquelle on doit comparer ici). Ce peut être une conséquence de notre utilisation de l'approximation polytropique avec α constant, mais on a aussi déjà noté que les températures des protons, électrons et noyaux d'hélium diffèrent de manière significative dans le vent solaire à 1 UA, signe certain que le problème pourrait bien être plus fondamental, plus spécifiquement au niveau de l'approximation fluide même.

Tableau 3.2
La solution de vent coronal transsonique de Parker

r	u_r [km s ⁻¹]	N [10 ⁶ m ⁻³]	T [K]
r_0	2.1	10 ⁸	1.5 × 10 ⁶
r_s	113	4 × 10 ⁴	6.8 × 10 ⁵
r_{\oplus}	315	16	3.1 × 10 ⁵
10 r_{\oplus}	377	0.12	1.9 × 10 ⁵

C'est donc la composante rapide du vent solaire qui demeure difficile à expliquer. Dans le cadre du modèle développé ici, la seule option est d'augmenter la température basale T_0 , mais ceci est exclu par les observations spectroscopiques de la couronne. Plusieurs solutions alternatives ont cependant été identifiées pour suraccélérer le vent à 1 UA. L'absorption d'ondes acoustiques ou magnétohydrodynamiques (cf. §2.8), par exemple, peut déposer de la quantité de mouvement et/ou de l'énergie thermique à la fois dans la basse couronne (ondes acoustiques/magnétoacoustiques) ou loin dans le vent (ondes d'Alfvén). Il existe une vaste littérature sur ce sujet; on peut en tirer les conclusions générales suivantes:

- L'ajout de quantité de mouvement dans la région subsonique du vent ($r < r_s$) augmente le flux de masse, mais pas la vitesse asymptotique du vent (ou même à 1 UA);
- L'ajout de quantité de mouvement ou d'énergie dans la région supersonique du vent ($r > r_s$) augmente la vitesse asymptotique mais pas le flux de masse;

C'est très bien tout ça, mais comment arrive-t-on à produire ces ajouts d'énergie ou de quantité de mouvement en pratique ? C'est ici où les champs magnétiques arrivent à la rescousse.

3.4 Vents coronaux magnétisés

Jusqu'ici nous avons étudié la dynamique des vent coronaux sans prendre en considération le champ magnétique, même si on a déjà mentionné que ce dernier est un agent structurant important, voire dominant, dans la couronne. Il est temps de remédier à cette situation; dans cette section nous considérerons deux cas limites, correspondant à une dynamique dominée soit par le champ magnétique, soit le plasma. Un concept-clef sous-jacent à tout ce qui suit remonte au théorème d'Alfvén (§2.7), soit le "gel" du champ magnétique dans un plasma en régime MHD idéal. C'est clairement le régime dans lequel se retrouve le plasma coronal, en raison de sa très haute température, conduisant à une très bonne conductivité électrique (dans le sens $R_m \gg 1$).

3.4.1 Le plasma- β

Dans l'idée de pouvoir simplifier le problème, la première chose à se demander est si il existe une manière simple de déterminer si la dynamique est complètement dominée par le plasma ou par le champ magnétique. Une mesure souvent utilisée est le *plasma- β* , soit le rapport entre la densité d'énergie du plasma et celle du champ magnétique. Dans le contexte d'un vent coronal on écrirait:

$$\beta = \frac{2\mu_0(p + u^2/2)}{\mathbf{B}^2}. \quad (3.36)$$

En régime MHD idéal, le théorème d'Alfvén s'applique et le champ magnétique est donc gelé dans le plasma. On peut alors s'attendre à ce que dans le régime $\beta \gg 1$, le plasma entraîne le champ magnétique avec lui; tandis qu'à l'autre limite, $\beta \ll 1$, le champ magnétique entraîne le fluide, ou le contraint à s'écouler le long de ses lignes de champ. Dans quel régime la couronne solaire se trouve-t-elle ?

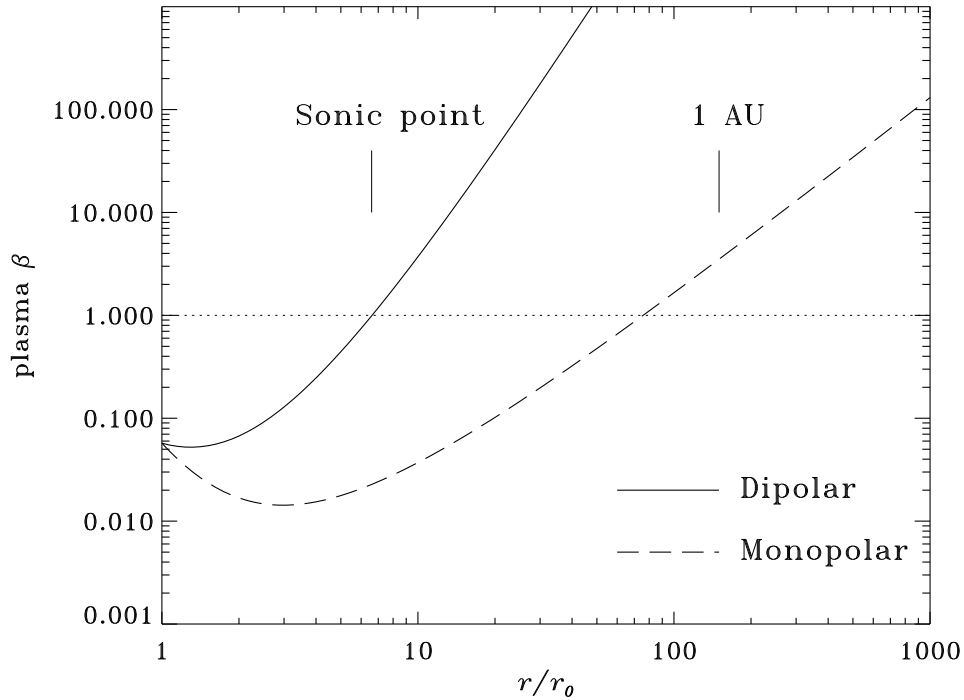


Figure 3.9: Variations du plasma- β dans la couronne et le vent solaire. L'énergie du plasma est calculée à partir de la solution polytropique de la Fig. 3.6, et l'énergie magnétique suppose un champ magnétique basal d'intensité 10^{-3} T, en configuration soit monopolaire (décroissance en $1/r^2$) ou dipolaire ($\propto 1/r^3$). Dans un cas comme dans l'autre, le champ magnétique domine la dynamique ($\beta \ll 1$) dans la basse couronne, mais c'est le plasma qui domine ($\beta \gg 1$) au delà du point sonique, incluant à l'orbite terrestre.

La Figure 3.9 porte en graphique la variation radiale du plasma- β pour la solution de vent coronal polytropique obtenue précédemment à la §3.3, et en supposant pour le champ magnétique une configuration soit de type monopolaire (trait en tirets), soit dipolaire (trait plein), dans les deux cas avec une intensité photosphérique de 10^{-3} T. Dynamiquement ce genre de juxtaposition est ridicule, mais du point de vue du calcul approximatif du plasma- β ça peut encore aller. Quelle que soit la configuration magnétique considérée, la Figure 3.9 montre clairement que dans la basse couronne $\beta \ll 1$, donc le champ magnétique contrôle la forme de l'écoulement, tandis qu'au delà du point sonique, $\beta \gg 1$ et donc c'est l'écoulement qui déformera le champ magnétique jusqu'à ce que \mathbf{u} et \mathbf{B} soient parallèles l'un à l'autre. Dans la région $\beta \sim 1$, il n'y a pas de compromis possible et on doit composer avec toute la complexité résultant des interactions entre l'écoulement et le champ magnétique. Il sera donc sage de commencer par examiner les régimes extrêmes $\beta = 0$, $\beta \ll 1$, et $\beta \rightarrow \infty$.

3.4.2 Le cas $\beta = 0$: solutions magnétostatiques

En guise de point de départ à notre étude du confinement magnétique des vents, on considère tout d'abord une situation stationnaire ($\partial/\partial t = 0$) où la dynamique est complètement contrôlée par le champ magnétique, i.e., $\beta = 0$. Dans une telle situation le problème se réduit à établir une solution à force nulle soumise à une condition limite donnée sur \mathbf{B} à la base de la couronne. Le défi est de produire ainsi une configuration coronale qui ressemble à celles qu'on observe, e.g. la Fig. 3.4: une configuration dipolaire et axisymétrique ($\partial/\partial\phi = 0$), avec un champ magnétique ouvert au dessus des pôles, et une ceinture d'arcades magnétiques fermées chevauchant l'équateur, ces dernières s'ouvrant radialement au delà d'une certaine distance au

dessus de la base de la couronne.

C'est tout un contrat, mais de telles solutions magnétostatiques ont bel et bien été développées. Une famille de solutions à force nulle qui satisfait aux contraintes énumérées ci-dessus peut être construite à partir d'un champ potentiel (donc pour lequel $\mathbf{J} = 0$; voir §2.3 au besoin), auquel on ajoute des nappes de courant électrique judicieusement positionnées. Travaillant en coordonnées sphériques polaires (r, θ, ϕ) , le point de départ est la définition du champ magnétique axisymétrique $\mathbf{B}(r, \theta)$ en terme d'une **fonction génératrice** $Z(r, \theta)$ également axisymétrique:

$$\mathbf{B}(r, \theta) = \frac{f_B B_0}{r \sin \theta} \left[\frac{1}{r} \frac{\partial Z}{\partial \theta} \hat{\mathbf{e}}_r - \frac{\partial Z}{\partial r} \hat{\mathbf{e}}_\theta \right]. \quad (3.37)$$

Une telle expression satisfait identiquement la contrainte $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$, et Z peut être interprété physiquement comme la composante ϕ d'un potentiel vecteur tel que $\mathbf{B} = \nabla \times (Z \hat{\mathbf{e}}_\phi)$. Il ne s'agit ici de rien de plus compliqué que la partie poloidale de la séparation poloidale/toroidale introduite à la §2.9. Sous cette représentation Z demeure constant sur chaque ligne de champ magnétique, chaque valeur de Z définissant donc une ligne de champ. C'est là une propriété intéressante, surtout quand vient le temps de porter en graphique les lignes de champ magnétique. La fonction génératrice même est construite à partir de deux composantes:

$$Z(r, \theta; a_1, a_2) = Z_1(r, \theta; a_1) + Z_2(r, \theta; a_2) \quad (3.38)$$

où a_1 et a_2 sont des facteurs d'échelle, et

$$Z(r, \theta; a) = r(1 - v^2) \left[(1 + u^2) \operatorname{atan} \left(\frac{1}{u} \right) - u \right] - \frac{\pi a^2 \sin^2 \theta}{2} \frac{1}{r} + 2a\eta, \quad (3.39)$$

avec

$$u^2 = -\frac{1}{2} \left(1 - \frac{a^2}{r^2} \right) + \frac{1}{2} \left[\left(1 - \frac{a^2}{r^2} \right)^2 + \frac{4a^2}{r^2} \cos^2 \theta \right]^{1/2}, \quad (3.40)$$

$$v^2 = -\frac{1}{2} \left(\frac{a^2}{r^2} - 1 \right) + \frac{1}{2} \left[\left(\frac{a^2}{r^2} - 1 \right)^2 + \frac{4a^2}{r^2} \cos^2 \theta \right]^{1/2}, \quad (3.41)$$

$$\eta^2 = -\frac{1}{2} \left(\frac{r^2}{a^2} - 1 \right) + \frac{1}{2} \left[\left(\frac{r^2}{a^2} - 1 \right)^2 + \frac{4r^2}{a^2} \cos^2 \theta \right]^{1/2}. \quad (3.42)$$

Une séquence de solutions n'impliquant qu'un seul paramètre peut être formulée en fixant le rapport des deux paramètres d'échelle a_1 et a_2 , par exemple $a_1 = a/2$ et $a_2 = a$. La Figure 3.10 présente 4 membres d'une telle séquence de solutions magnétostatiques, pour des valeurs croissantes du paramètre a . Ces solutions sont de bonnes représentations qualitatives du champ magnétique coronal en période d'activité minimale, comme sur la Fig. 3.4.

Ceux/celles désirant tester leurs habiletés en calcul analytique de dérivées peuvent s'amuser à vérifier que cette solution est sans courants ($\nabla \times \mathbf{B} = 0$) partout sauf dans le plan équatorial, au delà d'un rayon a mesurant la hauteur maximale de la région magnétiquement fermée. Cependant, dans cette région on a $\mathbf{B} = 0$, donc le champ y est bel et bien à force nulle puisque $\mathbf{J} \times \mathbf{B} = 0$.

On a déjà fait connaissance avec de telles nappes de courants dans le cadre de notre discussion de la reconnexion magnétique (§2.10). Ce sont des structures particulières que l'on rencontrera de nouveau à quelques reprises dans les chapitres à venir, et qui peuvent jouer un rôle important dans la dissipation du champ magnétique. Leur formation est souvent inévitable dans la limite MHD idéale lorsqu'un champ magnétique est soumis à un forçage mécanique. La Figure 3.11 est une représentation schématique d'une toute petite portion de la nappe de

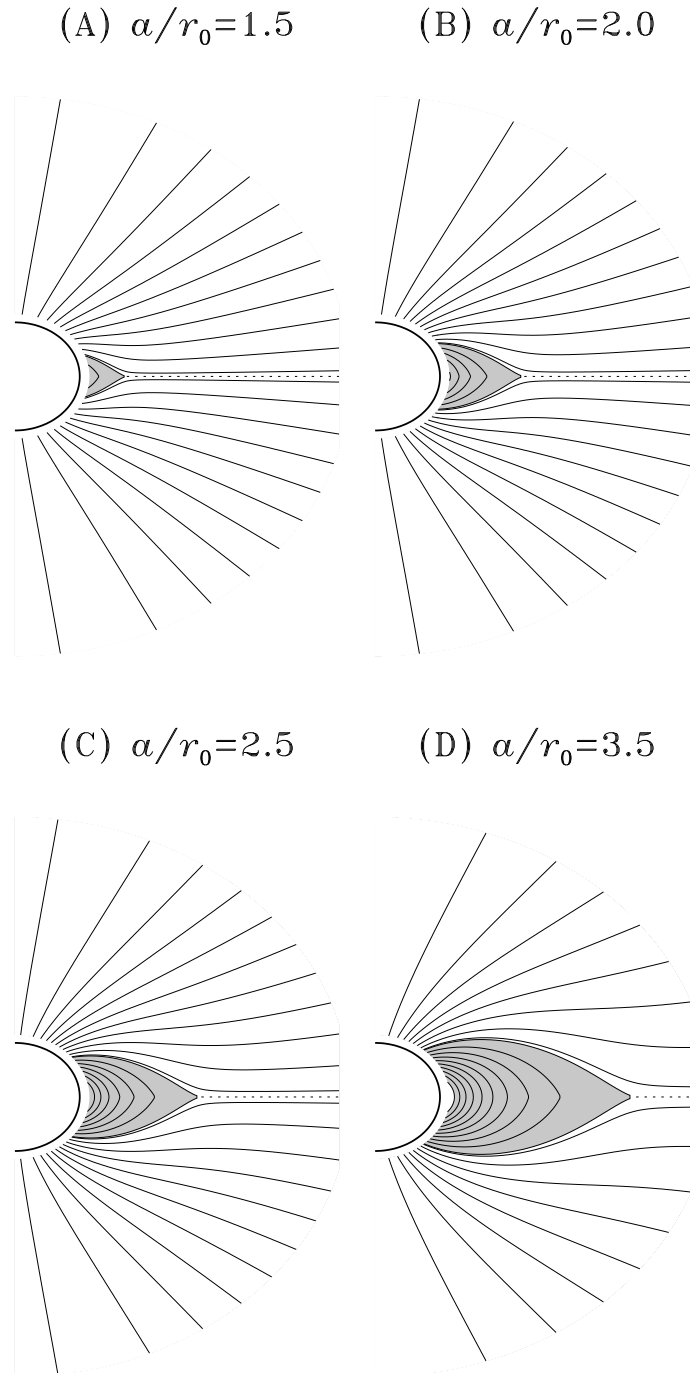


Figure 3.10: Quatre solutions magnétostatiques, telles que définies par les éqs. (3.37)—(3.42), pour des valeurs croissantes du paramètre α , tel qu'indiqué. Les régions en gris sont traversées par des lignes de champ magnétique fermées, i.e., ayant leurs deux extrémités ancrées à la photosphère. Le trait pointillé marque la position de la nappe de courant équatoriale.

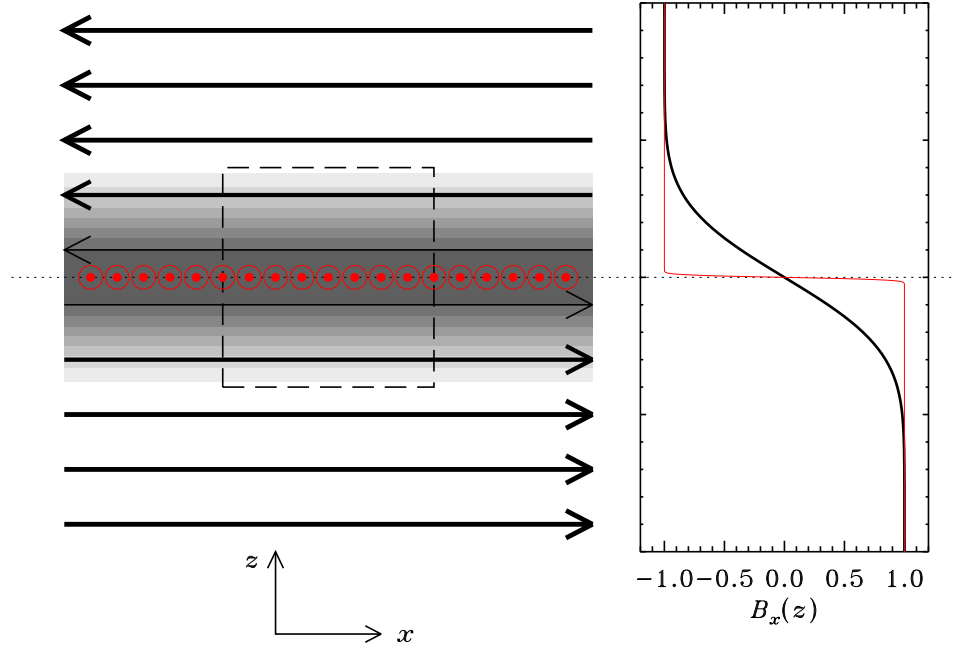


Figure 3.11: Représentation schématique d'une petite portion de la nappe de courant équatoriale présente au delà de $r = a$ dans les solutions de la Figure 3.10. Dans le système de coordonnées cartésiennes utilisé ici, x représente la direction radiale et z la direction perpendiculaire au plan équatorial. Le champ magnétique prédominamment horizontal (radial) change de signe de chaque coté du plan équatorial; la loi d'Ampère exige donc la présence d'une densité de courant (dégradé de gris) dans la direction azimuthale (ici perpendiculaire au plan de la page). Dans la limite où le champ magnétique inverse sa direction de manière discontinue dans le plan équatorial (profil en rouge à droite), l'épaisseur de la nappe de courant tend vers zéro (voir texte).

courant équatoriale qui est présente dans les solutions magnétostatiques de la Fig. 3.10. Sur ce schéma la direction horizontale (x) correspond à la direction radiale, et la verticale (z) est perpendiculaire au plan équatorial. Le graphique à droite illustre la variation de la composante x du champ magnétique en fonction de z (trait noir).

Considérons maintenant le carré en tirets comme un parcours d'intégration le long duquel on évalue la circulation du champ magnétique:

$$\Gamma_B = \oint_{\gamma} \mathbf{B} \cdot d\mathbf{l} . \quad (3.43)$$

Pour une orientation antihoraire du parcours d'intégration, cette intégrale sera clairement positive. La loi d'Ampère (sous forme intégrale) nous informe que cette circulation de \mathbf{B} sur γ est égale au courant électrique net traversant la surface S délimitée par γ , autrement dit:

$$\oint_{\gamma} \mathbf{B} \cdot d\mathbf{l} = \mu_0 \int_S \mathbf{J} \cdot \hat{\mathbf{n}} dS . \quad (3.44)$$

Donc il doit exister une densité de courant sortant de la page, tel qu'indiqué sur la Figure 3.11 par les teintes de gris. Dans la limite où \mathbf{B} varie de manière discontinue dans le plan équatorial (profil en rouge sur le graphique de droite), l'épaisseur de cette nappe de courant tendra vers zéro. C'est dans ce sens que les solutions magnétostatiques de la Fig. 3.10 sont potentielles

partout sauf dans une nappe de courant équatoriale... dont l'épaisseur devient nulle dans la limite de la MHD idéale.

De quoi auraient l'air les configurations magnétostatiques de la Figure 3.10 loin au delà de la région fermée, i.e. $r \gg a$? On peut vérifier que le champ devient radial et décroît en $1/r^2$... comme le ferait un celui d'un monopôle magnétique. Cependant cette solution satisfait bien $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$, autrement dit le flux magnétique à travers n'importe quelle surface fermée, coquilles sphériques incluses, est nul. Ceci peut paraître paradoxal à prime abord, mais il ne faut pas perdre de vue que ce champ radial à grande distances provient ultimement de la partie ouverte d'un champ supposé dipolaire au rayon de référence r_0 . Le signe de la composante radiale B_r change donc de signe, de manière discontinue, de chaque côté du plan équatorial, le flux magnétique étant le même, à un signe près, dans chaque hémisphère. Ce genre de configuration magnétique est appelée "split monopole" dans la littérature. Les mesures effectuées *in situ* par la sonde Ulysses (Fig. 3.4) sont en bon accord avec cette vision générale de l'héliosphère.

Tout ça peut sembler très artificiel, mais nous aurons l'occasion d'examiner plus loin de véritables solutions MHD de vent coronaux en configuration magnétique dipolaire qui développent des solutions stationnaires dans lesquelles le champ magnétique adopte une configuration ressemblant fort à celles produites ici en régime magnétostatique. Notons en particulier qu'une nappe de courant équatoriale est bel et bien observée à l'orbite terrestre. Cette nappe de courant équatoriale se développe de manière naturelle suite à l'ouverture des arcades magnétiques coronales par le forçage mécanique exercé par le vent solaire en expansion; dynamiquement c'est en fait la situation inverse de celle caractérisant les solutions magnétostatiques de la Figure 3.10, où une nappe de courant est introduite artificiellement dans le plan équatorial, pour forcer l'ouverture radiale des lignes de champ magnétique; mais dans les deux cas, on a toujours $\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J}$.

3.4.3 La limite $\beta \ll 1$: tubes de flux

Que se passera-t-il si on ajoute maintenant un plasma coronal aux solutions magnétostatiques de la Fig. 3.10, mais dans le régime $\beta \ll 1$ où le champ magnétique domine toujours la dynamique. La configuration magnétique demeurera inchangée car le plasma ne peut déformer les lignes de champ, et ne pourra donc que s'écouler le long du champ magnétique puisque dans le régime MHD idéal le plasma et le fluide sont mutuellement gelés l'un dans l'autre. Tout plasma ajouté "a posteriori" à nos solutions magnétostatiques se comportera donc très différemment si il se retrouve sur une ligne de champ s'ouvrant vers l'infini, que sur une ligne faisant partie d'une arcade magnétique fermée chevauchant le plan équatorial.

Dans les régions magnétiquement fermées, et sous l'hypothèse que les conditions physiques à la base de la couronne (densité, température, etc.) sont indépendantes de la latitude, les seules solutions stationnaires ($\partial/\partial t \equiv 0$) possibles sont des solutions d'équilibre où le plasma est au repos ($\mathbf{u} = 0$), conservation de la masse oblige. Dans le cas des solutions magnétostatiques à force nulle considérées précédemment, on retombe alors sur un simple équilibre hydrostatique, comme à la §3.2; si le champ n'est pas à force nulle, alors l'éq. (3.14) doit être modifiée pour inclure la force de Lorentz, mais la solution ne peut que demeurer statique ($\mathbf{u} = 0$).

Dans les régions magnétiquement ouvertes, par contre, le plasma peut s'échapper sous la forme d'un vent coronal, mais cette fois canalisé par le champ magnétique. Même si T_0 , ρ_0 , etc., sont indépendants de la latitude, l'écoulement ne sera plus radial. Voyons de quoi cela pourrait avoir l'air.

La Figure 3.12 reproduit un quadrant méridien de la solution magnétostatique à $a = 2.0$ de la Fig. 3.10. Imaginons un canal d'écoulement défini par deux lignes de champ magnétique adjacentes (tracées en traits plus épais), dans la région ouverte du champ global. Définissons maintenant une coordonnée curvilinéaire s mesurant la position le long de l'axe central de ce canal (trait en tirets sur la Figure 3.12). La profil $A(s)$ de la section du canal le long de cette ligne de coordonnée peut être extraite de la solution magnétostatique, et est donc une fonction qui peut être considérée connue ici.

Puisque la force magnétique est supposée ici confiner le plasma dans les directions per-

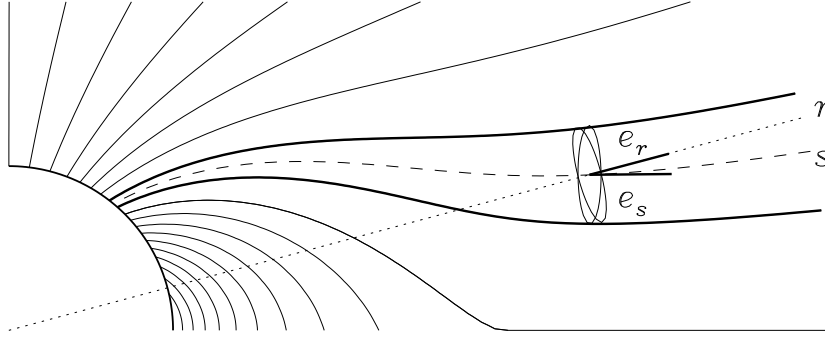


Figure 3.12: Vent coronal confiné par un champ magnétique à force nulle, soit dans la limite $\beta \ll 1$. La coordonnée curvilinéaire s (trait en tirets) suit l'axe central du canal d'écoulement défini par deux lignes de champ adjacentes (traits épais) dans la région magnétiquement ouverte de la configuration magnétostatique. Le vecteur $\hat{\mathbf{e}}_s$ définissant la normale à la section $A(s)$ du tube soutient un angle non-nul par rapport à la direction radiale $\hat{\mathbf{e}}_r$.

pendiculaires à s , la dynamique du vent coronal se réduit à solutionner la composante s de l'équation d'Euler:

$$u_s \frac{\partial u_s}{\partial s} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial s} - \frac{GM}{r^2} (\hat{\mathbf{e}}_s \cdot \hat{\mathbf{e}}_r) \quad (3.45)$$

où $\hat{\mathbf{e}}_s$ est un vecteur unitaire orienté dans la direction de la ligne de coordonnée s . Puisque $\hat{\mathbf{e}}_s$ est orientée perpendiculairement à la section du tube, on a $A(r) = A(s)(\hat{\mathbf{e}}_r \cdot \hat{\mathbf{e}}_s)$ et $\partial s / \partial r \equiv \hat{\mathbf{e}}_s \cdot \hat{\mathbf{e}}_r$. L'éq. (3.45) devient alors:

$$u_s \frac{\partial u_s}{\partial r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} - \frac{GM}{r^2}, \quad (3.46)$$

ce qui démontre que u_s doit satisfaire une équation identique à la composante- r de l'équation d'Euler en coordonnées sphériques polaires, telle que considérée dans notre construction d'un vent polytropique en symétrie sphérique, à la §3.3.2; un résultat plutôt remarquable! Ceci ne veut cependant pas dire que cette solution à symétrie sphérique est directement applicable dans le cas présent. En effet, la contrainte de conservation de la masse (eq. (3.14) de la §3.3.2) prend ici la forme:

$$\frac{\partial}{\partial r} [\rho u_r A(r)] = 0, \quad (3.47)$$

où en général $A(r) \neq r^2$. Dans la limite $\beta \ll 1$, la présence du champ magnétique n'affecte donc la dynamique radiale qu'indirectement, via l'effet de confinement et canalisation du plasma.

Il est en fait possible de calculer des solutions de vent polytropiques pour des vents canalisés dans des "tubes magnétiques" de forme arbitraire, caractérisés par une section $A(r)$, un peu comme on pourrait le faire pour l'écoulement dans une tuyère. On a déjà vu que l'équation de Bernoulli pour un vent polytropique prend la forme:

$$E = \frac{u_r^2}{2} + \frac{c_s^2}{\alpha - 1} - \frac{GM}{r}, \quad (3.48)$$

les trois termes au membre de droite représentant respectivement l'énergie cinétique de l'écoulement, l'énergie thermique (interne), et l'énergie potentielle gravitationnelle, par unité de masse dans les trois cas. Le mieux que peut faire une tuyère, c'est convertir toute l'énergie thermique injectée dans la chambre de combustion (ici la basse couronne) en énergie cinétique, ce qui conduit à une vitesse limite:

$$u_\infty^2 = \frac{2c_{s0}^2}{\alpha - 1} - \frac{GM}{r_0}, \quad (3.49)$$

où c_{s0} est encore une fois la vitesse polytropique du son à r_0 . Comment peut-on atteindre cette vitesse limite en pratique ? Si on se relance dans le processus de solution de la §3.3, mais cette fois pour un vent canalisé selon un facteur d'expansion $A(r)$, la composante r de l'équation d'Euler devient:

$$\begin{aligned} \frac{M^2 - 1}{2M^2} \frac{dM^2}{dr} &= \left[1 + \left(\frac{\alpha - 1}{2} \right) M^2 \right] \left[\frac{1}{A} \frac{dA}{dr} - \frac{1}{2} \left(\frac{\alpha + 1}{\alpha - 1} \right) \frac{GM/r^2}{(E + GM/r)} \right] \\ &= \frac{1}{2} \left(\frac{\alpha + 1}{\alpha - 1} \right) \left[1 + \left(\frac{\alpha - 1}{2} \right) \right] \frac{1}{g} \frac{dg}{dr}, \end{aligned} \quad (3.50)$$

où E est la constante de Bernoulli (voir l'éq. (3.48)), $M(r) = u_r/c_s$ est le nombre de Mach, et la fonction g est donnée par:

$$g(r) = A^{2(\alpha-1)/(\alpha+1)} \left(E + \frac{GM}{r} \right). \quad (3.51)$$

L'algèbre est définitivement plus complexe, mais c'est la même idée qu'avec la solution à symétrie sphérique de la §3.3. En particulier, l'éq. (3.50) a des points critiques à travers desquels les solutions doivent passer afin d'éviter les accélérations infinies. La nouveauté est que pour des tubes divergeant très rapidement, il peut exister plus d'un point critique dans l'écoulement. Une forme intégrale de l'éq. (3.50) peut aussi être obtenue:

$$\begin{aligned} M^{4/(\alpha+1)} + \left(\frac{2}{\alpha-1} \right) M^{-2(\alpha-1)/(\alpha+1)} \\ = \frac{g(r)}{g_0} \left[M_0^{4/(\alpha+1)} + \left(\frac{2}{\alpha-1} \right) \right] M_0^{-2(\alpha-1)/(\alpha+1)}, \end{aligned} \quad (3.52)$$

avec $g_0 \equiv g(r_0)$ et $M_0 \equiv M(r_0)$. Ceci n'est rien de plus que l'équation de Bernoulli (3.48) écrite en terme du nombre de Mach. Cette forme est utile dans la reconstruction de solutions, puisqu'elle conduit de nouveau à un problème de recherche de racine en fonction de M pour un r donné.

3.4.4 La limite $\beta \rightarrow \infty$: La spirale de Parker

Tournons nous maintenant à la limite extrême opposée, $\beta \gg 1$, dans lequel cas le champ magnétique est passivement transporté par le vent. Plus spécifiquement, on suppose une situation stationnaire dans laquelle:

1. Le théorème d'Alfvén s'applique (gel du flux magnétique dans le fluide),
2. La force de Lorentz est éliminée du membre de droite des équations de Navier–Stokes,
3. La composante poloidale du champ magnétique est purement radiale dans le plan équatorial, avec son intensité connue au rayon de référence r_0 .

En vertu de la condition (3), la contrainte $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ s'intègre directement pour produire:

$$B_r(r) = B_{r0} \left(\frac{r_0}{r} \right)^2. \quad (3.53)$$

Pour un champ de surface moyen de $B_0 \sim 10^{-3}$ T, l'éq. (3.53) “prédit” $B_r \simeq 25$ nT à l'orbite terrestre, ce qui se compare assez bien au champ mesuré à 1 UA. En vertu de la condition (1), les lignes d'écoulement coïncident avec les lignes de champ magnétique. En l'absence de rotation, la solution de Parker obtenue à la §3.3.2 est donc immédiatement applicable.

Introduisons maintenant la rotation, à une vitesse angulaire Ω suffisamment petite pour que la force centrifuge puisse être négligée par rapport au gradient de pression. La solution de Parker s'applique maintenant seulement dans un repère en co-rotation à vitesse angulaire Ω . Dans ce repère le vent souffle toujours le long des lignes de champ magnétiques, mais dans un repère inertiel la vitesse totale est maintenant donnée par:

$$\mathbf{u} = \mathbf{u}' + \Omega r \hat{\mathbf{e}}_\phi, \quad (3.54)$$

où les primes indiquent des quantités évaluées dans le repère en co-rotation. Pour un vent purement radial ayant une vitesse constante (une approximation raisonnable pour $r \gtrsim 10r_0$, voir Fig. 3.6), les lignes de champ magnétique sont définies par la spirale:

$$r = (u_r/\Omega_\odot)(\phi - \phi_0), \quad (3.55)$$

avec les composantes r et ϕ du champ magnétique données par:

$$B_r(r, \theta, \phi) = B_r(r_0, \theta, \phi - r\Omega_\odot/u_r) \left(\frac{r_0}{r}\right)^2, \quad (3.56)$$

$$B_\phi(r, \theta, \phi) = B_r(r_0, \theta, \phi - r\Omega_\odot/u_r) \left(\frac{r_0\Omega_\odot}{u_r}\right) \left(\frac{r_0}{r}\right). \quad (3.57)$$

Cette spirale est illustrée à la Figure 3.13, pour une vitesse radiale du vent $u_r = 350 \text{ km s}^{-1}$, et le cercle en tiret correspondant à l'orbite terrestre. L'angle entre les lignes de champ magnétique et le segment de droite reliant la Terre au Soleil est:

$$\phi_B = \arctan\left(\frac{B_\phi}{B_r}\right) = \arctan\left(\frac{r\Omega_\odot}{u_r}\right), \quad (3.58)$$

ce qui, à 1 UA, produit la valeur $\phi_B \simeq 55^\circ$, qui bien qu'en apparence très grande se compare favorablement aux mesures in situ. La vitesse du vent, quant à elle, est essentiellement radiale à 1 UA.

Mais comment peut-on avoir un champ magnétique en spirale si l'écoulement est purement radial, dans la limite de la MHD idéale où le théorème d'Alfvén s'applique et le plasma est supposément gelé dans le fluide? La Figure 3.14 illustre schématiquement la réponse à ce paradoxe apparent. Les cercles gris représentent des éléments de fluides entraînés par le vent, et originant tous de la même longitude dans le plan équatorial, et donc "lancés" dans le vent de long de la même ligne de champ magnétique. Bien que chaque élément de fluide se déplace radialement une fois lancé, la forme en spirale vient du fait que les éléments progressivement plus éloignés ont été lancés dans le vent depuis proportionnellement plus longtemps. Tous les éléments de fluide demeurent cependant sur la même ligne de champ magnétique, comme il se doit.

Revenons maintenant à cette nappe de courant équatoriale présente dans les solutions magnétostatiques de la Fig. 3.10. L'axe de rotation du soleil est incliné de 7.2 degrés par rapport à l'axe orbital de la terre. Par conséquent, même si le champ magnétique solaire est parfaitement axisymétrique et dipolaire, la terre passera la moitié de son orbite "sous" cette nappe de courant, et l'autre moitié par dessus; on s'attendrait donc à des changements rapides, voire discontinus, du signe de la composante radiale du champ magnétique mesuré à l'orbite terrestre, deux fois par année. On observe bel et bien de telles variations brusques, mais plus souvent que deux fois par année; ceci est du principalement au fait que même en période d'activité minimale, la ligne $B_r = 0$ sur la photosphère dévie, et parfois substantiellement, du cercle équatorial. Cette distorsion est propagée dans le milieu interplanétaire par le vent solaire, avec le résultat que la nappe de courant équatoriale a beaucoup plus l'air d'un tutu de ballerine en rotation rapide que d'un beau disque plan. La Figure 3.15 offre une représentation schématisée de cette distorsion.

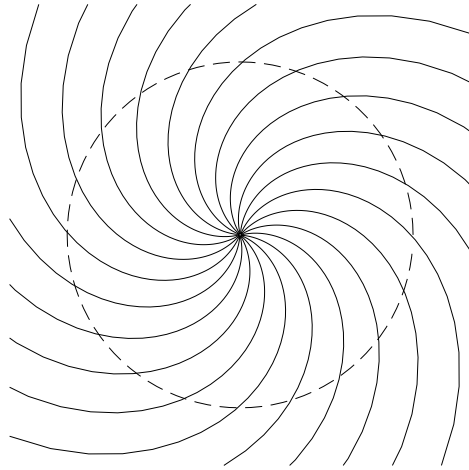


Figure 3.13: La spirale tracée par le champ magnétique solaire suite à son transport dans la direction radiale par le vent coronal transsonique émanant d'un soleil en rotation. Le cercle tracé en tirets représente l'orbite terrestre, le soleil se retrouvant (comme il se doit) au centre de la spirale.

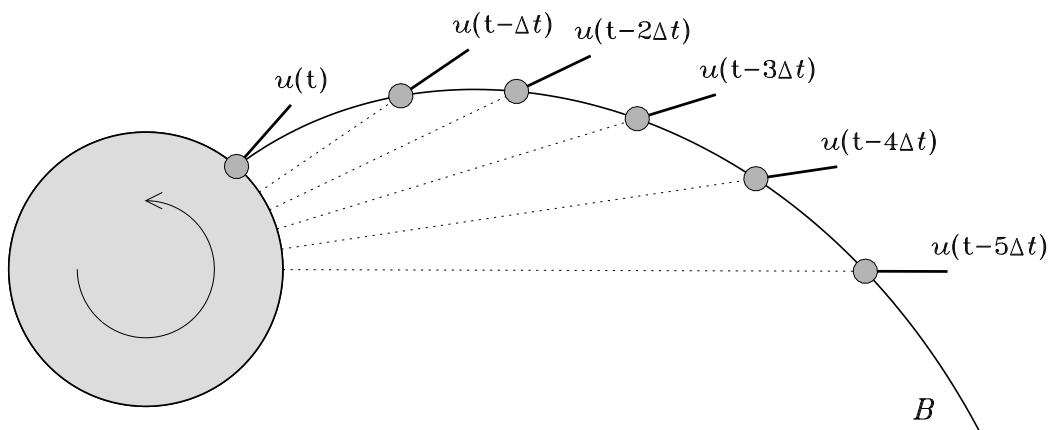


Figure 3.14: Déformation d'un champ magnétique initialement radial émanant d'une étoile en rotation et transporté par un vent radial. On voit ici le système dans le plan équatorial, depuis le pôle Nord solaire (i.e., l'axe de rotation est perpendiculaire au plan de la page). Tous les éléments de fluide (cercles gris) entraînés dans le vent originent de la même longitude dans le plan équatorial, mais vu d'un repère inertiel ce point se déplace à une vitesse angulaire constante, ici dans le sens antihoraire. Les traits pointillés indiquent les trajectoires de chacun des éléments de fluide depuis leur lancement, qui a eu lieu progressivement plus loin dans le passé pour les éléments de fluides progressivement plus éloignés de l'étoile.

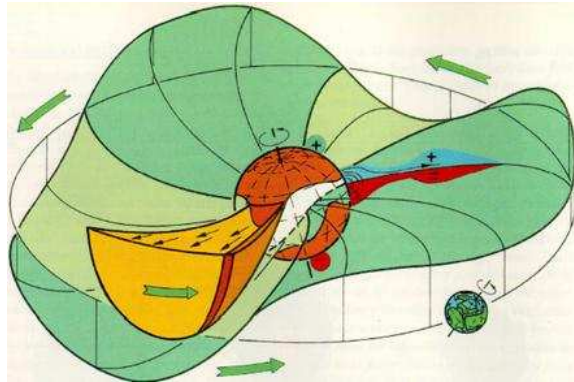


Figure 3.15: Représentation semi-artistique de la forme “réelle” de la nappe de courant équatoriale. La principale source de distorsion peut être retracée au soleil même, à la surface duquel la ligne neutre $B_r = 0$ dévie habituellement de manière substantielle du cercle équatorial, même en phase d’activité solaire minimale. La terre, dans son orbite annuelle, traverse occasionnellement la nappe, ce qui conduit à un changement quasi-discontinu de la polarité du champ magnétique mesuré. Source: R. Schwenn & E. Marsh (éds.), *Physics of the inner heliosphere*, vol. I, Springer (1990).

3.5 Les vents magnétohydrodynamiques

Le temps est venu de prendre le proverbial taureau par les cornes, et d’obtenir des solutions de vents coronaux magnétisés qui incorporent de manière dynamiquement cohérente les interactions entre les écoulements et les champs magnétiques. On débutera par la solution dite de Weber-Davis (§3.5.1), qui est dynamiquement correcte mais géométriquement réduite à une dimension spatiale. Malgré les simplifications inhérentes à cette solution, elle s’avèrera fort utile pour étudier le processus de perte de moment cinétique dans les étoiles en rotation (§3.6), mais seulement après un bref survol de solutions numériques en deux et trois dimensions spatiales (§3.5.3).

3.5.1 La solution MHD de Weber-Davis

La configuration géométrique est essentiellement la même que celle considérée à la §3.3 dans le cadre de notre solution polytropicque pour un vent non-magnétisée en l’absence de la rotation. On considère un vent stationnaire ($\partial/\partial t = 0$) en symétrie sphérique ($\partial/\partial\theta = \partial/\partial\phi = 0$) émanant d’une étoile tournant à vitesse angulaire Ω et ayant un champ magnétique photosphérique dont la composante radiale a une intensité B_{r0} connue. Nous demeurons dans le régime du fluide parfait ($\nu = 0$), et adoptons également le régime MHD idéal, soit $\eta = 0$ dans l’éq. (2.9). Comme auparavant, on suppose que la température coronale basale $T(r_0) \equiv T_0$ est connue, et remplaçons l’équation de la conservation de l’énergie par la relation polytropicque maintenant familière entre la pression et la densité. Mais voici où les choses se corsent; les solutions seront obtenues uniquement dans le plan équatorial, où l’on imposera $B_\theta = 0$. Ça pue le monopole magnétique, mais on a déjà fait ça en construisant la spirale de Parker à la §3.4.4. De plus, on a aussi vu, dans le contexte des solutions magnétostatiques de la §3.4.2, qu’à quelques rayons solaires au dessus de la photosphère le champ magnétique est ouvert par le vent et forcé en une configuration de type “split monopole”, avec une nappe de courant dans le plan équatorial (voir les Figs. 3.10 et 3.11). Ceci s’avère par ailleurs une bonne première approximation du champ magnétique interplanétaire durant les phases d’activité solaire minimale.

Nous devons maintenant spécifier les valeurs numériques de cinq quantités pour définir notre modèle de vent (il y en avait trois dans le cas de la solution hydrodynamique de la §3.3.2):

1. l'indice polytropique α ;
2. une mesure de la température coronal basale, que l'on spécifiera ici en terme de la vitesse du son à r_0 , soit $c_{s0} = \sqrt{\alpha p_0/\rho_0}$;
3. la gravité, que l'on spécifiera en terme du rapport adimensionnel (γ) entre la vitesse d'échappement $u_G = \sqrt{2GM/r_0}$ divisée par la vitesse basale du son définie précédemment;
4. une mesure du taux de rotation, que l'on spécifiera en terme d'un autre rapport adimensionnel, $\zeta = \Omega r_0/c_{s0}$;
5. une mesure de l'intensité du champ magnétique basal à r_0 , que l'on spécifiera en terme d'un troisième rapport adimensionnel, celui là défini comme $\beta = A_{r0}/c_{s0}$, où A_{r0} est la composante radiale de la vitesse d'Alfvén à r_0 .

Allons-y maintenant pour la formulation mathématique du modèle. Comme auparavant, les symétries imposées *a priori* à la solution recherchée conduisent à d'importantes simplifications des équations gouvernant la (magnétohydro)dynamique du système. La contrainte de conservation de la masse, telle que capturée par l'équation de continuité, conserve la même forme simplifiée que dans la solution purement hydrodynamique considérée précédemment à la §3.3:

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \rho u_r) = 0 , \quad (3.59)$$

tandis que les composantes r et ϕ de l'équation d'Euler deviennent:

$$\rho \left(u_r \frac{\partial u_r}{\partial r} - \frac{u_\phi^2}{r} \right) = -\rho \frac{\partial \Phi}{\partial r} - \frac{\partial p}{\partial r} - \frac{B_\phi}{\mu_0 r} \frac{\partial}{\partial r} (r B_\phi) , \quad (3.60)$$

$$\rho \left(u_r \frac{\partial u_\phi}{\partial r} - \frac{u_r u_\phi}{r} \right) = \frac{B_r}{\mu_0 r} \frac{\partial}{\partial r} (r B_\phi) . \quad (3.61)$$

Pour sa part, la composante- ϕ de l'équation d'induction se réduit à:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r u_r B_\phi - r u_\phi B_r) = 0 , \quad (3.62)$$

tandis que sa composante r est satisfaite trivialement (dans le sens $0 = 0$). Une équation pour B_r s'obtient en invoquant la condition $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$, qui pour la géométrie considérée ici se réduit à une expression décrivant la conservation du flux magnétique traversant chaque coquille sphérique de rayon r :

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 B_r) = 0 . \quad (3.63)$$

Les équations (3.59), (3.63), et (3.62) s'intègrent facilement:

$$r^2 \rho u_r = C_1 , \quad (3.64)$$

$$r^2 B_r = C_2 , \quad (3.65)$$

$$r(u_r B_\phi - u_\phi B_r) = C_3 , \quad (3.66)$$

où C_1 , C_2 et C_3 sont des constantes d'intégration. Les deux première mesurent les flux de masse et de champ magnétique associés au vent. L'interprétation physique de C_3 est facilitée par le passage à un repère en corotation avec l'étoile centrale:

$$u_\phi \rightarrow u'_\phi + \Omega r , \quad (3.67)$$

où les primes indiquent une quantité mesurée dans le repère en co-rotation. Il faut bien noter que sous cette transformation (non-relativiste), les composantes radiales de \mathbf{u} and \mathbf{B} demeurent invariantes. Dans ce repère en rotation le champ magnétique est stationnaire, et comme nous travaillons dans le régime de la MHD idéale le théorème d'Alfvén s'applique. Par conséquent, \mathbf{u}' and \mathbf{B}' doivent être orientés parallèlement:

$$\frac{u'_r}{u'_\phi} = \frac{B'_r}{B'_\phi} . \quad (3.68)$$

Puisque $B_r = B'_r$, l'éq. (3.66) conduit à

$$C_3 = -\Omega r^2 B_r , \quad (3.69)$$

d'où

$$B_\phi = \frac{B_r}{u_r} (u_\phi - \Omega r) . \quad (3.70)$$

Bon maintenant; il est facile de vérifier que l'éq. (3.61) peut se réécrire sous la forme équivalente:

$$\frac{\partial}{\partial r} (r u_\phi) = \frac{B_r}{\mu_0 \varrho u_r} \frac{\partial}{\partial r} (r B_\phi) ; \quad (3.71)$$

mais, en vertu des éqs. (3.64) et (3.65), on a $B_r/\mu_0 \varrho u_r = C_2/\mu_0 C_1$, soit une constante! Par conséquent, l'éq. (3.71) s'intègre facilement, résultant en:

$$r u_\phi - \frac{r B_\phi B_r}{\mu_0 \varrho u_r} = L , \quad (3.72)$$

où L est une autre constante d'intégration, qui correspond au moment cinétique total transporté par le vent. Les deux contributions à L au membre de gauche correspondent à la quantité de mouvement par unité de masse du plasma (premier terme), et au couple de torsion produit par la tension magnétique du champ (second terme; n'oublions pas que le champ magnétique est entraîné par le vent!).

Toute cette jonglerie ne nous a pas encore fourni une solution complète, mais on peut déjà en tirer des conclusions fort intéressantes sur la base de cette "analyse préliminaire". On commence par réécrire les éqs. (3.70) et (3.72) en terme des composantes de la vitesse d'Alfvén:

$$A_r = \frac{B_r}{\sqrt{\mu_0 \varrho}} , \quad A_\phi = \frac{B_\phi}{\sqrt{\mu_0 \varrho}} , \quad (3.73)$$

ce qui conduit à

$$A_\phi = \frac{A_r}{u_r} (u_\phi - \Omega r) , \quad (3.74)$$

$$u_\phi = \frac{L}{r} + \frac{A_r A_\phi}{u_r} . \quad (3.75)$$

On substitue maintenant pour A_r et A_ϕ dans la dernière de ces expressions en utilisant les deux premières. Quelques manipulations algébriques plus tard on arrive à:

$$u_\phi = \Omega r \frac{(u_r^2 L / \Omega r^2) - A_r^2}{u_r^2 - A_r^2} . \quad (3.76)$$

Examinons le dénominateur de cette expression. On se retrouve dans une situation semblable à celle rencontrée avec la solution de Parker: si la vitesse radiale du plasma devient égale à la

vitesse d'Alfvén, u_ϕ va nous pêter au nez... sauf si le numérateur passe par zéro simultanément. Saisissant fermement cette planche de salut, on en conclut alors que:

$$\boxed{L = \Omega r_A^2}, \quad (3.77)$$

où r_A est le **rayon d'Alfvén**, définissant la coquille sphérique sur laquelle $u_r = A_r$. On se rappellera que L est la quantité totale de moment cinétique transportée par le vent, *incluant* le couple de torsion produit par la tension magnétique du champ. L'équation (3.77) indique que cette quantité est égale à ce qui serait transporté par un vent non-magnétisé demeurant en co-rotation avec la photosphère jusqu'à un rayon $r = r_A$. C'est un résultat remarquable, dont on tirera grand profit plus loin.

Voyons d'abord comment obtenir une solution complète. On revient à la composante- r de l'équation d'Euler (3.60); on utilise l'éq. (3.70) pour éliminer B_ϕ dans le dernier terme au membre de droite; puis on utilise l'éq. (3.70) pour éliminer la dérivée de B_ϕ multipliant u_ϕ , mais on ne touche pas à celle multipliant Ω . Une page (ou deux) d'algèbre laborieuse par instant nous mène en bout de ligne à:

$$\frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{1}{2}(u_r^2 + u_\phi^2) - \frac{GM}{r} + \frac{c_{s0}^2}{\alpha - 1} \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{\alpha-1} - \frac{r\Omega A_r A_\phi}{u_r} \right] = 0, \quad (3.78)$$

où on a encore une fois exprimé les composantes du champ magnétique en terme des composantes de la vitesse d'Alfvén, et la pression a été exprimée en terme de la densité via l'approximation polytropique habituelle. Cette expression implique que la quantité entre parenthèses est une constante de l'écoulement. Il s'agit ici encore une fois d'une variation sur le principe de Bernoulli (voir §1.2.5), et exprimant donc la conservation de l'énergie totale dans l'écoulement; et comme auparavant nous dénoterons cette quantité par le symbole E .

Obtenir une solution complète, c'est à dire les profils radiaux de u_r , $u_\phi(r)$, etc., est maintenant beaucoup plus corsé. On commence par manipuler l'éq. (3.60) sous la forme équivalente:

$$\frac{\partial u_r}{\partial r} = \left(\frac{u_r}{r} \right) \frac{(u_r^2 - A_r^2)(2c_s^2 + u_\phi^2 - GM/r) + 2u_r u_\phi A_r A_\phi}{(u_r^2 - A_r^2)(u_r^2 - c_s^2) - u_r^2 A_\phi^2}, \quad (3.79)$$

ce qui implique encore une fois une algèbre laborieuse mais aucun trucs avancés ou sournois. Comme dans le cas de l'éq. (3.76), le dénominateur au membre de droite de cette expression a le potentiel de nous sauter au nez. Il s'avère que ce dénominateur tombe à zéro lorsque la vitesse de l'écoulement devient égale soit à la vitesse du mode magnéto-sonique lent, ou du mode rapide. Vous vous rappelez j'espère que ces modes correspondent à des ondes compressives longitudinales où les pressions magnétique et gazeuse agissent comme force de rappel; quand les deux gradients de pression sont en phase on a le mode rapide, et hors phase le mode lent. Si vous ne vous rappelez pas de ça, **goto** §2.8, mais sans passer par GO ni ramasser \$200. Ici ces égalités se produiront à deux distances radiales distinctes, que l'on dénotera r_s and r_f dans ce qui suit, et où la vitesse radiale du fluide à ces positions sera dénotée par u_s et u_f . Finalement, introduisons la notation N et D pour représenter les numérateur et dénominateur au membre de droite de l'éq. (3.79); Pour éviter que cette équation ne diverge, on exigera que

$$N(r_f, u_f) = 0, \quad (3.80)$$

$$D(r_f, u_f) = 0, \quad (3.81)$$

$$N(r_s, u_s) = 0, \quad (3.82)$$

$$D(r_s, u_s) = 0, \quad (3.83)$$

auxquelles s'ajouteront deux contraintes supplémentaires, soit que les solutions passant par ces deux points critiques soient caractérisées par la même valeur de la constante de Bernoulli dans

l'éq. (3.78)²:

$$E(r_f, u_f) = E(r_0, u_{r0}) , \quad (3.84)$$

$$E(r_s, u_s) = E(r_0, u_{r0}) . \quad (3.85)$$

Ces expressions définissent un système de six équations algébriques couplées et très non-linéaires, qui doivent être solutionnées simultanément pour les six inconnues:

$$(u_{r0}, u_{\phi0}, r_s, u_s, r_f, u_f) . \quad (3.86)$$

Bon, au moins nous avons autant d'équations que d'inconnus, ce qui est certainement un bon début. Il n'en demeure pas moins que la solution de ce système d'équation fait dans le très costaud, numériquement parlant. Mais cela demeure possible, et pour des paramètres d'entrée correspondant à une solution "solaire", soit:

$$(\alpha, c_{s0}, \gamma, \zeta, \beta) = (1.1, 165., 0.01415, 3.495, 3.688) , \quad (3.87)$$

on trouve un vecteur-solution:

$$(u_{r0}, u_{\phi0}, r_s, u_s, r_f, u_f) = (0.0123, 0.0140, 6.60, 0.676, 29.5, 1.378) , \quad (3.88)$$

où les composantes de la vitesse de l'écoulement sont exprimées en fraction de la vitesse du son c_{s0} , à la base de la couronne, et les points critiques en unités du rayon basal r_0 . Le calcul d'une solution complète est un processus impliquant maintenant plusieurs étapes séquentielles, mais chacune de celles-ci est relativement simple:

1. Calculer $A_r(r, u_r)$; ceci ne dépend que de B_r et ϱ , le premier n'étant qu'une fonction de r selon l'éq. (3.65), tandis que ϱ ne dépend que de u_r et r via l'éq. (3.59).
2. Connaissant A_r , $u_\phi(r, u_r)$ est calculé via l'éq. (3.76), la constante L étant évaluée à r_0 :

$$L = r_0 u_{\phi0} \left[1 - \left(\frac{A_{r0}}{u_{r0}} \right)^2 \right] + \Omega r_0^2 \left(\frac{A_{r0}}{u_{r0}} \right)^2 . \quad (3.89)$$

3. B_ϕ (et donc A_ϕ) peut maintenant être calculé via l'éq. (3.74).

Une fois ces étapes complétées nous avons en main tous les morceaux nécessaires pour exprimer la constante de Bernoulli E (voir l'éq. (3.78)) en termes de r et u_r uniquement. De là il ne reste qu'à poser:

$$E(r_0, u_{r0}) = E(r, u_r) \quad (3.90)$$

pour nous ramener à un problème de recherche de racine en une dimension, conceptuellement identique à celui déjà traité dans le cadre de la solution de Parker à la §3.3.2. Une fois u_r ainsi obtenu, $\varrho(r)$ suit directement de l'éq. (3.59). Connaissant maintenant B_r/B_{r0} via l'éq. (3.65), u_ϕ est calculé via l'éq. (3.76), et finalement A_ϕ via l'éq. (3.74), ET ON Y EST!

3.5.2 Dynamique et comportement asymptotique

Une solution Weber-Davis pour le vent solaire magnétisé est présentée à la Figure 3.16, avec certaines quantités-clef listées au Tableau 3.3. Les profils des quantités purement hydrodynamiques ayant des équivalents dans la solution nonmagnétisée et sans rotation obtenue précédemment

²Minute moumoutte, n'avait pas-t-on dit que la solution devait aussi passer par le point d'Alfvén, pour pas que la vitesse azimutale nous pête au nez en vertu de l'éq. (3.76)? Il s'avère que dans le cadre des modèles de type Weber-Davis, toute solution passant par les points magnéto-soniques lent et rapide (r_s, u_s) , (r_f, u_f) passe *automatiquement* par le point d'Alfvén (r_A, u_{rA}) . Les obsessif(ve)s voulant vérifier la chose sont encouragé(e)s à consulter Goldreich & Julian 1970, ApJ, 160, 971.

(§3.3), soit u_r , ρ , et $T(r)$, ressemblent dangereusement à ces derniers. Une différence notable est que l'écoulement n'est plus purement radial, mais développe une composante azimutale qui est substantielle près de la base de la couronne (dans le sens que l'angle $\phi_v \equiv \text{atan}(u_\phi/u_r)$ est grand), mais décroît ensuite rapidement avec la distance. Néanmoins, la valeur de ϕ_v à une unité astronomique est en bon accord avec celle mesurée *in situ*. Il y a là de quoi célébrer, finalement!

Tableau 3.3
Solution Weber-Davis de type vent solaire

r	u_r [km s ⁻¹]	N [10 ⁶ m ⁻³]	T [K]	ϕ_v [deg]	ϕ_B [deg]
r_0	2.0	10 ⁸	1.5×10^6	48.7	-0.59
r_s	115	37400	6.8×10^5	4.01	-3.95
r_f	231	891	4.7×10^5	2.00	-15.7
r_\oplus	319	17	3.1×10^5	0.53	-54.5
$10 r_\oplus$	380	0.14	1.9×10^5	0.06	-81.0

N'empêche, après tout ce travail c'est un peu désappointant de finir avec quelque chose qui ressemble tant à la solution de Parker obtenue à la §3.3. Ceci est du en grande partie à la vitesse de rotation relativement lente du soleil, et de son champ magnétique de surface relativement faible (on parle ici du champ aux grandes échelles spatiales, pas celui qu'on retrouve dans les taches solaires). Mais dans d'autres régimes de paramètres, les différences avec un vent purement hydrodynamique et sans rotation peuvent devenir substantielles. C'est le cas sur la Figure 3.17, qui présente une solution Weber-Davis pour une couronne toujours de type solaire ($\alpha = 1.1$ et $T_0 = 1.5 \times 10^6$ K) comme auparavant, mais tournant maintenant 25 fois plus rapidement que le soleil, et avec un champ magnétique basal également 25 fois plus intense. L'écoulement à grande distance dépasse maintenant la vitesse du son par un facteur 100, i.e., $M \simeq 10^2$! La vitesse azimutale u_ϕ dépasse la vitesse radiale sous le point magnéto-sonique lent, et lui demeure comparable jusqu'au point d'Alfvén. Ces différences proviennent des contributions centrifuge et magnétique à l'accélération du vent, comme le montre le graphique du bas. Près de la base du vent la force thermique domine toujours, mais au delà de quelques r_0 les accélérations centrifuge et magnétique deviennent comparable au gradient de pression thermique, et dominent la dynamique à plus grandes distances. On peut vérifier que la vitesse asymptotique du vent est maintenant donnée par:

$$\lim_{r \rightarrow \infty} u_r \equiv u_{r\infty} \simeq \left(\frac{\Omega^2 r_0^4 B_{r0}^2}{\dot{M}} \right)^{1/3}, \quad (3.91)$$

avec $\dot{M} = 4\pi\rho_0 r_0^2 u_{r0}$ comme à la §3.3.

La Figure 3.18 montre la variation avec la distance des deux contributions à la perte de moment cinétique dans les deux solutions Weber-Davis des Figs. 3.16 et 3.17. On remarque que la solution en rotation rapide et fortement magnétisée perd beaucoup plus de moment cinétique que la solution "solaire". L'éq. (3.72) indique déjà qu'un facteur 25 provient de la rotation plus rapide, mais de surcroît le rayon d'Alfvén se retrouve aussi quatre fois plus loin (cf. les points noirs sur les Figs. 3.16 et 3.17). On peut en fait montrer que dans limite où les forces centrifuge et de tension magnétique contribuent peu à la dynamique radiale, on a:

$$r_A \simeq \frac{r_0^2 B_{r0}}{\sqrt{\dot{M} u_{r\infty}}}, \quad (3.92)$$

tandis que pour la solution de la Fig. 3.17, fortement magnétisée et en rotation rapide, on obtient:

$$r_A \simeq \sqrt{\frac{3}{2}} \frac{u_{r\infty}}{\Omega} \quad (3.93)$$

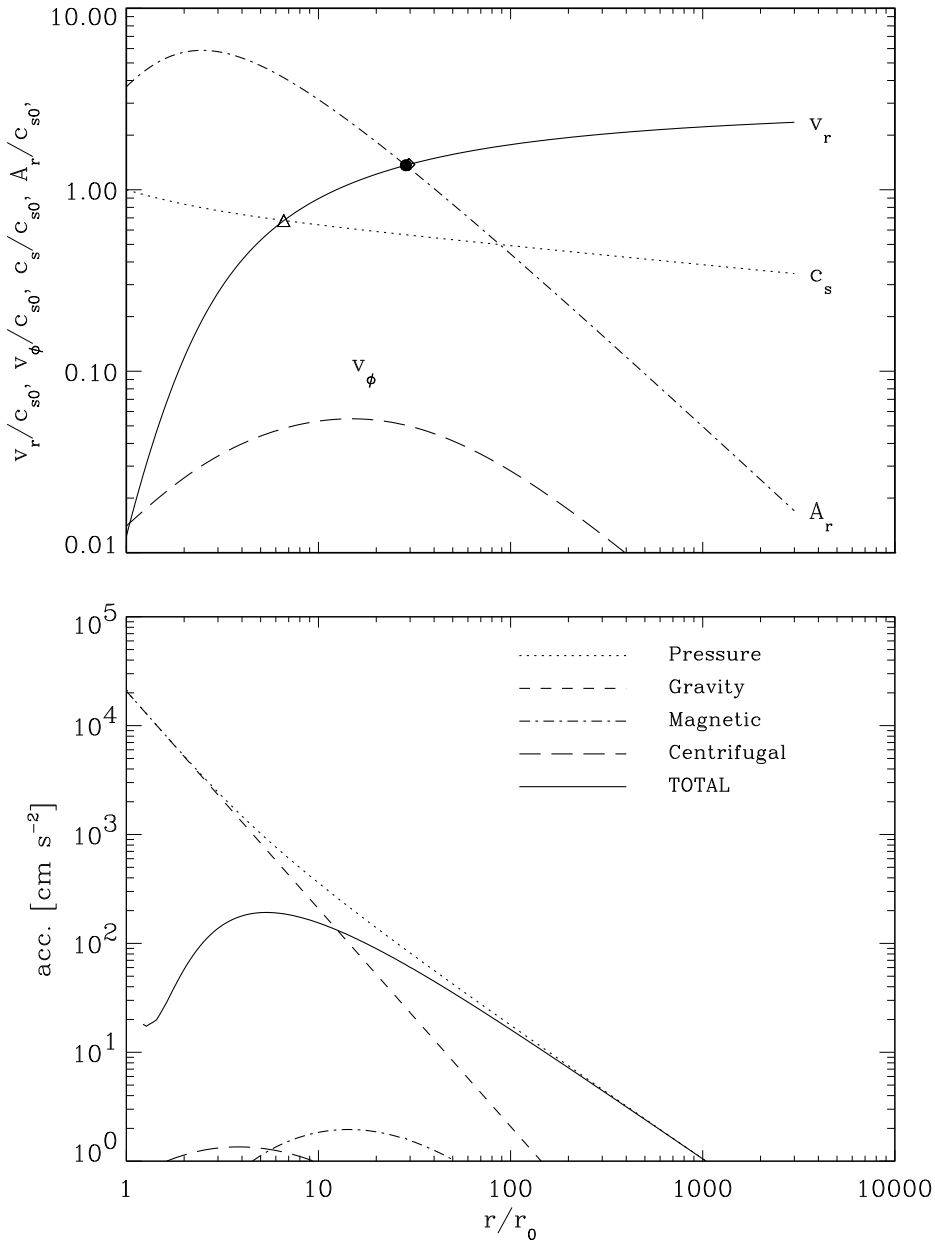


Figure 3.16: Solution Weber-Davis pour un vent coronal de type solaire. Le graphique du haut montre les profils radiaux du vent. Les points (en fait, surfaces) critiques des modes magnétosoniques lent, Alfvén, et magnétosonique rapide, sont indiqués respectivement par les triangle, point noir et losange (ici coïncidant presque avec le point critique Alfvénique). Le graphique du bas présente le détail des contributions des différentes forces en présence.

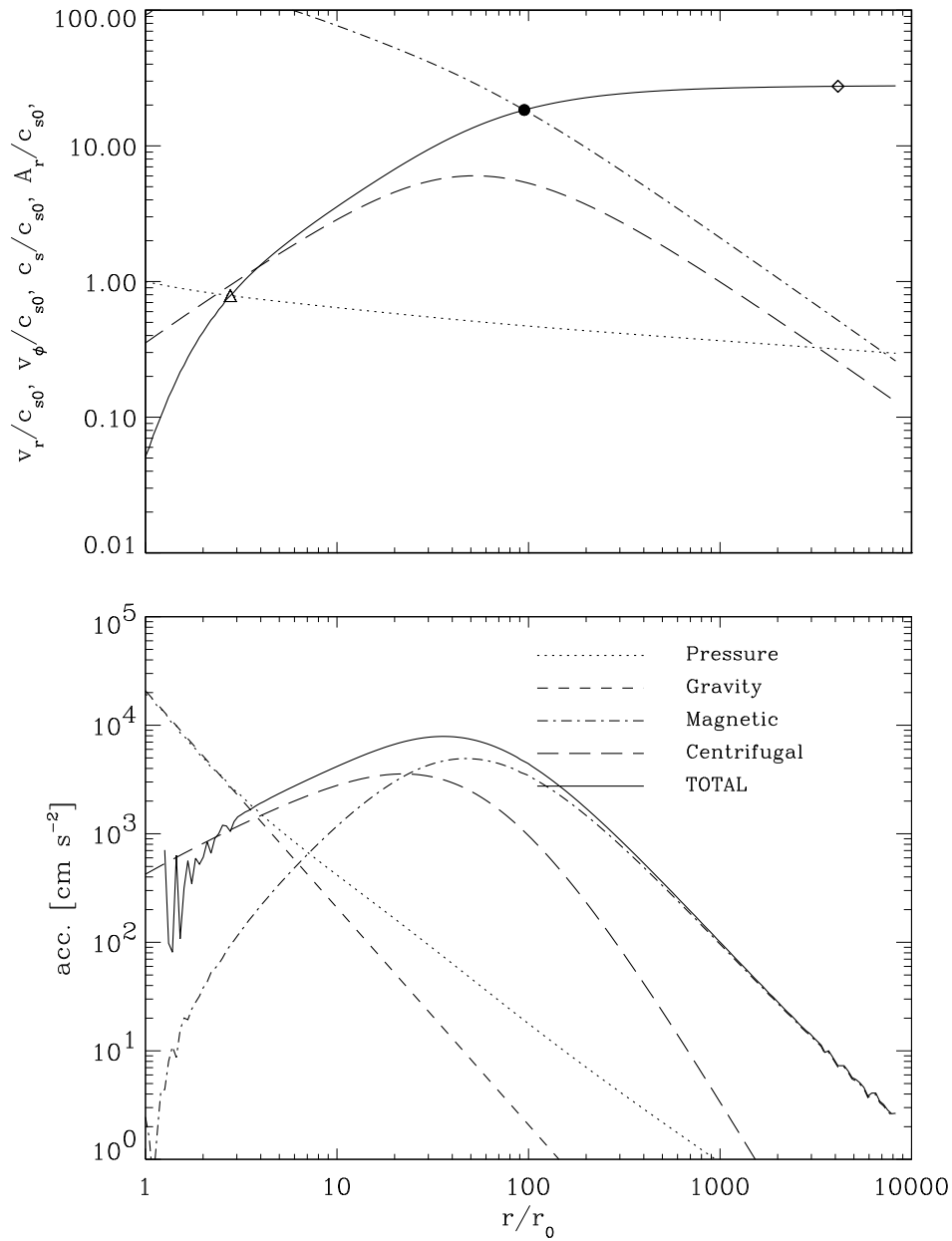


Figure 3.17: Semblable à la Fig. 3.16, mais cette fois dans le cas d'une étoile de type solaire en rotation rapide ($\Omega = 25\Omega_\odot$) et fortement magnétisée ($B_{r0} = 25B_{r0,\odot}$), caractéristiques plus typiques d'une étoile jeune. On remarque ici qu'à grandes distances, la force magnétique est le principal contributeur à l'accélération du vent.

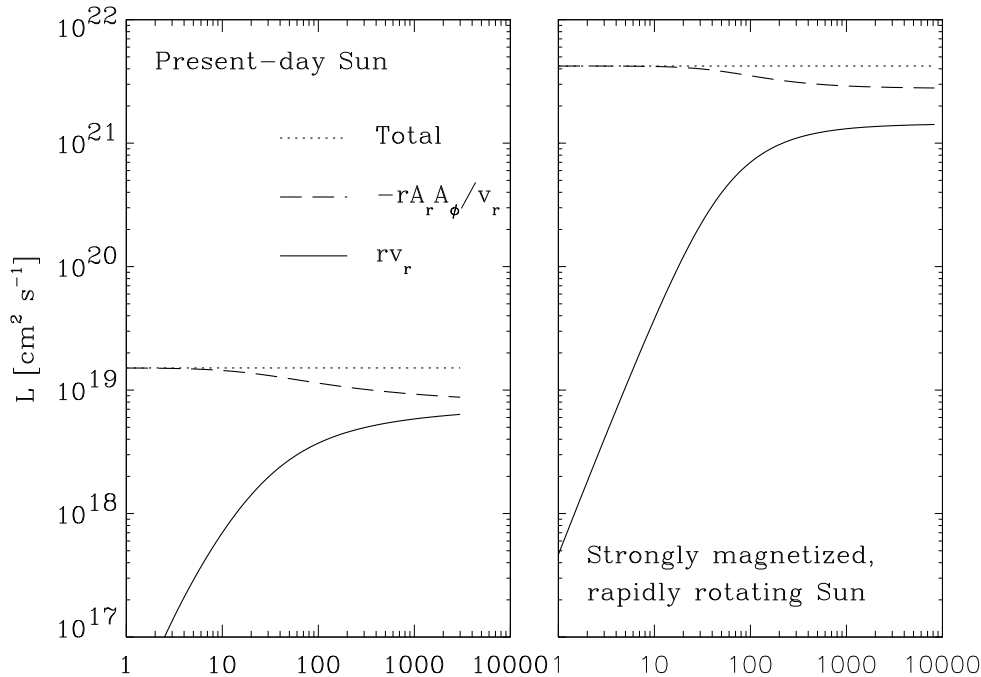


Figure 3.18: Contributions à la perte de moment cinétique dans un vent magnétisé, pour les deux solutions Weber-Davis présentées aux Figures 3.16 (gauche) et 3.17 (droite). Le trait continu correspond au moment cinétique par unité de masse transporté par le plasma en expansion, et le trait en tiret le couple de torsion associé à la tension magnétique. La somme de ces deux contributions (trait pointillé), demeure constante, en accord avec l'éq. (3.72).

3.5.3 Modèles numériques de vent coronaux MHD et rotation

À strictement parler la solution de Weber-Davis que nous venons d'obtenir ne s'applique qu'au plan équatorial. On pourrait imaginer la projeter sur des cônes d'ouvertures angulaires décroissantes pour reconstruire une solution couvrant toute la sphère, mais cette idée ne fonctionne pas car, contrairement au plan équatorial où la symétrie impose $\partial/\partial\theta \equiv 0$ pour toutes les variables du problème, aux autres latitudes on se retrouve avec des gradients latitudinaux de pression magnétique que rien ne peut équilibrer. Il n'y a pas d'options autres que la solution numérique des équations complètes.

On peut au moins tenter de conserver les hypothèses de stationarité ($\partial/\partial t \equiv 0$) et d'axisymétrie ($\partial/\partial\phi \equiv 0$), ce qui réduit le problème à deux dimensions spatiales, soit le plan méridien $[r, \theta]$. L'approximation polytropique peut aussi être conservée, afin de ne pas avoir à traiter explicitement l'équation de l'énergie, et on peut demeurer dans le régime MHD idéal ($\eta = 0$) et inviscide ($\nu = 0$). Ces hypothèses simplificatrices sont précisément celles choisies par R. Keppens and H. Goedbloed (références complètes en fin de chapitre). Leurs solutions numériques sont particulièrement intéressantes car elles peuvent donc se comparer assez directement aux solutions de type Weber-Davis.

L'avantage principal de passer au 2D est qu'il devient alors possible de considérer des configurations magnétiques plus réalistes. La configuration de type dipolaire choisie par Keppens & Goedbloed est qualitativement la même que les configurations magnétostatiques de la Fig. 3.10: une arcade magnétique axisymétrique à cheval sur l'équateur, et deux régions magnétiquement ouvertes aux hautes latitudes. En plus de l'intensité du champ magnétique et du taux de rotation, un troisième paramètre contrôle l'étendue latitudinale de la région magnétiquement fermée. Cette dernière est souvent appelée "dead zone" dans la littérature, puisque \mathbf{u} doit y être

nul en vertu du théoème d’Alfvén, puisqu’on est ici en régime MHD idéal.

Les solutions numériques sont obtenues par une méthode de relaxation utilisant comme condition initiale la solution à symétrie sphérique de Parker, et un champ magnétique combinant un dipole pur dans la région fermée, et un champ purement radial de type “split-monopole” aux plus hautes latitudes. Les équations dans leur forme non-stationnaire sont intégrées comme un problème aux conditions initiales, jusqu’à ce qu’un état stationnaire soit atteint.

La solution présentée au haut de la Figure 3.19 est une solution de type “solaire”, calculée en supposant un champ de surface de 0.0002 T, une région fermée montant jusqu’à $\pm 30^\circ$ de chaque coté de l’équateur, et un indice polytropique $\alpha = 1.13$. On remarque immédiatement que l’écoulement (flèches) est partout parallèle aux lignes de champ magnétique poloidal (traits noirs minces), comme il se doit pour une configuration stationnaire en MHD idéale. Aux mil-latitudes, la solution ressemble qualitativement à la solution Weber-Davis de la Fig. 3.16. La surface critique du mode magnéto-sonique lent est située loin à l’intérieur de la surface d’Alfvén, et cette dernière coïncide presque exactement avec la surface critique du mode magnéto-sonique rapide (voir les points critiques de la solution Weber-Davis en 1D, soit les triangle, losange et point noir sur la Fig. 3.16). Aux basses latitudes la configuration fermée du champ magnétique a un fort impact sur le vent; ce n’est qu’au delà de $\sim 10 R_\odot$ environ que la vitesse radiale du vent devient comparable à celle caractérisant les plus hautes latitudes. La densité du plasma, cependant, y demeure supérieure par un facteur d’environ 3. Un examen très attentif de cette Figure révèle également une composante latitudinale de la vitesse, pointant vers les pôles, et qui loin au delà de l’étendue radiale de la région magnétiquement fermée montre une dépendance en $\sin(2\theta)$ à un très bon niveau d’approximation.

La solution au bas de la Figure 3.19 est identique à la première, sauf pour l’intensité du champ poloidal ainsi que l’étendue latitudinale de la région magnétiquement fermée, qui ont toutes les deux été doublées. Loin de la région fermée, la solution est caractérisée par une symétrie plus sphérique, ce qui n’est pas surprenant puisque le champ magnétique, en configuration monopolaire, canalise plus efficacement le plasma en expansion, et ce en subissant moins de distorsion latitudinale. En fait, ici la forme des lignes de champ poloidales (trait noirs minces) ressemble dangereusement à celle de la solution magnéto-statique (§3.4.2) de la Figure 3.10D.

La Figure 3.20 montre une troisième solution numérique axisymétrique, celle-ci correspondant à un “soleil” tournant à 20 fois la vitesse du véritable soleil, mais conservant la même configuration et intensité magnétique que sur la Fig. 3.19A. L’impact de la rotation est ici substantiel à plusieurs niveaux. Comme dans le cas de la solution Weber-Davis de la Fig. 3.17, la surface critique du mode magnéto-sonique rapide (tirets) est nettement séparée de la surface critique d’Alfvén (trait plein épais). La rotation rapide conduit à un fort resserement de la spirale magnétique, dont la composante toroidale contribue maintenant à l’établissement d’un gradient de pression magnétique pointant vers les pôles, ce qui produit une collimation du vent le long de l’axe de rotation. On reviendra à cet effet de collimation magnétique dans survol des jets astrophysiques au chapitre suivant (§4.6.2). De plus, aux basses latitudes la forte contribution magnétocentrifuge à la dynamique radiale conduit à de plus grandes densités de plasma dans et près du plan équatorial.

On peut aussi carrément abandonner l’hypothèse d’axisymétrie, et utiliser des magnéto-grammes du soleil comme condition limite à la reconstruction de véritables solutions couronne+vent en trois dimensions spatiales (mais toujours stationnaires). La Figure 3.21 montre un exemple de ce genre de solution numérique. Ici l’équation de l’énergie est utilisée, et inclut la conduction thermique ainsi qu’un terme de chauffage permettant de garder la basse couronne à des températures de l’ordre de 10^6 K. Contrairement au champ magnétique, les paramètres plasma (température, densité, etc.) sont supposés constant à la base de la couronne. Ces reconstructions peuvent être validées en utilisant les distributions 3D de la densité du plasma pour produire des images synthétiques de la couronne solaire, qui sont par la suite comparées aux observations durant les éclipses totale du soleil. La page Web de *Predictive Science Inc.* (voir bibliographie en fin de chapitre) présente plusieurs comparaisons de ce genre. En bref, ça marche, et pas mal bien en plus !

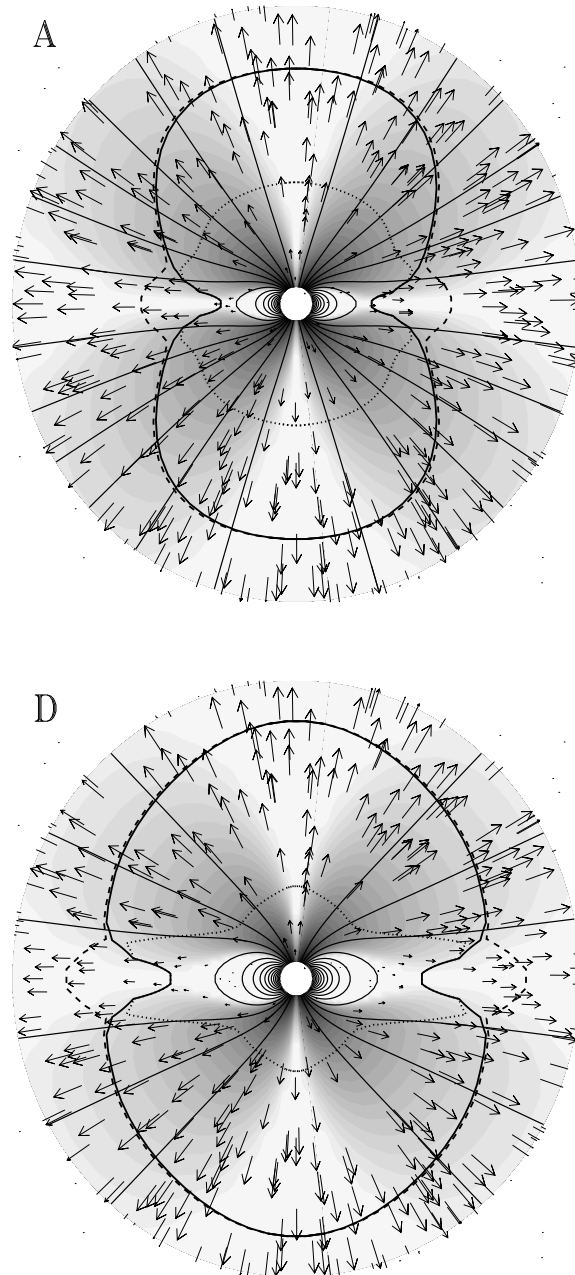


Figure 3.19: Solutions numériques en MHD 2D axisymétrique pour un vent coronal magnétisé émanant d'une étoile de type solaire en rotation. L'écoulement est représenté par des flèches, les lignes de champ poloidal par des traits noirs minces, et l'intensité de la composante magnétique toroidale par le dégradé de gris. Les traits plus épais en pointillés, tirets et plein tracent les surfaces critiques des modes magnétosonique lent, rapide, et du mode d'Alfvén, respectivement. La solution du haut correspond à des valeurs de paramètres solaires, tandis que la solution du bas s'applique à un "soleil" plus fortement magnétisé, et ayant donc une région magnétiquement fermée couvrant une plus grande plage de latitudes (voir texte). Graphiques fournis par Rony Keppens (U. Louvain, Belgique).

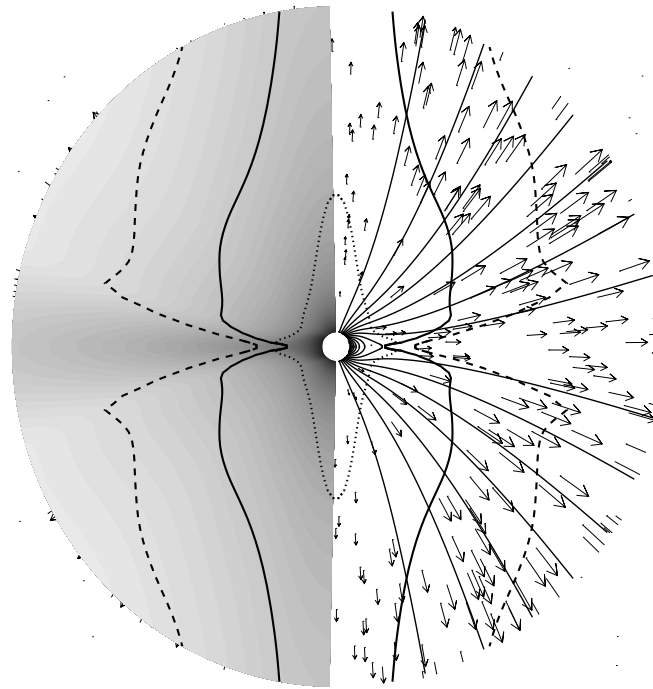


Figure 3.20: Similaire à la Fig. 3.19A, mais cette fois pour un “soleil” tournant à 20 fois le taux solaire, mais conservant les mêmes paramètres magnétiques. Ici le dégradé de gris de la moitié gauche du diagramme représente la densité du plasma dans le vent, plutôt que l’intensité de la composante toroidale. On notera la forte collimation du vent le long de l’axe polaire, ainsi que les plus grandes densités dans le plan équatorial. Graphiques fournis par Rony Keppens (U. Louvain, Belgique).

La Figure 3.21 illustre aussi un autre aspect important du champ magnétique coronal, soit la tendance vers une configuration dipolaire, puis de type split-monopôle, à mesure que l’on s’éloigne de la photosphère. Si le champ magnétique coronal était potentiel ($\mathbf{J} = 0$), il serait possible de le représenter via un développement multipolaire pour un potentiel φ tel que $\mathbf{B} = \nabla\varphi$. Dans un tel développement en puissance de $1/r^{n+1}$, la contribution des termes d’ordres élevés chute beaucoup plus rapidement avec la distance que celle des premiers termes du développement, donc on s’attend à ce que le terme dipolaire domine à grandes distances. Cet effet est clairement apparent sur l’image au haut de la Fig. 3.21, même si le champ magnétique n’y est pas du tout potentiel. Les termes d’ordres élevés contribuent principalement aux arcades magnétiques se refermant très bas dans la couronne. La dominance du terme (split-)monopolaire à très grande distance (image du bas) ne peut être capturée par un champ magnétique potentiel, puisque c’est fondamentalement un effet de force non-nulle, car c’est la pression du plasma qui force l’ouverture et l’étirement radial des lignes de champ magnétique, une fois dans le régime $\beta \gg 1$.

3.6 Le freinage rotationnel des étoiles

Même si le gradient de pression thermique est le principal moteur dynamique du vent, la solution Weber-Davis “solaire” de la Fig. 3.16 subit une perte de moment cinétique beaucoup plus grande qu’en l’absence de champ magnétique (viz. l’éq. (3.77)). Ceci offre une explication

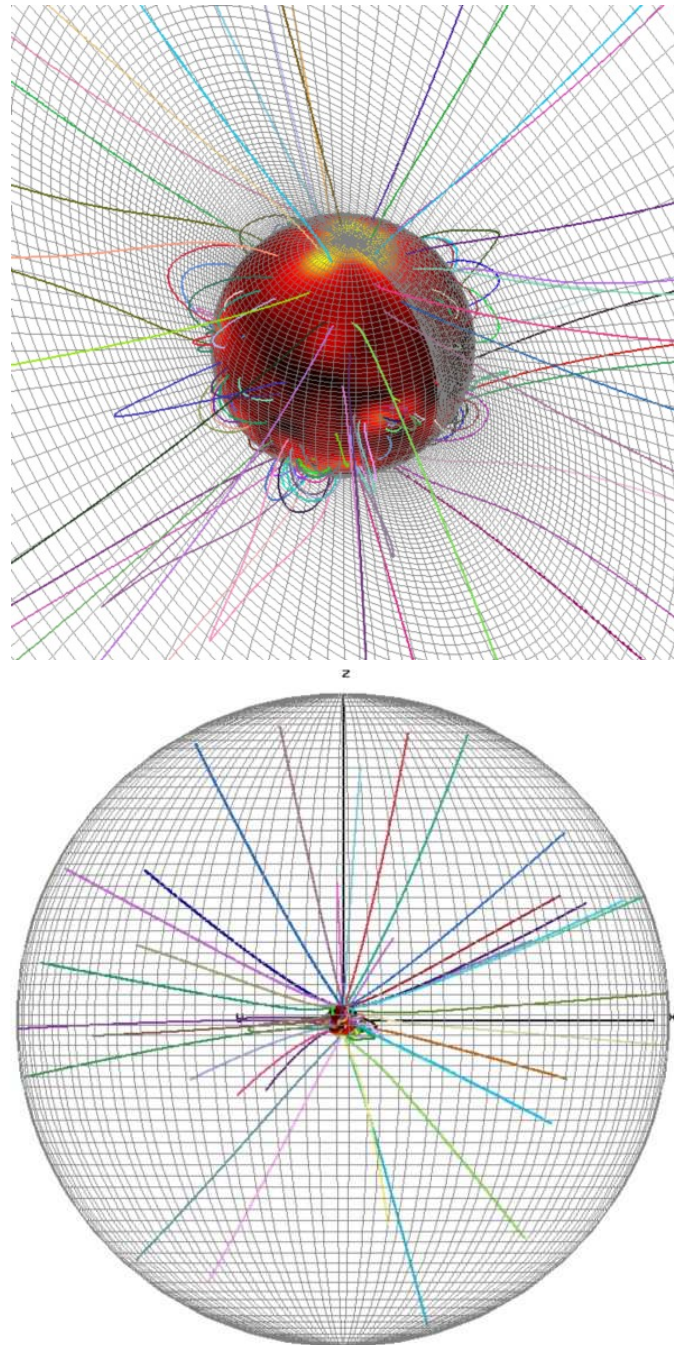


Figure 3.21: Solutions numériques en MHD 3D pour un vent coronal magnétisé émanant d'une étoile de type solaire en rotation. Le champ magnétique basal est donné ici par un magnétogramme du soleil, et dépend donc de la latitude et de la longitude, son intensité étant codée par le dégradé de couleur rouge–orange–jaune sur la vue rapprochée du diagramme du haut. Le diagramme du bas montre la même solution, cette fois s'étendant plus loin en rayon. On note comment les lignes de champ magnétique deviennent radiales à grandes distances. Diagrammes tirés du site Web de *Predictive Sciences Inc.* (voir bibliographie en fin de chapitre).

claire et nette pour la distribution des vitesses de rotation stellaire observées sur la séquence principale.

3.6.1 La rotation stellaire

La mesure de la rotation des étoile s’effectue principalement par la mesure le l’élargissement Doppler des raies spectrales, ou photométriquement si l’étoile présente des taches comme sur le soleil, ou tout autre structure présentant un contraste radiatif suffisamment élevé par rapport à la photosphère. Les premières mesures spectroscopiques remontent à 1929 (même si l’idée avait été avancée déjà en 1877!). À mesure que ces mesures se sont accumulées, il est devenu clair qu’il existe une forte variabilité dans les taux de rotation observés, même pour des étoiles dans un stade évolutif similaire. En particulier, il a été remarqué très rapidement qu’en descendant la séquence principale, des étoiles plus massives vers les moins massives, on observe une chute abrupte des vitesse de rotation au type spectral F5, de $\gtrsim 200 \text{ km s}^{-1}$ à $\lesssim 20 \text{ km s}^{-1}$. Si on suppose que ces étoiles tournent toutes comme des corps solides, alors pour celles dans l’intervalle de masse $1.5 \lesssim M/M_{\odot} \lesssim 20$ le moment cinétique total J prend la forme d’une loi de puissance en fonction de la masse:

$$J \propto M^{1.57} . \quad (3.94)$$

La contraction des étoiles durant leur évolution pré-séquence principale peut facilement expliquer les vitesse de rotation rapides observées dans les étoiles plus chaudes que F5; l’anomalie se trouve donc chez les étoiles plus froides, qui tournent beaucoup trop lentement. Une explication possible est que ces étoiles perdent leur moment cinétique, soit déjà dans les phases finales de contraction vers la séquence principale, et/ou suite à leur arrivée sur la ZAMS.

Le freinage rotationnel sur la séquence principal a été démontré par Andrew “Slamdunk” Skumanich dans un petit article (2 pages) devenu un grand classique (1205 citations sur ADS en septembre 2018). Utilisant les observations disponibles à l’époque pour quelques amas jeunes d’âges connus, Skumanich a montré que les vitesses de rotation des étoiles de type solaire suivent une tendance en $t^{-1/2}$ sur la séquence principale; il a également montré que l’émission non-radiative observée dans les raies H et K du Calcium, un indicateur d’activité magnétique déjà bien connu à l’époque, montre aussi une décroissance temporelle semblable. C’était là une première indication empirique d’un lien existant entre la rotation et l’activité magnétique, lien que nous aurons l’occasion d’étudier plus en détail dans un chapitre à venir. Les observations plus récentes ont démontré que le freinage rotationnel sur la séquence principale est très rapide, ne demandant que quelques 100 Myr après l’arrivée sur la ZAMS. Ce freinage se produit de manière telle qu’il conduit à une convergence des vitesses de rotation, dans le sens qu’après $\sim 1 \text{ Gyr}$, toutes les étoiles de type solaire tournent à des vitesses relativement faibles, correspondant à des périodes de rotation de quelques dizaines de jours (exception faite ici des étoiles membres de systèmes binaires serrés).

3.6.2 La loi de Skumanich

Vous l’avez peut-être anticipé: le modèle de vent Weber-Davis étudié à la §3.5.1 peut nous fournir la quantité-clef requise pour modéliser le freinage rotationnel des étoiles, soit le taux de perte de moment cinétique. Le résultat crucial est l’éq. (3.77), indiquant que le moment cinétique net transporté par le vent (L) est égal à celui qui serait transporté par le plasma dans un vent non-magnétisé demeurant en co-rotation avec la photosphère jusqu’au rayon d’Alfvén r_A :

$$L = \Omega r_A^2 . \quad (3.95)$$

Cependant, le modèle Weber-Davis, et donc l’éq. (3.95), ne s’appliquent qu’au plan équatorial. L’expression équivalente pour la sphère complète n’est pas simplement $4\pi\Omega r_A^2$, car ce n’est que la composante de l’expansion dans la direction perpendiculaire à l’axe de rotation qui extrait

du moment cinétique Une option raisonnable est de supposer que ce sont toutes les coquilles sphériques de plasma en expansion qui demeurent en co-rotation jusqu'à $r = r_A$, dans lequel cas on aurait:

$$L_{\text{sph}} = \frac{2}{3}\Omega r_A^2, \quad (3.96)$$

où le facteur $2/3$ provient du calcul du moment d'inertie pour une coquille sphérique. Le taux de perte de moment cinétique devient alors:

$$\frac{dJ}{dt} = \dot{M} \times L_{\text{sph}} = -4\pi\rho_A r_A^2 u_{rA} \left(\frac{2}{3}\Omega r_A^2 \right). \quad (3.97)$$

Bon maintenant; au rayon d'Alfvén on a $u_{rA} = A_{rA}$, avec $B_{rA}^2 = 4\pi\rho_A A_{rA}^2$. De plus, la conservation du flux magnétique exige que $r_0^2 B_{r0} = r_A^2 B_{rA}$. Substituant tout ceci dans l'éq. (3.97) donne:

$$\frac{dJ}{dt} = \dot{M} \times L_{\text{sph}} = -\frac{2}{3}B_{r0}^2 r_0^4 \Omega A_{rA}^{-1}. \quad (3.98)$$

Pour un vent de type coronal, donc propulsé en grande part par l'énergie thermique mais aussi magnétisé et en rotation (comme sur la Fig. 3.16), on a $A_{rA} \sim c_s$ à un facteur deux près. Si de plus on considère que la température coronale basale demeure fixe durant l'évolution de l'étoile sur la ZAMS, la perte de moment cinétique ne devient dépendante que du taux de rotation et de l'intensité du champ magnétique photosphérique. Ces deux quantités sont mesurables et donc connues dans le cas du soleil actuel, mais quelles étaient-elles quand le soleil venait tout juste d'arriver sur la ZAMS, il y a 4.5 Gyr ? Si les étoiles d'une masse solaire observées aujourd'hui dans des amas stellaires jeunes comme α Persei ou les Pléiades sont représentative du soleil jeune, alors le taux de rotation de ce dernier aurait pu se situer n'importe où entre 5 et 100 fois sa rotation actuelle. Quant à son champ magnétique photosphérique, les observations stellaires indiquent assez clairement que l'activité magnétique augmente avec le taux de rotation, et certains modèles dynamo que nous étudierons dans un chapitre ultérieur "prédisent" $B_{r0} \propto \Omega$. Si c'est le cas, et si on néglige la variation du moment d'inertie d'une étoile de type solaire évoluant sur la ZAMS (une excellente approximation, pour faire changement...), alors l'éq. (3.97) conduit à:

$$\frac{d\Omega}{dt} \propto \Omega^3, \quad (3.99)$$

Cette expression indique que les rotateurs rapides freinent plus rapidement que les rotateurs lents, ce qui explique déjà la convergence dans le temps des vitesses de rotation observées dans les étoiles de type solaires membres d'amas jeunes. L'éq. (3.99) s'intègre facilement:

$$\frac{1}{\Omega^2(t)} - \frac{1}{\Omega^2(t_0)} \propto t - t_0, \quad (3.100)$$

où t_0 est le temps de l'arrivée sur la ZAMS (ou pas loin). Dans la limite asymptotique $t \gg t_0$, $\Omega \ll \Omega(t_0)$, ceci se réduit à

$$\Omega(t) \propto t^{-1/2}, \quad (3.101)$$

ce qui est précisément la dépendance temporelle déduite observationnellement, telle que quantifiée par la Loi de Skumanich. BANZAI !!

3.6.3 Temps caractéristiques

La constante de proportionnalité manquante dans l'éq. (3.101) est calculable à partir de la solution de Weber-Davis, en fait nous avons déjà fait tout le travail en obtenant l'éq. (3.98). Si

l'on suppose en première approximation que les étoiles tournent comme des corps solides, on écrirait alors:

$$J = I_* \Omega_* , \quad (3.102)$$

où I_* est le moment d'inertie de l'étoile. Par analyse dimensionnelle on arrive à l'estimé suivant pour le temps caractéristique de freinage rotationnel:

$$\tau_{\text{sp}} = I_* \Omega_* \left(\frac{dJ}{dt} \right)^{-1} . \quad (3.103)$$

Tout ce qui manque maintenant est la valeur du moment d'inertie, qui se calcule facilement à partir d'un modèle stellaire, plus précisément du profil de densité en fonction de la position dans l'étoile. Pour une distribution de masse ayant une symétrie sphérique,

$$I_* = \int_V \varrho(r) r^2 \sin^2 \theta dV . \quad (3.104)$$

Le tableau 3.4 liste les moments d'inertie de quelques modèles d'étoiles de type solaire sur la ZAMS, pour des masses allant de 0.8 and 1.2 M_\odot . Le tableau donne également les temps caractéristiques de freinage rotationnel, en supposant ici des périodes de rotation d'un jour, et un champ magnétique de surface de 0.005 T, des valeurs raisonnables basées sur les observations et modèles d'évolution sur le pré-séquence principale.

Tableau 3.4
Temps caractéristiques de freinage rotationnel sur la ZAMS³

M/M_\odot	R/R_\odot	$I_* [10^{53}]$	$\tau_{J,*} [\text{Myr}]$
0.8	0.703	4.41	810
0.9	0.784	5.50	604
1.0	0.882	6.75	396
1.2	1.131	9.02	133

Les temps caractéristiques de freinage sont de l'ordre de 10^8 — 10^9 années, confortablement plus court que l'âge du soleil, quoiqu'un facteur d'environ 10 plus long que les temps équivalents déduits des observations des vitesses de rotation dans les amas jeunes. Cet écart provient en fait de l'hypothèse de rotation solide, mais se lancer là-dedans nous entrainerait trop loin de notre sujet.

Il y a clairement des limites à l'applicabilité de l'éq. (3.101). Dans les amas stellaire très jeunes ($\lesssim 100$ Myr), on observe une population de rotateurs lents qui ne cadre pas du tout avec l'extrapolation dans le passé de la Loi de Skumanich. L'hypothèse la plus plausible est que la rotation de ces étoiles est demeurée régulée par une interaction (magnétique!) avec un disque d'accrétion, jusqu'à l'approche finale à la ZAMS; on reviendra là-dessus au chapitre 4. De même, l'astérosismologie permet maintenant de dater de manière relativement fiable les étoiles vieilles du champ. Des études récentes ont démontré que la perte de moment cinétique conduisant à la Loi de Skumanich subit une forte chute pour des étoiles un peu plus vieilles que le soleil. A l'heure actuelle cette transition est interprétée en terme d'une transition dans le mode d'action dynamo (voir chap. 5) dans ces rotateurs lents, qui conduirait à un champ coronal ayant une topologie moins propice à la perte de moment cinétique; voir références en fin de chapitre si ça vous intéresse d'approfondir ces subtilités de l'évolution rotationnelle des étoiles.

³Modèles stellaires par D. Vanderberg, Université de Victoria.

3.7 Au delà des vents coronaux

La perte de masse par le biais d'un vent est en fait un phénomène assez répandu en astrophysique, et les vents de type coronaux (i.e., puisant dans un réservoir thermique de plasma surchauffé) sont très certainement émis par toutes les étoiles de type solaire. Des vents obéissant essentiellement à la même dynamique originent également des galaxies, et de certains disques d'accrétion. Les étoiles massives et chaudes propulsent des vents très massifs à l'aide de leur luminosité radiative. Il existe des indications indirectes que même les étoiles trop froides pour propulser un tel vent radiatif, mais trop chaudes pour avoir une enveloppe convective, supportent également une perte de masse, mais à des taux bien inférieurs à celui du soleil actuel. En effet, la modélisation des abondances des espèces chimiques déterminées spectroscopiquement dans leurs atmosphères demande souvent l'ajout d'un faible taux de perte de masse afin de bien reproduire les abondances observées. Dans les étoiles évoluées au stade de géante et supergéante, l'accélération d'un vent par l'absorption d'ondes acoustique, magnétoacoustique, et/ou Alfvén joue probablement un rôle important, autant au niveau du chauffage coronal (via leur dissipation) que du dépôt de quantité de mouvement dans le vent même. Les ondes d'Alfvén sont particulièrement attrayantes dans ce dernier cas, puisqu'elles sont sujettes à une absorption beaucoup moindre à la base de la couronne, en comparaison aux ondes acoustiques et magnétoacoustiques. La bibliographie liste quelques bonnes références pour ceux ou celles désirant examiner ces questions de plus près.

Bibliographie:

Ceux/celles intéressé(s) à l'historique lointain des observations de la couronne solaire trouveront de quoi approfondir le sujet sur les pages Web *Grands Moments de la Physique Solaire*, développées au fil des ans par mon oncle votre humble serviteur ici présent:

<http://www.astro.umontreal.ca/~paulchar/grps/histoire/newsite/history.f.html>

Au niveau de l'histoire plus récente, en particulier sur les indices pointant vers l'existence d'un vent solaire, voir:

Behr, A., & Siedentopf, H. 1953, *Zeitschrift Ap.*, **32**, 19.

Biermann, L. 1951, *Zeitschrift Ap.*, **29**, 274.

Même plus d'un demi-siècle plus tard, le grand classique de Eugene Parker mérite encore amplement d'être lu (1935 citation sur ADS en date de septembre 2018!):

Parker, E.N. 1958, *Astrophys. J.*, **128**, 664

Le site Web de la mission *Ulysses* donne un bon survol de l'état actuel des connaissances sur le vent solaire:

<http://ulysses.jpl.nasa.gov>

Sur la question de l'ajout d'énergie et/ou quantité de mouvement dans les vents coronaux, voir:

Leer, E., & Holzer, T.E. 1980, *JGR*, **85**, 4681

Ofman, L. 2010, *Liv. Rev. Solar Phys.*, **7**, 4:

<http://solarphysics.livingreviews.org/Articles/lrsp-2010-4>

Les solutions magnétostatiques décrites à la section §3.4.2 sont le fruit du très dur labeur de

Low, B.C. 1986, *Astrophys. J.*, **310**, 953-965,

tandis que les calculs de vents polytropiques pour des facteurs d'expansion non-radiaux doivent être crédités au tout aussi dur labeur de

Kopp, R.A., & Holzer, T.A. 1976, *Sol. Phys.*, **49**, 43-56,

dont la seconde moitié de la §3.4.3 est fortement inspirée. Sur l'évolution en spirale du champ magnétique solaire entraîné dans le milieu interplanétaire par le vent, voir

Parker, E.N. 1963, *Interplanetary Dynamical Processes* (New York: John Wiley), chap. 10.

Ainsi que la §2 de l'article de revue suivant, disponible en ligne:

Owens, M.J., & Forsyth, R.J. 2013, *Liv. Rev. Solar Phys.*, **10**, 5:
<http://solarphysics.livingreviews.org/Articles/lrsp-2013-5>

Le modèle Weber-Davis de la §3.5.1 a été développé par

Weber, E.J., & Davis, L. Jr. 1967, *ApJ*, 148, 217.
 Belcher, J.W., & MacGregor, K.B. 1976, *ApJ*, 210, 498.

Le contenu de la §3.5.3 est basé en quasi-totalité sur les deux articles suivants:

Keppens, R., & Goedbloed, J.P. 1999, *Astron. Astrophys.*, **343**, 251-260,
 Keppens, R., & Goedbloed, J.P. 2000, *Astrophys. J.*, **530**, 1036-1048,

Les images de solutions MHD tridimensionnelles présentées à la Figure 3.21 sont tirées de la page Web suivante:

http://www.predsci.com/corona/coronal_modeling.html

qui contient de nombreuses comparaisons (par l'image) entre les prédictions des modèles et une dizaine d'éclipses totales du soleil (consultée septembre 2015). L'idée d'une perte de moment cinétique dans un écoulement magnétisé remonte à:

Schatzman, E. 1962, *Ann. Astrophys.*, 25, 18.

mais l'article suivant, ayant eu une très grande influence sur le développement du sujet, reste à lire:

Mestel, L. 1968, *MNRAS*, 138, 359.

Sur la Loi de Skumanich, voir:

Skumanich, A. 1972, *ApJ*, 171, 565,
 Durney, B. 1972, in *Solar Wind*, eds. C.P. Sonett, P.J. Coleman, & L.M. Wilcox (Washington: NASA), p. 282.

et sur son bris dans les étoiles âgées:

van Saders, J.L., et al. 2016, *Nature*, 529, 181-184,
 Metcalfe, T.S., Egeland, R., & van Saders, J.L. 2016, *ApJL*, 826, L2.

Au niveau de l'accélération des vents via l'absorption d'ondes acoustique, magnétoacoustique ou Alfvén, commencez avec:

Cuntz, M. 1990, *ApJ*, 353, 255,
 Hartmann, L., & MacGregor, K.B. 1980, *ApJ*, 242, 260,
 MacGregor, K.B., & Charbonneau, P. 1994, in *Cosmic winds and the heliosphere*, ed. J.R. Jokipii, C.P. Sonett, & M.S. Giampapa, Tucson: University of Arizona Press, 327-ff.

Finalement, l'ouvrage suivant offre un excellent survol des vents stellaires dans à peu près tous les coins du diagramme Hertzsprung-Russell:

Lamers, H.G.L.M., et Cassinelli, J.P., *Introduction to Stellar Winds*, Cambridge University Press (1999).

