

DEMANDE D'EMERITAT

- Nom Roland Grappin
- Fonction Astronome 2ème classe
- Laboratoire Laboratoire de Physique des Plasmas
- e-mail Roland.Grappin@lpp.polytechnique.fr

Résumé

Je demande l'éméritat d'une part pour mener à terme les projets de recherche détaillés dans ce dossier, mais également les projets de durée déterminée qui sont énumérés ci-dessous.

1. Je souhaite conduire à terme la *thèse de Victor Montagud* commencée en octobre 2015 sur la dissipation turbulente dans le vent solaire.
2. Je souhaite aller jusqu'au bout de ma collaboration avec *Andrea Verdini* (postdoc plas@par Lesia/LPP depuis mars 2016) et *Olga Alexandrova* (Lesia) sur l'anisotropie spectrale dans la zone inertielle de la turbulence dans le vent solaire.
3. A l'issue de la thèse de Victor Montagud, un travail d'adaptation sera nécessaire pour traduire les acquis obtenus sur la dissipation turbulente en terme de chauffage turbulent, et les incorporer au modèle VP de génération du vent solaire proposé sur le site VP (ma tâche de service actuelle, hébergée par Medoc). Ceci demandera que je collabore étroitement avec *Filippo Pantellini* (Lesia) qui sera le nouveau responsable du site VP début septembre 2016. Si ce travail n'est pas fait, le travail de thèse de Victor Montagud sera perdu pour VP. Pour ce travail je demande deux ans d'éméritat supplémentaires, donc cinq ans au total.

Table des matières

1	Bilan des activités de recherche	2
1.1	Encadrement Thèses	2
1.2	Organisation d'ateliers et séminaires	3
1.3	Service d'Observation	3
1.4	Théorie de la turbulence	4
1.4.1	Dimension d'attracteur et équation de Yaglom	4
1.4.2	Turbulence Alfvénique et bi-dimensionnalisation	4
1.5	Turbulence dans le vent solaire	5
1.5.1	Scenario Alfvén-dynamo	5
1.5.2	Cascade en expansion - modèle EBM	6
1.5.3	Propriétés de la turbulence dans le vent solaire (Helios)	7

1.6	Turbulence développée dans la couronne solaire	9
1.6.1	Couplage surface solaire-couronne	9
1.6.2	Spectres perpendiculaire et parallèle dans la couronne ouverte	9
1.6.3	Conjecture d'Hollweg et chauffage de la couronne fermée	10
1.7	Génération du vent solaire	12
1.7.1	Vent isotherme axisymétrique (DIP)	12
1.7.2	Vent avec bilan thermique 1D (VP)	13
2	Bilan enseignement	15
2.1	Enseignement	15
2.2	Encadrement Stages	16
3	Contributions à la diffusion des connaissances	16
3.1	Livre	16
3.2	Vulgarisation	17
4	Liste des publications les plus significatives	17
5	Projets dans le cadre de l'éméritat	18
5.1	Régimes de turbulence MHD - loi d'échelle et anisotropie . .	18
5.1.1	MHD sans expansion	19
5.1.2	MHD avec expansion	19
5.2	Dissipation turbulente et accélération du vent	20
6	Bibliographie - articles dans revues à refereee	22

1 Bilan des activités de recherche

Notre travail a consisté principalement à (1) étudier et modéliser les propriétés de la turbulence aux basses fréquences décrites par la Magnétohydrodynamique (MHD); (2) étudier et modéliser l'accélération du vent solaire. Ma contribution à l'étude de la turbulence peut se décomposer en trois parties : (1a) étude théorique (1b) étude de la turbulence spécifique du vent solaire (1c) étude de la turbulence coronale.

1.1 Encadrement Thèses

1998-99 : thèse de F. Cametti (Université de Cosenza, Italie, co-responsable avec PierLuigi Veltri)

2009 : thèse de Waleed Mouhali (encadrement de la dernière année, J. Léorat ayant assuré la direction de la thèse pour les années précédentes)

2006-2009 : Rui Pinto "Modélisation dynamique de la couronne et du vent solaire"

2012-2014 : Yue Dong "Analyse spectrale des mécanismes de propagation et de dissipation de la turbulence dans les plasmas de vent solaire et de tokamaks" (cotutelle avec Xavier Garbet, Cadarache)

2016- : Victor Montagud "Dynamique turbulence du vent solaire" NB Le but de cette thèse est (i) déterminer avec le code EBM (MHD incluant les termes d'expansion du vent solaire) le meilleur modèle (dynamique ou algébrique) décrivant la dissipation turbulente avec expansion (ii) de l'incorporer ensuite dans le code de vent solaire 1D VP pour lui permettre de prédire aussi bien l'accélération du vent lent que du vent rapide.

1.2 Organisation d'ateliers et séminaires

2000-2009 : nous avons organisé (avec J. Léorat) des séminaires hebdomadaires interdépartementaux « fluide et plasmas astrophysiques » à l'observatoire de Meudon (voir <http://astrofluides.lpp.upmc.fr/FLUIDES/>).

2000-2006 : nous avons organisé chaque année (avec A. Mangeney les premières années) un atelier international au CIAS sur le thème des simulations numériques en plasmas astrophysiques, d'une durée de 15 jours ou une semaine suivant les années.

2012 : j'ai co-organisé avec O. Alexandrova l'atelier Turbulent cascade in the solar wind : anisotropy and dissipation à l'observatoire de Meudon (<http://www.lesia.obspm.fr/turbu/>)

1.3 Service d'Observation

- Type : SO5
- Nom du service : MEDOC
- Nom de la tâche : VP ("Vitesse-Pression", Calcul à la demande et base de données de simulations de couronne-vent solaire)
- Labellisation : oui
- Nom du responsable scientifique MEDOC : E. Buchlin ; VP : R. Grappin (F. Pantellini à partir du 31 août 2016)
- Laboratoire et OSU dont relève le service : IAS

Cette tâche de service, active depuis 2013, consiste à rendre publics les résultats de calculs numériques d'un modèle (VP) de simulations du plasma solaire, à permettre leur visualisation, et à proposer des calculs à la demande utilisant le même code. Le modèle numérique de base (VP pour vitesse-pression), a été mis au point par nous, en collaboration avec J. Léorat, F. Pantellini, R. Pinto et Y.-M. Wang. Il a été utilisé dans un certain nombre de publications depuis 2008. Des calculs à la demande ont été faits pour Aaron Roberts (Nasa-Goddard). Un projet d'applications stellaires est en cours. Le site a pour adresse permanente <http://medoc-vp.ias.u-psud.fr>

1.4 Théorie de la turbulence

1.4.1 Dimension d'attracteur et équation de Yaglom

Pour étudier la turbulence développée, il peut être très utile de disposer de systèmes dynamiques réduits permettant d'atteindre sans difficulté des nombres de Reynolds élevés. Les modèles shell ou en couches permettent cela (Plunian Stepanov Frick 2012). Nous avons contribué à introduire le premier *modèle shell* (Gloaguen Léorat Pouquet et Grappin, 1985) qui permet de décrire la transition à la turbulence dans un système MHD. Nous avons ensuite mesuré la *dimension de l'attracteur* turbulent de ce modèle shell en mesurant tous les coefficients de Lyapounov- autrement dit, le nombre réel de degrés de liberté nécessaire à sa description (Grappin Léorat, Pouquet 1986) et comparé avec les dimensions d'attracteur des équations primitives de Navier-Stokes 2D (Grappin Léorat 1987, Grappin, Léorat Londrillo 1988).

Nous avons récemment participé à la première étude numérique des différents termes de *l'équation de Yaglom-Politano-Pouquet*, qui permet de tracer le flux d'énergie des fonctions de structures d'ordre 2 de la turbulence (Verdini, Grappin, Hellinger, Landi & Müller 2015). Ce type d'analyse est complémentaire de l'analyse phénoménologique/dimensionnelle (Kolmogorov 1941) qui est faite habituellement dans l'espace de Fourier. L'équation de Yaglom a l'avantage d'être exacte et son étude apporte un éclairage nouveau sur la cascade turbulente et en particulier son anisotropie.

1.4.2 Turbulence Alfvénique et bi-dimensionnalisation

Régimes Alfvéniques - Les ondes d'Alfvén se propagent le long du champ magnétique moyen dans les deux directions. Lorsque les sources d'ondes sont réparties un peu partout, on parle de turbulence équilibrée entre modes d'Alfvén se propageant dans les deux directions - c'est le problème standard, qu'on trouve dans les vents lents. Dans les vents rapides par contre, tout se passe comme si la seule source d'ondes était le soleil : on parle de régime alfvénique, et ce régime dans lequel on ne trouve que des ondes s'éloignant du soleil pose des problèmes théoriques car en principe les couplages non-linéaires disparaissent dans ce cas (Dobrowolny, Mangeney, Veltri 1980).

Nous avons utilisé l'approximation *edqnm* (eddy damped quasi-normal markovian) pour obtenir directement des équations spectrales dans l'approximation isotrope et étudier la cascade dans le régime alfvénique (Grappin et al., 1982). Nous avons montré que la cascade ne s'arrêtait pas complètement mais que les temps caractéristiques devenaient très longs, et nous avons étudié comment les spectres étaient contrôlés par l'*héllicité croisée* σ_c qui mesure le déséquilibre des énergies des deux modes d'Alfvén (Grappin et al 1983, et Grappin 1986 avec des simulations directes MHD 2D).

Transition 3D \rightarrow 2D - Nous avons étudié la transition vers le 2D observée dans les simulations directes MHD 3D lorsqu'on augmente l'amplitude du

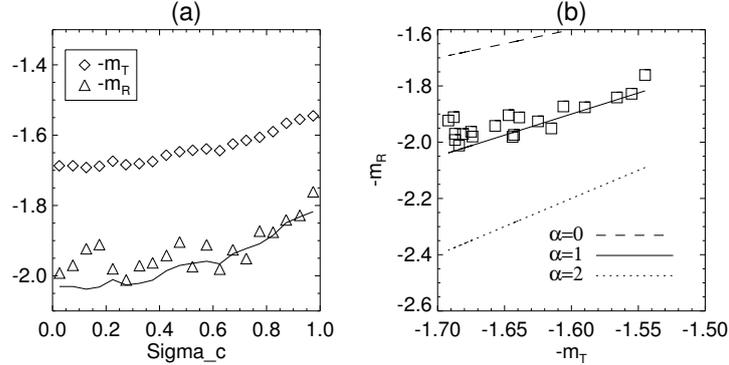


FIGURE 1 – Effet Alfvén-dynamo (Grappin Müller Verdini 2016). Pentes spectrales de l’excès magnétique (m_R) et de l’énergie totale (m_T). (a) Symboles : observations de Chen et al. (2013) en fonction de l’hélicité croisée; trait plein : prédiction de $-m_R$ via notre modèle; (b) Relation $-m_R$ ($-m_T$) à partir des observations (carrés); prédite par notre modèle (trait plein). Droites en trait pointillé/tiret : autres scénarios. Notre modèle décrit aussi bien les vents rapides alfvéniques avec spectres plats en $k^{-3/2}$ que les jets lents avec loi en $k^{-5/3}$.

champ magnétique moyen (Müller Biskamp Grappin 2003; Müller Grappin 2005, Grappin Müller 2010). Nous avons utilisé le modèle dit *multishell* (ou *shell-atm*) de Buchlin et Velli (2007) pour étudier cette limite et obtenu pour la première fois la prédiction théorique qui est un spectre à pente double, avec pente en k^{-2} à grande échelle suivie à petite échelle d’une cascade forte de pente $k^{-5/3}$, avec la transition située comme prévu à l’échelle où commence l’équilibre critique entre temps non-linéaire et temps de propagation linéaire parallèle au champ moyen (Verdini Grappin 2012a). Notre résultat a été retrouvé récemment avec des simulations directes par Meyrand Galtier Kiyani (2016).

Modèle shell anisotrope - Dans un cadre physique un peu différent (*tokamaks*), nous avons collaboré à l’introduction du premier modèle shell permettant la description d’une cascade non isotrope (Gürcan & Grappin, 2011).

1.5 Turbulence dans le vent solaire

1.5.1 Scénario Alfvén-dynamo

La propagation linéaire des ondes d’Alfvén, ainsi que les théories de cascade turbulence MHD prédisent une équipartition entre énergies cinétique et magnétique, mais cette équipartition n’est pas observée, ni dans les simulations de cascade directe, ni dans le vent solaire. On observe en général plutôt un excès d’énergie magnétique sur l’énergie cinétique.

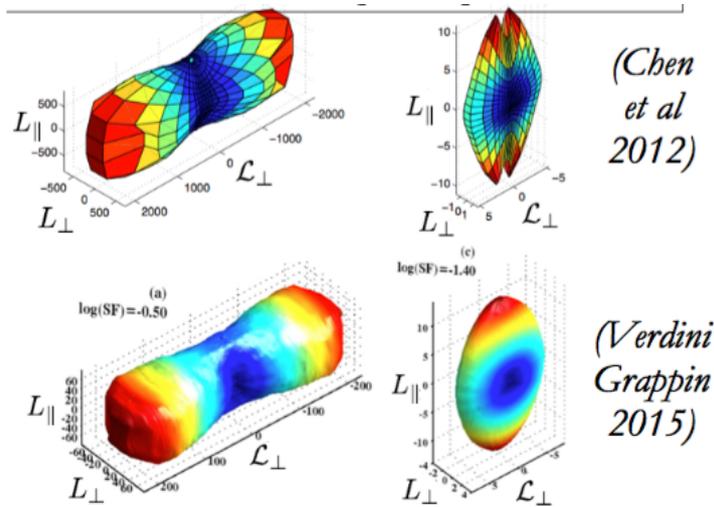


FIGURE 2 – Cascade en expansion - modèle EBM. Isosurfaces de fonction de structure, unités de longueur en km, la figure de droite est 200 fois plus petite qu’à gauche. En haut : observations ; en bas : simulation. Les grandes structures à gauche sont l’expression directe de l’expansion. Les petites structures à droite portent la marque de l’axe local du champ magnétique (la cascade est essentiellement perpendiculaire à cet axe).

Pour expliquer cet excès magnétique, nous avons proposé le scénario *Alfvén-dynamo*, dans lequel l’excès magnétique résulte de l’équilibre entre une source dynamo et l’amortissement linéaire dû aux ondes d’Alfvén (Grappin Pouquet Léorat (1983), 188 citations). Cette étude a été poursuivie (Müller Grappin 2005) et récemment nous avons abouti à une théorie complète qui prédit correctement le spectre de l’excès magnétique quand le spectre de l’énergie totale est connu, ceci aussi bien dans les vents lents que les vents rapides à forte hélicité croisée σ_c , c’est-à-dire avec dominance des ondes d’Alfvén remontant du soleil (Grappin Müller Verdini 2016), voir la fig. 1.

1.5.2 Cascade en expansion - modèle EBM

Lorsqu’on veut simuler la turbulence dans le vent solaire, il est impossible d’éliminer l’écoulement moyen (radial) du vent solaire par une transformation de Galilée. Une expansion transverse subsiste toujours. Le modèle dit “EBM” (expanding box model) consiste à ré-écrire les équations primitives (MHD par exemple) en séparant vent moyen radial (constant) et fluctuations, et en utilisant des *coordonnées comobiles* pour “suivre” le mouvement *radial* moyen. On peut suivre ainsi l’évolution du plasma turbulent emporté par le vent, l’effet principal négligé auparavant est l’étirement du plasma

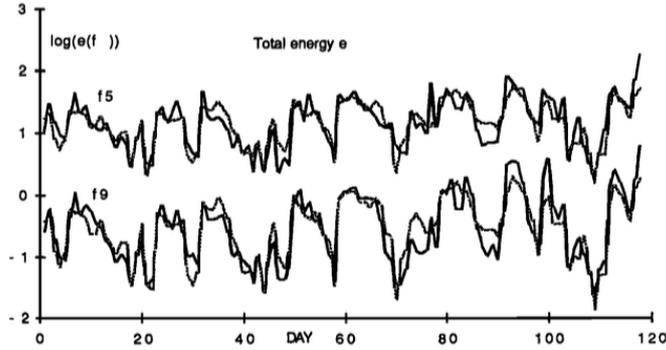


FIGURE 3 – Propriétés de la turbulence dans le vent solaire (Grappin Mangeney Marsch 1990). Mission Helios : superposition de l’amplitude (en Log) des fluctuations (cinétique+magnétique) dans les bandes de l’heure (f5) et 3 minutes (f9) et de la vitesse thermique des protons c_s (courbe en trait faible, Ac_s^α , avec A et α différents pour les deux bandes de fréquences).

perpendiculaire à la radiale (Grappin Velli Mangeney 1993; Grappin Velli 1996). Cet étirement impose une anisotropie spécifique à la turbulence dans le vent solaire, dont les conséquences sont multiples. Ce modèle a d’abord été appliqué en MHD 2D, puis en hybride (échelles sub-ioniques : Hellinger, Travnicek, Mangeney, & Grappin 2003a,b), enfin récemment repris en MHD 3D.

Dans nos derniers travaux en MHD 3D avec le modèle EBM, nous avons pu expliquer plusieurs aspects jusque là incompris de la turbulence dans le vent solaire. Nous avons étudié comment l’anisotropie variait avec l’échelle dans un repère absolu (anisotropie des spectres), montré la compétition entre direction radiale et perpendiculaire au champ magnétique moyen pour la cascade, et expliqué comment l’expansion contrôlait l’anisotropie de polarisation des fluctuations (Dong, Verdini, Grappin 2014). Dans un deuxième travail, nous avons étudié l’anisotropie dans un repère local (lié au champ magnétique moyen local) : nous avons retrouvé à l’identique et expliqué via les simulations EBM (Verdini, Grappin, 2015; cf fig. 2) les mesures de l’anisotropie des structures turbulentes à grande et petite échelle.

1.5.3 Propriétés de la turbulence dans le vent solaire (Helios)

Nous avons examiné dans (Grappin Mangeney Marsch 1990) les données d’Helios entre 0.3AU et 1 AU et mis en évidence une corrélation très forte, retrouvée depuis dans d’autres travaux, mais restée inexplicée, entre *amplitude de la turbulence* en énergie par unité de masse dans la partie “inertielle” (ou MHD) du spectre et *température des protons* (fig 3).

Cette relation est probablement une relation fossile d’une relation établie

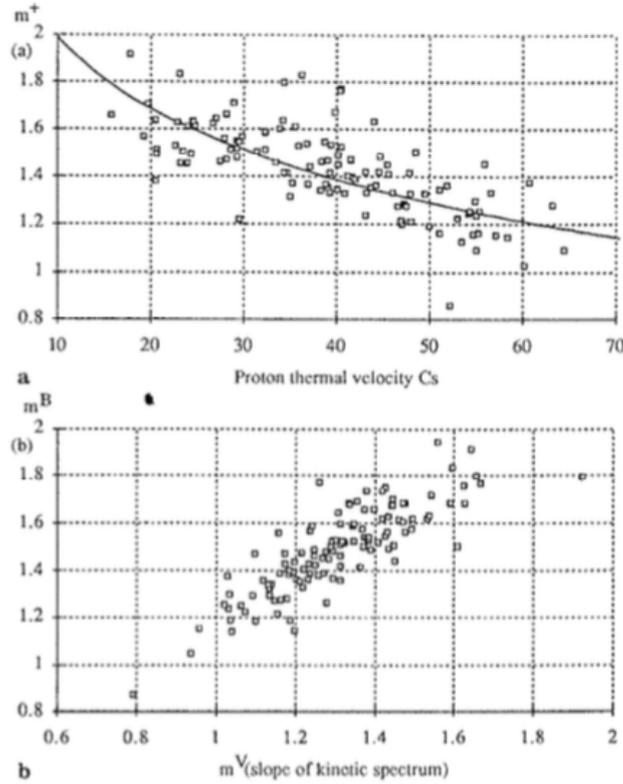


FIGURE 4 – Propriétés de la turbulence dans le vent solaire (Grappin Velli Mangeney 1991). Mission Helios : corrélation entre (a) pente spectrale m_+ du mode d’Alfvén dominant et vitesse thermique des protons c_s ; (b) pente du spectre magnétique m_B vs pente du spectre cinétique m_V .

dans la couronne, suffisamment forte pour masquer complètement le transfert d’énergie des fluctuations en énergie interne due à la dissipation turbulente. Cette hypothèse est confirmée par le travail en cours de Sonny Lion avec Olga Alexandrova (comm. personnelle) au LESIA qui montre que la même corrélation fossile vaut aussi bien pour le vent solaire proche (Helios, $0.3 \leq R \leq 1$ AU) que lointain (Ulysses, $R \leq 5$ AU). En utilisant une extrapolation simple du profil de température vers le soleil, on doit pouvoir proposer une estimation fiable de l’amplitude des fluctuations près du soleil permettant de prévoir le gain à utiliser pour les instruments de Solar Orbiter et Solar Probe plus.

Nous avons ensuite mis en évidence la variation des *pentés spectrales* (Grappin Mangeney Marsch 1990; Grappin Velli Mangeney, 1991) avec les propriétés moyennes, *température des protons et/ou hélicité croisée* σ_c , cf. fig. 4). Il n’existe toujours pas de théorie qui permette de prédire comment

le spectre d'énergie totale varie avec l'hélicité croisée (voir projet plus bas).

1.6 Turbulence développée dans la couronne solaire

Plusieurs processus physiques jouent un rôle ici. Tout d'abord, le champ moyen (particulièrement fort dans la couronne) introduit une anisotropie dans la formation des petites échelles, effet qui est responsable en partie de l'homogénéité du plasma le long des tubes de flux magnétique. Ensuite, la stratification de l'atmosphère introduit des frontières asymétriques (l'énergie traverse dans un sens mais pas dans l'autre) menant à des phénomènes de piégeage des ondes dans la couronne, qui explique en bonne partie sa très haute température. La situation la plus complexe est celle des régions ouvertes, dans lesquelles les différentes formes d'énergie sont finalement transformées en énergie cinétique du vent. Enfin, un dernier processus joue un rôle : la source principale des fluctuations étant la surface, les deux espèces d'ondes d'Alfvén (dits aussi modes d'Elsasser, $z_+ = u + b/\sqrt{\rho}$ et $z_- = u - b/\sqrt{\rho}$) se propageant le long du champ moyen ne sont pas à égalité, ce qui limite fortement les interactions non-linéaires et rend l'évolution spectrale des deux composantes très différentes.

1.6.1 Couplage surface solaire-couronne

Nous avons montré en résolvant les équation de la MHD dans un modèle de *couronne fermée* comment deux points de la surface connectés par une même ligne magnétique échangeaient leur quantité de mouvement, ce qui donne lieu globalement à un terme de friction modifiant les équations du mouvement à la surface solaire. Ce processus de friction est le résultat du piégeage partiel des ondes d'Alfvén dans la couronne, au contraire de l'hypothèse - fautive mais habituelle - de piégeage illimité dans la couronne fermée (hypothèse incluse dans l'hypothèse standard dite "line-tied" ou "pieds attachés" ; Grappin Aulanier Pinto 2008).

1.6.2 Spectres perpendiculaire et parallèle dans la couronne ouverte

Nous avons étudié via un modèle multi-shell (Verdini Grappin Pinto Velli 2012) la dynamique turbulente dans une configuration typique de région ouverte. Dans une telle région, les ondes montantes z_+ et descendantes z_- sont d'amplitude très inégales, et, comme leur temps caractéristiques respectifs dépendent de l'amplitude de l'autre champ, leurs dynamiques sont très différentes : a priori, les ondes descendantes minoritaires subissent un couplage fort, et les ondes montantes un couplage faible. En principe, cela devrait mener à des spectres (principalement perpendiculaires au champ magnétique moyen) très différents, mais nous avons constaté que ce n'était pas le cas.

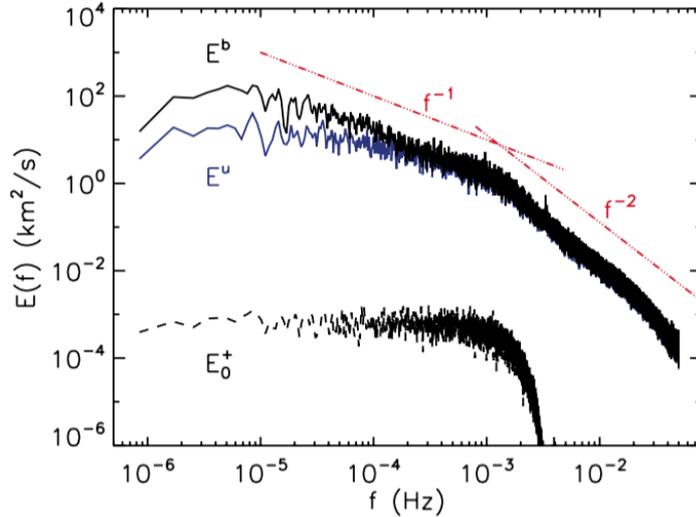


FIGURE 5 – Formation de la turbulence dans la couronne ouverte (Verdini Grappin Pinto Velli 2012). En haut : spectres magnétique et cinétique à la sortie du domaine (20 rayons solaires) ; en bas, conditions initiales : spectre d’ondes d’Alfvén injecté à la surface solaire. On remarque en haut le spectre basse fréquence en $1/f$, formé spontanément.

Il se trouve en effet que la réflexion des ondes sur la base coronale mène à une transformation permanente du mode z_+ en z_- , si bien qu’en fin de compte les deux spectres perpendiculaires suivent la même loi en $k_{\perp}^{-5/3}$. Un résultat important est que les fluctuations *temporelles* de la turbulence observent une loi non triviale : les grandes échelles montrent un spectre en fréquence en $1/f$ (cf. fig. 5). Ce spectre pourrait être la source du spectre dit “fossile” en $1/f$ observé plus loin ($R > 0.3AU$) par les sondes spatiales (rappelez que la structure perpendiculaire à la radiale n’est pas normalement échantillonnée par les satellites).

1.6.3 Conjecture d’Hollweg et chauffage de la couronne fermée

Les boucles fermées de la couronne sont des cavités résonantes pour les ondes d’Alfvén injectées par la surface. Le signal disparaît de ces cavités en un temps t_{η} (soit par dissipation turbulente, soit par fuite vers la surface).

Hollweg (1984) avait proposé la conjecture suivante : (i) Le spectre temporel d’ondes injecté par la surface est un bruit blanc ; (ii) la fuite est négligeable, c’est la dissipation turbulente qui domine. Dans ce cas, l’énergie (par unité de masse) E accumulée dans la couronne, normalisée à l’énergie des ondes à la surface E_0 , est égale au rapport entre temps de dissipation t_{η} et temps $t_{Ac} = L/V_{Ac}$ d’aller-retour par les ondes d’Alfvén dans la cavité

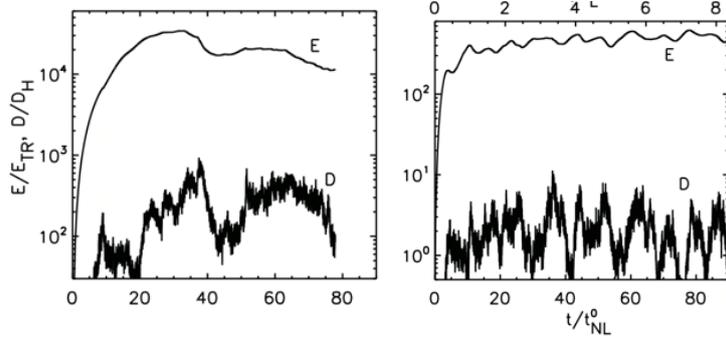


FIGURE 6 – Chauffage de la couronne fermée (Verdini Grappin Velli 2012). Energie piégée (E) dans la couronne et taux de chauffage (D). A gauche : couronne avec piégeage parfait (hypothèse d’Hollweg) ; à droite : couronne avec saut de vitesse d’Alfvén réaliste à la transition chromosphérique. Les énergies coronales (E) sont normalisées à la valeur de surface, les taux de dissipation (D) sont normalisés à la prédiction d’Hollweg.

coronale : $E/E_0 = t_\eta/t_{Ac}$. D’où le taux de chauffage par unité de masse :

$$E/t_\eta = E_0/t_{Ac} \propto B_0/L \quad (1)$$

où B_0 est le champ magnétique coronal et L la longueur de la boucle. On en déduit que l’énergie rayonnée (la luminosité X) par le volume L^3 occupé par la boucle varie comme le flux magnétique Φ : $L_X \propto L^3 E/t_\eta \propto B_0 L^2$, loi retrouvée observationnellement (Pevtsov et al., 2003).

Nous avons repris ce travail en décrivant la propagation des ondes d’Alfvén dans une atmosphère stratifiée par morceaux (la vitesse d’Alfvén est supposée constante et lente dans la chromosphère, constante et rapide dans la couronne), mais en décrivant les couplages non-linéaires perpendiculaires au champ moyen via un modèle multishell beaucoup plus élaboré que le modèle algébrique employé par Hollweg, afin de pouvoir vérifier ses hypothèses sur les échelles temps de fuite et de dissipation turbulente.

Notre résultat est que si on ne fait pas l’hypothèse d’Hollweg sur le temps de fuite, alors la dissipation turbulente est complètement modifiée (fig. 6). D’une façon générale (panneau de droite), le niveau d’énergie piégée et le taux de dissipation sont fortement réduits. Nous trouvons aussi que les deux phénomènes d’amortissement de l’onde coronale (fuite et dissipation) s’ajustent pour être toujours comparables. Malgré cette différence physique, nos résultats sont finalement compatible avec la loi d’échelle de Pevtsov reliant flux magnétique solaire et luminosité X.

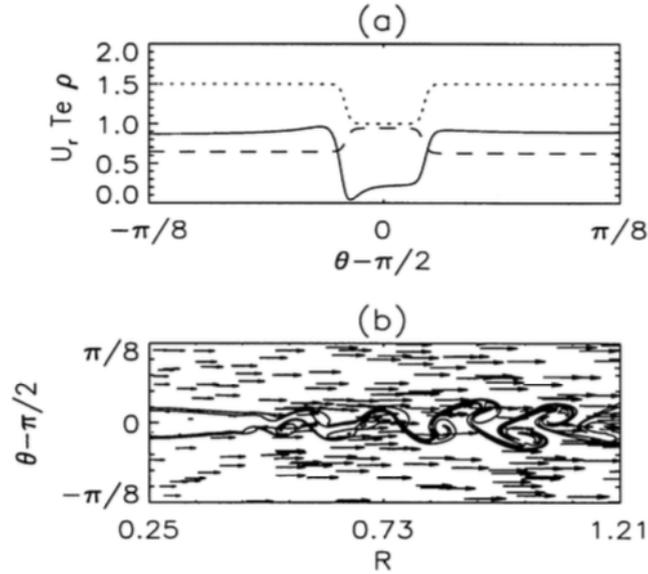


FIGURE 7 – Formation d’une allée de von Karman générées par des fluctuations thermiques dans la couronne solaire (Grappin Léorat Cavillier Prigent 1997). (a) Profil en latitude (pris à la base coronale) de vitesse radiale (trait plein), température (pointillé), densité (tireté); (b) Allée de von Karman dans le plan distance, latitude - isocontours de température.

1.7 Génération du vent solaire

Nous avons mis au point successivement deux modèles de vent solaire qui utilisent la méthode des caractéristiques permettant l’injection causale d’ondes (compressibles ou Alfvén) via la surface solaire. Le premier modèle (DIP pour *dipôle*, 2.5D) est axisymétrique et isotherme (pas d’équation d’énergie). Le second modèle (VP pour *vitesse-pressure*, 1D) inclut les effets thermiques (conduction, chauffage, refroidissement par rayonnement) qui jouent un rôle important dans le processus d’accélération. Il demande de spécifier la structure radiale du champ magnétique et décrit les solutions (dépendant du temps ou stationnaires) le long de la ligne de champ. Il permet une prédiction détaillée du vent si l’on se donne la structure magnétique coronale (Verdini Grappin Velli 2012).

1.7.1 Vent isotherme axisymétrique (DIP)

Nous avons mis en évidence pour la première fois dans un modèle de vent solaire des allées de tourbillons de von Karman générées par des fluctuations thermiques dans la couronne (cf. fig. 7; Grappin Léorat Cavillier Prigent 1997, Grappin Léorat 2001) et nous avons montré que l’injection d’ondes

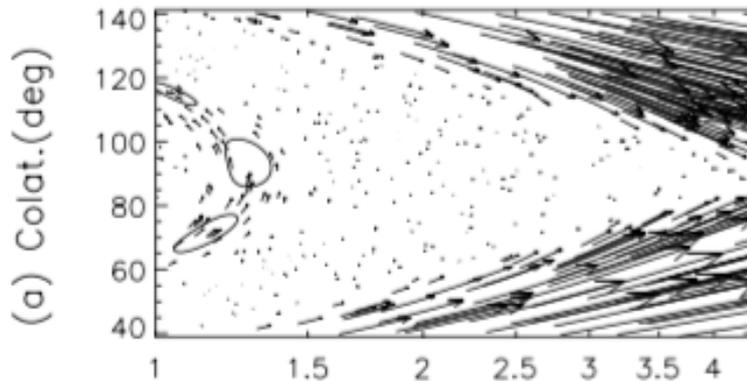


FIGURE 8 – Vent polytrophe axisymétrique (DIP)- Zoom sur un streamer équatorial (carte distance-colatitude) : champ de vitesse dans le plan méridien, avec contour de vitesse azimutale $\pm 40 \text{ km/s}$, montrant la formation d’un écoulement du Sud au Nord parallèle au tube de flux magnétique dans lequel se propagent les ondes d’Alfvén.

acoustiques menait à une décélération du vent et non une accélération (Grappin Cavillier Velli 1997). Nous avons montré que des pics intermittents de température coronale augmentaient la vitesse moyenne du vent solaire (Grappin Mangeney, Schwartz, Feldman 1999). NB Le mot “isotherme” qualifiant le modèle implique que la température est conservée au cours du mouvement du plasma, mais n’interdit pas d’introduire des fluctuations de température à la base coronale.

Nous avons aussi montré avec ce modèle comment (i) des structures magnétiques à équilibre de pression pouvaient canaliser les ondes d’Alfvén avec une faible composante compressible comme dans les observations (Grappin Léorat Buttighoffer 2000) ; (ii) les ondes d’Alfvén injectées à la surface solaire pouvaient générer des écoulements instables (siphons) dans la couronne fermée (fig. 8, Grappin Léorat Habbal 2002, 2005).

Enfin, en intégrant pendant un cycle solaire le modèle de dynamo de Brun-Jouve, en extrapolant à la couronne le champ magnétique ainsi généré à la surface solaire, et en incorporant au modèle DIP le champ résultant comme champ potentiel extérieur, nous avons obtenu une image qualitativement plausible de la variation de la carte des vitesses du vent solaire en fonction de la latitude et du cycle (Pinto Brun Jouve Grappin, 2011).

1.7.2 Vent avec bilan thermique 1D (VP)

Nous avons écrit une version thermique de notre code de vent solaire (VP, Grappin, Léorat & Wang, 2006, coll. SF2a)) permettant de décrire la formation de la transition chromosphérique, ainsi que l’accélération du vent

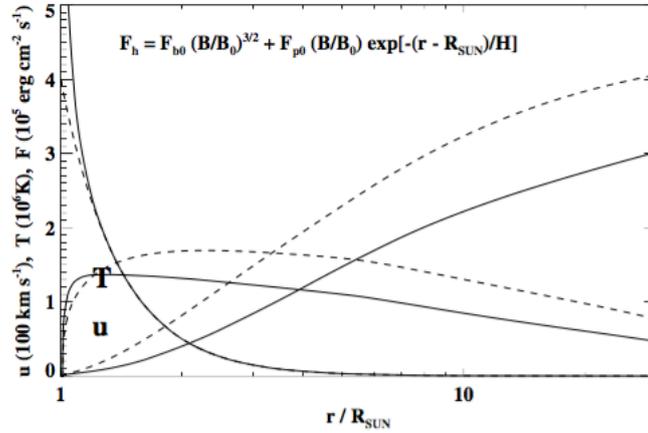


FIGURE 9 – Vent avec bilan thermique 1D (VP) (Pinto Grappin Wang Léorat 2009). On a représenté la densité n (courbes monotones décroissantes), la température T (courbes croissantes puis décroissantes), la vitesse (courbes monotones croissantes). La solution inter-plume est en pointillé, avec une seule source de chauffage dans la couronne vers $1 R_g$. La solution “plume”, par contre, a un chauffage supplémentaire dans les couches denses (trait plein) vers $H = 0.05 R_\odot$. Ce chauffage des couches denses mène à un vent beaucoup plus lent, conformément aux observations.

en se donnant : (i) la topologie magnétique coronale ; (ii) la distribution en altitude du chauffage déposé dans la couronne. Les premiers modèles de ce type ont été proposés par Wang (1993) mais le nôtre se distingue par le fait qu’il est plus robuste, permet de décrire les vents instationnaires, et part de la surface solaire et non comme il est habituel de la base coronale (la transition chromosphérique) qui ne permet pas d’imposer des conditions aux limites physiques.

Prenons un premier exemple d’utilisation de ce code. Dans les zones de champ magnétique ouvert, le vent n’est pas homogène. En particulier, dans la couronne, on trouve couramment des tubes de flux magnétique sur-denses (ou plumes solaires), et les propriétés du vent diffère selon qu’il a sa source dans une plume solaire ou dans le milieu inter-plume : la température et la vitesse du vent au-dessus des plumes sont globalement plus basses.

Nous avons retrouvé le contraste observé entre les deux types de vent en faisant des hypothèses plausibles sur les distributions respectives en altitude du chauffage déposé dans la couronne. Dans le cas du milieu inter-plume, nous avons supposé un chauffage en altitude ($H \simeq 1R_\odot$) ; dans le cas du vent de plume solaire, nous avons supposé une deuxième source de chauffage à basse altitude, correspondant à une source de chaleur par reconnexion associée à la plume. L’ajout de cette source basse mène à une dilatation

de l’atmosphère et donc diminue très fortement l’efficacité du chauffage en altitude, ce qui mène finalement à un vent plus froid (cf. fig. 9, Pinto Grappin Wang Léorat 2009, Grappin Wang Pantellini 2011).

L’observation que les jets rapides trouvent leur origine dans des tubes de flux magnétique qui ont une faible expansion entre la surface et la couronne a mené à la relation empirique très utilisée dans les modèles de vent solaire qui est la relation de Wang-Sheeley-Arge (Wang et Sheeley 1990, Arge & Pizzo 2000) qui relie la vitesse du vent à 1 AU aux taux de surexpansion des tubes de flux f :

$$U_{1AU} \propto 1/f^{1/3} \quad (2)$$

où $f = \frac{A(R1)}{A(R0)} / \frac{R1^2}{R0^2}$, $R0 = 1R_{\odot}$, $R1 = 2.5R_{\odot}$. Nous avons utilisé avec le modèle VP une fonction de distribution du chauffage proportionnel au champ magnétique local le long du tube de flux. Ceci nous a permis de retrouver une relation proche de la loi de Wang-Sheeley-Arge (Pinto Grappin Wang Léorat 2009). Nous avons montré que cela restait vrai pour des structures complexes comme les plumes géantes (ou pseudo-streamers), si on tenait compte de leur topologie magnétique (Wang Grappin Robbrecht Sheeley 2012).

Notre but est cependant de relier directement la distribution du chauffage avec l’altitude aux degrés de liberté du système par le biais d’une description satisfaisante du processus de chauffage turbulent : ceci est encore un but de recherche.

2 Bilan enseignement

2.1 Enseignement

1992-2003 : “fluides et plasmas numériques” (module M1 maîtrise de physique à Paris 7, successivement avec A. Mangeney, G. Aulanier, et F. Pantellini)

2004 et 2006 : module “fluide et plasmas numériques”, M2 recherche Observatoire de Paris (avec F. Pantellini et G. Aulanier)

2004-2015 : module M1 Paris 11 “fluides numériques et astrophysique” (filère mécanique; depuis 2011 : filière physique appliquée, avec F. Pantellini)

2001-2016 : module postmaster “Description fluide et cinétique des plasmas” (durée = 3 jours pleins à l’IAS jusqu’en 2006; depuis 2006, durée = cinq jours pleins au CIAS à l’Observatoire de Meudon) avec F. Pantellini, L. Rézeau et G. Belmont; depuis 2011 : avec G. Belmont, F. Pantellini, R. Smets. J’ai été responsable de cette formation de 2012 à 2015.

2.2 Encadrement Stages

1988-1991 : Philippe Chantry, stage de DEA + thèse non terminée sur les écoulements auto-gravitant

1993 : Etienne Cavillier, stage de maîtrise de physique Paris 7

1993-1995 : Etienne Cavillier, objecteur de conscience

1994 : Olivier Pichon de Vendeuil, stage DEA d'astrophysique Paris 7

1995 : Sébastien Hulin, stage de DEA de Mécanique des Fluides et Transferts Paris 11

1995 : E. Cavillier, stage de DEA Fluides et Transferts Paris 11.

1996 : G. Prigent, stage de DEA de Physique des Liquides, (Paris 7)

1997-1998 : Xavier Outhier (objecteur de conscience)

1998 : Y. Fuchs (DEA astrophysique Meudon)

2000 : R. Belmont (stage ENS Lyon)

2001 : E. Evrard (stage fin d'études Ecole centrale Nantes).

2002 : d'Humières (stage DEA Astrophysique)

2003 : F. Atlan (stage maîtrise physique Paris 7)

2003 : JM Le Saout (stage DEA Ecole Centrale Nantes)

2005 : Caroline Demay (stage fin d'études Ecole Centrale Nantes)

2008 : Alexis Weber (stage M1, 4 mois)

2010 : Ali-Higo Ebo Adou (stage M1, 4 mois)

2011 : Yue Dong (stage M2), Analyse spectrale de la turbulence dans le vent solaire

2012 : Xavier Supiot (stage M1 Paris-Sud, Couplage entre ondes d'Alfvén et Vent solaire)

2013 : Salima Ramdane (stage M1 Paris-Sud, Peut-on retrouver la variabilité du vent solaire avec un code fluide?)

2014 : Thomas Grossmann (stage M2 Paris-Sud, Peut-on retrouver la variabilité du vent solaire avec un code bi-fluide avec pression d'ondes?)

2015 : Majid Kassir (stage M2 Paris-Sud, Turbulence d'ondes d'Alfvén dans le vent solaire)

3 Contributions à la diffusion des connaissances

3.1 Livre

Nous avons co-écrit avec G. Belmont, F. Pantellini, F. Mottez et Guy Pelletier un livre chez Wiley, paru en 2013, sur les plasmas sans collisions. Le but de ce livre est de donner les bases d'une description à la fois cinétique (microscopique) et fluide (macroscopique) des plasmas sans collisions, et de montrer l'intérêt de cette double description.

3.2 Vulgarisation

2000 : j'ai créé avec J. Léorat le site Astrofluides sur le thème des simulations numériques fluide, plasma ou N-corps faits à l'observatoire de Paris-Meudon. Le site, utile a été recréé récemment et est visible à l'adresse suivante : <http://astrofluides.lpp.upmc.fr/indexs.html>

4 Liste des publications les plus significatives

Les trois premières publications ci-dessous décrivent les versions successives du scénario “Alfvén-dynamo” qui prédit le spectre de l'excès magnétique connaissant le spectre d'énergie totale - le scénario permet dans sa dernière version de décrire tous les régimes de vent rencontrés dans le vent solaire. Les publications 4-5 décrivent la découverte de la variation systématique de la pente et de l'amplitude des spectres avec la température des protons (ou l'hélicité croisée). Les publications 6-8 introduisent et utilisent la “boite en expansion” pour décrire l'évolution du plasma dans le vent solaire en expansion. L'article Dong et al. (7) explique comment l'expansion est à l'origine de l'anisotropie de polarisation des fluctuations magnétiques observées. L'article Verdini Grappin (8) explique comment l'expansion imprime sa marque dans la variation de l'anisotropie locale et permet de comprendre les figures de corrélation des fluctuations magnétiques qui ont été observées et restaient jusque là inexpliquées.

La publication 9 introduit les frontières ouvertes dans un modèle axisymétrique de vent solaire, ce qui nous a permis de modéliser les “canaux” dans l'héliosphère servant de guide d'onde d'Alfvén. La publication 10 combine frontières ouvertes et les flux thermiques pour aboutir au modèle “VP” ; la publication 11 utilise VP pour modéliser le vent associé à une plume géante (ou pseudostreamer) en incorporant sa structure magnétique dans le code.

Les publications 12-13 montrent comment adapter le modèle dit “multi-shell” aux stratifications différentes des couronnes ouverte et fermée.

1.Grappin, R ; Pouquet, A ; Léorat, J Dependence of MHD turbulence spectra on the velocity field-magnetic field correlation A&A 126, 51-58,1983 - Times Cited : 188

2.Müller, WC ; Grappin, R Spectral energy dynamics in magnetohydrodynamic turbulence Phys. Rev. Lett. 95, 114502, 2005 - Times Cited : 151

3.Grappin, R., Müller, W.-C. & Verdini, A. Alfvén-dynamo balance and magnetic excess in magnetohydrodynamic turbulence. A&A 589, A131–7 (2016).

4.Grappin, R ; Velli, M ; Mangeney, A Alfvénic versus standard turbulence in the solar wind Ann. Geophys. 9,416-426, 1991 - Times Cited : 84

5.Grappin, R ; Mangeney, A ; Marsch, E On the origin of solar wind MHD turbulence - HELIOS data revisited JGR-space-phys. 95, 8197-8209, 1990 - Times Cited : 111

6. Grappin, R.; Velli, M. Waves and streams in the expanding solar wind. *JGR-space-phys.* 101, 425-444 (1996) - Times Cited : 56
7. Dong, Y., Verdini, A. & Grappin, R. Evolution of turbulence in the expanding solar wind, a numerical study. *ApJ* 793, 118 (2014).
8. Verdini, A. & Grappin, R. Imprints of Expansion on the Local Anisotropy of Solar Wind Turbulence. *The Astrophysical Journal Letters* 808, L34 (2015). (voir la figure 1).
9. Grappin, R., Léorat, J. & Buttighoffer, A. Alfvén wave propagation in the high solar corona. *A&A* 362, 342-358 (2000) - Times Cited : 27
10. Grappin, R., Léorat, J. & Wang, Y.-M. Time-dependent simulations of solar wind including the transition region. in *SF2A-2006, Proceedings of the Annual meeting of the French Society of Astronomy and Astrophysics* Eds. : D. Barret, F. Casoli, G. Lagache, A. Lecavelier, L. Pagani (2006).
11. Wang, Y.-M., Grappin, R., Robbrecht, E. & Sheeley, N. R. On the nature of the solar wind from coronal pseudostreamers. *ApJ* 749, 182 (2012) - Times cited : 34
12. Verdini, A., Grappin, R., Pinto, R. F. & Velli, M. On the Origin of the 1/f Spectrum in the Solar Wind Magnetic Field. *The Astrophysical Journal Letters* 750, L33 (2012) - Times cited : 23
13. Verdini, A., Grappin, R. & Velli, M. Coronal heating in coupled photosphere-chromosphere-coronal systems : turbulence and leakage. *A&A* 538, 70 (2012) - Times cited : 13

5 Projets dans le cadre de l'éméritat

5.1 Régimes de turbulence MHD - loi d'échelle et anisotropie

Lorsque le champ magnétique moyen est non nul, la phénoménologie admise veut que la cascade soit purement perpendiculaire au champ moyen, et que le spectre soit $k_{\perp}^{-5/3}$, sauf si les grandes échelles sont isotropes, auquel cas la turbulence devient faible, (c'est-à-dire basée sur un temps caractéristique très long) avec une loi en k_{\perp}^{-2} . Mais la cascade doit redevenir forte à suffisamment petite échelle, c'est-à-dire basée sur le temps de retournement court (ou temps non-linéaire) des tourbillons.

Pour une raison ou une autre, la pente spectrale faible -2 n'est pas observée dans le vent solaire. Par contre, la pente spectrale observée varie systématiquement entre $-3/2$ et $-5/3$, avec une dépendance systématique sur l'hélicité croisée et/ou la vitesse du vent (Grappin Velli Mangeney 1991, thèse de Yue Dong, 2014, Chen et al 2013). Dans les simulations MHD sans expansion, on peut observer plusieurs pentes spectrales $-5/3$, $-3/2$, -2 , en particulier en fonction des conditions initiales (Lee et al 2010).

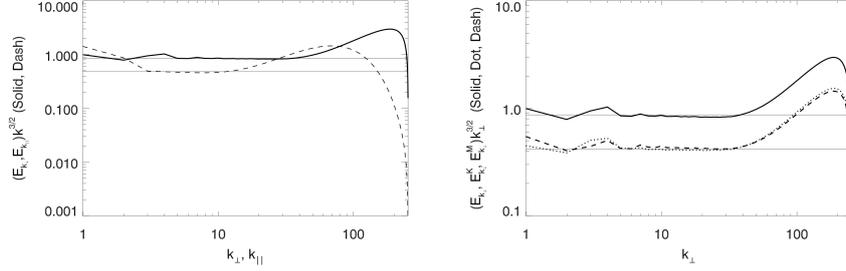


FIGURE 10 – Cascade MHD, loi d’échelle et anisotropie (1). Spectres dans une turbulence sans hélicité croisée après coupure du forçage et des termes dissipatifs, avec compensation par $k^{-3/2}$ (Müller Grappin, en cours). A gauche : spectres réduits d’énergie totale en fonction de k_{\parallel} et k_{\perp} ; à droite : spectres d’énergie cinétique, magnétique et totale en fonction de k_{\perp} .

5.1.1 MHD sans expansion

Lorsque le champ magnétique moyen est non nul, nous avons observé une loi d’échelle en $k^{-3/2}$ (Müller Biskamp Grappin 2003, Müller Grappin 2005, Grappin Müller 2010), et non la loi en $k^{-5/3}$ observée habituellement. La fig. 10 montre un cas particulièrement net : les spectres réduits sont compensés par $k^{-3/2}$, dans un calcul avec coupure des termes dissipatifs et du forçage. On a représenté (a) les spectres réduits en fonctions de k_{\parallel} et k_{\perp} ; (b) les spectres $E(k_{\perp})$ pour l’énergie totale, cinétique et magnétique. L’isotropie de la loi d’échelle est claire, et là aussi très différente de l’anisotropie habituelle. Notre projet est de comprendre les paramètres qui règlent la transition du régime classique de cascade perpendiculaire en $k^{-5/3}$ au régime plus isotrope en $k^{-3/2}$ que l’on voit sur la figure (voir aussi Grappin Müller 2010 ; Grappin Müller Verdini Gürçan archiv 2015).

5.1.2 MHD avec expansion

Dans le vent solaire (donc avec expansion), le déséquilibre en modes d’Alfvén allant vers le soleil (mode $z_- = u - B/\sqrt{\rho}$) et modes venant du soleil (mode $z_+ = u + B/\sqrt{\rho}$) semble jouer un rôle important : les spectres sont systématiquement plus plats dans les jets alfvéniques où z_+ domine, mais aussi près du soleil (voir fig. 11). En analysant la question en détail (Velli Grappin Mangeney 1989), on trouve que l’expansion peut jouer un rôle là parce qu’avec expansion, les modes propres ne sont plus strictement les modes d’Alfvén z_+ et z_- : en fait, l’expansion génère immédiatement des modes d’Alfvén z_- même si l’on part d’une situation avec $z_- = 0$ partout, avec la propriété que, contrairement aux modes z_- “normaux”, ce mode généré par l’expansion se propage dans la même direction que z_+ , donc

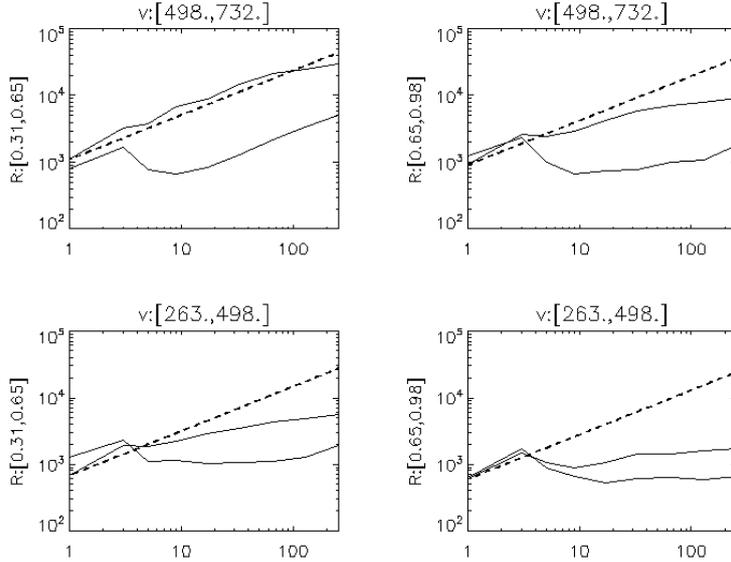


FIGURE 11 – Cascade MHD, loi d'échelle et anisotropie (2). Spectres moyens (mission Helios) des énergies E_+ et E_- des modes d'Elsasser z_+ et z_- (Grappin Verdini, en cours). Les spectres E_+ (toujours dominants) et E_- sont compensés par $k^{-5/3}$. La droite en pointillé désigne un spectre de référence en k^{-1} . En haut : vents rapides $V > 500 km/s$. En bas, vents lents $V < 500 km/s$. A gauche : distances $R < 0.65$ AU ; à droite : distances $R > 0.65$ AU. NB : Les critères de sélection sont rappelés sur les figures. Abscisse : fréquence en unité de $Journal^{-1}$.

pouvant interagir fortement dans toutes les directions, quel que soit l'angle du vecteur d'onde avec le champ magnétique.

L'expansion est donc la source indirecte de couplages non-linéaires. Par ailleurs, comme on le sait par ailleurs, l'expansion diminue les couplages des vecteurs d'onde perpendiculaires à la direction radiale, à cause de l'expansion systématique du plasma dans les directions transverses à la radiale. Cette situation pourrait être à l'origine de l'isotropie relative des jets Alfvéniques par rapport à celle des jets non Alfvéniques observée par Dasso et al (2005). Nous travaillons actuellement à reproduire le schéma évolutif de la figure 11 dans les simulation en expansion (EBM) et à l'expliquer en généralisant la phénoménologie au cas avec expansion et déséquilibre alfvénique $z_+ \gg z_-$.

5.2 Dissipation turbulente et accélération du vent

Notre but est d'aboutir à un modèle fermé de vent solaire dans lequel la production de chaleur (en particulier l'étape coronale) est obtenue de façon interne par la dissipation dans la couronne des fluctuations provenant

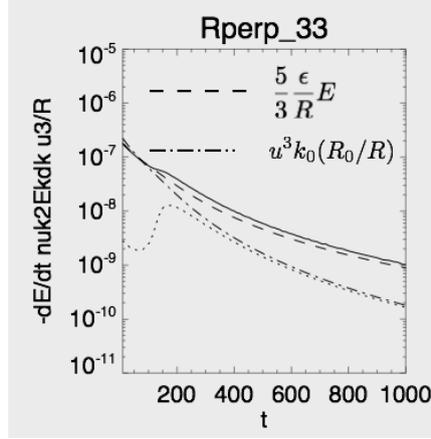


FIGURE 12 – Dissipation d’une onde sonore (dans le plan perpendiculaire à la radiale) avec expansion (Montagud Grappin Verdini, en cours)

de la surface, Pour cela, nous cherchons à mesurer, avec Victor Montagud (thèse commencée en octobre 2015) la dissipation turbulente dans le vent solaire via des simulations directes du code EBM (MHD avec expansion). La fig. 12 montre le cas très simple d’une onde sonore d’amplitude u , de vecteur d’onde k_0 perpendiculaire à la radiale, emporté par un vent de vitesse U_0 , et initialement à la distance héliocentrique R . On peut montrer que l’expansion bloque complètement la formation du choc si la longueur d’onde initiale est trop grande, plus précisément si le paramètre ϵ :

$$\epsilon = (U_0/R)/(k_0 u) \quad (3)$$

est supérieur à 1. La figure montre le cas $\epsilon = 1/2$. La dissipation de l’énergie cinétique de l’onde du^2/dt est la somme de deux termes (i) la décroissance de l’onde due simplement à l’expansion (tireté) ; (ii) la dissipation visqueuse νu^2 ou encore dissipation turbulente (pointillé). Ce dernier terme est modélisé ici (tiret-pointillé) par le terme phénoménologique $k_0(t)u^3$, où $k_0(t) = k_0(0)/R(t)$, qui coïncide assez bien avec la courbe de dissipation turbulente réelle à partir du temps $t = 200$. Ce temps $t = 200$ est le temps non-linéaire effectif, allongé d’une facteur 2 par rapport au temps de formation du choc sans expansion. Dans ce cas simple d’une onde sonore, on a pu décrire complètement la solution analytique : notre but est de généraliser ce type d’analyse à la situation 3D.

Pour étudier la dissipation turbulente dans les couches basses de l’atmosphère solaire, le modèle EBM n’est plus adapté car la vitesse du vent est très variable : dans ce cas, c’est le modèle multishell qui est adapté. Nos dernières simulations (Verdini Grappin, en cours) ont montré alors une réduction très forte de la dissipation, due à l’absence de plus en plus forte à

petite échelle de modes d'Elsasser réfléchi. Nous nous proposons d'incorporer cette réduction de la cascade turbulente dans le code VP en incorporant au modèle une version réduite du modèle multishell.

6 Bibliographie - articles dans revues à referee

Références

- [1] R.GRAPPIN, 1975 "Non-stationary one-dimensional probabilistic radiative transfer in a bounded medium", *Astrophysics and Space Science* 37, 383.
- [2] R.GRAPPIN 1977 "Acceleration of test particles in one-dimensional random force fields". *Physica* 88A, 435.
- [3] R.GRAPPIN, U.FRISCH, J.LEORAT, A.POUQUET 1982 "Alfvénic fluctuations as asymptotic states of MHD turbulence", *Astronomy and Astrophysics*, 105, 6.
- [4] J.LEORAT, R.GRAPPIN, A.POUQUET, U.FRISCH 1982 , in *Turbulence and magnetic fields in Stellar and Planetary Magnetism*, p.67, A.M.Soward ed., Gordon and Breach.
- [5] R.GRAPPIN, A.POUQUET, J.LEORAT 1983 "Dependence of MHD turbulence spectra on the velocity field-magnetic field correlation", *Astronomy and Astrophysics*, 126, 51.
- [6] G.ALECIAN, R.GRAPPIN 1984 "Building of abundance stratification in stars, due to diffusion processes", *Astronomy and Astrophysics*, 150, 159.
- [7] C.GLOAGUEN, J.LEORAT, A.POUQUET, R.GRAPPIN 1985 "A scalar model for MHD turbulence", *Physica* 17D,154.
- [8] R.GRAPPIN, 1985 "Onset and decay of two-dimensional turbulence with velocity-magnetic field correlation", *Physics of Fluids*, 29, 2433.
- [9] R.GRAPPIN, J.LEORAT, A.POUQUET, 1986, "Computation of the dimension of a model of fully developed turbulence", *J. Physique*, 47, 1127.
- [10] R.GRAPPIN, J.LEORAT, 1987, "Computation of the dimension of two-dimensional turbulence", *Phys.Rev.Lett*, 59, 1100.
- [11] R.GRAPPIN, J.LEORAT, P.LONDRILLO, 1988 "Onset and development of turbulence in 2-dimensional periodic shear flows", *Journal of Fluid Mechanics*" 195, 239.
- [12] M.VELLI, R.GRAPPIN, A. MANGENEY, 1989 "turbulent cascade of incompressible unidirectional Alfvén waves in the interplanetary medium", *Phys.Rev.Lett*. 63, 1807.

- [13] R.GRAPPIN, A.MANGENEY, E. MARSCH, 1990, "On the origin of solar wind turbulence : Helios data revisited", J. Geophys. Res., 95, 8197.
- [14] R.Grappin, J.Léorat, 1991 "Lyapunov exponents and the dimension of periodic incompressible Navier-Stokes flows : numerical measurements", J.Fluid Mech., 222, 61-94.
- [15] R. Grappin, M. Velli, A. Mangeney, 1991, "Alfvénic" versus "standard" MHD turbulence, Annales Geophysicae, 9, 416-426.
- [16] P. Chantry, R. Grappin and J.Léorat, "Condensations in a self-gravitating flow : from gravito-acoustic waves to bound structures", Astronomy and Astrophysics 272, 555 (1992).
- [17] R. Grappin, M. Velli and A. Mangeney "Nonlinear wave evolution in the expanding solar wind", Phys. Rev. Letters 70, p.2190 (1993).
- [18] R. Grappin et M. Velli, Waves and streams in the expanding solar wind, J.Geophys. Res., 101, 425, 1996.
- [19] R.Grappin, E. Cavillier et M. Velli, Propagation of acoustic waves in isothermal winds in the vicinity of the sonic point, Astron and Astrophys., 322, p.659-670, 1997.
- [20] R. Grappin J. Léorat E. Cavillier et G. Prigent, Thermal birth below the sonic point of turbulent streams in the solar wind, Astron. Astrophys. 317, L31, 1997.
- [21] R. Grappin J. Léorat S. Hulin, Inhibition of turbulent transfer in self-gravitating flows below the Jeans length, Astron. Astrophys. 324, L21, 1997.
- [22] R. Grappin, A. Mangeney, S. J. Schwartz and W. C. Feldman, Contribution of intermittent temperature peaks to the generation of the solar wind flow, J. Geophys. Research, 104, 17033-17043, 1999.
- [23] R. Grappin, J. Léorat, A. Buttighoffer, Alfvén wave propagation in the high solar corona, Astron. and Astrophys., vol 362, p.342, 2000
- [24] R. Grappin, J. Léorat, Turbulent mixing in a non-magnetic corona : physical and numerical factors, Astron. and Astrophys., vol 365, p. 228-240, 2001.
- [25] R. Grappin, J. Léorat, Turbulent mixing in a non-magnetic corona : physical and numerical factors, Astron. and Astrophys., vol 365, p. 228-240, 2001
- [26] R. Grappin, Comment on "Alfvénic turbulence in the polar wind" by Bavassano, Pietropaolo and Bruno, J. Geophys. Research, 107, 1247, 2002
- [27] R. Grappin, J. Léorat, S.R. Habbal, Large amplitude Alfvén waves in open and closed coronal structures : a numerical study, J. Geophys. Research, 2001JA005062, 2002

- [28] P. Hellinger, P. Travnicek, A. Mangeney, and R. Grappin, Hybrid simulations of the expanding solar wind : Temperatures and drift velocities, *Geophys. Res. Lett.*, 2002GL016409, 2003
- [29] P. Hellinger, P. Travnicek, A. Mangeney, and R. Grappin, Hybrid simulations of the magnetosheath compression : Marginal stability path, *Geophys. Res. Lett.*, doi :10.1029/2003GL017855, 2003
- [30] W-C. Müller, D. Biskamp, R. Grappin, Statistical anisotropy of hydro-magnetic turbulence *Phys. Rev. E* 67, 066302, 2003
- [31] Aulanier, G. ; Démoulin, P. ; Grappin, R., Equilibrium and observational properties of line-tied twisted flux tubes, *A&A*, 430, p.1067-1087 (2005)
- [32] Grappin, R., Léorat, J., Habbal, S., Siphon flows and oscillations along long coronal loops due to Alfvén waves, *A&A*, 437, p.1081-1092, 2005
- [33] Mueller, W.-C., Grappin, R., Spectral energy dynamics in magnetohydrodynamic turbulence, *Phys. Rev. Lett.*, 95, id. 114502, 2005.
- [34] Grappin R., Aulanier G., Pinto R., The MHD coupling between coronal dynamics and photospheric motions. *Astronomy and Astrophysics* (2008) vol. 490 pp. 353
- [35] Wang Y.-M., Ko Y.-K., Grappin R. Slow Solar Wind from Open Regions with Strong Low-Coronal Heating. *The Astrophysical Journal* (2009) vol. 691 pp. 760
- [36] Pinto R., Grappin R., Wang Y.-M., Léorat J. Time-dependent hydrodynamical simulations of slow solar wind, coronal inflows, and polar plumes. *Astronomy and Astrophysics* (2009) vol. 497 (2) pp. 537-543
- [37] Grappin R. Müller W.-C. Scaling and anisotropy in magnetohydrodynamic turbulence in a strong mean magnetic field. *Phys. Rev. E* (2010) vol. 82 pp. 26406
- [38] Grappin R, Wang Y-M and Pantellini F 2011 TWO-TEMPERATURE MODELS FOR POLAR PLUMES : COOLING BY MEANS OF STRONG BASE HEATING *Astrophysical Journal* 727 1–5
- [39] Pinto R F, Brun A S, Jouve L and Grappin R 2011 COUPLING THE SOLAR DYNAMO AND THE CORONA : WIND PROPERTIES, MASS, AND MOMENTUM LOSSES DURING AN ACTIVITY CYCLE *The Astrophysical Journal* 737 72
- [40] Gürçan, Ö. & Grappin, R. Anisotropic shell model of turbulence. *Phys. Rev. E* 84, 066308 (2011).
- [41] Verdini, A., Grappin, R. & Velli, M. Coronal heating in coupled photosphere-chromosphere-coronal systems : turbulence and leakage. *A&A* 538, 70 (2012).
- [42] Verdini, A. & Grappin, R. Transition from Weak to Strong Cascade in MHD Turbulence. *Phys. Rev. Lett.* 109, 025004 (2012).

- [43] Verdini, A., Grappin, R., Pinto, R. & Velli, M. On the Origin of the 1/f Spectrum in the Solar Wind Magnetic Field. *The Astrophysical Journal Letters* 750, L33 (2012).
- [44] Wang, Y.-M., Grappin, R., Robbrecht, E. & Sheeley, N. R., Jr ON THE NATURE OF THE SOLAR WIND FROM CORONAL PSEUDOSTREAMERS. *The Astrophysical Journal* 749, 182 (2012).
- [45] Alexandrova, O., Lacombe, C., Mangeney, A., Grappin, R. & Maksimovic, M. Solar wind turbulent spectrum at plasma kinetic scales, *ApJ* 760, 121 (2012).
- [46] Dorville, N., Belmont, G., Rezeau, L., Grappin, R. & Retinò, A. Rotational/compressional nature of the magnetopause : Application of the BV technique on a magnetopause case study. *JGR* 119, 1898–1908 (2014).
- [47] Dong, Y., Verdini, A. & Grappin, R. EVOLUTION OF TURBULENCE IN THE EXPANDING SOLAR WIND, A NUMERICAL STUDY. *ApJ* 793, 118 (2014).
- [48] Verdini, A., Grappin, R., Hellinger, P., Landi, S. & Müller, W.-C. ANISOTROPY OF THIRD-ORDER STRUCTURE FUNCTIONS IN MHD TURBULENCE. *ApJ* 804, 1–13 (2015).
- [49] Verdini, A. & Grappin, R. Imprints of Expansion on the Local Anisotropy of Solar Wind Turbulence. *The Astrophysical Journal Letters* 808, L34 (2015).
- [50] Grappin, R., Müller, W.-C. & Verdini, A. Alfvén-dynamo balance and magnetic excess in magnetohydrodynamic turbulence. *A&A* 589, A131–7 (2016).