

PARTIE I : CHAPITRE 4

ETUDES DE CAS DANS LES DONNÉES IN-SITU

Sommaire

4.1	Données et conditions d'adaptation d'une loi exacte dans des observations issues d'une seule sonde	33
4.2	Comparaison des lois incompressible vs compressible-polytrophe avec $\gamma = 1$ (isotherme) et $\gamma = 5/3$ (adiabatique)	37
4.3	Application statistique préliminaire dans des données localisées dans la magnétogaine	39
4.4	Synthèse de l'étude de cas observationnelle dans les données de PSP	41

Ce chapitre résume le travail de comparaison de la loi incompressible PP98, et de deux cas de la loi compressible isentrope-polytrophe dans deux jeux de données issus de Parker Solar Probe (PSP). Dans le premier cas, elle est fermée tel que $\gamma = 1$ (isotherme) et dans le second, tel que $\gamma = 5/3$. Ce travail, effectué pour comprendre l'apport de la loi polytrophe dans l'estimation du taux de chauffage dans le vent solaire, a été publié dans SIMON et SAHRAOUI 2021 puis étendue statistiquement dans le cadre d'une étude préliminaire dans des données de la mission MMS localisée dans la magnétogaine. La formulation des lois compressibles utilisée est celle donnée par la loi exacte générale (I.3.8).

4.1 Données et conditions d'adaptation d'une loi exacte dans des observations issues d'une seule sonde

Le 12 août 2018, la sonde Parker Solar Probe commence son voyage à bord d'une fusée Delta IV-Heavy. Cette mission gérée et lancée par la NASA devra s'approcher au maximum du Soleil afin de permettre la compréhension de la dynamique énergétique insufflée par le Soleil dans son environnement, du chauffage et accélération de la couronne solaire et du vent solaire à ceux des particules énergétiques (FOX et al. 2016). Un tel objectif résonne avec l'application des lois exactes dans les données afin d'estimer le taux de chauffage turbulent à l'aide du taux de cascade (PARASHAR et MATTHAEUS 2022). De plus, comme indiqué sur la figure I.2.1, le γ estimé près du Soleil est plus proche, voire

supérieur, de $5/3$ que de 1 . Relaxer l'isothermie dans la loi exacte et y regarder une loi polytrophe y semble donc plus réaliste.

Pour estimer le taux de chauffage avec une loi exacte, nous avons besoin du champ magnétique et des moments mono-fluide de la fonction de distribution. Ces données sont relevées par deux expériences hébergées sur PSP (voir Figure I.4.1) : FIELDS («Fields Experiment») et SWEAP («Solar Wind Electrons Alpha and Protons Investigation»).

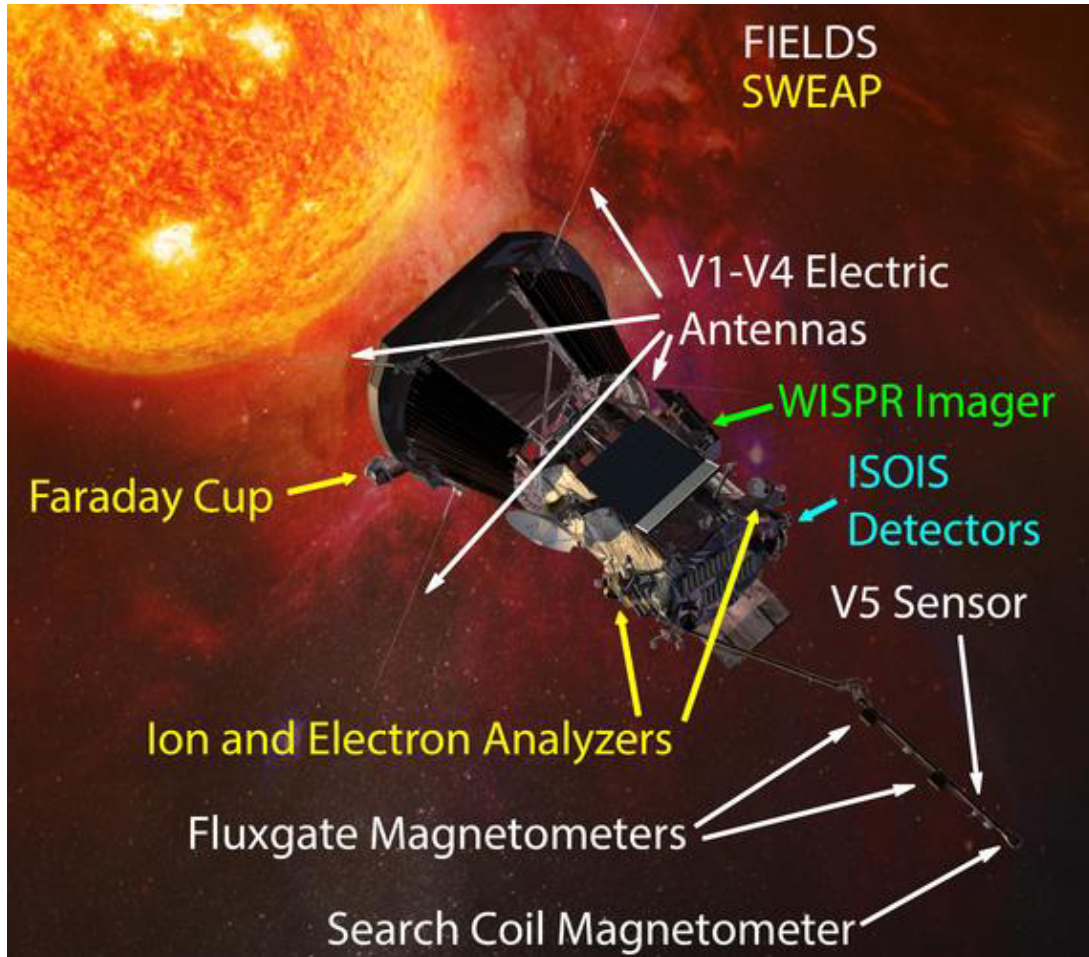


FIGURE I.4.1 – Localisation instruments de mesure sur PSP. Les instruments de la expérience FIELDS sont notés en blanc, et ceux de SWEAP en jaune. Les données utilisées ici proviennent des Fluxgate Magnetometers (MAGs) situés sur le bras et de la Faraday Cup (SPC) située juste à côté du bouclier et orientée vers le Soleil. Crédits : la page web de FIELDS (fields.ssl.berkeley.edu) et Johns Hopkins University Applied Physics Laboratory.

FIELDS (BALE et al. 2016) mesure le champ magnétique grâce à deux magnétomètres à saturation («fluxgate» en anglais), MAGs, mesurant les fluctuations à faible fréquence du champ (MHD-ionique) et un de type fluxmètre («search-coil»), SCM, donnant accès aux hautes fréquences (ionique-électronique). SWEAP (KASPER et al. 2016) est quant à elle composée d'une coupe de Faraday («Faraday Cup»), SPC, mesurant les flux globaux ionique et électronique, et d'analyseurs électrostatiques d'ions et d'électrons, SPAN, permettant de séparer les espèces. Notre étude concernant plutôt les échelles MHD, fluides, les données utilisées proviennent des instruments MAGs et SPC.

Les données publiquement disponibles au moment où cette étude a été menée (fin

2020) provenaient des trois-quatre premières orbites (Figure I.4.2). Nous avons choisi

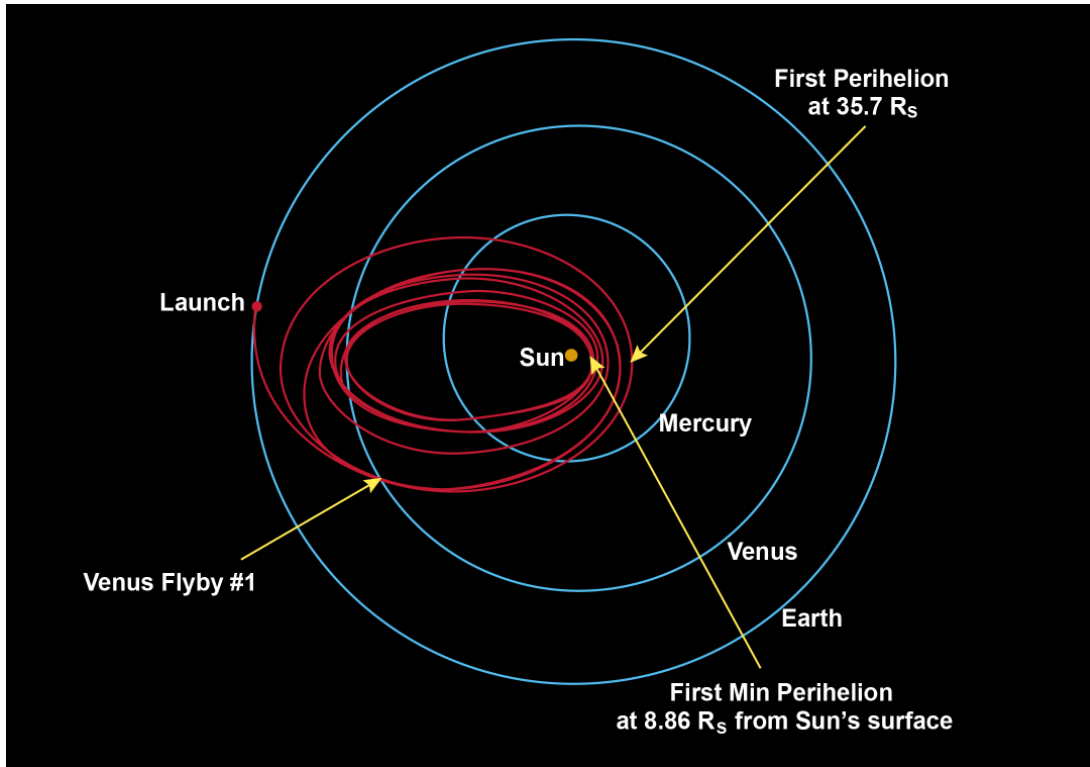


FIGURE I.4.2 – Orbites de PSP depuis la date de lancement, le 12 août 2018 à 7h31 UTC. Le premier périhélie à 35.7 R_s a été atteint le 6 novembre 2018 à 03h27 UTC. Crédits : la page web de PSP (<http://parkersolarprobe.jhuapl.edu>) et Johns Hopkins University Applied Physics Laboratory.

d'analyser les données relevées lorsque PSP était proche de son premier périhélie atteint le 6 novembre 2018 à 03h27 UTC vers 35.7 R_s . Cette position assure d'être proche du soleil tout en restant dans le vent solaire, la limite de la couronne solaire étant plutôt autour de 15 R_s . Peu de lots de données comprenaient les relevés provenant de SPC et ceux provenant de MAGs avec assez peu de trous pour pouvoir les traiter conjointement dans cette étude. Finalement, le jeu choisi a été relevé de 4 novembre entre 00h00 et 02h30. Les données provenant de MAGs y sont résolues à une cadence d'environ 7 ms sans trous tandis que celles provenant de SPC sont résolues à 0.873 s et montrent 0.15% trous situés entre 01h08 et 01h13. Ces trous seront comblés par interpolation linéaire et afin d'avoir la même cadence de données, les données MAGs sont moyennées et alignées sur la fréquence d'échantillonnage de celles provenant de SPC. Les données analysées sont montrées sur la figure II.2.1.

Les sous-intervalles choisis pour le calcul des taux de cascade sont marqués en rouge et sont associés à deux niveaux de compressibilité différents. Le compressibilité noté c est calculé en prenant la déviation standard std des fluctuations de densité, c'est-à-dire $c = \text{std}(\frac{\rho - \rho_0}{\rho_0}) = \text{std}(\frac{\delta \rho}{\rho_0})$. Le premier sous-intervalle, de 00h35 à 01h05 a une compressibilité très faible, $c \sim 8\%$, tandis que le second, de 01h45 à 02h15, est plus compressible, $c \sim 20\%$. Grâce à ces deux intervalles, nous pouvons étudier l'impact des différents niveaux de fluctuation de densité sur le taux de cascade calculé avec la loi isentrope-polytrophe et la loi incompressible.

Ces choix de sous-intervalles ont été effectués en considérant un certain nombre d'hy-

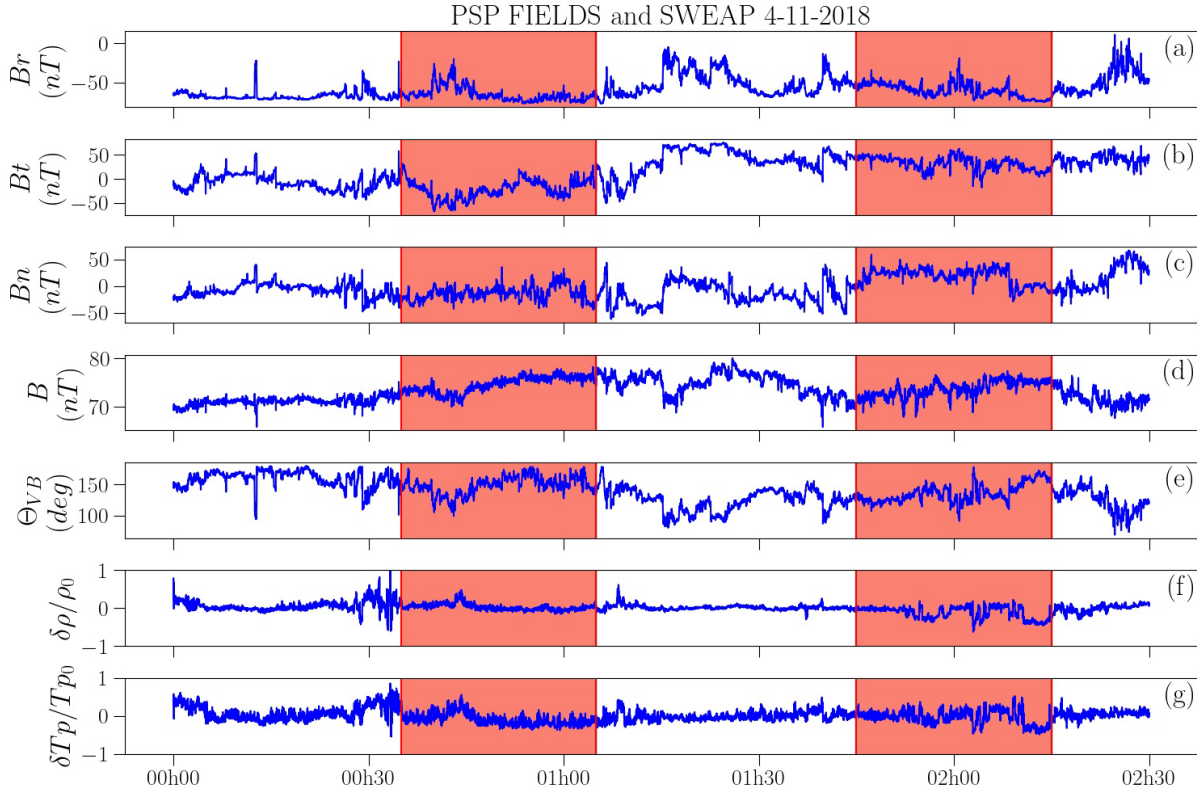


FIGURE I.4.3 – Données PSP mesurées dans l’héliosphère interne le 4 novembre 2018. (a) à (c) : les trois composantes du champ magnétique dans le système de représentation RTN. (d) : Norme du champs magnétique. (e) : angle entre le champ de vitesse du fluide et le champ magnétique. (f) et (g) : fluctuations de densité et température relative des protons. Les zones rouges représentent les intervalles utilisés pour le calculer des taux de cascade.

pothèses permettant de réduire raisonnablement l’incertitude sur le calcul du taux de cascade. Tout d’abord, on a considéré des séries temporelles relativement stationnaires pour assurer une certaine stationnarité statistique à défaut d’une homogénéité statistique, en particulier pour l’angle entre la vitesse et le champ magnétique θ_{VB} (ligne (e) de la figure II.2.1). Les séries étant temporelles, on utilise l’hypothèse de Taylor (**taylor_spectrum_1938**) qui présuppose que les variations temporelles relevées par la sonde peuvent être interprétées comme des variations spatiales convectées par le flot de plasma à la vitesse moyenne \mathbf{v}_0 . Ainsi, on peut admettre que l’échelle spatiale $\ell = 1/\mathbf{k}$ peut être obtenue de l’échelle temporelle $\tau = 1/\omega$ par décalage Doppler : $\omega \sim \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_0$. Estimer l’échelle spatiale à l’aide de l’hypothèse de Taylor suppose que les incréments longitudinaux sont orientés suivant la direction moyenne du flot. Or le couplage entre le champ magnétique et le fluide implique une forte anisotropie entre les directions parallèles et perpendiculaires au champ magnétique. Par conséquent, si l’angle θ_{VB} varie trop fortement, d’importantes variations pourront apparaître dans les résultats du taux de cascade, comme l’ont observé HADID, SAHRAOUI et GALTIER 2017. La validité de l’hypothèse de Taylor dans le vent solaire et en particulier le long de la trajectoire de PSP peut être remise en question (**treumann_applicability_2019**; **chhiber_contextual_2019**) mais l’obtention d’une hypothèse de remplacement est encore une question ouverte (PARASHAR et MATTHAEUS 2022) que l’on n’a pas adressée au cours de ce travail. L’estimation des

moyennes dans le calcul du taux de cascade demande une statistique suffisante, c'est-à-dire des intervalles de durée supérieure à plusieurs fois le temps de corrélation des fluctuations turbulentes (COBURN et al. 2015). Le temps de corrélation estimé par PARASHAR, GOLDSTEIN et al. 2020 pour les données utilisées ici est autour de 10 min c'est-à-dire 1/3 de la durée des intervalles choisis. On supposera que cet écart est suffisant.

4.2 Comparaison des lois incompressible vs compressible-polytrophe avec $\gamma = 1$ (isotherme) et $\gamma = 5/3$ (adiabatique)

Pour ce qui est de la forme de la loi exacte, l'utilisation d'une seule sonde impose deux autres hypothèses. La première correspond à la négligence des termes sources. Ces derniers ne peuvent pas être calculés à cause de leur dépendance en des dérivées locales (∇ et ∇') qui ne sont accessibles qu'avec des missions multi-sondes telles que MMS ou CLUSTER envoyées autour de la Terre (ANDRÉS, SAHRAOUI, GALTIER, HADID, FERRAND et al. 2019). Physiquement, une telle hypothèse pourrait avoir un impact significatif, mais d'après l'étude numérique de ANDRÉS, SAHRAOUI, GALTIER, HADID, FERRAND et al. 2019 en turbulence MHD subsonique sur une loi exacte isentrope-isotherme formulée telle que (I.3.8) (formulation qui sera considérée ici), seuls les termes flux écrit sous la forme de fonctions de structure sont dominants, les termes sources et les termes hybrides sont négligeables ou se compensent. La deuxième hypothèse est celle d'isotropie des fluctuations qui permet d'intégrer tridimensionnellement la loi exacte dans une boule de rayon ℓ , la norme de l'échelle incrémentale ℓ . Cette hypothèse simplificatrice est largement utilisée PARASHAR et MATTHAEUS 2022 mais sa validité peut être remise en cause à cause de l'anisotropie du plasma dont les effets sur l'estimation du taux de cascade ne font pas l'objet de cette étude.¹ L'expression du taux de cascade calculée ici est alors :

$$\varepsilon = -\frac{3}{4|\mathbf{v}_0|\tau} < (\delta(\rho\mathbf{v}) \cdot \delta\mathbf{v} + \delta(\rho\mathbf{v}_A) \cdot \delta\mathbf{v}_A + 2\delta\rho\delta u)\delta\mathbf{v} - (\delta(\rho\mathbf{v}_A) \cdot \delta\mathbf{v} + \delta(\rho\mathbf{v}) \cdot \delta\mathbf{v}_A)\delta\mathbf{v}_A > \quad (\text{I.4.1})$$

avec suivant les fermetures :

- incompressible (IMHD) : $\rho = \rho_0$, pas de u nécessaire
- isentrope-isotherme (CMHDi) : $u = c_s^2 \ln(\frac{\rho}{\rho_0})$ obtenu avec la fermeture isentrope-polytrophe et $\gamma = 1$
- isentrope-adiabatique (CMHDp) : $u = \frac{c_s^2 - c_{s0}^2}{\gamma(\gamma-1)}$ obtenu avec la fermeture isentrope-polytrophe et $\gamma = 5/3$

Ces choix assurent une certaine cohérence entre les différentes fermetures dans le cas moyenné : si $\rho = \rho_0$ alors $u = 0$. La vitesse du son est obtenue grâce à la relation des gaz parfaits : $c_s^2 = \gamma k_B T_p / m_p$ avec k_B , la constante de Boltzmann et T_p et m_p , la température et la masse des protons.

Sur la figure I.4.4 apparaissent les résultats pour les deux sous-intervalles, le quasi-incompressible à gauche ((1)) et le plus compressible à droite ((2)). La première ligne ((a1) et (a2)) montre l'estimation du taux de cascade avec la loi incompressible PP98 en bleu, la loi isentrope-isotherme en vert et adiabatique en rouge. Sur la deuxième ligne ((b1)

¹. Un taux de cascade incompressible intégré anisotropiquement a été investigué par ANDRÉS, SAHRAOUI, HUANG et al. 2022 mais une extension compressible reste à faire.

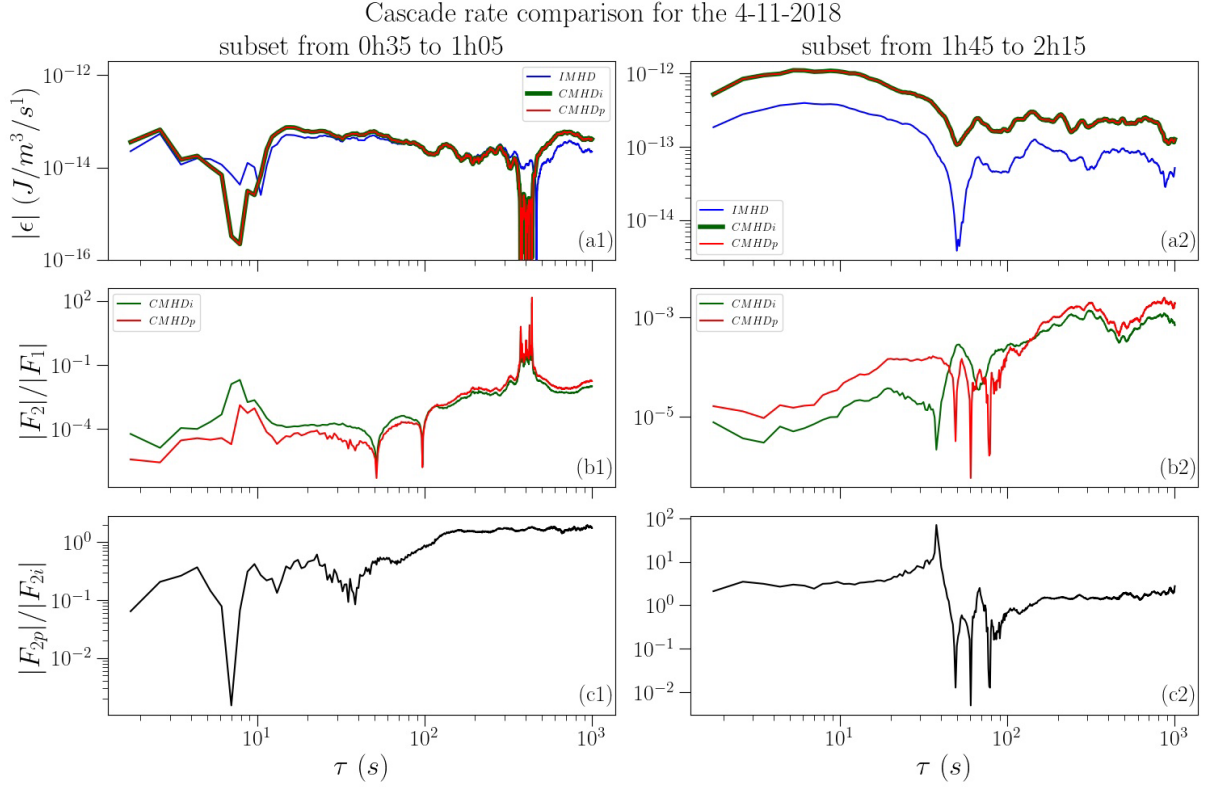


FIGURE I.4.4 – Comparaison des taux de cascade obtenus avec l’expression de la loi exacte (I.4.1) et différentes fermetures pour le sous-intervalle $\{00\text{h}35\text{--}01\text{h}05\}$ à gauche et $\{01\text{h}45\text{--}02\text{h}15\}$ à droite. (a1)–(a2) : valeur absolue des taux de cascade obtenus avec les fermetures incompressible (IMHD) en bleu, compressible isentrope-isotherme (CMHDI) en vert et adiabatique (CMHDP) en rouge. (b1)–(b2) : ratio entre la contribution d’énergie interne F_2 et celle quasi-incompressible F_1 dans le cas isotherme (vert) et le cas adiabatique (rouge). (c1)–(c2) : ratio entre les contributions de l’énergie interne adiabatique F_{2p} et isotherme F_{2i} .

et (b2)), la contribution d’énergie interne $-\frac{3}{4|v_0|\tau} < 2\delta\rho\delta u\delta v >$ notée F_2 est comparé aux autres termes résumés sous la notation F_1 dans le cas isotherme (vert) et le cas adiabatique (rouge). L’impact de la fermeture thermodynamique n’étant portée que par F_2 , le ratio entre les F_2 adiabatique (F_{2p}) et isotherme (F_{2i}) est donné sur la troisième ligne ((c1) et (c2)). F_1 représente les termes flux dit quasi-incompressibles ou Yaglom compressibles car ne s’annulant pas dans la loi PP98.

N’est représenté que la valeur absolue des différentes quantités, leur niveau. Leur signe nécessite de plus importants intervalles pour statistiquement converger (COBURN et al. 2015; HADID, SAHRAOUI et GALTIER 2017). La question de l’inversion de la cascade potentiellement visualisée à travers le signe du taux ne peut donc pas être étudié ici. Une variation de signe peut par contre témoigner d’une sortie de la zone inertielle. Pour le premier intervalle, le signe montre des variations avant $\tau \sim 10\text{ s}$ et après $\tau \sim 400\text{ s}$ et reste constant au centre. On supposera donc que cette zone centrale correspond à la zone inertielle. À grande échelle, ces variations proviennent de F_1 et se reflètent dans la brusque augmentation apparaissant sur la deuxième ligne de graphiques. Pour le second intervalle, le signe ne varie pas, contrairement à ce que pourrait laisser présager le creux apparaissant en $\tau \sim 50\text{ s}$. Malgré tout, nous limitons l’interprétation d’une zone inertielle

à l'intervalle $\tau \in [50; 800]$ s où le niveau moyen reste quasiment constant.

Figure I.4.4(a2) met en avant le rôle de la prise en compte de la compression dans le taux de cascade : les taux de cascade compressible sont plus élevés d'un facteur 2 à 3 par rapport au taux incompressible alors que Figure I.4.4(a1) provenant de données bien moins compressible montre des niveaux similaires. Cette observation coïncide avec de précédentes issues de données du vent solaire (BANERJEE, HADID et al. 2016 ; HADID, SAHRAOUI et GALTIER 2017 ; ANDRÉS, SAHRAOUI, HADID et al. 2021). Par contre, les deux modèles compressibles montrent les mêmes résultats. La raison de cette convergence est révélée par les graphiques I.4.4(b1)–(b2) : la contribution de F_2 est bien négligeable devant celle de F_1 . Le facteur 3 observé précédemment provient donc de la prise en compte de la densité dans F_1 . Même si l'impact du terme dépendant de la fermeture à une importance moindre dans le taux total, nous pouvons en examiner l'effet dans le graphique I.4.4(c1)–(c2). À large échelles ($\tau > 100$ s), les deux fermetures apportent une contribution similaire tandis qu'à plus faible échelle (hors de la suspectée zone inertielle pour le deuxième intervalle), un ordre de grandeur de différence apparaît. Dans le cas du premier intervalle, la fermeture isotherme contribue plus que l'adiabatique tandis que dans le cas du deuxième intervalle, c'est le contraire. Une interprétation complète de cette différence de comportement ne peut être apportée avec cette étude de cas et nécessite une analyse statistique. Cette analyse, effectuée ultérieurement par BRODIANO, ANDRÉS et DMITRUK 2022 dans les données PSP montre que $\langle F_2 \rangle$ (en notant $\langle \rangle$ la moyenne sur les échelles et en adoptant nos notations des contributions aux taux de cascade) apparaît statistiquement un à deux ordres de grandeur en dessous de $\langle F_1 \rangle$ et que le facteur 3 entre les taux compressibles et le taux incompressible n'est pas retrouvé sauf pour des cas particuliers. Les cas que nous avons étudiés semblent donc dans la norme pour le premier point vérifié, mais, pour le dernier point, notre deuxième sous-intervalle entre dans la classe des cas particuliers. Ils montrent aussi que plus la compressibilité est forte, plus $\langle F_2 \rangle$ peut venir concurrencer $\langle F_1 \rangle$ voire, pour certains cas, le surpasser. Près de Soleil, ils notent aussi que $\langle F_{2p} \rangle$ est supérieur à $\langle F_{2i} \rangle$ en moyenne.

Cette étude de cas préliminaire publiée par SIMON et SAHRAOUI 2021 et validée statistiquement par BRODIANO, ANDRÉS et DMITRUK 2022 a donc permis de visualiser l'impact de la compression sur l'estimation du taux de cascade et l'apport potentiel d'une fermeture par rapport à une autre dans des données réelles du vent solaire.

4.3 Application statistique préliminaire dans des données localisées dans la magnétogaine

Un début d'application statistique a aussi été menée dans des données relevées dans la magnétogaine ($1 < \gamma < 5/3$ d'après LIVADIOTIS 2018) par MMS en mode "burstmode" (augmentation de la fréquence d'échantillonnage). Elle comprend 12 intervalles entre 2015 et 2017 choisis similairement au deux cas PSP et est menée séparément sur les 4 satellites de la constellation (48 résultats). La figure I.4.5 montre l'emplacement des 48 résultats pour lesquels la fluctuation de densité (compressibilité, c) varie de 20% à 60% (visualisé via l'échelle de couleur) dans deux diagrammes ayant pour abscisse le rapport entre les taux moyen compressible $\langle \varepsilon_{CMHD} \rangle$ obtenu avec $\gamma = 5/3$ (loi adiabatique, CMHDp) et incompressible $\langle \varepsilon_{IMHD} \rangle$. et $\langle \varepsilon_i \rangle$ obtenu avec $\gamma = 1$ (loi isotherme, CMHDi). Le diagramme de gauche a pour ordonnée le rapport entre les contributions d'énergie interne $\langle F_{2p} \rangle$ et quasi-incompressible $\langle F_1 \rangle$ à la loi adiabatique et celui de droite le rapport

entre les contributions d'énergie interne adiabatique et isotherme, $\langle F_{2p} \rangle$ et $\langle F_{2i} \rangle$. Cette étude révèle de plus importantes fluctuations de densité dans la magnétogaine que

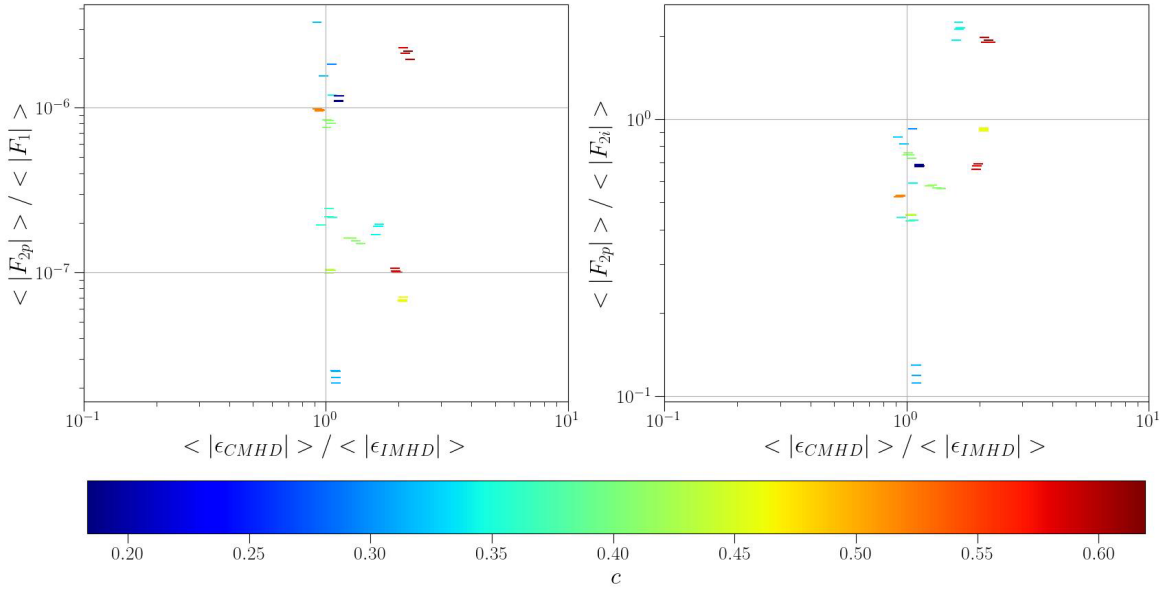


FIGURE I.4.5 – Résumé de l'étude statistique préliminaire menée sur 12 intervalles de type "burstmode" des quatre satellites de MMS. Les points sont coloré suivant la compressibilité c du jeu de données associé. En abscisses : rapport entre les taux de cascade compressible (CMHD, $\gamma = 5/3$) et incompressible (IMHD). Ordonnée à gauche : rapport entre les contributions d'énergie interne (cas $\gamma = 5/3$) et quasi-incompressible. Ordonnée à droite : rapport entre les contributions d'énergie interne adiabatique (cas $\gamma = 5/3$) et isotherme ($\gamma = 1$).

celles relevées pour les données PSP. Dans les cas les plus compressibles, le taux de cascade compressible semble pouvoir doubler par rapport au taux incompressible (points rouges éloignés de la verticale centrale). Mais la contribution d'énergie interne moyenne y est encore plus négligeable que dans les données PSP, 5 à 8 ordres de grandeurs plus faible que la contribution quasi-incompressible moyenne comme le montre le premier diagramme. Sur le diagramme de droite, on voit que $\langle F_{2p} \rangle$ a tendance à être un peu plus faible que $\langle F_{2i} \rangle$ mais qu'il peut aussi être environ deux fois plus important. Cette dernière observation montre un comportement inverse du comportement moyen observé à tout rayon solaire dans le vent solaire par BRODIANO, ANDRÉS et DMITRUK 2022, mais demanderait plus de statistique pour être confirmée.

Cette étude dans les données MMS est restée préliminaire, l'intérêt du travail ayant dévié vers l'effet de l'anisotropie de pression (voir partie suivante). Par la suite, une autre contribution pourrait être étudiée grâce à la constellation de satellites de MMS : celles des termes sources, impossible à analyser avec PSP. Il serait aussi intéressant d'étudier dans les données les contributions au taux de cascade apportées par les différentes formulations ayant été analytiquement dérivées dans le chapitre précédent, en particulier les contributions des termes flux dépendant des pressions magnétique et thermodynamique ou du flux de chaleur.

4.4 Synthèse de l'étude de cas observationnelle dans les données de PSP

Données choisies : instrument SPC/SWEAP et MAGs/FIELDS présents sur la sonde PSP, mesures relevées le 4 Novembre 2018, comparaison d'un intervalle quasi-incompressible et d'un plus compressible.

Hypothèses nécessaires à l'utilisation de données in-situ issues d'une mission composée d'une seule sonde pour l'estimation de taux de cascade :

- taille d'intervalle supérieur à plusieurs fois le temps de corrélation des fluctuations turbulentes.
- hypothèse de Taylor, $\ell \sim \mathbf{v}_0 \tau$, valide si angle θ_{VB} quasi-stationnaire.
- négligence des termes sources dans la loi exacte, valide si vent subsonique et avec la formulation de loi étudiée ici.
- intégration isotrope de la loi exacte, validité à nuancer tant que l'angle θ_{VB} reste quasi-stationnaire.

Loi exacte analysée : $\varepsilon = F_1 + F_2$ avec

$$F_1 = -\frac{3}{4|\mathbf{v}_0|\tau} < (\delta(\rho\mathbf{v}) \cdot \delta\mathbf{v} + \delta(\rho\mathbf{v}_A) \cdot \delta\mathbf{v}_A)\delta\mathbf{v} - (\delta(\rho\mathbf{v}_A) \cdot \delta\mathbf{v} + \delta(\rho\mathbf{v}) \cdot \delta\mathbf{v}_A)\delta\mathbf{v}_A >$$

$$F_2 = -\frac{3}{4|\mathbf{v}_0|\tau} < 2\delta\rho\delta u\delta\mathbf{v} >$$

Fermetures :

- incompressible : $\rho = \rho_0$, pas de u nécessaire
- isentrope-isotherme : $u = c_s^2 \ln(\frac{\rho}{\rho_0})$ et $\gamma = 1$
- isentrope-polytrope ou adiabatique : $u = \frac{c_s^2 - c_{s0}^2}{\gamma(\gamma-1)}$ et $\gamma = 5/3$

Conclusion :

- apport potentiellement substantiel de la compression via la densité dans les termes de type F_1 indépendant de la fermeture
- apport de la fermeture important dans F_2 à petite échelle
- F_2 négligeable devant F_1 pour les fermetures compressibles et dans les cas analysés

Ces résultats sont publiés dans SIMON et SAHRAOUI 2021, statistiquement validés par BRODIANO, ANDRÉS et DMITRUK 2022 et étendus dans la magnétogaine à travers une étude statistique préliminaire effectué dans les données MMS.