



HAL
open science

Étude statistique des processus de décomposition dans le plasma en amont de l'onde de choc terrestre

Jan Soucek

► **To cite this version:**

Jan Soucek. Étude statistique des processus de décomposition dans le plasma en amont de l'onde de choc terrestre. Planétologie et astrophysique de la terre [astro-ph.EP]. Université d'Orléans, 2005. Français. NNT: . tel-00689867

HAL Id: tel-00689867

<https://theses.hal.science/tel-00689867v1>

Submitted on 20 Apr 2012

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THÈSE EN COTUTELLE PRÉSENTÉE
à l'Université d'Orléans

et

à l'Université Charles

pour l'obtention du grade de

Docteur de l'Université d'Orléans

Discipline : physique des plasmas

par

Jan Souček

Étude statistique des processus de
décomposition dans le plasma en amont
de l'onde de choc terrestre

Soutenue publiquement le 29 novembre 2005

Rapporteurs

M. A. Mangeney	Observatoire de Paris-Meudon
M. T. Passot	Observatoire de Nice

Membres du jury

M. T. Dudok de Wit	Directeur de thèse	Université d'Orléans
M. V. Fiala	Directeur de thèse	ÚFA AV ČR, Prague
M. A. Mangeney	Rapporteur	Observatoire de Paris-Meudon
M. T. Passot	Rapporteur	Observatoire de Nice
Mme. J. Šafránková	Examineur	Université de Charles, Prague
M. O. Santolík	Examineur	Université de Charles, Prague

Remerciements

De nombreuses personnes ont contribué à la réussite de cette thèse par leur aide, leur soutien, leurs idées et conseils. Ici, je tiens à remercier très sincèrement tous ceux qui ont participé à ce travail.

Je remercie, en premier lieu, mes deux directeurs de thèse Thierry Dudok de Wit et Vladimír Fiala. T. Dudok de Wit a dirigé mes recherches pendant mes séjours au Laboratoire de Physique et Chimie de l'Environnement (LPCE), il a partagé avec moi ses connaissances profondes du traitement de signale et de l'analyse des données ; ses idées originales se cachent derrière tous les résultats présentés dans la thèse. Je le remercie également pour son approche pédagogique et pour l'effort investi dans l'amélioration de mon manuscrit en corrigeant de nombreuses fautes d'orthographe. V. Fiala a pris la responsabilité de superviser mon travail à l'Institut de Physique d'Atmosphère (IAP) à Prague. À part de ses conseils et des discussions scientifiques très formatrices, je voudrais le remercier pour m'avoir introduit dans le domaine de physique des plasmas spatiaux, pour m'avoir encouragé de commencer mes études de doctorat en collaboration avec LPCE et pour m'avoir incité à participer à nombreux congrès, conférences et ateliers internationaux.

Ma reconnaissance profonde va aussi à V. Krasnoselskikh, dont la connaissance de la théorie de plasma m'a été d'une grande aide dans l'interprétation des données de satellites. Il était toujours prêt à partager son expérience avec moi. Merci à O. Santolík pour les discussions interminables et inspirantes sur des sujets divers, souvent scientifiques.

Je tiens à remercier les membres du jury d'avoir accepté d'évaluer cette thèse et notamment les rapporteurs A. Mangeney et T. Passot pour m'avoir fait de nombreuses suggestions quant à l'amélioration de ce manuscrit.

Comme mon travail est basé sur l'utilisation extensive des données de CLUSTER, je tiens à remercier les chercheurs et les techniciens qui ont contribué à la réussite de cette mission. Je remercie en particulier P. Décréau et J. Pickett de m'avoir fourni des données scientifiques de haute qualité et de m'avoir aidé dans leur interprétation.

Je remercie toute l'équipe du LPCE pour l'ambiance chaleureuse et stimulante dont j'ai bénéficié pendant mes séjours. En particulier, merci à mes collègues et amis (dans l'ordre alphabétique) : Y. Kuramitsu, B. Lefèbre, V. Lobzin, K. Musatenko, F. Pereira, O. Podladchikova, D. Pokhotelov, D. Sundqvist, A. Tjulin et A. Trigunait pour avoir rendu mes séjours beaucoup plus agréables. Je remercie également mes collègues de l'IAP à Prague : H. Bakstein, P. Hellinger, V. Jásenský, A. Saglová, P. Trávníček, O. Váňa et D. Vaněk pour leur soutien.

Table des matières

1	Préface	5
2	Propriétés non-linéaires des ondes électrostatiques dans le pré-choc terrestre	7
2.1	Le pré-choc	7
2.2	Ondes électrostatiques dans le plasma du vent Solaire	8
2.3	Système faisceau-plasma : théorie	10
2.4	Observations précédentes	14
2.5	Les inhomogénéités dans le plasma de pré-choc et leur effet sur la propagation des ondes	16
3	Signatures expérimentales de la décomposition des ondes de Langmuir dans le pré-choc	19
3.1	Observations des ondes électrostatiques par CLUSTER	19
3.1.1	Instrumentation	19
3.1.2	Événement du 17 février, 2002	20
3.2	Propriétés des ondes observées	22
3.3	Spectres interprétés comme décomposition des ondes	27
3.4	Évidence statistique d'existence de la décomposition des ondes de Langmuir dans le pré-choc	32
3.4.1	Ondes acoustiques ioniques corrélées avec des bouffées des ondes de haute fréquence	32
3.4.2	Analyse par bicohérence	37
3.4.3	Évaluation statistique des conditions de résonance dans les données de WBD	45
3.5	Sommaire et discussion de l'évidence pour le processus de décomposition	49
4	Instabilité de décomposition dans le plasma non homogène	51
4.1	Instabilité de décomposition dans la présence des inhomogénéités	51
4.2	Comparaison du modèle avec observations	55
4.3	Discussion	56
5	Analyse non-linéaire des données de simulation numérique de la turbulence de Langmuir : instabilité de décomposition en présence de la turbulence forte	59
5.1	Équations de Zakharov et turbulence de Langmuir forte	60
5.2	Discussion	65

6	Application de la fonction de corrélation localisée à l'estimation de orientation et vitesse des discontinuités	66
6.1	Introduction	66
6.2	Corrélation localisée par ondelettes	67
6.3	Discussion de l'application de la corrélation localisée aux données multi-satellites	68
7	Conclusions	71
8	Liste de publications	75
9	Article I	I
10	Article II	II
11	Article III	III

1 Préface

Ce mémoire aborde trois sujets différents associés à l'analyse de données expérimentales ou simulées de plasmas de l'environnement de la Terre. La première et principale partie du manuscrit est consacrée à l'étude du processus de décomposition non-linéaire des ondes de Langmuir dans le plasma du vent solaire. Ce genre de processus est couramment observé dans le voisinage de l'onde de choc terrestre, où se manifestent de nombreux effets non-linéaires. Ce processus non-linéaire très simple constitue un moyen de dissipation de l'énergie des ondes de Langmuir, qui se met en place quand l'amortissement linéaire et les interactions onde-particule ne suffisent plus pour compenser la croissance des ondes. Dans ce régime, l'onde primaire (la source d'énergie) est amortie et transfère son énergie à deux ondes secondaires : une autre onde de Langmuir et une onde acoustique ionique.

La contribution de ce processus à l'amortissement des ondes électrostatiques intenses produites par des faisceaux d'électrons dans les pré-chocs planétaires constitue un sujet controversé. A ce jour et malgré des décennies de recherche active, le rôle du processus de décomposition n'est toujours clairement établi. Bien que des spectres de Fourier contenant des doubles raies aient été observés de longue date dans le vent solaire, conformément à ce qui est attendu d'un processus de décomposition, une polémique persiste quant à savoir si ces spectres représentent vraiment les signatures d'une décomposition ou s'ils résultent par exemple d'une réflexion des ondes par des gradients de densité. Or nous savons très peu au sujet des modes de propagation de ces ondes en raison de l'absence de résolution spatiale dans les données, ainsi que d'autres limitations expérimentales.

Dans les deux premiers chapitres de la thèse, nous présentons plusieurs résultats expérimentaux en faveur de l'hypothèse selon laquelle les spectres de Fourier sont issus d'un processus de décomposition. Les arguments en faveur de cette hypothèse proviennent principalement d'observations de formes d'onde de haute fréquence du champ électrique obtenues par l'instrument WBD de la mission CLUSTER. Ces observations sont complétées par des données du champ magnétique continu et des spectres du champ électrique de basse fréquence. Nous présentons également des observations des décalages par effet Doppler de la fréquence de ces ondes. Ces forts décalages sont difficiles à expliquer par une décomposition classique, dans laquelle l'onde de Langmuir primaire se décompose en une onde de Langmuir secondaire et en une onde acoustique ionique. Nous proposons une autre interprétation de ces spectres, selon laquelle une onde acoustique électronique est produite au lieu d'une onde de Langmuir secondaire. Une telle onde acoustique électronique ne peut pas se propager dans un plasma maxwellien ; sa présence est

ici justifiée par l'existence d'une population d'électrons suprathermiques.

Les trois chapitres qui suivent sont plus courts et récapitulent des résultats publiés dans les trois articles joints. Dans le chapitre 4 nous considérons un modèle simple de la dynamique du processus de décomposition en présence d'inhomogénéités de la densité électronique. Nous comparons les prévisions du modèle aux données observées et montrons que dans un plasma non homogène l'instabilité de décomposition se développe d'une manière qualitativement différente. Notre modèle explique bien le rapport observé entre les échelles de modulation des ondes et leurs amplitudes.

Dans le chapitre 5 nous présentons une analyse non-linéaire d'un jeu de données issues d'une simulation numérique de la turbulence de Langmuir. La simulation a été effectuée dans un régime où les effets de la turbulence faible (instabilité de décomposition) et de la turbulence forte (instabilité de modulation) contribuent tous deux de manière significative à la dynamique. L'application d'un modèle spectral non-linéaire nous a permis de séparer les deux effets et d'obtenir une bonne description quantitative des transferts d'énergie spectrale liés aux processus de décomposition.

Le dernier chapitre de la thèse est indépendant des autres et présente une nouvelle technique de corrélation pour l'appariement (mise en correspondance de structures similaires) de séries temporelles. Nous avons appliqué cette technique, appelée corrélation locale par ondelettes, aux données multipoints des quatre satellites CLUSTER. Elle fournit un estimateur de la corrélation locale entre deux signaux non-stationnaires, basé sur la décomposition multi-échelle de ces signaux par la transformation continue en ondelettes. Les événements étudiés correspondent à la traversée de l'onde de choc ou de la magnétopause. Il est alors important de déterminer le décalage en temps entre la traversée d'une même discontinuité par différents satellites. Notre fonction de corrélation locale possède l'avantage de fournir une estimation locale de la corrélation, sans qu'il soit nécessaire de spécifier manuellement un intervalle (ou plus exactement une échelle en temps) pour déterminer cette corrélation. Ceci la rend particulièrement bien adaptée au traitement systématique et semi-automatique de données multipoints.

2 Propriétés non-linéaires des ondes électrostatiques dans le pré-choc terrestre

Dans les plasmas non collisionnels, les processus non-linéaires associés aux ondes de Langmuir constituent un des paradigmes de la dynamique non-linéaire. Au cours de ces 40 dernières années, ce sujet a fait l'objet d'un très grand nombre d'études théoriques et de simulations. La raison en est la formulation relativement simple du problème en termes de systèmes d'équations de Vlasov-Poisson.

Dans le milieu spatial, les ondes de Langmuir, qui sont correctement décrites dans l'approximation électrostatique, se rencontrent principalement dans le plasma du vent solaire, où le champ magnétique est relativement faible et les ondes électrostatiques dominent la dynamique des ondes de haute fréquence. Dans le vent solaire, les ondes de Langmuir sont principalement excitées par des faisceaux d'électrons énergiques, par l'intermédiaire de l'instabilité faisceau-plasma. Les ondes électrostatiques les plus intenses, qui sont de bons candidats pour une dynamique non-linéaire, apparaissent donc dans des régions traversées par d'intenses faisceaux d'électrons. De telles régions représentent un laboratoire naturel idéal pour l'étude expérimentale de la dynamique des ondes de Langmuir. Elles se rencontrent dans le voisinage d'ondes de choc planétaires. Les chocs interplanétaires créés par des éruptions solaires de type II et III peuvent aussi donner lieu à de tels phénomènes. Dans ce qui suit, nous nous concentrerons sur des observations d'ondes électrostatiques effectuées dans le pré-choc de la Terre. Notre objectif est de déterminer dans quelle mesure le processus de décomposition non-linéaire y est un mécanisme essentiel pour la dissipation d'énergie des ondes de Langmuir très intenses.

2.1 Le pré-choc

Le pré-choc (cf. fig. 1) est défini comme étant la région du vent solaire située en amont de l'onde de choc, qui est connectée à cette dernière par les lignes du champ magnétique. Cette région contient, en plus du plasma de vent solaire, des particules chargées qui sont réfléchies et accélérées par le choc. Ces particules sont responsables de l'excitation de diverses ondes par l'instabilité faisceau-plasma (Scarf et al., 1971 ; Filbert and Kellogg, 1979 ; Etcheto and Faucheux, 1984). Pour une revue sommaire de la physique de pré-choc, cf. Tsurutani and Stone (1985).

Toutes les particules du pré-choc sont influencées par le champ électrique de convection du vent solaire. Leur vitesse est donnée par la superposition

de la vitesse parallèle au champ magnétique et de la vitesse de dérive selon la direction $\vec{E} \times \vec{B}$. A cause de cette dérive, qui déplace les particules dans la direction du vent solaire, toutes les particules doivent se trouver en aval d'une ligne tangentielle (cf. fig. 1) pour pouvoir s'échapper du choc. Le dérive $\vec{E} \times \vec{B}$ est également responsable de la formation de faisceaux de particules dans le pré-choc (Fitzenreiter et al., 1990). Si des particules partent du même endroit du choc avec différentes vitesses parallèles, celles dont la vitesse v_{\parallel} est la plus faible seront trouvées plus loin en aval après le même temps de déplacement. Les différences de vitesse conduisent donc à une dispersion de la position.

En utilisant le système de coordonnées défini sur la figure 1 (appelé souvent les coordonnées standard de pré-choc - Fitzenreiter et al. (1990)), il est facile de montrer que la vitesse parallèle minimum nécessaire à une particule pour aller d'un point sur le front d'onde au point (D_f, R) est

$$v_{\parallel} > \frac{Rv_{sw}}{D_f}, \quad (1)$$

où v_{sw} est la vitesse du vent solaire (Cairns, 1987). L'existence de cette vitesse de coupure a pour effet de donner naissance à des faisceaux d'électrons. Ces derniers introduisent un gradient positif dans la fonction de distribution des électrons, qui peut ensuite exciter des ondes dans le plasma. Un modèle analytique de la fonction de distribution dans le pré-choc a été introduit par Filbert and Kellogg (1979) et amélioré plus tard par Cairns (1987) et Fitzenreiter et al. (1990). Les premières observations de telles distributions et leur corrélation avec des ondes électrostatiques près de la fréquence plasma ont été faites par le satellite ISEE (Fitzenreiter et al., 1984) et un exemple de distribution observée par l'instrument PEACE de CLUSTER sera présenté plus loin dans la figure 5.

Comme les électrons réfléchis peuvent atteindre des vitesses plus élevées que les ions réfléchis, la région la plus proche de la ligne tangentielle contient uniquement des faisceaux d'électrons et prend le nom de le pré-choc électronique. La région située plus en aval, où les faisceaux d'ions et d'électrons coexistent, s'appelle de manière analogue le pré-choc ionique.

2.2 Ondes électrostatiques dans le plasma du vent Solaire

Le spectre des ondes de haute fréquence dans le pré-choc est souvent dominé par des ondes électrostatiques qui se propagent approximativement le long du champ magnétique ambiant. En première approximation, la dyna-

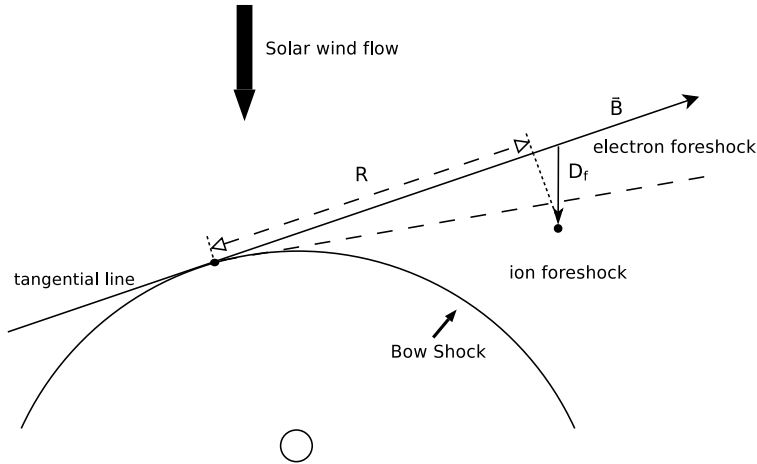


FIG. 1 – Géométrie du pré-choc terrestre et des coordonnées standard de un point dans le pré-choc (D_f, R)

mique de ces ondes peut être décrite par le système Vlasov-Poisson à une dimension, où les variables dynamiques sont la fonction de distribution des électrons $f(x, v_x)$ et la composante de champ électrique $E(x)$ parallèle au champ magnétique (Baumjohann and Treumann, 1996). Dans un plasma infini, uniforme et maxwellien, ces équations peuvent être linéarisées pour donner deux solutions sous forme d’ondes planes. L’une est constituée d’ondes de Langmuir avec la relation de dispersion :

$$\omega^2 = \omega_{pe}^2 (1 + 3k^2 \lambda_D^2) \quad (2)$$

et l’autre donne des ondes de basse fréquence, dites ondes acoustiques ioniques, avec une dispersion linéaire

$$\omega = C_s k. \quad (3)$$

La vitesse de phase des ondes acoustiques ioniques

$$C_s = \sqrt{\frac{k_b(T_e + 3T_i)}{m_i}}, \quad (4)$$

est appelée la vitesse du son modifiée.

Le plasma du vent solaire est cependant réputé être non-maxwellien. Les mesures in situ suggèrent l’existence de deux populations d’électrons (Feldman et al., 1975) : une population froide (appelée aussi “core”) et une population chaude (ou “halo”). Selon des observations récentes du satellite Ulysses (Maksimovic et al., 2000), le rapport entre la densité de la population chaude

(n_h) et la densité de la population froide (n_c) peut varier de 0.2% à 15% en fonction de la vitesse du vent solaire. Dans le pré-choc terrestre, la valeur vaut typiquement $n_h/n_c = 3\%$. Le rapport des températures des deux populations T_h/T_c varie quant à lui de 4 à 30, avec une moyenne de 13.6.

La présence d'une population d'électrons supra-thermiques modifie de manière significative les propriétés des modes propres de plasma. Les deux modes de propagation sont préservés, mais dans les formules la température électronique est remplacée par la température effective. Pour des ondes acoustiques ioniques, la vitesse de phase en présence d'électrons supra-thermiques devient (Hanssen et al., 1994) :

$$C_s = \sqrt{\frac{k_b T_h T_c (n_c + n_h)}{m_i (n_c T_h + n_h T_c)} + \frac{3k_b T_i}{m_i}}. \quad (5)$$

En plus de ces deux modes, le plasma à deux températures autorise la propagation d'un troisième mode, dit onde acoustique électronique, dont la relation de dispersion est (Baumjohann and Treumann, 1996)

$$\omega^2 = \frac{\omega_c^2}{1 + k^{-2} \lambda_{Dh}^{-2}} \left(1 + 3k^2 \lambda_{Dc}^2 + 3 \frac{n_h T_c}{n_c T_h} \right). \quad (6)$$

Ici, λ_{Dh} et λ_{Dc} sont les longueurs de Debye correspondant respectivement aux électrons chauds et froids. Les relations de dispersion des ondes de Langmuir et des ondes acoustiques électroniques sont présentées dans la figure 2. Dans la limite des basses fréquences, la dispersion de ces ondes est linéaire ; pour les hautes fréquences ($\omega \gg \omega_{pc}$), elle converge vers la dispersion des ondes de Langmuir. Dans les deux limites, les ondes acoustiques électroniques sont très fortement amorties par effet Landau. C'est seulement dans la bande intermédiaire, dans le voisinage de la fréquence plasma, que l'amortissement devient suffisamment faible pour permettre la propagation de ces ondes. Comme on le voit dans la figure 2, dans cet intervalle de fréquences, les ondes acoustiques électroniques ont des vecteurs d'onde significativement plus petits que les ondes de Langmuir de même fréquence. Ceci constitue le principal indice pouvant être exploité pour distinguer expérimentalement ces deux types d'onde. Nous utiliserons cette propriété plus tard pour prouver l'existence d'une forme alternative de décomposition non-linéaire des ondes dans le pré-choc, à partir de l'analyse des données de satellites.

2.3 Système faisceau-plasma : théorie

Les faisceaux de particules chargées constituent une source d'énergie libre pouvant exciter des ondes dans le plasma par l'instabilité faisceau-plasma

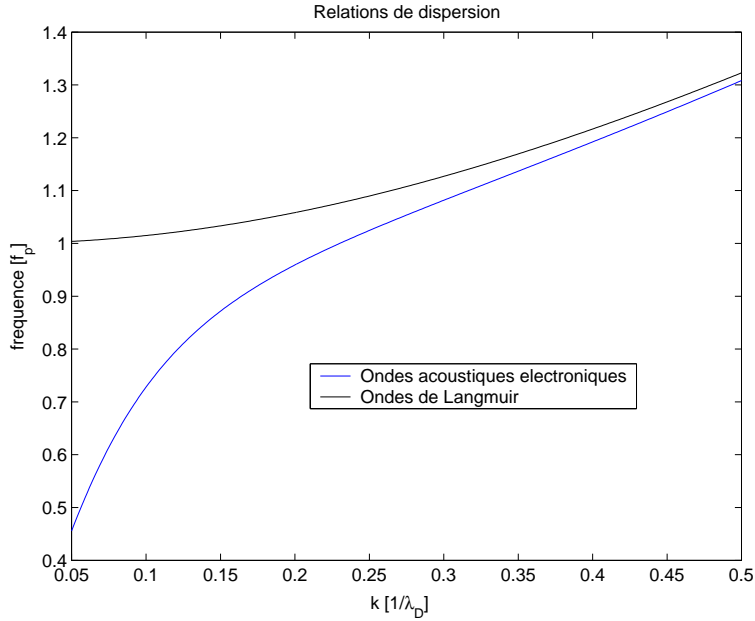


FIG. 2 – Relations de dispersion des ondes de haute fréquence dans le plasma à deux températures ($T_h = 5T_c, n_h = 0.05n_c$)

(Romanov and Filippov, 1961 ; Nicholson, 1983). Après l'étape initiale de croissance exponentielle, plusieurs mécanismes de saturation peuvent se mettre en place pour dissiper l'énergie de l'onde.

La fonction de distribution électronique en présence d'un faisceau a l'allure indiquée dans la figure 3, où v_T est la vitesse thermique de plasma, v_b la vitesse moyenne du faisceau et v_{Tb} la vitesse thermique du faisceau. Ce type de distribution est réputé être instable et présente un taux de croissance positif pour les ondes de Langmuir dont la vitesse de phase est en résonance avec la vitesse du faisceau v_b . Plus exactement, le taux de croissance est maximal pour le vecteur d'onde parallèle au faisceau (et donc au champ magnétique ambiant) : $\vec{k} = \omega \vec{v}_b / |\vec{v}_b|^2$. La valeur du taux de croissance en résonance est une fonction des paramètres de plasma et du faisceau :

$$\gamma = \sqrt{\frac{\pi}{2e}} \frac{n_b}{n_e} \left(\frac{v_b}{v_{Tb}} \right)^2 \omega_{pe}. \quad (7)$$

La largeur spectrale des ondes excitées est aussi dépendante des paramètres de faisceau :

$$\frac{\Delta k}{k} = \frac{v_{Tb}}{v_b}. \quad (8)$$

La théorie prédit l'existence de plusieurs régimes possibles pour le déve-

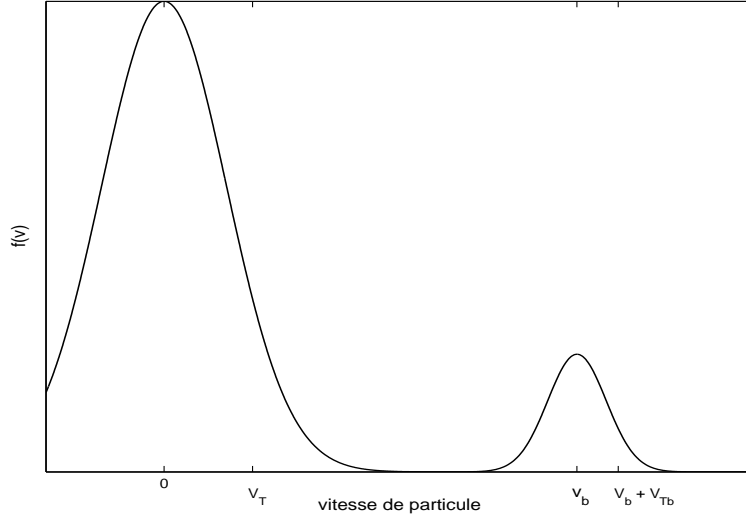


FIG. 3 – Fonction de distribution instable, contenant la signature d’un faisceau d’électrons (“bump-on-tail”) de vitesse moyenne v_b

loppement et la saturation de l’instabilité. Dans le cas d’un faisceau froid

$$\frac{v_{Tb}}{v_T} \ll \left(\frac{n_b}{n} \right)^{\frac{1}{3}}, \quad (9)$$

le spectre à bande étroite est excité par l’instabilité et l’interaction résonante de l’onde avec des particules fait apparaître un phénomène non linéaire de piégeage des particules, provoquant l’arrêt de la croissance (Treumann and Baumjohann, 1997). Pour des faisceaux suffisamment chauds, l’instabilité produit un spectre à large bande et l’action du champ électrique sur les particules conduit à la diffusion des particules dans l’espace des vitesses, ce qui réduit à zéro le taux de croissance de l’instabilité. Cette dissipation est décrite dans le cadre de la théorie quasi-linéaire (Shapiro and Sagdeev, 1997).

Si l’amplitude de l’onde augmente encore et dépasse une certaine valeur (le seuil d’instabilité), les processus d’interaction onde-particule ne suffisent plus à dissiper l’énergie de l’onde croissante. Dans ce cas-là, une autre instabilité apparaît, dite *instabilité de décomposition*. Cette dernière transfère l’énergie de l’onde primaire vers deux ondes secondaires.

L’instabilité de décomposition (Zakharov et al., 1985) est un des processus non-linéaires les plus simples de la théorie de la turbulence faible (Musher et al., 1995). L’interaction de l’onde de Langmuir de grande amplitude avec le milieu donne lieu à un taux de croissance positif pour deux autres modes d’onde : une autre onde de Langmuir et une onde acoustique ionique. Selon les lois de conservation d’énergie et du moment, ces ondes doivent satisfaire

des conditions de résonance à la fois pour les fréquences et pour les vecteurs d'onde

$$\omega_0 = \omega_1 + \omega_2 \quad (10)$$

$$\vec{k}_0 = \vec{k}_1 + \vec{k}_2. \quad (11)$$

Selon la théorie, le seuil d'instabilité est dépassé lorsque

$$\frac{\epsilon_0 |E|^2}{n_e T_e} > \frac{4\gamma_L \gamma_s}{\omega_{pe} \omega_s}, \quad (12)$$

où γ_L et γ_s sont respectivement les taux d'amortissement des ondes de Langmuir et des ondes acoustiques ioniques. L'onde Langmuir secondaire peut croître jusqu'à l'amplitude où l'amortissement non-linéaire par processus onde-particule arrête la croissance. De cette façon, elle peut atteindre une amplitude comparable mais inférieure à celle de l'onde primaire. Par contre, l'amplitude de l'onde acoustique ionique produite par la décomposition est limitée par (Robinson et al., 1993) :

$$|E_s| < 8 \sqrt{\frac{m_i}{m_e}} \left(\frac{C_s}{v_b}\right)^{3/2} |E_L|, \quad (13)$$

où E_L est l'amplitude de l'onde Langmuir primaire.

Cette description de la décomposition des ondes de Langmuir est valable dans le cas de plasmas maxwelliens. Cependant, comme mentionné dans la section 2.2, le plasma du pré-choc est un plasma non maxwellien à deux températures électroniques, qui autorise la propagation d'ondes acoustiques électroniques. Dans un tel plasma, un autre type d'instabilité de décomposition est possible, en plus de la décomposition décrite ci-dessus. Il s'agit de la décomposition d'une onde de Langmuir en une onde acoustique ionique et une onde acoustique électronique (Hanssen et al., 1994). Les conditions de résonance (10-11) sont toujours satisfaites et le seuil d'instabilité a la forme de l'équation (12). En revanche, la température T_e est remplacée par la température effective $T_{eff} = T_h T_c / (n_c T_h + n_h T_c)$; le taux d'amortissement γ_L est quant à lui remplacé par le taux d'amortissement des ondes acoustiques électroniques

$$\frac{\epsilon_0 |E|^2}{n_e T_{eff}} > \frac{4\gamma_{es} \gamma_s}{\omega_{es} \omega_s}. \quad (14)$$

Selon Hanssen et al. (1994), cette dernière forme de la décomposition peut dominer dans certains régimes. Plus exactement, pour des ondes primaires de grande longueur d'onde ($k\lambda_{Dh} < m_e/m_i$), les conditions de résonance (10-11) n'autorisent guère la décomposition classique et la décomposition en une onde acoustique électronique demeure alors la seule possibilité.

Si la dissipation n'est pas suffisante pour arrêter la croissance de l'onde secondaire, cette dernière peut également devenir instable et une "cascade" de plusieurs modes apparaît, qui transfère l'énergie vers les petits nombres d'onde. Cela conduit à une accumulation d'énergie dans le domaine des petits nombres d'onde, où les ondes sont instables par rapport à l'instabilité de modulation (Zakharov et al., 1985 ; Robinson, 1997). L'apparition de l'instabilité de modulation marque la transition du régime de la turbulence faible à celui de la turbulence forte. Lors de cette transition, la contribution de la non-linéarité devient comparable à la dispersion. La turbulence forte de Langmuir se manifeste par la création de "cavités de Langmuir" (Zakharov, 1972) : il s'agit de structures solitaires de densité réduite sont accompagnées par des ondes de Langmuir piégées dans les cavités (cf. figure 24). Ces cavités sont instables et leur évolution mène à leur effondrement ("collapse"). Quand la cavité disparaît, l'énergie des ondes qui y étaient piégées est libérée. Cet effondrement joue un rôle important dans la dissipation de l'énergie accumulée dans la région des petits nombres d'onde et dans le chauffage du plasma (Robinson, 1997 ; Shapiro and Shevchenko, 1984).

2.4 Observations précédentes

L'instabilité faisceau-plasma et les ondes électrostatiques dans le pré-choc ont été l'objet de nombreuses études expérimentales. L'émission des ondes générées par une distribution électronique instable a été proposée pour la première fois par (Scarf et al., 1971 ; Fredericks et al., 1971). L'existence de pics secondaires dans la distribution et leur corrélation avec l'activité des ondes a été démontrée expérimentalement plus tard par des observations de satellite ISEE (Anderson et al., 1981 ; Fitzenreiter et al., 1984 ; Etcheto and Faucheux, 1984 ; Lacombe et al., 1985).

Les formes d'onde contenant une signature de battement de deux ondes de haute fréquence (cf. fig 4) ont été observées pour la première fois par Voyager dans le pré-choc de Jupiter (Gurnett et al., 1981). Des observations de spectres de ce type ont été faites dans le pré-choc de Vénus par Galileo (Hospodarsky et al., 1994) et dans le pré-choc terrestre par Galileo (Hospodarsky et al., 1991), WIND (Kellogg et al., 1996 ; Kellogg et al., 1999a) et d'autres satellites.

Cairns and Robinson (1992b) ont proposé une interprétation de ces observations en tant que signatures de la décomposition non-linéaire d'ondes de Langmuir. Les deux pics de haute fréquence correspondent alors à l'onde primaire et l'onde de Langmuir secondaire produite par la décomposition. Dans le jeu de données de ISEE-3 utilisé par Cairns and Robinson (1992b), l'onde acoustique ionique correspondante n'a pas été observée, parce que son

amplitude était trop faible (limitée par formule 13) pour être détectée par l'instrument.

Un autre scénario où on observe la décomposition non-linéaire dans le vent solaire sont les émissions solaires de type III. Pendant ces événements, les éruptions accélèrent les électrons jusqu'à de hautes énergies. Ces électrons suprathermiques excitent les ondes de Langmuir intenses, même à des distances héliocentriques de 1 UA (unité astronomique) et plus (Lin et al., 1981 ; Gurnett and Anderson, 1976).

Les spectres à deux pics ont également été observés pendant ces événements (Gurnett et al., 1993 ; Hospodarsky and Gurnett, 1995). En outre, conformément à l'analyse effectuée plus tard (section 3.4.1) pour les ondes de pré-choc, plusieurs études ont prouvé que des bouffées d'ondes acoustiques ioniques sont associées aux ondes de Langmuir intenses (Lin et al., 1986 ; Robinson et al., 1993). D'autres auteurs ont même signalé des observations de l'instabilité de modulation et des ondes solitaires associées avec la turbulence forte (Kellogg et al., 1992 ; Thejappa et al., 1999). Par contre, l'effondrement des cavités n'a jamais été directement observé et multiples études (Cairns et al., 1998) suggèrent, que des ondes de Langmuir dans le pré-choc ne dépassent pas le seuil d'instabilité de modulation que dans des cas exceptionnels et l'effondrement des cavités ne joue pas un rôle très important dans la dynamique des ondes de Langmuir dans le vent solaire.

La distribution des amplitudes des ondes de Langmuir est manifestement très importante pour la caractérisation de la saturation de croissance, parce que le mécanisme de saturation peut fortement influencer la forme de la fonction de distribution des amplitudes. Ces distributions ont été récemment étudiées et utilisées comme une preuve expérimentale de la théorie de la croissance stochastique (Bale et al., 1997 ; Cairns and Robinson, 1997 ; Sigsbee et al., 2004b). Ce point sera discuté dans la section 3.2.

En dépit de l'abondance de la littérature existant sur ce sujet, plusieurs questions sur la physique des ondes de Langmuir dans le vent solaire restent ouvertes ; les arguments en faveur du processus de décomposition dans le pré-choc restent pour la plupart peu concluants. Les nouvelles techniques statistiques qui seront présentées dans les chapitres suivants vont nous permettre d'aborder ces problèmes sous un angle différent et de répondre à certaines objections.

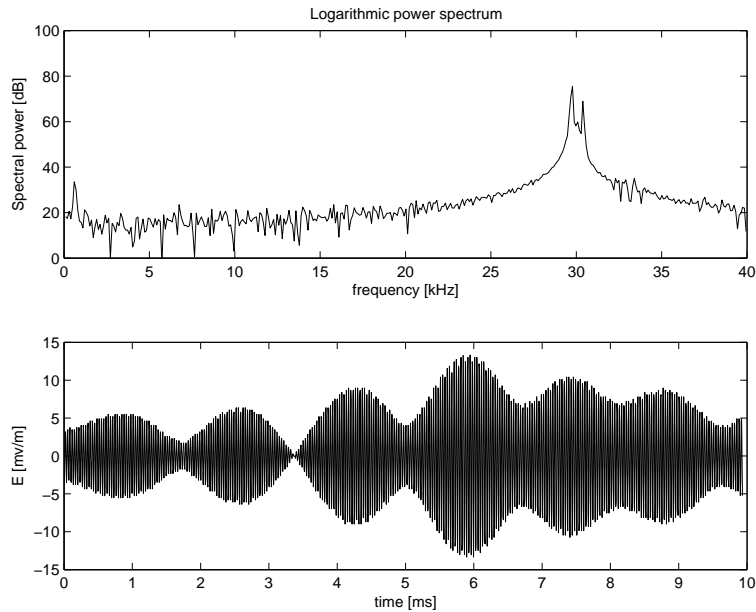
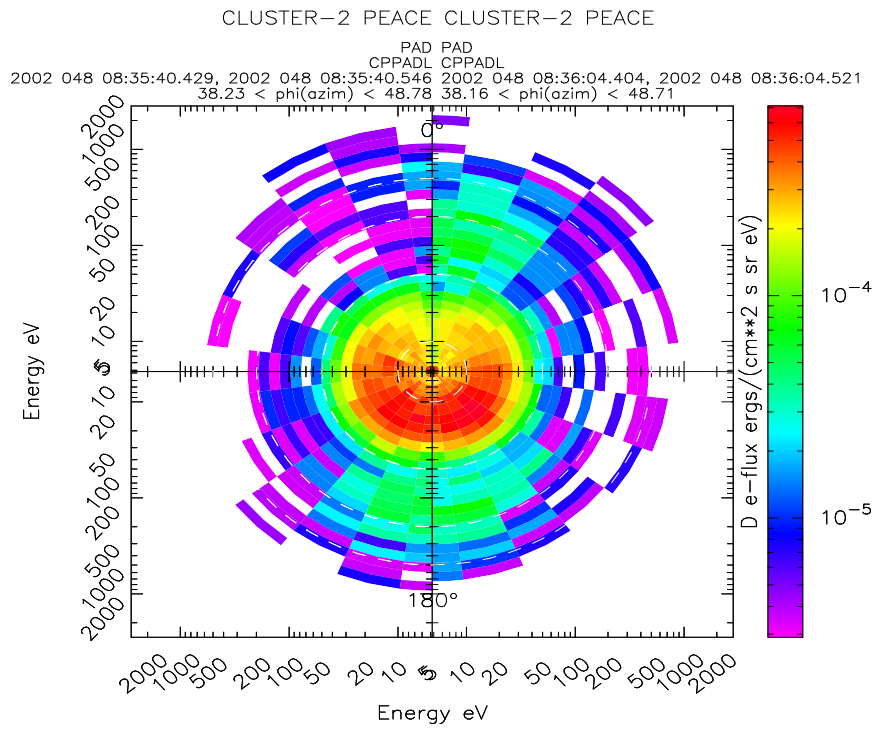


FIG. 4 – Une forme d’onde, contenant la signature du battement des deux ondes à bande étroite (figure du bas), avec le spectre de Fourier correspondant (figure du haut).

2.5 Les inhomogénéités dans le plasma de pré-choc et leur effet sur la propagation des ondes

Comme le pré-choc est une région de transition située à proximité d’une discontinuité majeure qu’est l’onde de choc terrestre, le plasma de cette région contient des inhomogénéités d’origines diverses. Ces inhomogénéités peuvent influencer de manière significative la propagation des ondes dans le plasma, en particulier les ondes de Langmuir, dont la fréquence est souvent proche de la fréquence plasma locale. La branche de la relation de dispersion des ondes de Langmuir possède une fréquence de coupure égale à la fréquence plasma ; augmentation une relativement petite de la densité électronique peut donc décaler la fréquence plasma locale au-dessus de la fréquence de l’onde et provoquer un processus de réflexion d’onde ou de la conversion de mode d’onde.

Très peu d’études expérimentales ont été consacrées aux inhomogénéités de petite échelle (en-dessous de 1 seconde) dans le plasma du vent solaire. La raison en est le manque de résolution temporelle des instruments. Dans le vent solaire non perturbé, les spectres des fluctuations de densité à large bande ont été observés par plusieurs satellites (Neugebauer, 1975 ; Unti et al., 1973)



bl 16-Feb-2004 17:12

FIG. 5 – Une fonction de distribution des électrons observée par l'instrument PEACE de CLUSTER dans le pré-choc. Dans cette région, de faibles faisceaux parallèles au champ magnétique introduisent un gradient positif dans la fonction de distribution.

et les auteurs ont montré que le spectre a la forme d'un loi de puissance. Plus tard, Celnikier et al. (1987) ont montré que la pente de la loi de puissance s'aplatit pour des échelles inférieures à 1 seconde (qui correspond à l'échelle spatiale de quelques centaines de kilomètres) et que ces petites échelles fournissent une contribution dominante à l'énergie intégrée des fluctuations. La limite inférieure sur l'échelle spatiale des inhomogénéités est donnée par le rayon de gyration des électrons, qui vaut environ 5 kilomètres dans le vent solaire. Nous pouvons donc supposer que le plasma du vent solaire (et également celui du pré-choc) contient une fraction significative des fluctuations de densité dont les échelles spatiales vont de plusieurs kilomètres à plusieurs centaines de kilomètres. D'après Kellogg et al. (1999a), l'amplitude des fluctuations correspondant aux spectres observés peuvent atteindre jusqu'à 10% de la densité moyenne. De telles fluctuations peuvent décaler la fréquence plasma locale de plusieurs pourcent ; cela suffit pour provoquer une réflexion d'onde, une conversion de mode ou un piégeage des ondes.

Plusieurs auteurs (Kellogg et al., 1999a ; Willes and Cairns, 2001 ; Willes et al., 2002) ont proposé d'interpréter les formes d'onde du genre de celui montré dans la figure 4 en termes d'un processus de réflexion d'onde sur un gradient de densité. Les deux ondes à bande étroite dans le spectre de Fourier sont interprétées comme étant l'onde incidente et l'onde réfléctie ; la différence entre leurs fréquences est due à l'effet Doppler. Ce dernier est différent pour les deux ondes, parce qu'elles se propagent dans les directions opposées. Dans certains cas, particulièrement pour les ondes de Langmuir peu intenses, cette interprétation est viable et probablement correcte. Dans ce qui suit, nous montrerons toutefois que dans un nombre significatif de cas, le pic secondaire dans le spectre est généré par l'instabilité de décomposition. Outre les inhomogénéités du plasma de vent solaire discutées ci-dessus, on peut s'attendre à ce que la région de pré-choc soit perturbée par des processus qui se produisent sur le front de choc. Dans le pré-choc ionique, par exemple, des ondes magnéto-sonores rapides de basse fréquence ont été observées (Elaoufir et al., 1990) ; ces ondes de compression perturbent la densité de plasma et peuvent induire le piégeage des ondes de Langmuir (Sigsbee et al., 2005). La distribution spatiale inégale des particules énergiques réfléchies dans le plasma de pré-choc, discutée ci-dessus dans la section 2.1, implique déjà un certain niveau d'inhomogénéité de plasma. Dans ce cas-ci, des inhomogénéités sont orientées parallèlement au champ magnétique et elles correspondent aux régions d'excitation des ondes électrostatiques par l'intermédiaire de l'instabilité faisceau-plasma. Dans le chapitre 4 de ce mémoire, nous discuterons l'influence de telles inhomogénéités stratifiées sur le développement de l'instabilité de décomposition.

3 Signatures expérimentales de la décomposition des ondes de Langmuir dans le pré-choc

3.1 Observations des ondes électrostatiques par CLUSTER

Dans cette partie de notre étude, nous nous focalisons sur les résultats obtenus par les satellites de CLUSTER (Escoubet et al., 1997). CLUSTER est une mission de quatre satellites identiques, qui gravitent autour de la terre en formation de tétraèdre. La séparation moyenne des satellites varie au cours de la mission de 100 kilomètres à 20 000 kilomètres. Cette mission de l'agence spatiale Européenne a démarré en février 2001 et sa fin est prévue pour décembre 2007.

3.1.1 Instrumentation

Chacun des quatre satellites porte un ensemble de 11 instruments conçus pour l'observation de diverses propriétés des plasmas. Pour des observations d'ondes de Langmuir, l'instrument le plus important est le récepteur à large bande WBD (Gurnett et al., 1997), qui utilise deux senseurs sphériques disposés au bout d'antennes d'une longueur de 44 m pour mesurer le champ électrique dans la gamme des hautes fréquences. Le signal analogique du récepteur est filtré entre 1 kHz et 77 kHz par un filtre passe bande et numérisé avec une fréquence d'échantillonnage de 220 kHz. La fréquence plasma dans le vent solaire se situe typiquement dans entre 20 kHz et 40 kHz. Les caractéristiques de l'instrument sont donc bien adaptées d'observation des ondes de Langmuir. En raison des limitations imposés par la télémétrie, seulement 12.5 % des données sont transmises jusqu'au sol. Les données sont organisées en blocs de 10 ms de 2180 échantillons chacun. Chaque bloc est suivi d'un temps mort d'approximativement 70 ms.

Le champ électrique est mesuré par une antenne placée dans le plan de rotation du satellite tournant. La mesure est donc une projection du vecteur champ électrique selon la direction immédiate de l'antenne. Le gain du récepteur varie de 0 à 75 dB par incréments de 5 dB. Cela donne une gamme d'amplitudes totale allant de 2.6×10^{-5} mV/m à 36.9mV/m, soit 123 dB. Par contre, pour chaque valeur de gain, la gamme est limitée à 48 dB, qui correspond à numérisation des données sur 8 bits. Le gain peut être fixé par télécommande ou, dans le mode de contrôle automatique de gain (CAG), il est ajusté automatiquement pour maintenir les valeurs dans une gamme effective du convertisseur analogique-numérique.

Pour compléter les observations de WBD, nous avons utilisé les données d'autres instruments de CLUSTER. L'analyseur de spectre de l'expérience STAFF (Cornilleau-Wehrin et al., 1997) fournit les spectres de 3 composantes du champ magnétique et de 2 composantes de champ électrique (obtenus de l'instrument EFW (Gustafsson et al., 1997)) et calcule les corrélations spectrales entre ces composantes. Les auto-spectres et les spectres croisés couvrent une gamme de fréquence s'étendant de 8 Hz à 4 kHz. Dans le mode normal, les auto-spectres sont transmis chaque seconde et la matrice des spectres croisés toutes les 4 secondes. Ces spectres seront utilisés dans ce qui suit pour identifier les ondes acoustiques ioniques et pour déterminer leur polarisation.

Le magnétomètre FGM (Balogh et al., 1997) permet de détecter le champ magnétique continu avec une fréquence d'échantillonnage allant jusqu'à 67 Hz (22.5 Hz dans le mode normal). Dans ce travail, nous avons utilisé des données moyennées sur une période de spin du satellite (résolution de 4 secondes). La vitesse du vent solaire est approximée par la vitesse moyenne des ions, déterminée par l'instrument CIS (Reme et al., 1997). Cette vitesse est également disponible avec résolution temporelle de 4 seconds.

Pour observer la fonction de distribution des électrons, CLUSTER est équipé du détecteur PEACE (Johnstone et al., 1997), qui permet de mesurer la fonction de distribution des électrons dans une gamme d'énergie allant de 0.59 eV à 26.4 keV. Les fonctions de distribution fournies par PEACE seront utilisées ici pour calculer les moments tels que la densité électronique et la température parallèle et perpendiculaire de plasma.

3.1.2 Événement du 17 février, 2002

Comme exemple typique, nous avons choisi la période du 17 février 2002 comprise entre 7 :00 UT et 10 :15 UT. Pendant cette période, CLUSTER se situait dans le pré-choc électronique (cf. Fig. 6). Comme nous l'avons vu, cette région du pré-choc (à proximité de la ligne tangentielle et du choc) est idéale pour observer des ondes de forte amplitude. Pour cet événement du 17 février 2002, CLUSTER a observé pendant plusieurs heures des ondes exceptionnellement intenses. Un spectrogramme de WBD, les amplitudes des ondes et l'amplitude du champ magnétique observés par le satellite 4 sont présentés dans la figure 7. Le satellite a traversé l'onde de choc à 8:17:53 et est resté dans la magnétogaine pendant presque 4 minutes. Les discontinuités correspondent aux traversées du choc ; elles se manifestent dans l'intensité du de champ magnétique ainsi que dans le spectre du champ électrique. On observe les ondes de plus forte amplitude entre 8:25 et 9:20, quand CLUSTER se situe de la frontière du pré-choc (ligne tangentielle). Après 9:30

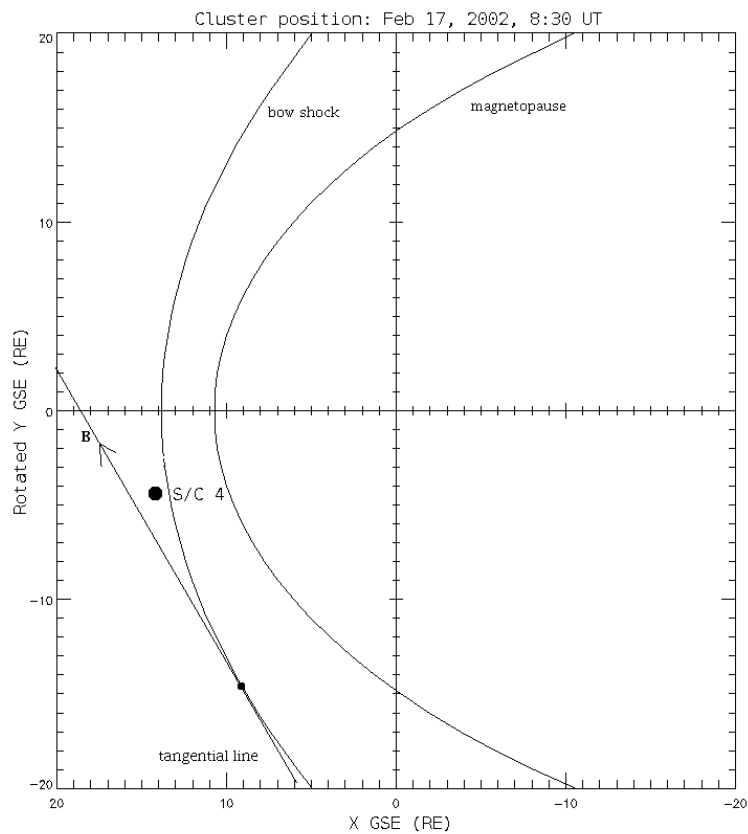


FIG. 6 – Position de CLUSTER dans le pré-choc le 17 février 2002. Le système des coordonnées GSE a été pivoté selon l'axe X pour obtenir un repère tel que le champ magnétique et le satellite tous les deux sont contenus dans le plan X-Y.

UT, le satellite pénètre plus profondément dans le pré-choc et les amplitudes diminuent. Les propriétés du plasma et le champ magnétique restent relativement constants pendant toute cette période. Les principaux paramètres sont résumés dans la table 1.

Pendant cet événement, l'instrument WBD a fonctionné sans interruption sur satellite 4. En revanche, sur satellites 1 et 3, il a commencé à fonctionner à 9:15 UT, juste avant que CLUSTER ne s'éloigne de la frontière du pré-choc. Sur le satellite 4, le gain du récepteur était fixé à 0 dB pour faciliter l'observation d'ondes de grande amplitude. Dans ce mode, toutes les formes d'onde d'amplitude jusqu'à 36.9 mV/m peuvent être observées sans être tronquées, mais la gamme dynamique est limitée par la numérisation des données sur 8 bits. Par conséquent, les ondes d'amplitude au-dessous de quelques pas de numérisation (approximativement $1\text{mV}/m$) sont ignorées. Sur les satellites 1 et 3, l'instrument était mis dans le mode de contrôle automatique de gain (CAG), où le gain du récepteur est ajusté selon l'amplitude observée dans la fenêtre précédente.

Dans la figure 8 sont présentés des distributions d'énergie des électrons (panneau du bas) observés par PEACE pendant une période de 10 minutes. Le haut de la figure représente les amplitudes maximales des ondes de Langmuir. Les bouffées intermittentes des oscillations intenses de haute fréquence (panneau du haut) sont clairement corrélées avec l'augmentation du flux d'électrons d'énergie supérieure à 0.7 keV, avec une direction du flux presque parallèle au champ magnétique. La corrélation est particulièrement évidente dans la deuxième partie de l'intervalle, où nous voyons une bonne correspondance entre les émissions courtes et isolées et les électrons de haute énergie. L'orientation du champ magnétique par rapport au choc (cf. fig 6) implique que la vitesse des électrons se déplaçant parallèlement au champ magnétique est de sens opposé à celui du vent solaire. La corrélation suggère, en accord avec des études antérieures (Bale et al., 2000), que les électrons responsables de l'excitation d'ondes électrostatiques intenses ont des énergies typiquement supérieures à 1 keV. Cette observation est importante pour ce qui suit, lorsque nous exploiterons l'énergie de faisceau pour estimer les vecteurs d'onde \vec{k} des ondes excitées. Bale et al. (2000) estiment que les faisceaux atteignent souvent des énergies jusqu'à 50 keV. Ceci n'a pas pu être confirmé par les données de PEACE, dont les mesures sont limitées à des énergies de 2.6 keV.

3.2 Propriétés des ondes observées

Nous représentons dans la figure 9 divers exemples de formes d'onde communément observées par l'instrument WBD dans le pré-choc. La plupart ont manifestement l'allure d'une onde à bande passante étroite (près de la fré-

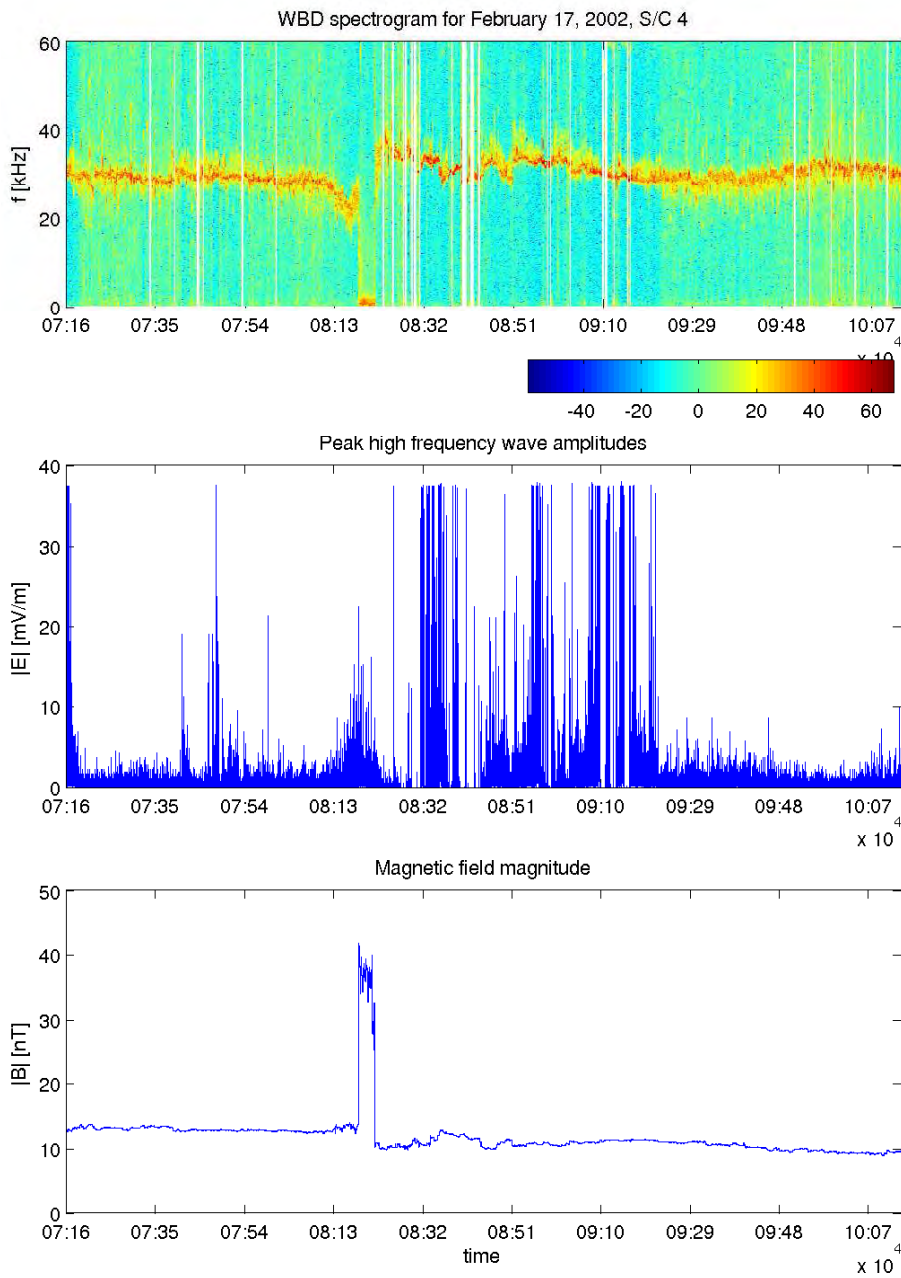
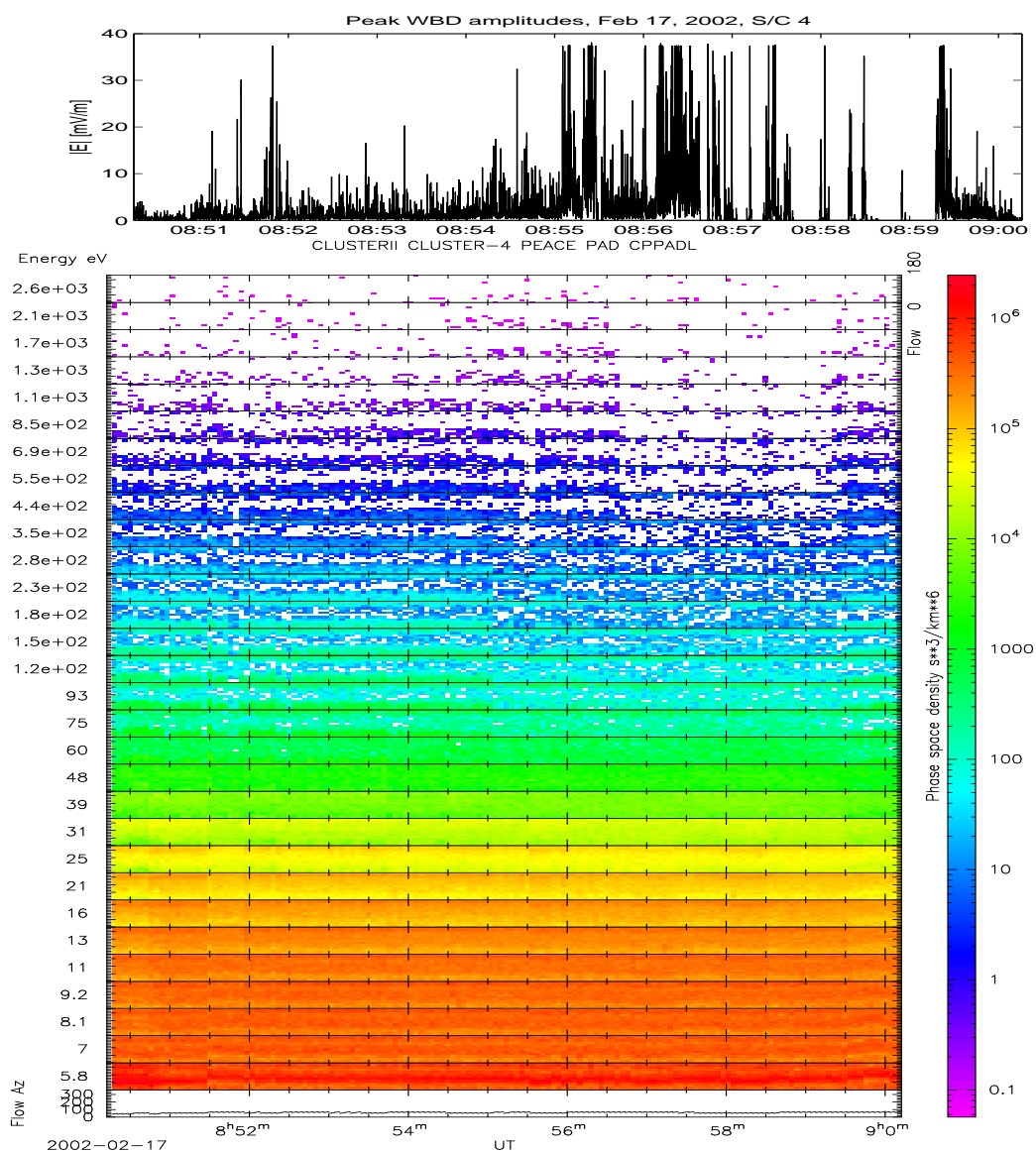


FIG. 7 – Le jeu des données de CLUSTER (satellite 4) pour la séquence étudiée du 17 février 2002. Panneau du haut : spectre des oscillations de champ électrique de haute fréquence fourni par WBD. Panneau du milieu : Amplitude maximale des oscillations du champ électrique. Panneau du bas : intensité du champ magnétique fourni par l'instrument FGM pour la même période.



bl 10-Mar-2004 11:54

FIG. 8 – Spectre énergétique des électrons mesuré par PEACE. La couleur de chaque point sur la figure correspond à une densité de l'espace de phases associée à une certaine bande d'énergie et une certaine direction du flux des électrons. Les barres horizontales correspondent aux bandes d'énergie du détecteur et la position verticale du point dans la barre indique l'angle entre le flux des électrons et le champ magnétique. Les points en haut de chaque barre correspondent à l'angle 180°, les points en bas à l'angle 0°. La figure du haut représente l'amplitude maximale des ondes de haute fréquence (WBD) dans l'intervalle correspondant.

TAB. 1 – Paramètres de plasma de pré-choc mesuré par CLUSTER le 17 février 2002, 8 :50 UT

température électronique	T_e	$1.4 \cdot 10^5$ K
température ionique	T_i	$4 \cdot 10^5$ K
densité électronique	n_e	11 cm^{-3}
champ magnétique	$ B $	11 nT
fréquence plasma	f_p	29 – 30 kHz
fréquence plasma ionique	f_{pi}	700 Hz
longueur de Debye	λ_D	7.8 m
vitesse du vent solaire	$ V_{sw} $	450 km/s
angle entre \vec{B} et \vec{V}_{sw}	θ	50°

quence de plasma), qui est fortement modulée sur une échelle de temps de l'ordre de la milliseconde. L'explication la plus communément avancée fait intervenir la théorie de la croissance stochastique (stochastic growth theory - SGT), proposée par Robinson (1995). Cette théorie a été développée pour expliquer les propriétés des ondes de Langmuir associées aux émissions solaires de type III. Elle a été appliquée plus tard au cas similaire des ondes du pré-choc (Cairns and Robinson, 1997). La théorie est basée sur l'idée d'un taux de croissance aléatoire; les propriétés des ondes sont ensuite calculées à partir de la distribution des taux de croissance. La SGT permet de dériver des caractéristiques macroscopiques des ondes sans utiliser un modèle physique pour les processus microscopiques.

Pour confronter nos données expérimentales aux modèles théoriques, il est important de pouvoir caractériser ces derniers par des signatures. Une propriété statistique importante, qui peut servir de critère de comparaison, est la fonction de distribution des amplitudes d'ondes. Selon la SGT, quand les paramètres de plasma restent constants et les propriétés des faisceaux sont stationnaires, la statistique des amplitudes devrait suivre une distribution log-normale

$$P(\log |E|) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-(\log |E| - \mu)^2 / 2\sigma^2}, \quad (15)$$

où μ et σ sont respectivement la moyenne et l'écart-type de la distribution, et sont reliés directement aux propriétés statistiques des faisceaux.

La distribution des amplitudes observée par WBD est présentée dans la figure 10 en trait plein. Comme prévu, pour les amplitudes basses ($|E| < 5 \text{ mV/m}$), la distribution est en accord avec la distribution log-normale (15). La courbe en trait pointillé est un ajustement par moindres carrés de l'équation (15) sur la partie basse de la distribution observée. Par contre, pour les

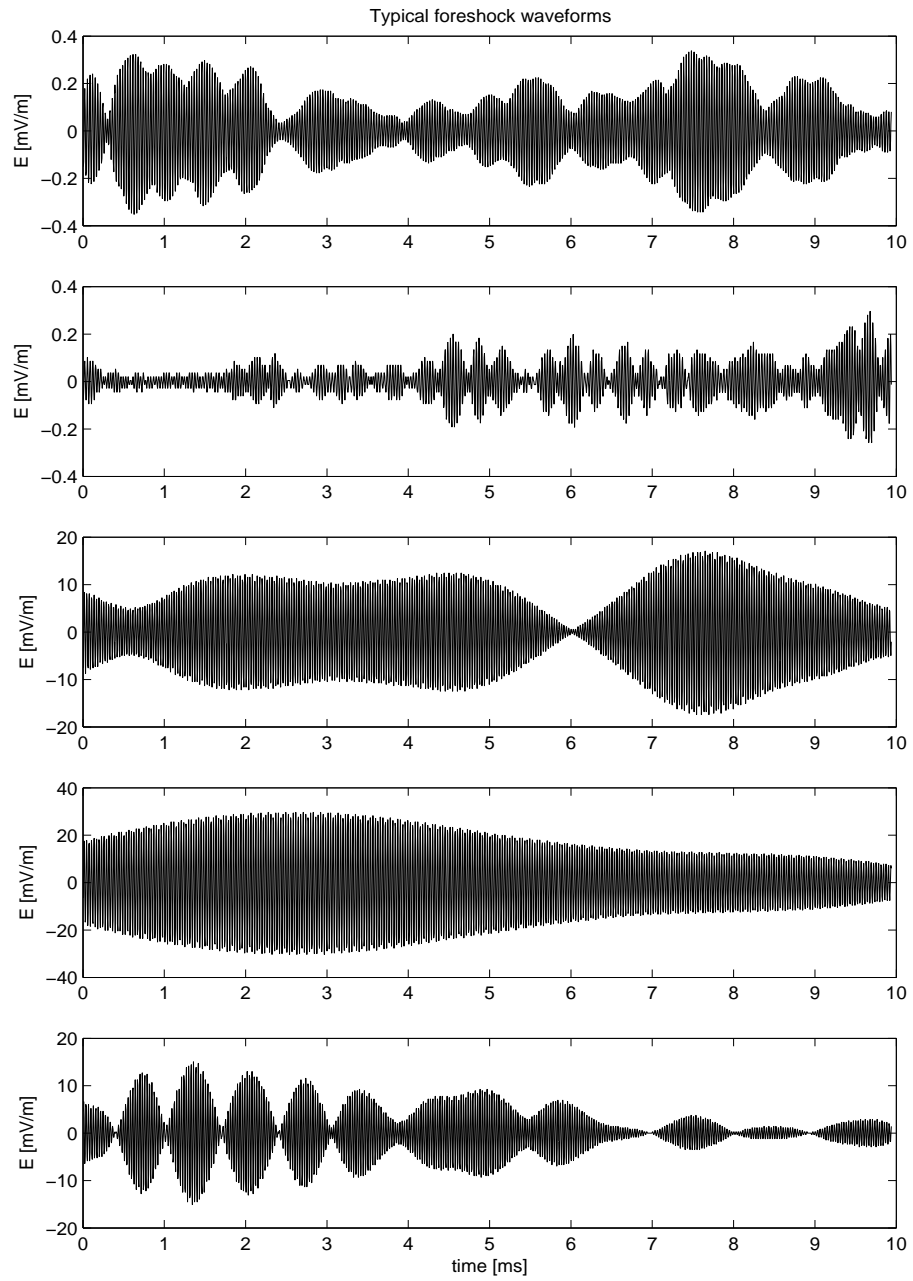


FIG. 9 – Formes d’onde typiques observées par l’instrument WBD dans le pré-choc électronique

hautes amplitudes, la distribution s'écarte de la loi log-normale et peut être davantage approximée par une loi de puissance

$$P(\log |E|) \sim |E|^{-1.8} \quad (16)$$

Les distributions sous forme de loi de puissance ont déjà été observées par Bale et al. (1997) et par Cairns and Robinson (1997) ; elles ont été interprétées comme une conséquence de la non-stationnarité du taux de croissance pendant la période d'observation. La distribution est toujours calculée à partir des amplitudes observées en différents endroits du pré-choc. Or la vitesse des faisceaux (et le taux de croissance des ondes) dépend fortement de la position par rapport au choc. Cairns and Robinson (1997) ont montré que pour les distribution de type (15) moyennées sur différentes valeurs de μ et de σ , la distribution totale moyennée peut tendre vers une forme de loi de puissance. Cette hypothèse a été confirmée par Sigsbee et al. (2004b). Ces derniers ont calculé les fonctions de distribution en fonction du paramètre D_f (défini dans le chapitre 2.1), qui correspond à la distance par rapport à la ligne tangentielle. On peut légitimement se demander si cette loi de puissance ne résulte pas du contrôle automatique de gain, qui tend à favoriser les événements de petite amplitude. Sigsbee et al. (2004a) ont montré que ce contrôle automatique de gain ne déforme pas la fonction de distribution de manière significative. La queue de la fonction de distribution est donc correctement restituée par l'instrument.

Si la théorie de la croissance stochastique offre une interprétation possible des distributions observées sous forme de loi de puissance, elle reste cependant une théorie phénoménologique, qui n'explique pas les processus physiques responsables de l'aspect aléatoire du taux de croissance. Nous proposons ici une autre interprétation de ces observations, qui est plus cohérente avec les hypothèses présentées dans ce mémoire. Indépendamment de la région du pré-choc et des vitesses des faisceaux, quand l'amplitude des ondes excède le seuil d'instabilité de la décomposition, ce dernier domine la dynamique des ondes et la fonction de distribution des amplitudes ne suit plus celle de la théorie SGT. Le changement de la forme de la fonction de distribution peut donc être expliqué seulement par le fait que l'amplitude excède le seuil de l'instabilité.

3.3 Spectres interprétés comme décomposition des ondes

Si nous étudions maintenant plus attentivement la figure 9, nous pouvons distinguer plusieurs formes d'onde qui portent la signature d'un battement de deux ondes quasi monochromatiques (cf. en particulier le panneau 5 de

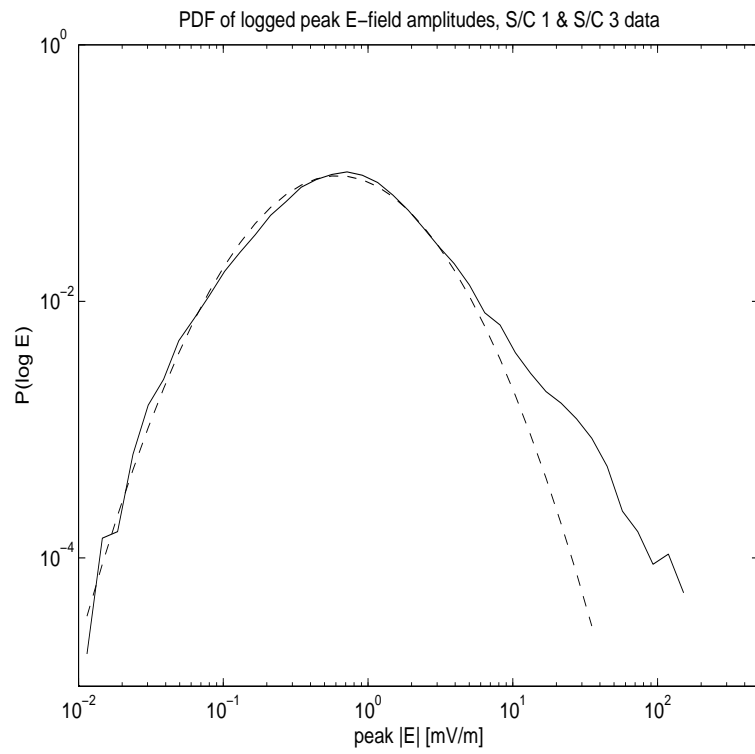


FIG. 10 – La distribution des amplitudes des ondes de haute fréquence observées pendant l'événement du 17 février 2002. Les données sont issues des satellites 1 et 3, qui sont en mode automatique de gain. La distribution a été estimée à partir d'un histogramme portant sur un échantillon de 43620 paquets d'onde.

la fig. 9). D'autres exemples d'observations de ce type avec les spectres correspondants sont donnés dans la figure 11. Tous les spectres de Fourier font clairement apparaître deux raies à proximité de la fréquence plasma locale. En accord avec plusieurs études (Cairns and Robinson, 1992b), ces deux pics peuvent être interprétés comme étant une onde primaire générée par un faisceau et une onde secondaire produite par la décomposition de la première. Le pic primaire est celui dont l'amplitude est la plus grande. Dans les cas où la résolution dynamique de l'instrument le permet, un pic de basse fréquence correspondant à l'onde acoustique ionique est aussi présent dans le spectre et la relation 10 est approximativement vérifiée. Dans la plupart de cas, les amplitudes des deux pics à proximité de la fréquence plasma sont très voisines. Dans seulement 15% des spectres observés, l'écart dépasse les 5 dB. D'autres processus, comme par exemple l'excitation par deux faisceaux avec des vitesses différentes, pourraient également produire des spectres semblables. Toutefois, seule la décomposition peut expliquer la petite différence entre les amplitudes des deux ondes. Notez qu'une très petite différence du taux de croissance implique une différence d'un ordre de grandeur ou plus après une période caractéristique de croissance exponentielle.

On remarquera que dans les panneaux du haut de la figure 11, l'onde secondaire possède une fréquence supérieure à celle de l'onde primaire. Dans le référentiel au repos du plasma, la fréquence de l'onde secondaire doit être inférieure à la fréquence de l'onde primaire, en vertu des conditions (10). Or, comme les ondes sont observées par le satellite dans un plasma en déplacement, les fréquences des ondes sont toujours décalées par effet Doppler. La grandeur du décalage Doppler nous fournit une estimation des vecteurs nombre d'onde \vec{k} . Puisque les fréquences des ondes de Langmuir excitées par les faisceaux d'électrons sont très proches de la fréquence plasma f_p dans le référentiel au repos du plasma (pour un faisceau de 1 keV, $f_0 = 1.015f_p$), le décalage Doppler représente une contribution majeure à la différence entre les fréquences des deux pics.

Dans le cas de la décomposition classique d'une onde Langmuir en une onde Langmuir et une onde acoustique ionique ($L \rightarrow L + S$), le taux de croissance est maximal pour une onde Langmuir secondaire avec vecteur nombre d'onde \vec{k}_1 orienté dans une direction opposée à celle de l'onde primaire (\vec{k}_0) et avec la grandeur de vecteur comparable avec le vecteur d'onde primaire (Robinson et al., 1993)

$$\vec{k}_0 \approx -\vec{k}_1. \quad (17)$$

Si donc ce processus de décomposition ($L \rightarrow L + S$) était le mécanisme responsable des spectres observés, la séparation en fréquence des deux pics

pourrait être calculée comme suit :

$$\Delta f = f_0 - f_L \approx 2 \frac{k_0}{2\pi} V_{sw} \cos \theta = 2 \frac{f_p}{v_b} V_{sw} \cos \theta. \quad (18)$$

Ici, θ est l'angle entre la vitesse du vent solaire \vec{V}_{sw} et le vecteur \vec{k}_0 , qui est supposé être parallèle au champ magnétique ambiant.

Comme discuté dans le chapitre 3.2, l'énergie des faisceaux qui excitent les ondes de Langmuir se situe dans la gamme de 1 keV à 50 keV (Bale et al., 2000). Ceci permet de fixer une limite supérieure au module k_0 du vecteur \vec{k} primaire. L'effet Doppler maximal est atteint pour des ondes excitées par des faisceaux avec les plus basses énergies (1 keV). Pour les paramètres du vent solaire observés, la valeur maximale de la séparation en fréquence des raies est alors de $\Delta f = 1.2$ kHz. Sur la figure 12, nous présentons un exemple de spectre dont la séparation des fréquences est 2.9 kHz. Cette valeur est nettement plus grande que la limite ci-dessus et contredit donc l'interprétation en termes de décomposition $L \rightarrow L + S$.

Dans les panneaux bas de la figure 11, nous montrons des spectres où la fréquence du pic secondaire est inférieure à celle de l'onde primaire, même dans le référentiel lié au satellite. Cette séparation $\Delta f \approx 1$ kHz dépasse elle aussi la séparation maximale qui peut être atteinte dans le référentiel au repos de plasma. La différence entre les fréquences doit donc également être une conséquence du décalage par l'effet Doppler, mais cette fois les fréquences sont décalées dans la direction opposée (vers les fréquences plus basses). L'analyse détaillée des spectres de ce type permet de déduire davantage d'information sur les vecteurs \vec{k} des ondes. Pendant la période analysée, la direction de champ magnétique était relativement constante et on suppose que les faisceaux propageaient du choc vers l'amont. Les vecteurs \vec{k} de toutes les ondes primaires devraient donc avoir la même orientation. Si nous interprétons les spectres comme une décomposition $L \rightarrow L + S$, alors les vecteurs nombre d'onde secondaires devraient être antiparallèles aux vecteurs \vec{k} primaires et leurs fréquences devraient donc toujours être décalées vers des valeurs plus élevées. Ici encore, l'interprétation classique semble donc être en contradiction avec les observations.

Les propriétés des spectres décrits ci-dessus sont en revanche en bon accord avec le deuxième processus de décomposition, dans lequel l'onde secondaire appartient à la branche acoustique électronique. Le module du vecteur nombre d'onde du mode acoustique-électronique pour les fréquences situées près de la fréquence plasma dépasse de plusieurs fois celui d'une onde de Langmuir à la même fréquence (cf. fig 2). La valeur élevée de la séparation des pics observés dans le référentiel lié au satellite peut donc facilement être

atteinte pour ces ondes. En outre, la géométrie de la décomposition est différente du cas classique, parce que le vecteur nombre d'onde de l'onde Langmuir primaire k_0 est beaucoup plus petit que les vecteurs nombre d'onde des deux ondes secondaires k_s et k_{es} . La figure 13 illustre deux configurations des vecteurs \vec{k} pour le cas de la décomposition $L \rightarrow L + ES$, qui sont toutes les deux autorisées cinématiquement.

Les vecteurs \vec{k} des ondes secondaires ont des orientations opposées et leurs grandeurs sont comparables

$$\vec{k}_s \approx -\vec{k}_{es}, \quad (19)$$

mais l'angle entre eux et \vec{k}_0 peut être arbitraire. Si nous supposons que le vecteur nombre d'onde primaire \vec{k}_0 est parallèle au champ magnétique et que la projection de la vitesse du vent solaire suivant la direction du champ magnétique ambiant est antiparallèle à \vec{k}_0 , la première configuration (Fig 13 à gauche) aura comme conséquence un décalage Doppler du pic secondaire vers les fréquences plus élevées. Par contre, dans le cas d'une autre configuration (Fig 13, à droite), les deux ondes de haute fréquence seront décalées vers les fréquences plus basses. Le décalage de l'onde acoustique ionique sera significativement plus grand, grâce à la différence en nombres d'onde.

En nous basant sur ces différents arguments, nous concluons que dans un nombre important de cas, la décomposition du type $L \rightarrow L + ES$ prévaut sur l'autre. Il reste évidemment à savoir dans quelles conditions l'un ou l'autre des processus domine. Pour les conditions typiques d'un plasma du vent solaire, le taux d'amortissement du mode acoustique électronique est en général plus grand que celui des ondes de Langmuir. En conséquence, l'amplitude du seuil (14) est supérieure à (12) et la décomposition $L \rightarrow L + S$ devrait être prépondérante.

Cependant, comme discuté dans la section 4, le plasma de la région du pré-choc est non homogène et la présence de ces inhomogénéités peut fortement influencer le processus de décomposition. Dans un plasma homogène, les phases des ondes prenant part à la décomposition sont fortement couplées (cf. (Nicholson, 1983)). Or, quand la longueur de cohérence de l'onde secondaire, qui est proportionnelle à l'échelle des inhomogénéités, devient proche de sa longueur d'onde, la corrélation des phases de ces ondes est détruite et les phases peuvent être considérées comme devenant aléatoires. Laval et al. (1976) ont montré que cette stochastisation des phases diminue de manière significative le taux de croissance de l'instabilité. Dans notre cas du plasma du pré-choc, les ondes acoustiques électroniques ont des longueurs d'onde nettement plus courtes que les ondes de Langmuir et leur cohérence sera donc moins affectée par les inhomogénéités. En conclusion, dans des conditions appropriées mais réalistes, la décomposition acoustique électronique devrait

l'emporter sur le processus classique de décomposition $L \rightarrow L + S$.

3.4 Évidence statistique d'existence de la décomposition des ondes de Langmuir dans le pré-choc

La discussion des spectres dans le chapitre précédent est fondamentalement liée à l'hypothèse que ces spectres sont la signature de la décomposition non-linéaire d'ondes de Langmuir. Cette supposition a été basée seulement sur la forme des spectres et sur l'existence de deux pics d'amplitudes comparables. Dans ce chapitre nous présentons plusieurs arguments statistiques en faveur de cette interprétation, basés sur l'évaluation statistique de la condition de résonance (10).

3.4.1 Ondes acoustiques ioniques corrélées avec des bouffées des ondes de haute fréquence

Des cas d'activité simultanée d'ondes de basse fréquence et d'ondes de Langmuir intenses ont à diverses reprises été observés dans le vent solaire pendant des éruptions solaires de type III. Ils ont été interprétés comme des signatures de la décomposition paramétrique (Lin et al., 1986 ; Robinson et al., 1993 ; Thejappa et al., 2003). Ces études ont été réalisées à l'aide de données de l'analyseur multicanal des fluctuations du champ électrique à bord des satellites ISEE-3 et Ulysses; les auteurs ont identifié une corrélation d'amplitude entre le canal de basse fréquence (correspondant aux fréquences d'ondes acoustiques ioniques) et la bande de fréquence située près de la fréquence plasma. À notre connaissance, une telle analyse n'a été jamais effectuée pour les ondes de Langmuir dans le pré-choc. Dans cette section, nous présentons l'analyse simultanée de données de WBD et de l'analyseur de spectre STAFF SA (Cornilleau-Wehrin et al., 1997) et nous montrons l'existence d'une corrélation similaire dans le pré-choc terrestre. Nous présentons aussi une analyse plus détaillée des spectres de basse fréquence, fournis par l'instrument STAFF SA ; ceci nous permet d'identifier expérimentalement les oscillations de basse fréquence comme étant des ondes acoustiques ioniques.

La corrélation entre l'activité des ondes de basse fréquence et l'amplitude maximale des ondes de Langmuir est clairement illustrée dans la figure 14. Nous avons choisi une période de 10 minutes de 8:50 à 9:00 UT (le 17 février 2002), quand CLUSTER était très proche du bord de pré-choc et observait de multiples bouffées d'ondes de haute fréquence et de la forte amplitude. Le panneau du haut montre les amplitudes maximales des ondes de haute fréquence observées par WBD. En regardant le spectrogramme dans le panneau du bas, nous pouvons vérifier que ces amplitudes maximales correspondent à

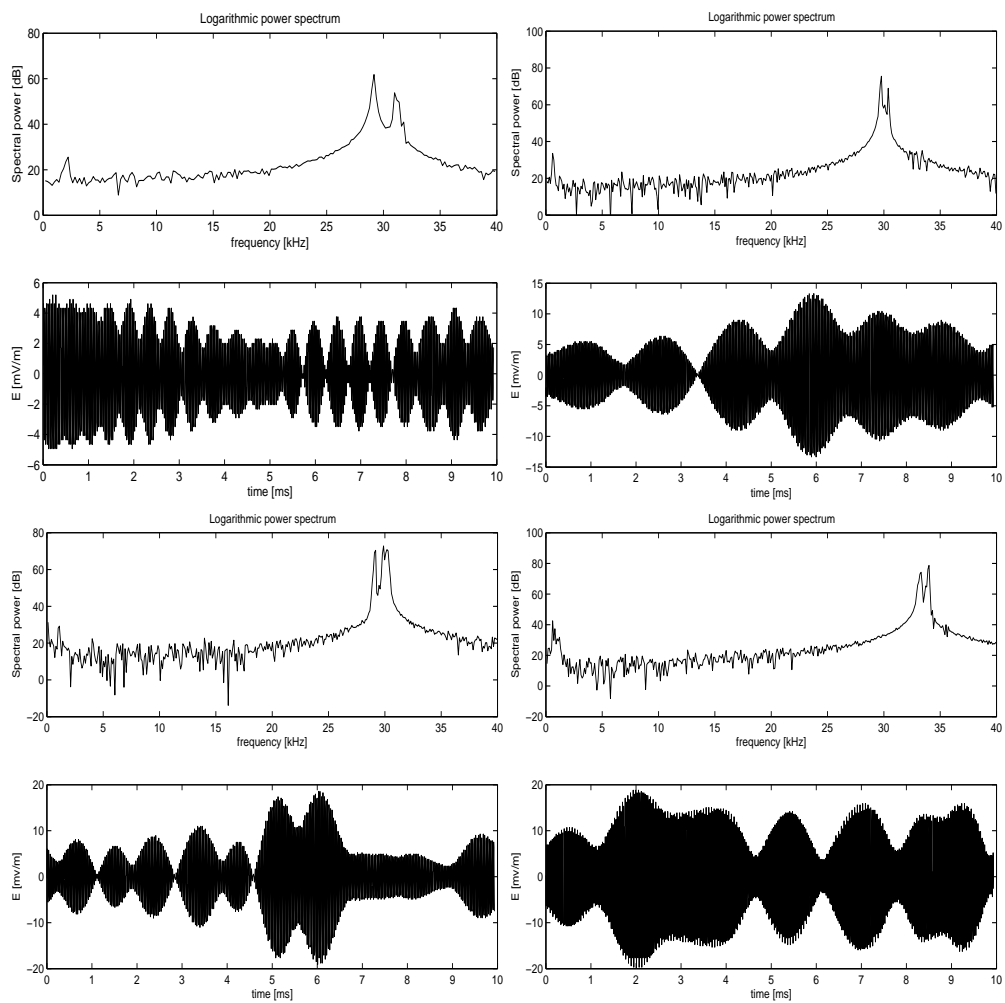


FIG. 11 – Formes d’onde contenant deux pics de haute fréquence dans le spectre. Ces observations sont interprétées comme des signatures de la décomposition des ondes de Langmuir. Pour chacun des 4 cas nous montrons la densité spectrale de Fourier et en-dessous la série temporelle correspondante.

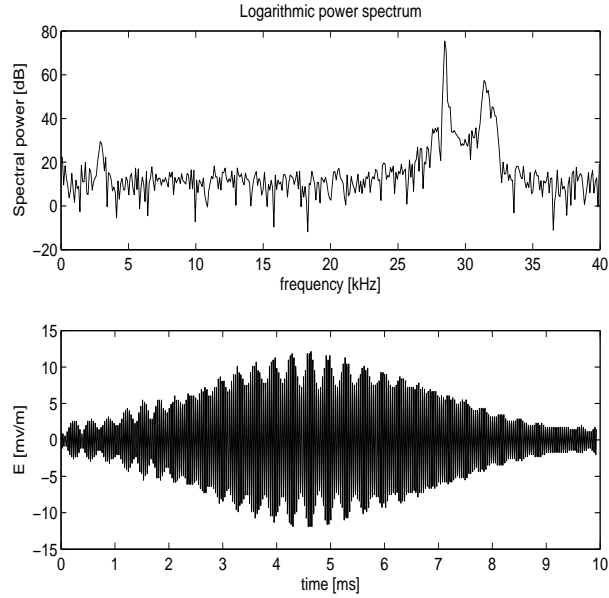


FIG. 12 – Un exemple de spectre dans lequel les deux pics de haute fréquence sont séparés de 2.9 kHz. Cette séparation ne peut pas être produite par décalage Doppler entre une onde de Langmuir excitée par un faisceau et une onde de Langmuir secondaire produite par la décomposition non-linéaire. Même représentation que dans la figure 11.

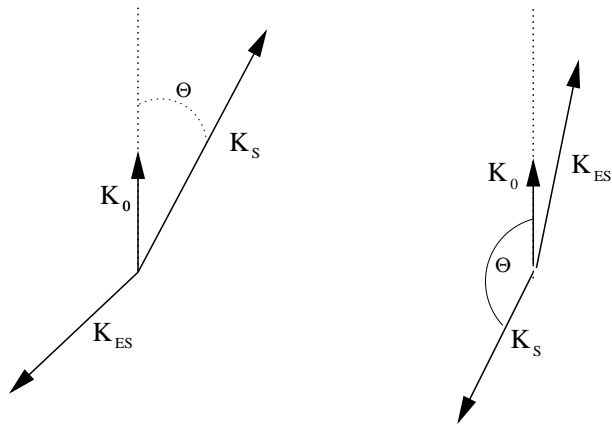


FIG. 13 – Configurations possibles des vecteurs d'ondes impliqués dans la décomposition.

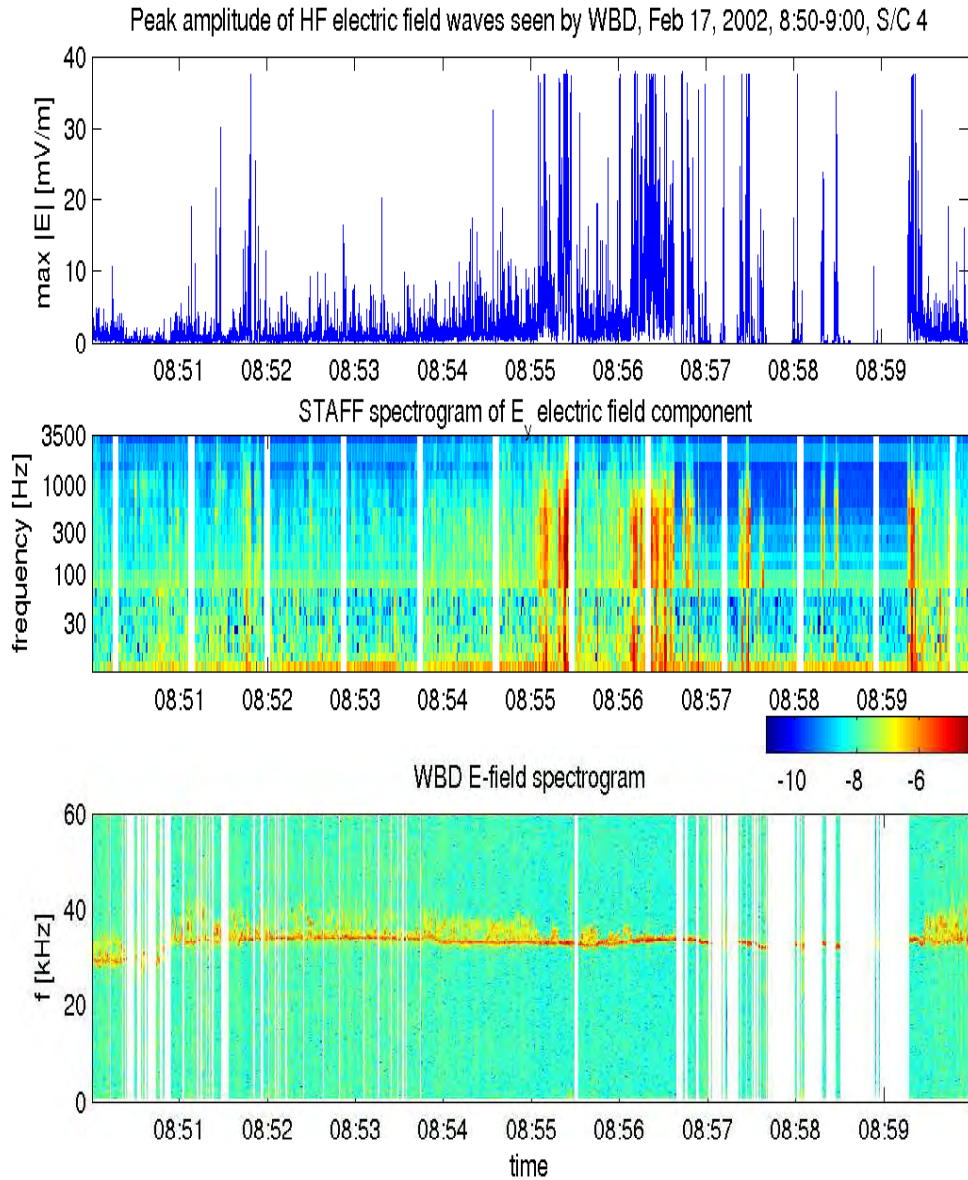


FIG. 14 – Corrélation entre des ondes de Langmuir de grande amplitude et les ondes acoustiques ioniques observées par STAFF SA. Le panneau du haut montre les amplitudes maximales du champ électrique haute fréquence mesuré par WBD et le panneau du bas montre leur spectrogramme pour la même période. Dans le panneau du milieu est présenté le spectrogramme du champ électrique de basse fréquence fourni par l'instrument STAFF SA.

des ondes situées près de la fréquence plasma. Dans le panneau du milieu est présenté un spectrogramme de la composante parallèle du champ électrique, observé par l'analyseur des spectres STAFF SA. Les ondes de basse fréquence apparaissent en même temps que les ondes de grande amplitude à haute fréquence. Ceci est conforme à une interprétation en termes de décomposition non-linéaire, selon laquelle l'amplitude de seuil doit être atteinte avant que l'instabilité ne puisse se développer.

L'instrument STAFF SA calcule les auto-spectres des deux composantes du vecteur de champ électrique ($E_x(f)$ et $E_y(f)$), des 3 composantes du champ magnétique et tous les spectres croisés associés. En utilisant ces données, on peut déduire quelques informations additionnelles sur les ondes de basse fréquence. Nous montrons dans la figure 15 les spectrogrammes de deux composantes du champ électrique : la composante perpendiculaire au champ magnétique et la composante dans la direction de projection du vecteur du champ magnétique selon le plan de rotation du satellite (les satellites de CLUSTER sont équipés de deux antennes électriques seulement, qui sont dans le plan de rotation). La figure 15 montre également un spectrogramme du module de champ magnétique. On observe immédiatement que les ondes de basse fréquence sont purement électrostatiques, puisqu'aucune signature dans le spectrogramme magnétique ne correspond aux bouffées d'activité des ondes dans le champ électrique.

Un spectre particulier est montré dans la figure 16, ainsi que le coefficient de corrélation croisé

$$C_{xy} = \frac{|E_{xy}(f)|}{\sqrt{E_x(f)E_y(f)}}, \quad (20)$$

où $E_{xy}(f)$ est le spectre croisé calculé à bord du satellite ; dans le panneau du bas est présentée la différence de phase entre les deux composantes de champ électrique, estimée à partir de $E_{xy}(f)$. Le spectre à bande large contient seulement quelques pics assez faibles. Ceci n'exclut pas la présence d'ondes à bande étroite, puisque le spectre est moyenné sur une période de spin du satellite (4 secondes), qui est un ordre de grandeur plus long que le temps de cohérence typique des ondes acoustiques ioniques. Cette procédure, qui consiste à moyennner plusieurs paquets d'onde, diminue le niveau de la corrélation croisée entre les deux composantes, comme le montre le panneau du milieu de la figure 16. Cependant, pour la fréquence de 280 hertz, le coefficient de corrélation reste proche de 0.7 (écart-type : $\sigma(C_{xy}) \approx 0.18$) et nous pouvons ainsi supposer que la contribution principale au spectre croisé vient d'un faible nombre des paquets d'onde cohérents. Par conséquent, à cette fréquence particulière, la phase croisée possède une bonne interprétation physique et elle peut servir à évaluer les propriétés de polarisation des

ondes. Comme nous le voyons dans le panneau inférieur, la phase croisée correspondante est exactement nulle (écart-type : $\sigma(\phi_{xy}) \approx 14^\circ$), ce qui atteste une polarisation linéaire des ondes observées.

De l'analyse ci-dessus nous déduisons que les ondes de basse fréquence sont susceptibles d'être des ondes électrostatiques de polarisation linéaire, orientées principalement le long du champ magnétique ambiant. Seules les ondes acoustiques ioniques peuvent répondre à ces conditions.

3.4.2 Analyse par bicohérence

Une méthode classique pour identifier la présence d'interactions résonnantes de trois ondes est le bispectre (Monin and Yaglom, 1963) ; l'équivalent de la fonction de corrélation est ici la bicohérence (Kim and Powers, 1979). Une description détaillée de cette méthode et de son application à des données de simulations numériques est présentée dans l'article joint (section 10). Cette approche a été appliquée à divers types d'ondes dans les plasma spatiaux : des ondes du mode siffleur en amont du choc quasi-parallèle (Dudok de Wit and Krasnoselskikh, 1995), des ondes ionosphériques de basse fréquence (Masson, 2001 ; Labelle and Lund, 1992), des données des radars ionosphériques (Lagoutte et al., 1989). L'analyse par bicohérence a également été employée pour étudier des ondes de Langmuir observées dans le vent solaire par CLUSTER (Walker et al., 2003) et par WIND (Bale et al., 1996).

La méthode du bispectre est basée sur le fait que les phases de trois ondes interagissant par une non-linéarité quadratique sont couplées et leur différence n'est pas aléatoire, comme dans le cas des modes d'onde indépendants. Le coefficient de corrélation qui quantifie ce degré de cohérence de phase est appelé bicohérence. Son estimateur est :

$$b(\omega_1, \omega_2) = \frac{\langle E(\omega_1)E(\omega_2)E^*(\omega_1 + \omega_2) \rangle}{\sqrt{\langle |E(\omega_1)|^2 |E(\omega_2)|^2 \rangle \langle |E(\omega_1 + \omega_2)|^2 \rangle}}. \quad (21)$$

La bicohérence est un coefficient normalisé dont les valeurs sont bornées par 0 et 1. La bicohérence est égale à zéro quand les phases des trois ondes sont complètement décorrélées ; les valeurs positives attestent un certain niveau de couplage, qui peut être la signature de l'interaction non-linéaire des trois ondes.

L'interprétation de la bicohérence n'est pas dénuée d'écueils. Tout d'abord, une bicohérence différente de zéro est une condition nécessaire, mais pas suffisante, pour l'existence de l'interaction non-linéaire entre les ondes. D'autres phénomènes (non-stationarité, non-linéarité de l'instrument) peuvent aussi générer une bicohérence non nulle. Deuxièmement, l'estimateur de la bicohé-

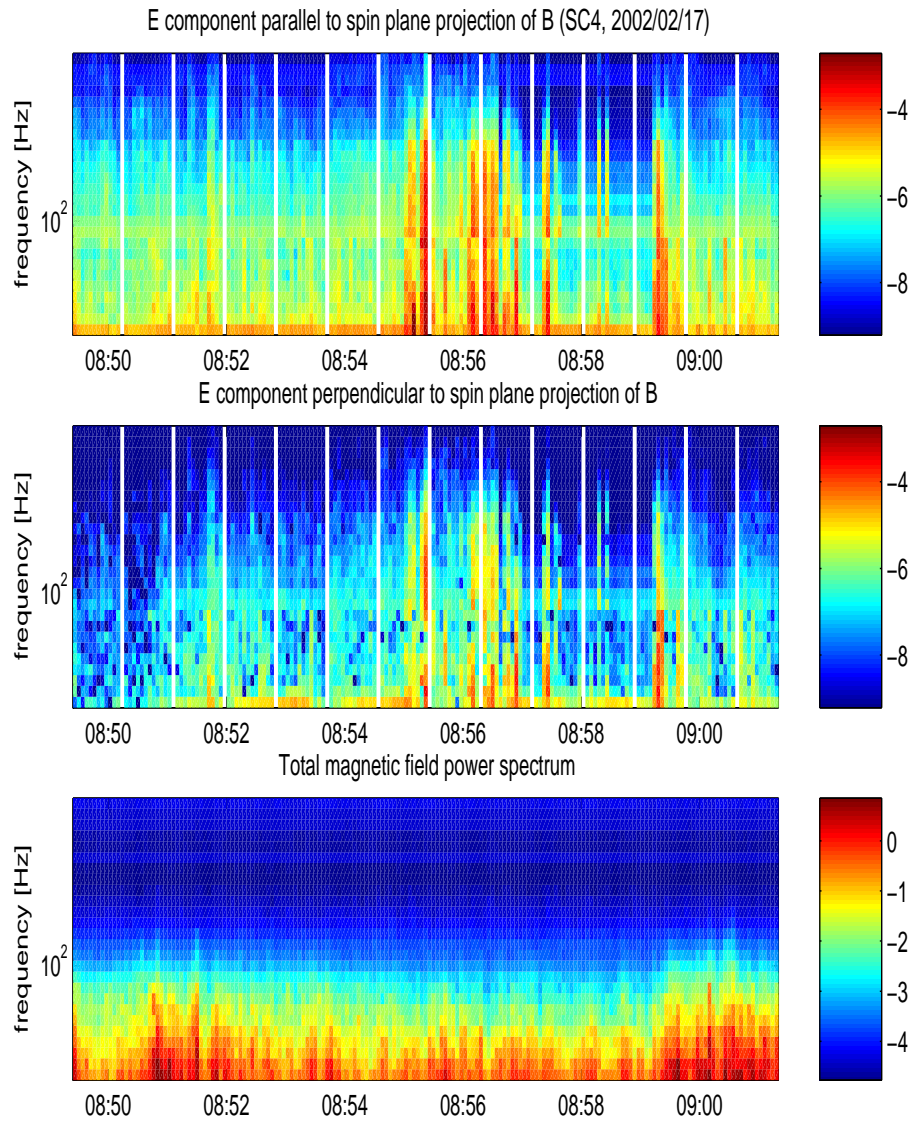


FIG. 15 – Spectrogrammes des deux composantes de champ électrique, calculés par STAFF (panneaux du haut et du milieu) et le spectrogramme du module du champ magnétique fourni par STAFF (panneau du bas).

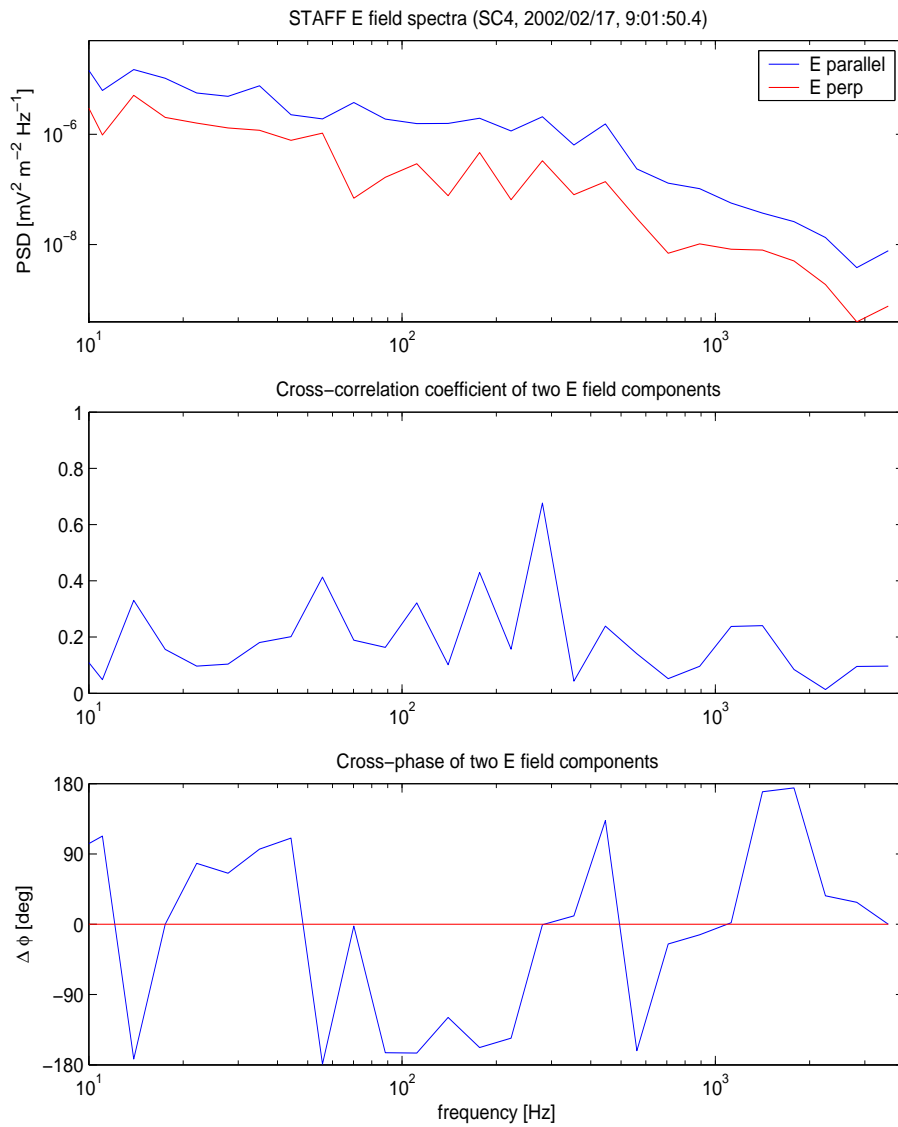


FIG. 16 – Panneau du haut : Spectres des composantes parallèle et perpendiculaire de champ électrique fournis par STAFF. Panneau du milieu : Coefficient de corrélation spectral croisée entre les deux composantes. Panneau du bas : Phase croisée entre les deux composantes.

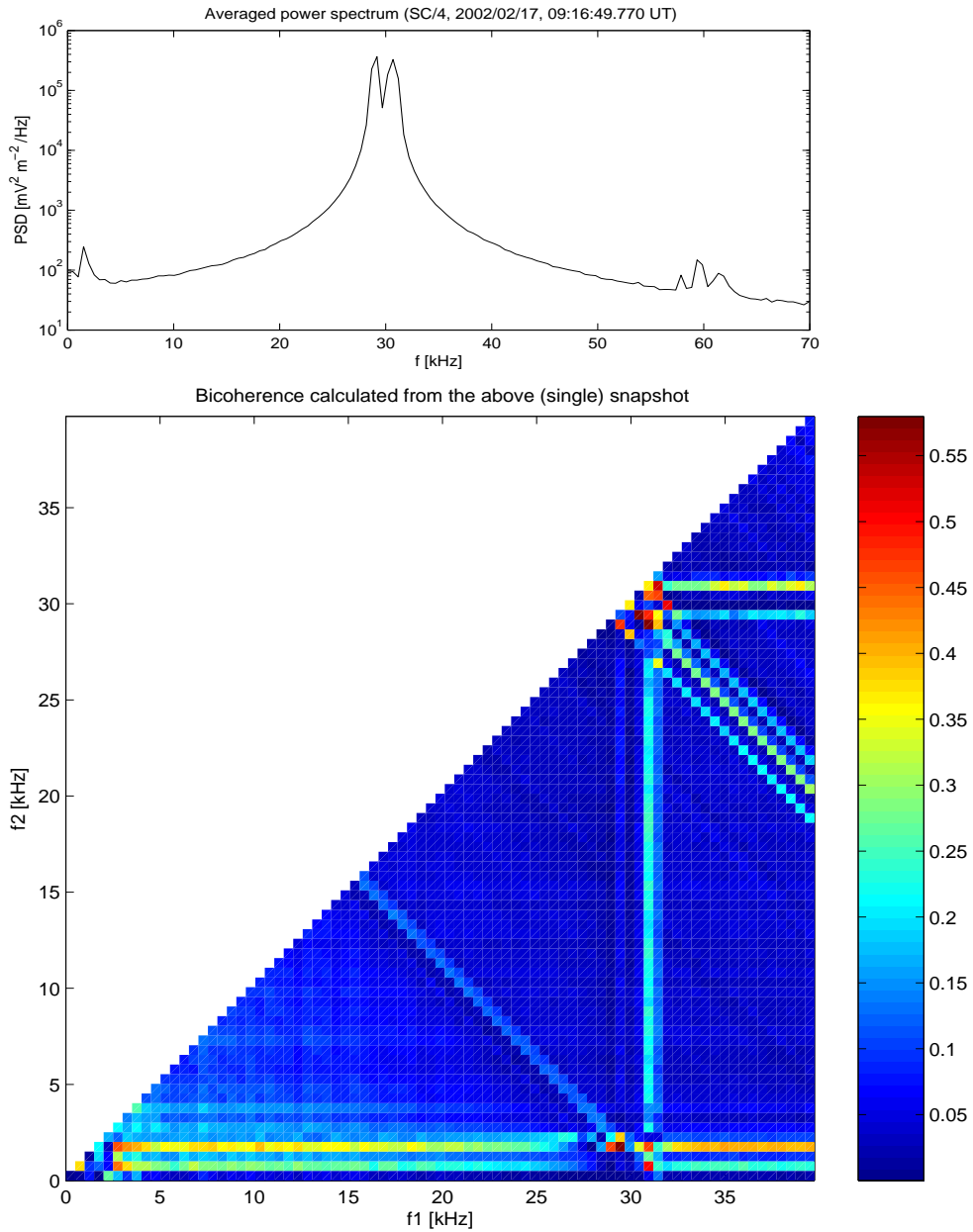


FIG. 17 – Matrice de la bicohérence carrée $b^2(f_1, f_2)$ et le spectre correspondant, calculés à partir de 9 intervalles obtenus par division d'un seul bloc des données (chacun dure 10 ms).

rence présenté ci-dessus est biaisé et assez sensible à la qualité de l'ensemble statistique.

D'après Mohamed-Benkadda (1987) l'estimateur (21) possède un biais majoré par

$$\text{biais} \left(b^2(\omega_1, \omega_2) \right) \leq \frac{4\sqrt{3}}{N} \quad (22)$$

et une variance (Kim and Powers, 1979)

$$\sigma^2 \left(b^2(\omega_1, \omega_2) \right) = \frac{1}{N} (1 - b^2(\omega_1, \omega_2)). \quad (23)$$

Dans les formules ci-dessus, N dénote le nombre d'éléments indépendants de l'ensemble utilisé pour le calcul des moyennes. D'un point de vue statistique, ces éléments doivent correspondre à différentes réalisations indépendantes du même processus. La vérification de cette hypothèse est souvent difficile dans le cas de l'analyse de séries temporelles. Habituellement, la série temporelle est découpée en M segments (avec ou sans recouvrement), la transformée de Fourier est appliquée à chaque segment et les spectres résultants sont utilisés comme des réalisations indépendantes, ce qui signifie que $N = M$. Cette supposition est correcte si la longueur de cohérence des ondes observées est inférieure à la longueur du segment. Dans le cas contraire, lorsque le même paquet d'onde contribue à plusieurs segments, le nombre N dans les équations (22) et (23) doit être corrigé pour refléter ce fait. Ce problème est également abordé dans l'article dans la section 10.

Dans Walker et al. (2003) et Bale et al. (1996), les auteurs ont calculé la bicohérence sur la base d'un seul bloc des données (10 ms long dans le cas de CLUSTER, 17 ms dans le cas de WIND). La série temporelle de 2048 points a été décomposée en 16 (respectivement 17) segments sans recouvrement, la FFT de 128 points a été appliquée à chaque segment et la bicohérence a été calculée en utilisant ces spectres comme ensemble statistique. De cette façon, Bale et al. (1996) ont obtenu un niveau significatif de bicohérence correspondant à la génération du deuxième harmonique des ondes à la proximité de ω_p et ils ont interprété le résultat comme une signature du processus $L + L \rightarrow T$, où deux ondes à vecteurs \vec{k} produisent par interaction non-linéaire une onde électromagnétique transversale de fréquence $2\omega_p$. De façon similaire, Walker et al. (2003) ont utilisé la valeur élevée de bicohérence comme argument pour soutenir l'interprétation des spectres observés comme dans le cadre de l'instabilité de décomposition.

Nous avons répété l'analyse sur un bloc de données de WBD (cf. Figure 17) avec des résultats conformes aux études ci-dessus. La figure 17 montre clairement les pics à $f_1 \approx f_2 \approx 31kHz$ avec une valeur de bicohérence $b^2(f_1, f_2) = 0.57$ et à $f_1 \approx 31kHz, f_2 \approx 1.3kHz$ avec une valeur

de $b^2(f_1, f_2) = 0.55$, qui correspondent aux couplages de phase discutés ci-dessus.

L'interprétation de ces valeurs de la bicohérence comme preuves d'une interaction non-linéaire est cependant contestable. En regardant les formes d'onde (cf. figure 11), il est manifeste que les ondes sont cohérentes sur des échelles de temps comparables à la longueur du bloc des données. Dans un grand nombre des cas, comme pour toutes les formes d'onde présentées sur la figure 11, les ondes de haute fréquence sont cohérentes sur la totalité du bloc de données. Si nous utilisons un tel bloc pour estimer la bicohérence, le nombre des réalisations indépendantes du processus dans l'ensemble statistique M devient évidemment très petit ($M < 3$). Le biais et la variance de la bicohérence atteignent des niveaux comparables à la bicohérence elle-même ; la valeur de cette dernière n'est alors plus significative. Par exemple, en prenant la valeur $M = 2$ dans les formules (22) et (23), nous obtenons un biais maximal de 4.5 et un écart type $\sigma = 0.45$ pour les valeurs de la bicohérence carrée. Pour mieux comprendre ce problème, imaginez que notre forme d'onde contient une superposition de 3 ondes à bande étroite d'origine différente sans interaction, qui sont cohérentes pendant toute la longueur de mesure et qui satisfont la condition de résonance pour des fréquences (10). En effectuant le calcul ci-dessus, nous obtiendrions un niveau de bicohérence proche de 1, indépendamment du mécanisme physique sous-jacent.

La seule issue pour effectuer une analyse de la bicohérence statistiquement correcte basée sur les données de WBD, consiste à calculer la moyenne dans le formule (21) en incluant un grand nombre des blocs successifs de 10 ms issus d'un intervalle où les conditions restent à peu près les mêmes. Une bicohérence calculée à partir d'un intervalle de 16 secondes comportant 227 spectres individuels est présenté dans la figure 18 et le spectrogramme de l'intervalle correspondant dans la figure 19. Le pic qui correspond à la génération de la deuxième harmonique à $\omega_p + \omega_p = 2\omega_p$ est toujours évident, mais il reste peu du pic secondaire issu de la décomposition. On en voit immédiatement la raison en regardant le spectrogramme 19. Le spectre à haute fréquence contient toujours un pic proche de la fréquence de plasma, dont la fréquence est presque constante pendant la période analysée. Ce pic correspond aux ondes primaires générées par les faisceaux et qui jouent le rôle de source d'énergie pour la génération de la deuxième harmonique. Par contre, les ondes situées au-dessus de la fréquence de plasma apparaissent de façon intermittente et dans une large gamme de fréquences. Même si un couplage de phase existe sur les échelles de temps courtes, ce couplage est perdu dans le calcul de la moyenne en raison de la non-stationnarité des processus. La stationnarité de l'ensemble statistique est donc insuffisante pour révéler la cohérence de phase entre les trois ondes qui participent à la décomposition.

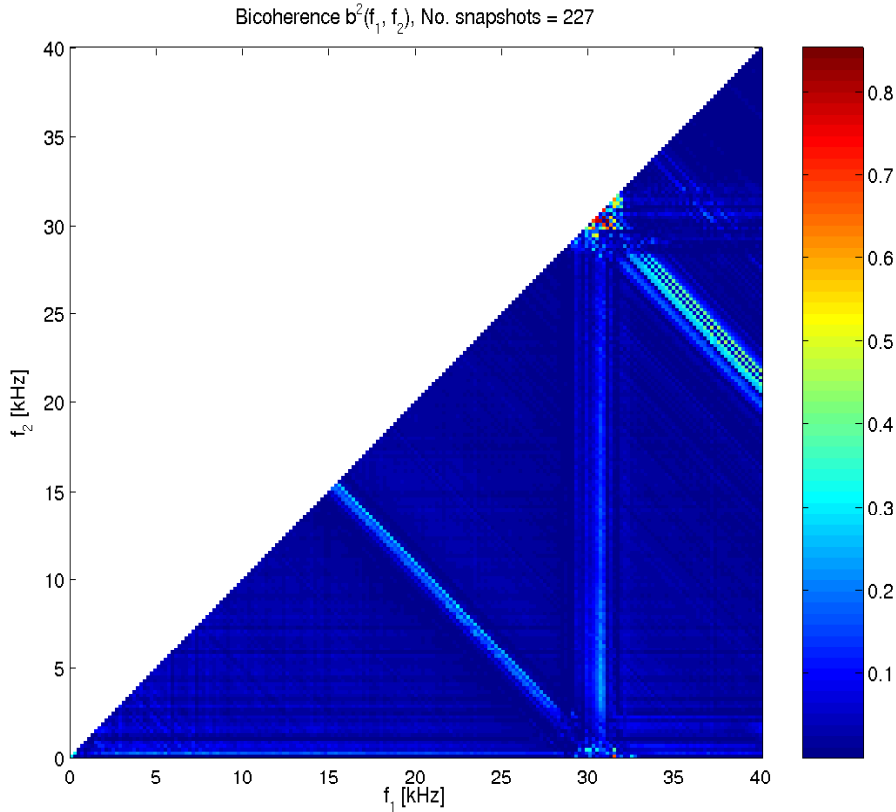


FIG. 18 – Bicohérence moyennée sur un intervalle de 16 secondes (cf. figure19), contenant 227 spectres individuels.

Le couplage de phase correspondant au processus $L + L \rightarrow T$ est moins affecté par ce manque de stationnarité parce que les caractéristiques des ondes primaires sont plus reproductibles.

L'analyse présentée ici et dans les travaux précités suggère que les spectres étudiés sont bien produits par une interaction non-linéaire de trois ondes. Cependant, nous concluons que les données rendent l'utilisation de la bicohérence difficile pour identifier les processus de décomposition dans le pré-choc, à partir des données satellites disponibles. L'approche de Walker et al. (2003) est obstruée d'erreurs statistiques inévitables et leur résultat représente un argument assez faible en faveur de l'interprétation basée sur l'instabilité de décomposition. Le calcul de la bicohérence à partir d'un ensemble de données plus grand, d'autre part, ne montre aucune signature du processus de décomposition à cause du manque de stationnarité. Seule la génération des ondes à $2\omega_p$ peut être identifiée de manière satisfaisante par cette technique.

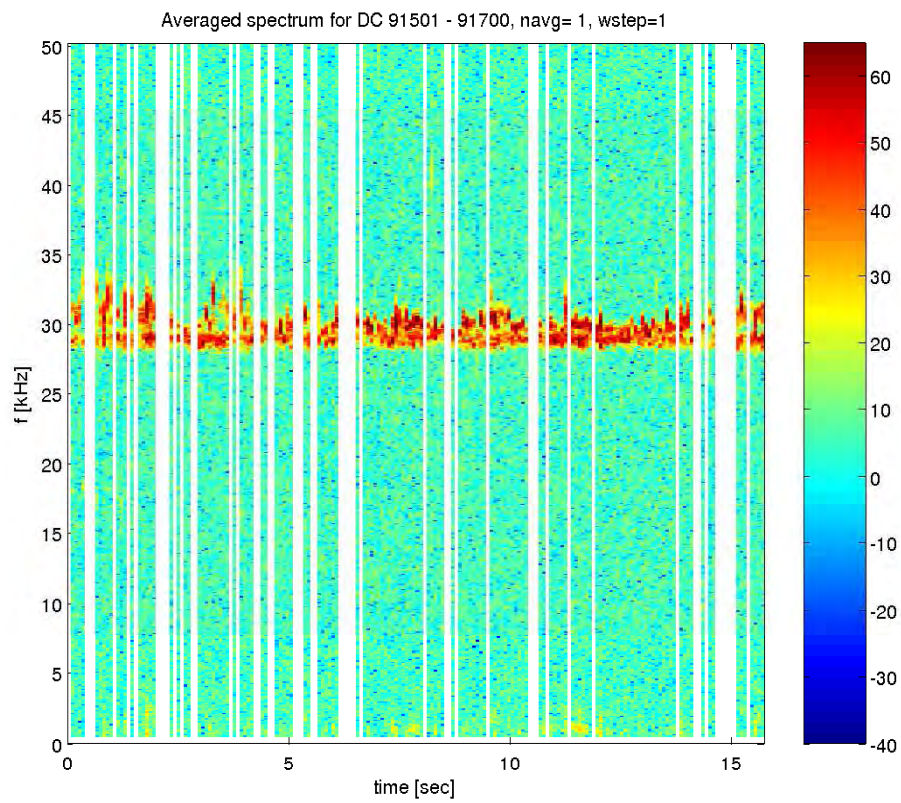


FIG. 19 – Spectrogramme détaillé de l'intervalle utilisé pour le calcul de la bicohérence dans la figure 18. Données WBD de satellite 4 de CLUSTER commençant à 09:16:58.4 UT.

3.4.3 Évaluation statistique des conditions de résonance dans les données de WBD

Nous présentons ici un argument supplémentaire en faveur de la décomposition dans le pré-choc terrestre, basé sur l'analyse statistique de la validité de la condition de résonance (10). Nous évaluons la probabilité que cette condition soit satisfaite dans les spectres observés et comment cette probabilité dépend de l'amplitude des ondes.

L'idée de départ consiste à comparer la fréquence de battement des deux ondes à haute fréquence, qui est égale à la différence de leurs fréquences, à la fréquence de l'onde acoustique ionique de basse fréquence. Quand ces deux fréquences sont égales, la condition de résonance 10 est satisfaite. La technique, fondée sur l'utilisation des filtres numériques, est illustrée dans la figure 20. L'analyse est effectuée sur chacun des blocs de données d'une durée de 10 ms.

Le panneau du haut de la figure 20 montre des données brutes de WBD. La forme d'onde est d'abord filtrée par un filtre passe haut, qui préserve uniquement des fréquences au-dessus de 10 kHz. Cette forme d'onde filtrée est affichée dans le deuxième panneau de la figure 20. Le troisième panneau montre l'enveloppe de cette forme d'onde filtrée, calculée par transformée de Hilbert (Bendat and Piersol, 2000). Cette transformée fournit un moyen commode et systématique pour calculer l'enveloppe d'un signal harmonique modulé. Elle consiste à construire une amplitude complexe d'un signal réel ; pour des signaux quasi-monochromatiques le module de l'amplitude complexe donne l'enveloppe recherchée. Bendat and Piersol (2000) présentent en détail la transformée, ses propriétés et des méthodes pour son calcul numérique. Dans le panneau du bas de la figure 20, nous montrons la forme d'onde originale, après passage par un filtre passe-bas avec une fréquence de coupure de 6 kHz. Puisque les données sont filtrées entre 1 kHz et 77 kHz par le filtre passe bande analogique de l'instrument WBD, cette forme d'onde basse fréquence contient uniquement des fréquences de 1 kHz à 6 kHz. La plupart des ondes acoustiques ioniques (décalées en fréquence par l'effet Doppler) devraient tomber dans cette gamme de fréquence.

Pour la forme d'onde de la figure 20, on voit immédiatement que la fréquence caractéristique de l'enveloppe dans le panneau 3 est proche de la fréquence de la forme d'onde filtrée du panneau 4 ; la condition de résonance est donc approximativement satisfaite dans ce cas. Pour vérifier s'il y a réellement résonance, il faut effectuer une comparaison systématique d'autres cas. Dans ce qui suit, nous allons comparer ces deux fréquences pour un grand ensemble d'événements issus du même jeu de données que précédemment et tirer des conclusions.

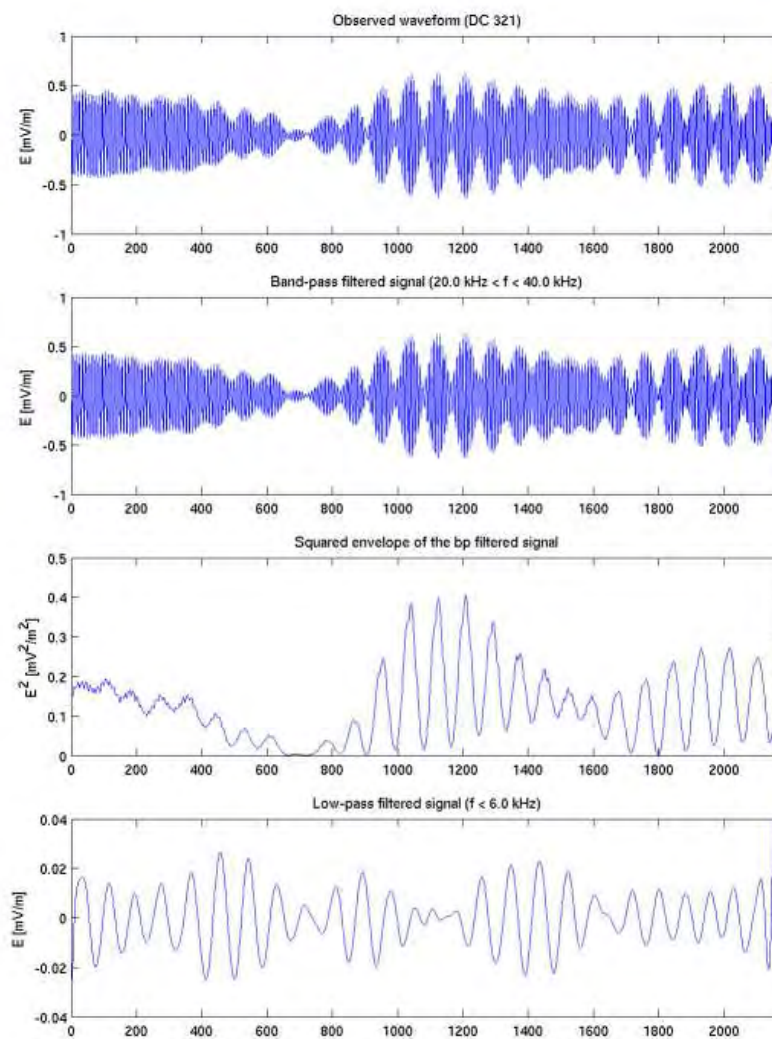


FIG. 20 – Démonstration de la technique utilisée pour vérifier statistiquement la condition de résonance. De haut vers le bas : 1) forme d'onde originale, 2) forme d'onde filtrée par un filtre passe haut 3) enveloppe du signal de panneau 2, 4) forme d'onde de départ filtrée par un filtre passe bas.

Dans notre comparaison, nous déterminons la fréquence de modulation de l'enveloppe f_{env} et la fréquence principale de la partie acoustique ionique du spectre f_{lp} à partir de la transformée de Fourier de la série temporelle concernée (respectivement la forme d'onde du panneau 3 et du panneau 4 de la figure 20) et par identification de la fréquence correspondant à maximum de la densité spectrale dans l'intervalle de 1 kHz à 6 kHz.

Notre ensemble statistique est un sous-ensemble du jeu de données de toutes les formes d'onde observées par CLUSTER 1, 3 et 4 le 17 février 2002 de 7:00 à 10:15. Afin d'éliminer les effets artificiels, nous avons exclu tous les blocs affectés par la saturation du récepteur, par l'interférence avec le sondeur actif WHISPER (Décréau et al., 1997) et ceux dont l'amplitude des formes d'onde ne dépasse pas 0.1 mV/m. Une application robuste de la technique décrite ci-dessus exige une restriction supplémentaire : dans la grande majorité de spectres observés, qui contiennent les signatures possibles de la décomposition, l'onde acoustique ionique de basse fréquence est un ou deux ordres de grandeur plus faible que les ondes de haute fréquence, conformément à la condition (13). Par conséquent, il arrive que l'onde de basse fréquence ne soit pas souvent correctement représentée dans les données de WBD, dont la résolution dynamique est limitée par la numérisation des données sur 8 bits. Pour éliminer les formes d'onde de ce type, nous avons uniquement choisi des blocs de données dont l'amplitude maximale dépasse 80 pas de numérisation (sur 127) et en même temps le rapport entre l'amplitude maximale des ondes de haute fréquence et celles de basse fréquence ne dépasse pas la valeur fixée de 80. Avec ces contraintes, l'ensemble statistique comprend 9471 blocs de 10 ms chacun.

Les résultats de l'analyse sont présentés dans la figure 21. Le panneau en haut à gauche montre un histogramme conjoint des deux fréquences f_{env} et f_{lp} . La couleur de chaque carré représente un logarithme décimal du nombre des formes d'onde avec une combinaison des fréquences f_{env} and f_{lp} donnée. La présence d'une ligne diagonale qui correspond aux formes d'onde satisfaisant la condition de résonance $f_{env} = f_{lp}$ est évidente dans le graphique. Toutefois, ces formes d'onde ne constituent qu'une petite partie de l'ensemble de données. Notez aussi que la majorité des points hors de la diagonale se trouvent dans le carré où $f_{lp}, f_{env} < 1$ kHz. Ces formes d'onde n'ont pas de sens physique, parce que l'instrument WBD filtre les formes d'onde par un filtre passe bas analogique, qui supprime toutes les fréquences en-dessous de 1 kHz. Ces points correspondent donc aux blocs de données qui ne contiennent pas la signature de trois pics caractéristiques pour la décomposition ou les blocs pour lesquels la technique de l'analyse a échoué pour diverses raisons.

En prenant cela en compte, nous pouvons conclure de cet histogramme qu'une grande partie des formes d'onde observées avec la composante à haute

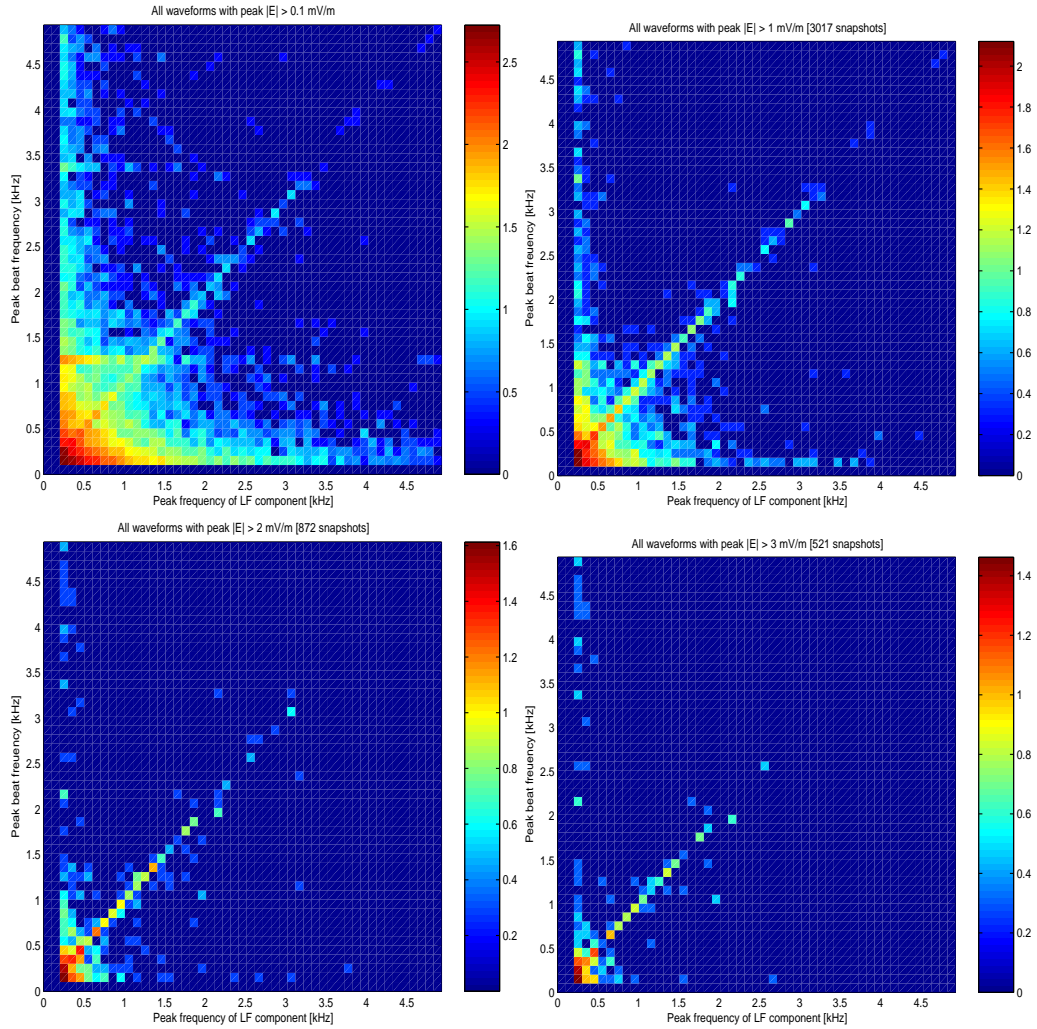


FIG. 21 – Les histogrammes conjoints de la fréquence de battement des deux ondes de haute fréquence (axe vertical) et de la fréquence de l'onde acoustique ionique (axe horizontal). L'histogramme créé à partir de l'ensemble de toutes les ondes avec amplitude supérieure à 0.1 mV/m figure dans le panneau du haut gauche. Les autres panneaux montrent les mêmes histogrammes, où l'ensemble statistique a été limité aux ondes avec $|E| > 1$ mV/m (haut droit), $|E| > 2$ mV/m (bas gauche), $|E| > 3$ mV/m (bas droit).

fréquence modulée et avec un pic significatif dans la gamme des basses fréquences, satisfont la condition de résonance (10). Afin d'obtenir davantage d'information, nous étudions maintenant la dépendance de cet histogramme envers l'amplitude : les autres trois panneaux de la figure 21 montrent le même histogramme créé à partir d'ensembles réduits. Dans le premier histogramme, l'ensemble ne contient que des formes d'onde d'amplitude supérieure à 1 mV/m, dans le deuxième histogramme le seuil a été augmenté à 2 mV/m et dans le troisième à 3 mV/m. La proportion de spectres résonants diagonaux croît à mesure que l'amplitude de coupure augmente. Cela est en parfait accord avec l'existence d'une amplitude de seuil pour l'instabilité de décomposition prévue par la théorie.

L'analyse statistique présentée en ce chapitre nous permet de conclure que les spectres à trois raies apparaissent relativement fréquemment dans le pré-choc et que les fréquences des pics satisfont très fréquemment à la condition de résonance (10). Cette probabilité augmente avec l'amplitude des ondes de haute fréquence, conformément à ce que l'on pourrait attendre d'un phénomène d'interaction non-linéaire.

3.5 Sommaire et discussion de l'évidence pour le processus de décomposition

Dans les chapitres ci-dessus nous avons rassemblé de multiples arguments soutenant l'hypothèse que les ondes électrostatiques très intenses observées dans le pré-choc électronique subissent un processus non-linéaire de décomposition. Les données ne nous autorisent pas à qualifier le couplage de phase entre ces ondes par la méthode de la bicohérence, comme cela se fait habituellement. En effet, la non-stationnarité des données composées de paquets d'onde générés par des faisceaux d'énergie différente, empêche une application directe de cette méthode. L'hypothèse d'un couplage à trois ondes est soutenue par la corrélation entre les amplitudes fortes des ondes de haute fréquence et l'intensification des ondes acoustiques ioniques de basse fréquence. Par une analyse statistique, nous avons montré que les trois raies observées dans les spectres satisfont très souvent la condition de résonance pour des fréquences et que le nombre relatif des paquets d'onde avec les trois raies en résonance augmente avec l'amplitude d'onde, comme prévu par la théorie. En outre, nous avons suggéré que l'onde secondaire à haute fréquence produite par la décomposition puisse parfois appartenir à la branche de dispersion acoustique électronique. Cette hypothèse est basée sur le décalage des fréquences par effet Doppler, dont l'ampleur est en désaccord avec ce qui prédit la relation de dispersion des ondes de Langmuir.

Un point important à considérer ici est l'impact des effets instrumentaux, à savoir la non-linéarité instrumentale qui pourrait créer des oscillations et des corrélations artificielles dans les données. Si un signal composé d'une superposition de deux oscillations à bande étroite aux fréquences comparables f_1 et f_2 est traité par un dispositif électronique analogique, la faible non-linéarité de l'électronique engendrera des oscillations artificielles aux fréquences $f_1 - f_2$, $f_1 + f_2$ et d'autres combinaisons des fréquences d'entrée. Cet effet est habituellement très faible, mais comme l'onde acoustique ionique observée dans nos spectres est également un ou deux ordres de grandeur plus faible que l'onde primaire, il faut prendre soin de s'assurer que l'effet observé n'est pas instrumental. Le comportement non-linéaire de l'instrument de WBD a été étudié pendant la phase de test précédant le lancement du CLUSTER par Walker et al. (2002). Ces derniers ont montré que pour les amplitudes comparables à celles dans notre étude, le pic artificiel à $f_1 - f_2$ est 40 dB à 50 dB en dessous des pics primaires.

Comme nous l'avons vu sur la figure 11, l'amplitude des pics observés de basse fréquence dépassent habituellement ce seuil si bien qu'un effet purement instrumental semble hors de question. Une preuve plus définitive de la nature non-instrumentale de la raie basse fréquence est donnée dans la section 3.4.1. La corrélation observée entre les ondes de haute fréquence observées par WBD et les ondes de basse fréquence observées par STAFF ne peut pas être attribuée à un effet instrumental, puisque les deux instruments sont complètement indépendants.

4 Instabilité de décomposition dans le plasma non homogène

Dans la section précédente, nous nous sommes concentrés sur l'identification du processus de décomposition dans les données observées, sans considérer la dynamique de cette interaction. Dans l'article ci-joint (section 9) nous abordons un modèle simple de la dynamique des ondes en interaction, qui tient compte de la présence d'inhomogénéités dans le plasma. Quelques conséquences statistiques de cette interprétation sont comparées aux observations. Nous récapitulons ici brièvement ce résultat, en le plaçant dans le contexte de la thèse.

Comme le composant principale de la modulation des paquets d'onde (cf. fig 11) est due au battement des deux ondes avec des fréquences proches, l'échelle caractéristique de cette modulation (proportionnelle à la différence de fréquence des ondes) est une des caractéristiques importantes à comparer aux prévisions théoriques pour valider les modèles. À notre connaissance, la seule étude consacrée à ce problème est celle de Bale et al. (1997), où les auteurs étudient le rapport statistique entre l'échelle caractéristique de la modulation et l'amplitude. Ils montrent que les ondes de petite amplitude ($|E| < 1$ mV/m) sont en moyenne modulées plus rapidement que les paquets d'onde de grande amplitude. Cette observation d'un rapport entre l'amplitude des ondes et leur modulation est intéressante d'un point de vue théorique car les modèles classiques (Cairns and Robinson, 1992b) ne l'expliquent pas.

4.1 Instabilité de décomposition dans la présence des inhomogénéités

Dans l'article ci-joint nous proposons un modèle mathématique pour expliquer cette dépendance échelle-amplitude en tenant compte de la modification de l'instabilité de décomposition par la présence d'inhomogénéités dans le plasma. Il est bien connu que le plasma du pré-choc contient des faisceaux de particules réfléchies, qui sont orientés le parallèlement au champ magnétique. La présence de ces faisceaux implique en soi déjà une inhomogénéité du plasma. Par ailleurs, les échelles et la forme de la modulation des paquets d'onde suggèrent l'existence aux petites échelles d'une structure perpendiculaire des paquets. Considérons par exemple la forme d'onde dans le figure 22, où la totalité du paquet d'onde est captée dans un seul bloc de données de WBD. La modulation de ce paquet révèle deux composantes : une modulation rapide due au battement des deux fréquences et une modulation lente de

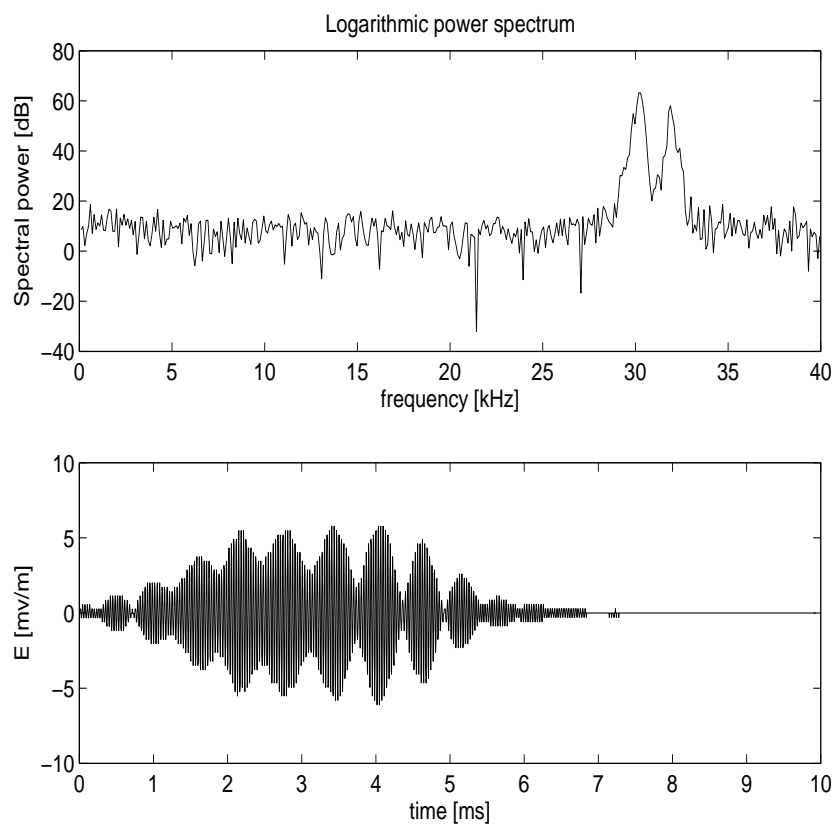


FIG. 22 – Exemple d’une forme d’onde captée par WBD, où la totalité du paquet d’onde est contenue dans un bloc de données de WBD. La modulation lente est clairement visible.

l'enveloppe du paquet. Comme la vitesse de groupe des ondes de Langmuir (< 150 km/s) et celle des ondes acoustiques ioniques (< 100 km/s) sont plus petites que la vitesse de convection du vent solaire, nous pouvons supposer que la modulation lente est principalement due à la structure spatiale du paquet d'onde, projetée dans le domaine temporel par le flux du vent solaire. Dans ce cas, l'échelle temporelle de modulation de 7 millisecondes correspond à une échelle spatiale perpendiculaire d'environ 5 kilomètres.

Selon les observations de Kellogg et al. (1999a), le niveau des fluctuations de densité peut atteindre 10%. En présence de telles inhomogénéités, l'instabilité de décomposition évolue de façon qualitativement différente du cas homogène; le seuil d'instabilité dépend alors de l'échelle spatiale des inhomogénéités. Le modèle présenté dans l'article ci-joint décrit le développement de l'instabilité de décomposition d'une onde de Langmuir en une onde acoustique électronique et en une onde acoustique ionique à l'intérieur d'une inhomogénéité de la forme d'une couche infinie de largeur perpendiculaire L , orientée le long du champ magnétique ambiant. Sous l'hypothèse que l'onde primaire de Langmuir se propage presque parallèlement au champ magnétique, nous avons dérivé les équations pour l'évolution temporelle des amplitudes des trois ondes impliquées dans la décomposition. Cette approche est basée sur les travaux de Pesme et al. (1973) et Laval et al. (1976), qui ont dérivé les équations similaires pour le processus $L \rightarrow L + S$.

Dans ce qui suit, nous avons employé un repère cartésien à deux coordonnées x et z , où l'axe z est orienté parallèlement au champ magnétique. Les équations, dont la dérivation détaillée figure dans l'annexe de l'article ci-joint sont :

$$\left(\frac{\partial \Psi_0}{\partial t} - \Gamma_0 \Psi_0\right) = -\frac{i\omega_p(\vec{k}_0, \vec{k}_{es})}{2k_0^2(n_c + n_h)}\rho_s \Psi_{es} \quad (24)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + v_{esx}\frac{\partial}{\partial x} + \nu_{es}\right)\Psi_{es} = -\frac{i\omega_{pc}^2(\vec{k}_{es}, \vec{k}_0)}{2\omega_{es}k_{es}^2}\frac{\rho_s^*}{n_c}\Psi_0 \quad (25)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + C_{sx}\frac{\partial}{\partial x} + \nu_s\right)\rho_s = -\frac{i\omega_s\omega_p^2\epsilon_0(\vec{k}, \vec{k}_0)}{2\omega_{es}\omega_L M_i C_s^2}\Psi_0 \Psi_{es}^* \quad (26)$$

Ici, Ψ_0 est l'amplitude complexe des fluctuations de potentiel électrostatique correspondant à l'onde de Langmuir primaire et \vec{k}_0 est son vecteur d'onde parallèle à l'axe z . Ψ_{es} est l'amplitude des fluctuations de potentiel électrostatique de l'onde secondaire acoustique-électronique, v_{esx} est la projection de sa vitesse de groupe selon l'axe x ; ω_{es} , ν_{es} et \vec{k} sont respectivement sa pulsation, son taux d'amortissement et son vecteur d'onde. Dans la troisième équation, ρ_s est la fluctuation de densité correspondant à l'onde secondaire acoustique ionique, ω_s et ν_s sa pulsation et son taux d'amortissement, $C_{sx} = C_s \sin \theta$

la projection de la vitesse acoustique ionique selon la direction perpendiculaire x . Les symboles C_s , n_c et n_h correspondent à la vitesse sonore modifiée et à la densité des composantes froide et chaude du plasma, définies dans la section 2.3. Comme pour toutes les interactions non-linéaires d'ondes, les fréquences et les vecteurs d'onde satisfont les conditions de résonance

$$\omega_0 = \omega_{es} + \omega_s, \quad \vec{k}_0 = \vec{k}_{es} + \vec{k}_s. \quad (27)$$

Ces équations nous permettent d'analyser le développement de l'instabilité de décomposition dans le plasma inhomogène. Dans le plasma homogène, la dynamique du système est régie par le transfert d'énergie de l'onde primaire aux ondes secondaires et par l'amortissement de ces ondes secondaires. Cependant, dans le plasma non-homogène la décomposition est fondamentalement différente, parce que les ondes secondaires produites par la décomposition peuvent être piégées dans les inhomogénéités. L'inhomogénéité forme ici un résonateur et les ondes secondaires deviennent des modes propres du résonateur (Alekhin et al., 1971 ; Le Queau et al., 1981). L'instabilité devient donc absolue comme décrit par exemple par Gorbunov (1977).

Comme le montre la figure 13, les ondes secondaires se propagent dans des directions approximativement opposées $\vec{k}_s \approx -\vec{k}_{es}$, avec un angle arbitraire θ par rapport au champ magnétique. Cette condition implique que même les vitesses de groupe des ondes secondaires ont des directions opposées. Quand les ondes rencontrent la frontière de la couche, elles sont en partie réfléchies et une partie de leur énergie est transmise par la frontière. Cette réflexion a pour conséquence la formation d'une onde croissante piégée à l'intérieur du résonateur ; le bilan énergétique est maintenu en compensant la croissance de l'onde primaire par le rayonnement de l'énergie à la frontière du résonateur, comme pour les MASERS optiques.

Pour définir complètement le problème non homogène, il faut d'abord introduire des conditions de frontière appropriées. Sans perte de généralité, nous pouvons supposer que la composante de la vitesse de groupe des ondes acoustiques ioniques $C_{sx} = -|C_s \sin \theta|$ est positive ; l'onde acoustique ionique se propage donc vers la direction positive et l'onde acoustique électronique vers la direction négative. Les conditions correspondantes pour les fluctuations aux frontières de l'inhomogénéité sont alors : $\Psi_{es}(x = 0, t) = 0$ et $\rho_{is}(x = L, t) = 0$. À partir de nos équations modèles (24–26) et des suppositions ci-dessus, et en utilisant l'approche décrite dans Pesme et al. (1973) et Gorbunov (1977), nous dérivons une deuxième condition de seuil pour l'instabilité de décomposition, qui doit être satisfaite en plus de la condition (14) :

$$|E_0| > \sqrt{\frac{n_c M_i C_s^2}{\epsilon_0}} \frac{\pi}{L} \sqrt{\frac{C_s V_{ges}}{\omega_{es} \omega_s}} \frac{\sin \theta}{\cos \theta}. \quad (28)$$

Ici, L est la largeur perpendiculaire au champ magnétique de l'inhomogénéité et V_{ges} est la vitesse de groupe des ondes acoustiques électroniques. À partir des solutions stationnaires des équations modèles, nous pouvons dériver une expression pour le niveau de saturation des ondes générées par des faisceaux. Plus précisément, c'est l'amplitude maximale que les ondes peuvent atteindre, avant que leur croissance ne soit entièrement compensée par l'instabilité discutée. Afin d'estimer les amplitudes de saturation, il faut quantifier la perte d'énergie des ondes par rayonnement à la frontière du résonateur. Nous pouvons réécrire les équations (24–26), en considérant que les ondes sont piégées à l'intérieur du résonateur (donc $\partial/\partial x = 0$). L'amortissement des ondes secondaires aux frontières du résonateur est incluse dans ces équations par l'intermédiaire de termes d'amortissement additionnels. Son intensité est donnée par les coefficients μ_{es} and μ_s (avec des valeurs situées entre 0 et 1).

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Psi_0}{\partial t} - \Gamma_0 \Psi_0 &= -i \frac{\omega_p(\vec{k}_0, \vec{k})}{2} \frac{\rho_s}{k_0^2} \frac{\rho_s}{n_c + n_h} \Psi_{es} \\ \left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\mu_{es} v_{esx}}{L} + \nu_{es} \right) \Psi_{es} &= -\frac{i \omega_{es}(\vec{k}, \vec{k}_0)}{2} \frac{\rho_s^*}{k^2} \frac{\rho_s^*}{n_c} \Psi_0 \\ \left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\mu_s C_{sx}}{L} + \nu_s \right) \rho_s &= -i \omega_s \frac{\epsilon_0(\vec{k}, \vec{k}_0)}{2 M_i C_s^2} \Psi_0 \Psi_{es}^* \end{aligned}$$

En supposant que l'effet du rayonnement de l'énergie à la frontière est le processus d'amortissement dominant, la solution stationnaire des équations ci-dessus donne l'amplitude de saturation. Cette amplitude possède la même dépendance envers l'échelle L que l'amplitude de seuil (28) ; elle diffère seulement par le facteur constant multiplicatif :

$$|\vec{E}_0| \sim \frac{2 \tan \theta}{L} \sqrt{\frac{n_c M_i C_s^2 \mu_s \mu_{es} V_{ges} C_s}{\epsilon_0 \omega_s \omega_{es}}}. \quad (29)$$

4.2 Comparaison du modèle avec observations

Il est relativement aisé de comparer les rapports (28) et (29) d'une manière statistique aux observations de satellite. La principale difficulté réside dans l'indisponibilité des mesures de densité de plasma aux échelles de millisecondes. Cependant, si nous supposons que les considérations ci-dessus sont valides et que les ondes observées sont en fait des modes propres du résonateur, l'échelle d'inhomogénéité est proportionnelle à l'échelle caractéristique de la modulation des ondes de haute fréquence, transformée en échelle spatiale par la convection du vent solaire. Cette échelle de modulation peut être

mesurée directement à partir des données de WBD par une technique assez simple et directe décrite dans l'article ci-joint. Puisqu'on assume que les inhomogénéités sont alignées parallèlement au champ magnétique, la réflexion des ondes sur les frontières se produit dans la direction perpendiculaire à \vec{B} . L'échelle de la modulation dans la direction perpendiculaire est donc appropriée pour effectuer une comparaison avec notre modèle.

Avec cette technique, nous construisons un histogramme des échelles de modulation transverses envers des amplitudes, qui est montré sur le figure 23. Nous y avons superposé la courbe du seuil d'instabilité (28) et la courbe d'amplitude de saturation (29), évaluées pour les paramètres de plasma observés pendant cet événement particulier. Apparemment, une grande partie des formes d'onde se trouve au-dessus de la courbe de seuil. Cela suggère que les amplitudes observées atteignent fréquemment des amplitudes où l'instabilité de décomposition devient le mécanisme principal de saturation de croissance des ondes. Également important est le fait que la grande majorité des formes d'onde se tombe en-dessous de la courbe de l'amplitude de saturation, en accord avec notre modèle.

4.3 Discussion

Les arguments présentés ici généralisent la discussion des sections précédentes au cas du plasma non homogène. Alors que précédemment nous avons réunis divers éléments plaidant en faveur de la forme acoustique électronique de la décomposition des ondes de Langmuir dans le pré-choc terrestre, ici nous proposons que l'instabilité se développe comme une instabilité absolue des ondes piégées à l'intérieur d'inhomogénéités. Il faut mentionner que dans notre interprétation, la forme absolue de l'instabilité de décomposition se produit fréquemment, mais elle n'est vraisemblablement pas le seul processus responsable des spectres observés. Par exemple, quand les inhomogénéités sont faibles ou quand leur échelle n'est pas comparable aux longueurs d'onde acoustiques ioniques, la forme homogène de la décomposition $L \rightarrow L + ES$ ou même $L \rightarrow L + S$ prendra le dessus. En raison de la résolution limitée des données de WBD, il est impossible d'identifier quelle forme d'onde a été générée par quelle instabilité et une analyse statistique est exigée pour tirer les conclusions.

Il faut également mentionner que notre technique d'estimation de l'échelle d'inhomogénéité L se fonde sur de multiples hypothèses qui ne pourraient pas toujours être satisfaites. Le principal facteur limitatif de notre analyse est la courte longueur des blocs de données de WBD (10 millisecondes). Les paquets d'onde piégés sont souvent plusieurs fois plus longs que la longueur des blocs ; les données ne représentent donc qu'une fraction du paquet total. Ceci

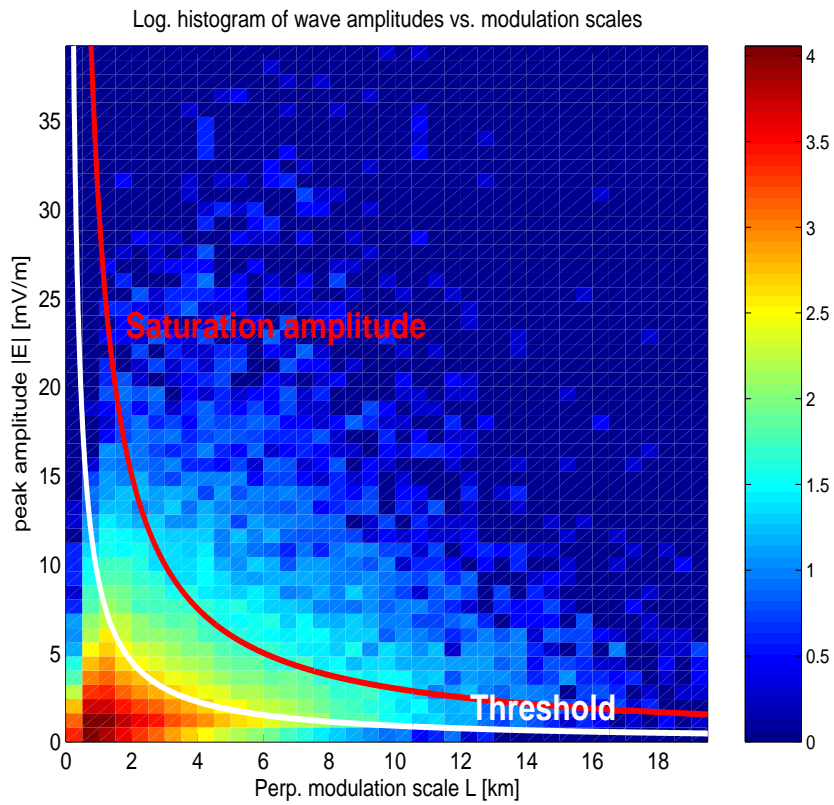


FIG. 23 – L’histogramme conjoint des échelles spatiales des paquets (axe horizontal) et des amplitudes des ondes (axe vertical). L’histogramme a été créé à partir d’un jeu de données des satellites 1,3 et 4, décrit dans le texte.

nous force à extrapoler la vraie longueur du paquet d'onde par la technique décrite dans l'article et cette extrapolation représente la principale source d'incertitude dans la détermination des échelles de modulation. Une conclusion définitive pourra être apportée, quand des expériences satellites plus sophistiquées offriront des mesures de densité de plasma à la résolution de la milliseconde, en même temps que des mesures des oscillations de champ électrique près de la fréquence de plasma, de préférence sur des antennes multiples.

5 Analyse non-linéaire des données de simulation numérique de la turbulence de Langmuir : instabilité de décomposition en présence de la turbulence forte

Les chapitres précédents de cette thèse ont été consacrés au processus non-linéaire de décomposition, processus qui est décrit dans le cadre de la théorie de turbulence faible (Musher et al., 1995 ; Zakharov et al., 1975). La turbulence faible est définie comme un état de la dynamique d'un système non-linéaire, où les processus non-linéaires sont déjà importants, mais les temps caractéristiques des non-linéarités restent très inférieurs aux échelles de temps de la dissipation d'énergie. La turbulence faible est souvent une étape intermédiaire de l'évolution d'un système de la croissance linéaire à la turbulence forte, où la non-linéarité devient le moyen dominant de la redistribution d'énergie et la dynamique ne peut plus être approximée par l'interaction non-linéaire de quelques ondes. Dans le cas de la turbulence des ondes de Langmuir, le processus caractéristique pour le régime de turbulence faible est la cascade d'un petit nombre des ondes de Langmuir, transférant l'énergie des plus grands nombres d'onde aux plus petits par le processus de décomposition (Zakharov et al., 1985). Dans ce cas-ci, le spectre de Fourier est supposé contenir un grand nombre de modes en interaction et ces nombreuses interactions faibles sont supposées rendre aléatoires les phases. Par conséquent, l'hypothèse des phases aléatoires

$$\langle x_k x_l \rangle \sim \delta(k - l) \quad (30)$$

est satisfaite pour chaque paire de modes x_k avec des vecteurs \vec{k} différents (Galeev and Karpman, 1963).

La turbulence forte, d'autre part, est susceptible de produire des structures cohérentes comme des solitons ou des tourbillons (Frisch, 1995). Dans le domaine spectral, ces structures cohérentes correspondent à un spectre à large bande aux coefficients spectraux directement couplés et l'hypothèse des phases aléatoires est en général violée. Dans le cas de la turbulence forte des ondes de Langmuir, ces structures solitaires cohérentes sont des "cavitons" et leur dynamique est décrite par les équations de Zakharov (Zakharov, 1972). Ces cavitons sont instables et leur effondrement ("collapse") est une étape importante de la dissipation de l'énergie des ondes de Langmuir aux amplitudes très élevées.

L'existence même de la turbulence forte dans le plasma du vent solaire est jusqu'à ce jour incertaine. Tandis que quelques observations des structures

solitaires ressemblant aux cavités étaient rapportées dans le pré-choc terrestre (Kellogg et al., 1999b), il s'avère que les ondes de pré-choc atteignent très rarement les amplitudes excédant le seuil d'instabilité (Cairns et al., 1998). Néanmoins, l'évidence la plus forte de l'effondrement de cavités vient d'observations in-situ lors d'émissions de type III (Thejappa et al., 1999) et dans le pré-choc de Jupiter (Cairns and Robinson, 1992a).

Dans l'article joint (section 10) nous évaluons dans quelle mesure une technique d'analyse initialement développée dans le cadre de la turbulence faible peut être appliquée à des données qui contiennent simultanément les signatures de la turbulence faible et de la turbulence forte de Langmuir. Ici, qui nous intéresse est le transfert d'énergie spectrale. En raison de la résolution spatio-temporelle insuffisante des données satellites existantes, nous avons appliqué les outils d'analyse à un ensemble de données de simulation numérique à une dimension spatiale. Tirant profit de l'excellente résolution spatio-temporelle de l'ensemble de données, nous avons réussi à séparer les effets de la turbulence faible et forte et à caractériser les transferts d'énergie au sein de la cascade des ondes de Langmuir.

5.1 Équations de Zakharov et turbulence de Langmuir forte

Dans le cadre des équations de Zakharov, la dynamique turbulente du plasma peut être approximativement décrite par deux variables : la fluctuation normalisée de la densité électronique $\rho = (n - n_0)/n_0$ et l'amplitude complexe de modulation E des oscillations du champ électrique à la fréquence plasma liée au champ électrique réel oscillant \tilde{E} comme :

$$\tilde{E}(x, t) = \frac{1}{2}(E(x, t)e^{-i\omega_{pe}t} + E^*(x, t)e^{i\omega_{pe}t}). \quad (31)$$

Cette description sous-entend que les échelles de modulation des ondes de Langmuir soient comparables aux longueurs d'onde des ondes acoustiques ioniques. L'ensemble des équations de Zakharov (Zakharov, 1972), en une dimension spatiale, se compose de deux équations non-linéaires couplées :

$$\left\{i\frac{\partial}{\partial t} + \frac{3}{2}\omega_p\lambda_D^2\frac{\partial^2}{\partial x^2} + i\hat{\nu}\right\}E = \frac{\omega_p}{2}\rho E \quad (32)$$

$$\left\{\frac{\partial^2}{\partial t^2} + 2\gamma_s\frac{\partial}{\partial t} - C_s^2\frac{\partial^2}{\partial x^2}\right\}\rho = \frac{\epsilon_0}{4n_0M_i}\frac{\partial^2|E|^2}{\partial x^2}. \quad (33)$$

Cet ensemble d'équations a été résolu numériquement, comme décrit dans l'article ci-joint, en utilisant un code développé par A. Volokitin et adapté

pour notre étude. Les spectres et les profils du champ électrique et de la densité de simulation à un instant du temps donné sont montrés dans la figure 24.

Les profils spatiaux révèlent clairement les cavités évoquées ci-dessus et témoignent de la présence de la turbulence forte développée. Les spectres en nombre d'onde, qui montrent deux pics correspondant à la cascade des ondes de Langmuir, transfèrent l'énergie de l'onde primaire (appelée souvent "onde de pompage" - ici à $k = 0.066\lambda_D^{-1}$) vers des nombres d'onde plus petits. Il est clair ici que les effets de la turbulence faible et de la turbulence forte contribuent tous les deux de manière significative à la dynamique du système.

L'ensemble des données de simulation a été analysé en utilisant deux techniques non-linéaires. La première est l'analyse par bicohérence, qui a déjà été décrite dans la section 3.4.2. En raison de la nature spécifique de la représentation de champ électrique et de densité dans les équations de Zakharov, nous avons employé bicohérence croisée de la forme

$$b^2(k, l) = \frac{|\langle E_k^* E_l \rho_{k-l} \rangle|^2}{\langle |E_k^* E_l \rho_{k-l}|^2 \rangle}. \quad (34)$$

Ce coefficient de corrélation particulier est approprié pour l'identification du processus de décomposition $L \rightarrow L + S$ dans nos données, puisque les ondes acoustiques ioniques apparaissent seulement dans la densité $\rho(x, t)$ et les ondes de Langmuir dans le champ électrique complexe $E(x, t)$. Cette bicohérence quantifie formellement la différence de phase $\phi(E_k) - \phi(E_l) - \phi(\rho_{k-l})$, qui devrait être égale à 0 si les modes correspondants sont couplés. La figure 25 montre la bicohérence qui possède un pic significatif à la paire des nombres d'onde k_1 et k_2 qui correspondent aux deux pics prononcés dans le spectre du champ électrique. Ce pic isolé de forte bicohérence atteste un couplage de phase entre ces deux ondes et une onde acoustique ionique au nombre d'onde $k_1 - k_2$. Le pic correspondant à cette onde est également évident dans le spectre de densité de la figure 24. Notez également le niveau de bicohérence différent de zéro pour une large gamme de nombres d'onde près de la ligne diagonale du graphique. Comme discuté en détail dans l'article, cette bicohérence ne correspond pas directement à l'interaction de trois ondes, mais elle est une conséquence de la violation de l'hypothèse des phases aléatoires et de la teneur statistique limitée de l'ensemble des données.

En résumé, la technique de bicohérence convient pour l'identification des modes participant à la décomposition non-linéaire dans la gamme des nombres d'onde où l'hypothèse des phases aléatoires est satisfaite ; dans le régime des faibles nombres d'onde, cependant, où la turbulence forte domine, l'analyse est biaisée et son interprétation physique est délicate.

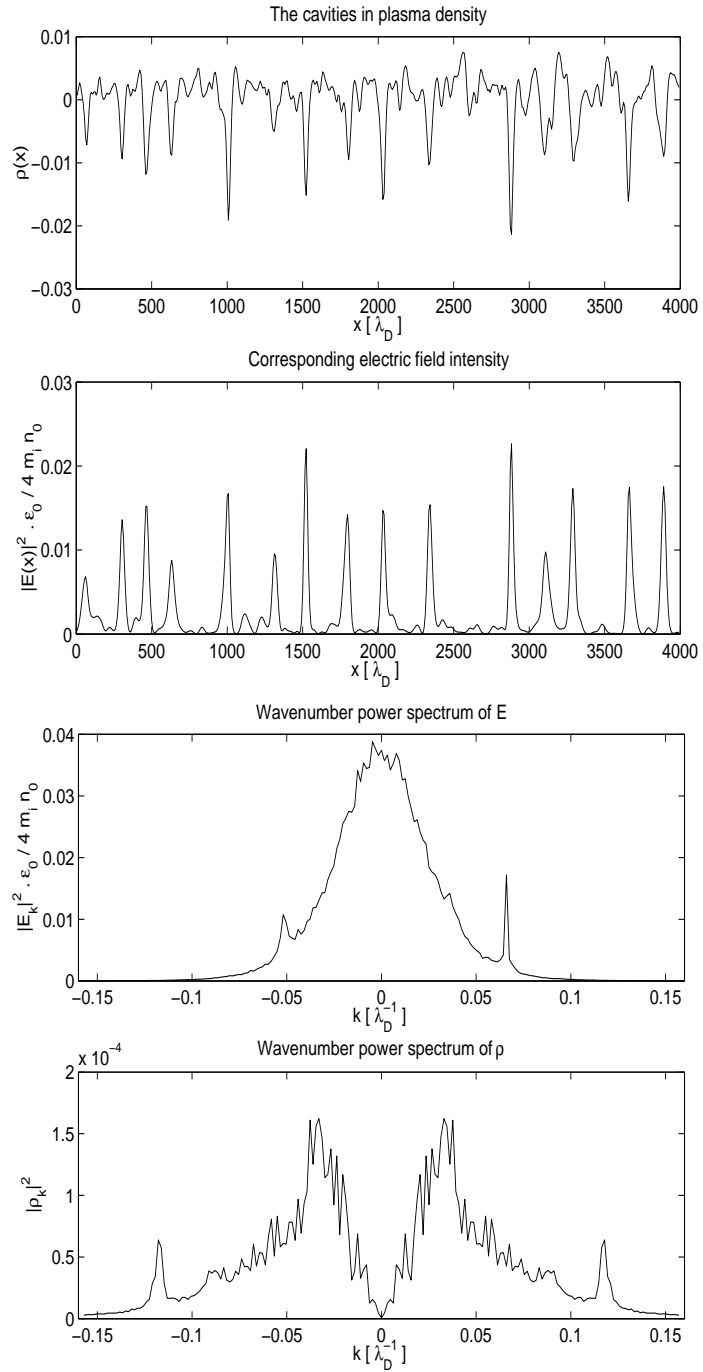


FIG. 24 – Les profils spatiaux (haut) et les spectres en nombre d'onde (bas) de la densité et du champ électrique simulés pour un instant donné. Notez que le spectre du champ électrique n'est pas symétrique, parce que la variable $E(x, t)$ est complexe.

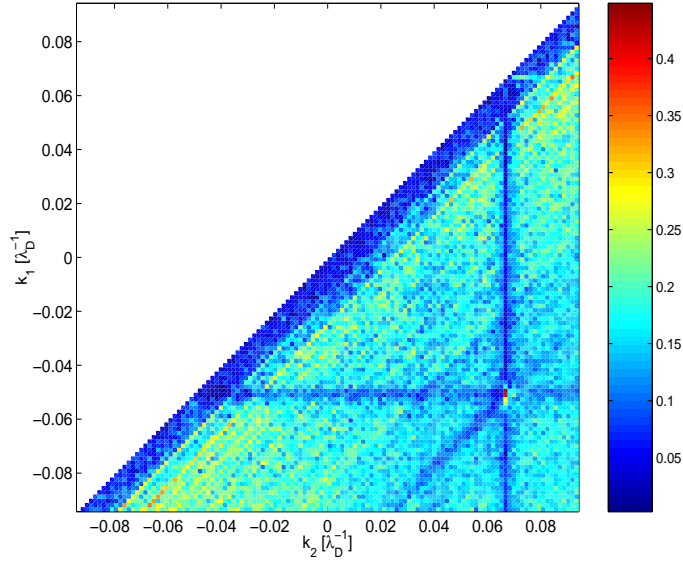


FIG. 25 – La bicohérence croisée $b^2(k_1, k_2)$ calculée à partir des données de simulation. Les valeurs élevées de la bicohérence attestent un couplage non-linéaire de phase entre ondes de Langmuir aux nombres d’onde respectives.

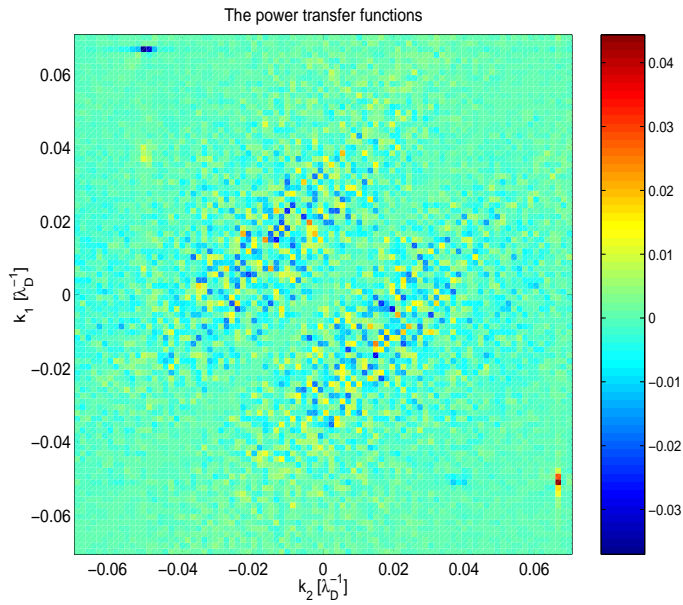


FIG. 26 – Les coefficients de transfert non-linéaire de l’énergie $T(k_1, k_2)$. Ils caractérisent le taux de transfert d’énergie à partir d’une onde au nombre d’onde k_2 à une onde au nombre d’onde k_1 .

La deuxième technique utilisée dans l'analyse fait intervenir les modèles de Volterra (Ritz and Powers, 1986). Cette technique est basée sur le fait, que dans le domaine spectral, la première équation de Zakharov peut être approximée par un modèle quadratique simplifié d'une forme générale

$$\frac{\partial E_k}{\partial t} + i\omega_k E_k = \int V_{klm} \rho_l E_m \delta(k - l - m) dl dm. \quad (35)$$

Ce modèle décrit l'évolution du champ électrique comme une superposition de croissance et de dispersion linéaire plus une contribution de l'interaction quadratique de trois ondes. Ici ω_k et V_{klm} sont les coefficients linéaires et non-linéaires complexes qui déterminent la dynamique du système.

L'idée sous-jacente aux modèles de Volterra est d'ajuster aux données un modèle polynomial de la forme dérivée de (35)

$$\frac{\partial E_k}{\partial t} = \Gamma_k E_k + \sum_{k=l+m} \Lambda_{klm} \rho_l E_m \quad (36)$$

et d'estimer les coefficients γ_k et λ_{klm} , qui ont un sens physique clair. Une telle technique a été introduite dans la physique des plasmas par Ritz and Powers (1986) et Ritz et al. (1989); les auteurs ont appliqué l'analyse à des plasmas de laboratoire. Une technique similaire, généralisée à la transformation en ondelettes, a été appliquée plus tard aux observations de plasma de l'espace (Dudok de Wit et al., 1999). La méthode d'estimation des coefficients du modèle est basée sur une optimisation linéaire par moindres carrés et elle est décrite en détail dans l'annexe de l'article joint.

Concentrons-nous sur l'interprétation des coefficients quadratiques estimés à partir du modèle. Nous avons calculé les coefficients de transfert d'énergie

$$T(k, l) = 2 \operatorname{Re} [\Lambda_{k(k-l)l} \langle E_k^* \rho_{k-l} E_l \rangle], \quad (37)$$

qui caractérisent le taux avec lequel l'énergie est transférée à partir d'une onde de Langmuir de nombre d'onde l à une onde de Langmuir de nombre d'onde k par l'intermédiaire de l'interaction non-linéaire. Ces coefficients de transfert de l'énergie sont représentés sur la figure 26. Les éléments importants dans cette figure sont les forts transferts d'énergie dans les coins du graphique, plus exactement à $(k, l) = (0.066\lambda_D, -0.052\lambda_D)$ et $(-0.052\lambda_D, 0.36\lambda_D)$. Ces couples de valeurs correspondent aux deux premières étapes de la cascade : le transfert de l'onde de pompage à l'onde secondaire de Langmuir et le transfert subséquent de cette onde secondaire à une troisième onde à $k = 0.036\lambda_D$. Un pic faible correspondant à la troisième onde apparaît aussi dans le spectre, mais l'analyse par bicohérence ne permet pas de résoudre le couplage de

phase lié à ce deuxième pas de la cascade. Notez que le signe des coefficients de transfert de l'énergie indique la direction de transfert d'énergie ; il permet de distinguer la décomposition et le processus inverse de coalescence des deux ondes. Le coefficient linéaire du modèle Γ_k possède une interprétation directe en termes de dispersion, taux de croissance et taux d'amortissement des ondes. Comme expliqué dans l'annexe de l'article, les paramètres linéaires estimés à partir du modèle non-linéaire sont meilleurs que les mêmes paramètres estimés en utilisant des techniques linéaires standard, parce que les contributions linéaires et non-linéaires sont correctement séparées dans cette approche. La partie centrale du graphique contient des valeurs qui n'ont pas d'interprétation physique, parce que la dynamique de cette partie du spectre n'est pas décrite par l'équation modèle. De tels résultats non physiques peuvent être aisément identifiés en utilisant le jeu de données avec des phases mélangées ("surrogate dataset"), comme présenté dans l'article.

5.2 Discussion

Nous avons montré que les modèles spectraux non-linéaires sont des outils puissants qui peuvent être appliqués à des systèmes comprenant à la fois de la turbulence faible et forte. Même en présence de ces deux processus, dont le second n'est pas expliqué par le modèle. La principale difficulté réside dans la sensibilité de telles techniques à des jeux de données dont la couverture spatiale et temporelle est insuffisante. Bien que ces limitations compliquent l'application aux données de satellite, la technique reste un outil puissant pour l'analyse des données des simulations numériques qui atteignent aujourd'hui un niveau de réalisme sans précédent. Une couverture spatiale suffisante peut parfois être obtenue dans des expériences multi-satellites ; les données des deux satellites AMPTE ont déjà par exemple été employées avec succès pour une telle analyse (Dudok de Wit et al., 1999). La technique a été appliquée seulement aux processus dont la dynamique peut être réduite à une dimension spatiale et une dimension temporelle. Des problèmes multidimensionnels conduiraient à un nombre énorme de degrés de liberté dans la procédure de ajustement du modèle qui rendrait impossible la solution du problème avec des données réalistes.

6 Application de la fonction de corrélation localisée à l'estimation de orientation et vitesse des discontinuités

6.1 Introduction

L'objectif principal de l'expérience multisatellite CLUSTER est l'étude de la structure tridimensionnelle des processus dans les plasmas spatiaux à partir des données de 4 satellites. Un des exercices les plus fréquents consiste à déterminer la structure géométrique d'une discontinuité. Plus exactement, il s'agit de déterminer l'orientation et la vitesse d'une discontinuité planaire (onde de choc ou magnétopause) en mouvement, traversée par les satellites. Dans ce cas-ci, les données de chaque satellite contiennent une structure caractéristique correspondant au croisement de la discontinuité. En supposant que la discontinuité planaire se déplace avec une vitesse constante, l'instant où chaque satellite enregistre la discontinuité et les positions des satellites suffisent à déterminer l'orientation et la vitesse normale de la discontinuité (Mottez and Chanteur, 1994 ; Horbury et al., 2002).

Cependant, le procédé d'appariement des signatures correspondant au même événement observé par différents satellites représente un problème non trivial, particulièrement quand l'hypothèse de discontinuité planaire n'est pas exactement satisfaite et quand les signatures observées sont significativement différentes. Plusieurs approches ont été proposées pour résoudre ce problème. La technique la plus fréquemment utilisée consiste à visualiser les données, puis à les décaler à la main. Tandis que cette méthode est certainement robuste, son inconvénient évident est qu'elle exige l'intervention humaine et ne peut donc pas être employée dans un traitement automatique des données. D'autres techniques incluent la maximisation de la fonction de corrélation des séries temporelles (Horbury et al., 2002) et l'ajustement d'un modèle paramétrique au profil de la discontinuité (Haaland et al., 2004). Ces techniques sont plus systématiques, mais souffrent également des défauts spécifiques. La corrélation dans le domaine temporel est très sensible au choix de la taille de la fenêtre glissante utilisée dans son calcul ; les deux techniques exigent une localisation précise de la discontinuité avant l'appariement. Dans l'article ci-joint (section 11), nous proposons une technique alternative de corrélation basée sur la transformée en ondelettes, qui n'est pas affectée par ces problèmes et qui se prête donc mieux à l'analyse automatisée de données. Cette technique fournit discutablement aujourd'hui la solution la plus précise et la plus robuste au problème d'appariement des séries temporelles.

6.2 Corrélation localisée par ondelettes

Le problème physique évoqué ci-dessus peut formellement être réduit à un problème d'appariement de structures semblables dans deux signaux avec certain décalage dans le temps et certaine déformation possible. Ceci peut être résolu par une technique standard de corrélation temporelle en choisissant un segment approprié (fenêtre) de chaque signal et puis en calculant la corrélation entre deux segments décalés dans le temps. Le décalage qui maximise la corrélation fournit une estimation du décalage de temps entre les structures correspondantes dans les deux signaux. Cette technique possède plusieurs défauts évidents : d'abord, la fenêtre doit être choisie soigneusement : la structure contenue dans la fenêtre sera la structure la plus significative. En outre, la corrélation exige un haut niveau de stationnarité, pour ne pas être biaisée. Cette condition est souvent violée dans le cas des signaux non stationnaires.

La corrélation locale par ondelettes ("local wavelet correlation" - LWC) est un estimateur spécifique d'une fonction de corrélation localisée basé sur la décomposition en ondelettes. La fonction de corrélation localisée est un concept mathématique général (Bendat and Piersol, 2000 ; Boashash, 1992), qui évite les deux problèmes mentionnés ci-dessus ; elle est donc appropriée pour l'étude de signaux non stationnaires. La corrélation locale des deux signaux $f(t)$ et $g(t)$ est exprimée en tant qu'une fonction $lcf(t_1, t_2)$ bornée entre 0 et 1, qui mesure la similitude entre le signal f dans le voisinage du point t_1 et le signal g dans le voisinage du point t_2 . Cette corrélation est locale et n'exige donc pas la spécification de une fenêtre.

Le LWC de deux signaux est évaluée en calculant d'abord une transformation par ondelettes continue (Torrésani, 1995) des deux signaux (en utilisant une ondelette mère choisie) puis en faisant la moyenne des coefficients d'ondelette sur le temps et les échelles des ondelettes. La transformation par ondelettes discrète, qui est plus efficace numériquement, ne peut pas être appliquée ici, parce que sa résolution temporelle est dépendante de l'échelle d'ondelette. Le décalage relatif de deux signaux transformés ne pourrait donc pas être correctement défini. Le procédé a été développé à partir d'une technique proposée par Perrin et al. (1999) pour l'appariement des images stéréoscopiques. La description détaillée de la technique est donnée dans l'article joint. Pour rendre cet estimateur plus robuste, nous avons choisi de moyenner les coefficients d'ondelette dans un petit voisinage autour de l'instant à étudier. La largeur de cet intervalle est une multiple de l'échelle associée aux coefficients d'ondelette ; sa durée varie donc. L'utilisation de cette fenêtre adaptative élimine la dépendance à l'égard du choix de la fenêtre de moyennage. La technique est adaptative dans le sens que la comparaison est

basée sur les échelles prédominantes à l’instant étudié. Cette adaptativité aux données représente la clef à la comparaison robuste des séries temporelles.

6.3 Discussion de l’application de la corrélation localisée aux données multi-satellites

L’application de notre technique de corrélation est démontrée sur un ensemble de données d’exemple fourni par l’expérience WHISPER (Décréau et al., 1997) à bord des satellites CLUSTER. Le jeu de données se compose de quatre séries temporelles de fréquence plasma électronique (reliée directement à la densité de plasma) mesurée sur les quatre satellites pendant un croisement multiple de magnétopause (cf. fig 27). Le panneau du haut montre les deux profils de fréquence plasma de satellites 1 et 2. La traversée de la magnétopause se pane différemment pour chaque satellite, ce qui se traduit par des séries temporelles d’allures différentes. La valeur de la corrélation locale $lcf(t, t + \Delta t)$ est présentée sur le panneau du bas en fonction de temps t et de délai Δt . Dans le panneau du milieu figure le délai qui nous intéresse, estimé pour chaque t comme la valeur de Δt qui maximise la LWC. Cette valeur $\Delta t(t)$ peut être interprétée comme étant le délai après lequel les structures observées par C1 à l’instant t seront vues sur le satellite C2.

La seconde étape de l’analyse conduit maintenant à attribuer une valeur particulière du délai à chaque traversée de la magnétopause. Or ceci exige de choisir un instant du temps t_0 représentatif de chaque traversée. Cette opération est non triviale. Le choix naïf des points correspondant au plus grand gradient de la densité, comme dénoté par les lignes verticales vertes dans le figure 27, n’est évidemment pas toujours le correct. Dans le cas des traversées à 5:55, 6:05 et 6:08, le délai estimé reste relativement constant dans un large voisinage autour de la discontinuité et le choix du temps t_0 est relativement non ambigu. Les deux autres traversées sont en revanche plus compliquées.

Le problème peut être mieux compris en regardant la représentation de la corrélation localisée sur le panneau du bas de la figure 27. Dans le cas de la dernière traversée à 6:10, la corrélation localisée possède deux maxima locaux. L’un de ses maxima correspond à l’appariement correct et l’autre, pour lequel la LWC atteint pourtant une valeur plus élevée, est fausse. Le second maximum est causé par le recouvrement des coefficients d’ondelette correspondant à la traversée précédente. La distance entre ces deux traversées étant comparable aux grandes échelles incluses dans la transformée en ondelettes, il s’avère qu’à ce moment-là les coefficients d’ondelette sont encore influencés par la traversée précédente. Cet effet s’atténue avec le temps

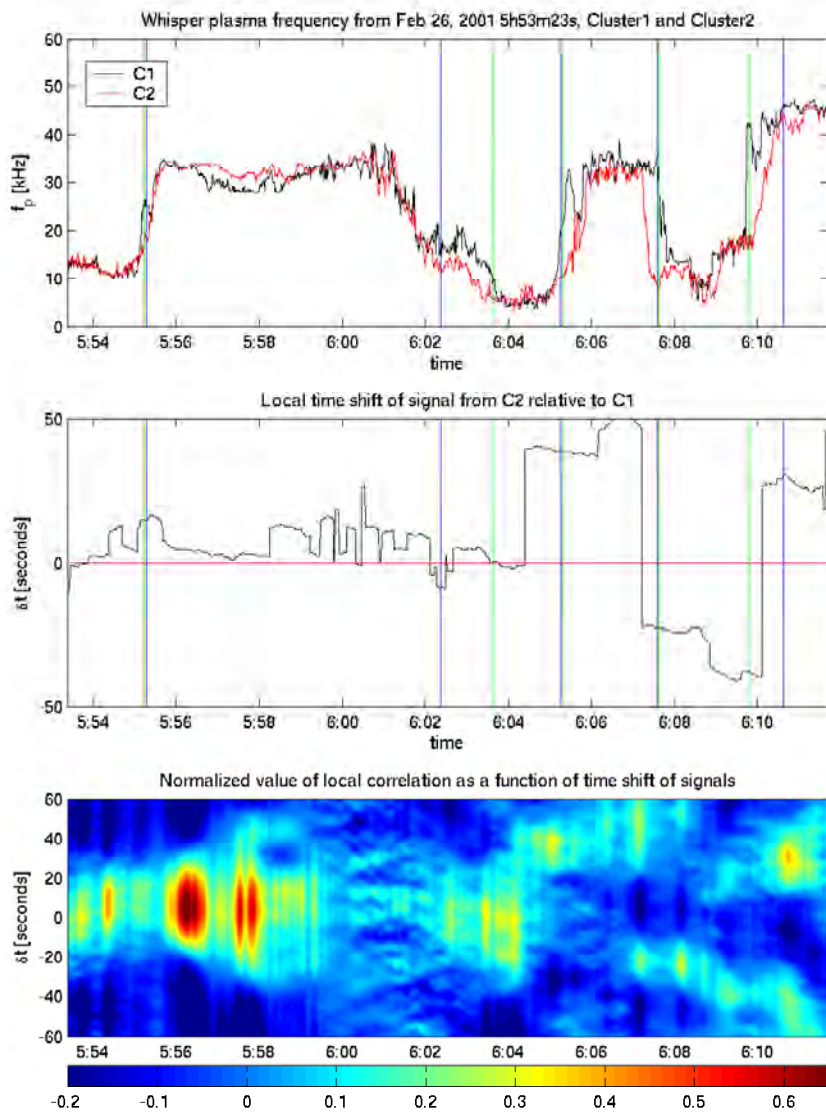


FIG. 27 – Un exemple d’application de la LWC aux données de l’expérience WHISPER. Panneau du haut : deux séries temporelles représentant la fréquence plasma mesurées par les satellites 1 et 2. Panneau du milieu : le délai entre les séries temporelles, estimé par LWC. Panneau du bas : représentation en couleur de la valeur de la corrélation locale, en fonction du temps et du délai δt .

et la LWC finit par sélectionner la valeur correcte du retard.

La traversée lente entre 6:00 et 6:04 est un exemple où les deux séries temporelles sont trop différentes pour autoriser une analyse d'appariement. Les niveaux de corrélation correspondants (cf. le panneau du bas) sont effectivement très bas et la LWC présente plusieurs maxima locaux.

Comme le montrent ces différents exemples, l'approche naïve conduit souvent à des valeurs incorrectes et une identification plus soignée des délais est exigée. Nous introduisons dans l'article deux techniques pour valider les résultats. L'une est basée sur la vérification de l'existence des maxima locaux multiples dans la corrélation et l'autre, conçue spécifiquement pour des mesures à 4 points de CLUSTER, sur la vérification de consistance des délais mutuels estimés à partir de toutes les combinaisons possibles de deux satellites. Nous concluons que la corrélation locale par ondelettes, complétée avec ces techniques de validation, constitue une méthode semi-automatique relativement robuste pour l'analyse des propriétés géométriques des discontinuités traversées par plusieurs satellites. Dans l'article, nous appliquons cette technique également à un cas de traversée de l'onde de choc avec comparaison des résultats obtenus à partir de la densité de plasma de WHISPER et du champ magnétique de FGM. La cohérence des résultats obtenus à partir de deux instruments différents constitue une preuve supplémentaire de pertinence physique de notre technique.

7 Conclusions

Dans cette thèse, nous avons présenté plusieurs résultats originaux contribuant à la compréhension de la dynamique non-linéaire des ondes électrostatiques dans le pré-choc terrestre. Nous nous sommes concentrés sur le processus de décomposition non-linéaire des ondes de Langmuir. Ce processus a été proposé comme candidat pour expliquer l'amortissement des ondes de Langmuir intenses observées dans le voisinage du pré-choc. Toutefois, son existence dans le pré-choc n'a pas encore été prouvée expérimentalement d'une manière satisfaisante. En partant d'observations des formes d'onde de haute fréquence mesurées par l'instrument WBD de CLUSTER, nous montrons que les spectres de Fourier contenant la signature de trois ondes en interaction non-linéaire sont fréquemment observés dans le pré-choc ; les fréquences des trois raies satisfont généralement la condition de résonance conforme au processus de décomposition. La corrélation entre les bouffées d'activité des ondes de basse fréquence observés par l'instrument STAFF, et les grandes amplitudes des ondes de haute fréquence mesurées sur WBD, soutiennent cette hypothèse. Ceci nous permet d'écarter l'hypothèse, parfois émise, selon laquelle la faible raie de basse fréquence dans les spectres serait d'origine instrumentale. Les arguments ci-dessus suggèrent ainsi fortement que les ondes très intenses observées dans le pré-choc sont le résultat d'une décomposition non-linéaire. En outre, à partir des décalages exceptionnellement grands de la fréquence des ondes par l'effet Doppler, nous spéculons que l'onde secondaire produite par la décomposition appartient dans certains cas à la branche acoustique électronique.

Nous avons également étudié comment le processus de décomposition est influencé par la présence d'inhomogénéités dans la densité électronique du plasma du pré-choc. L'instabilité peut être affectée par des inhomogénéités relativement faibles. Ceci va changer son caractère, parce que les deux ondes secondaires produites par la décomposition peuvent être partiellement piégées à l'intérieur de l'inhomogénéité dans le cas où celle-ci correspond à une dépression. Nous proposons un modèle pour décrire cette instabilité modifiée et nous comparons ses prévisions aux données. Le modèle explique le rapport observé entre l'amplitude des ondes et les échelles spatiales de leur modulation. Ces dernières ont déjà été étudiées dans le passé ; notre analyse des données de WBD fournit ainsi une interprétation à ces résultats.

Les arguments présentés dans ce travail corroborent donc toutes l'hypothèse selon laquelle la décomposition non-linéaire se produise fréquemment dans le pré-choc électronique terrestre. Plusieurs questions demeurent cependant sans réponse concernant les propriétés de la décomposition. L'hypothèse de la forme acoustique électronique de la décomposition devrait notamment

être vérifiée par une technique indépendante ; l'orientation relative des vecteurs d'onde devrait être étudiée en détail et servir de contrainte au modèle. Les spectres à deux raies de haute fréquence ont parfois été interprétés comme le résultat d'une réflexion des ondes de Langmuir sur des gradients de densité (Willes et al., 2002). Ce processus ne peut pas expliquer la raie de basse fréquence dans les spectres, mais il est cependant probable que décomposition et réflexion coexistent dans le pré-choc. Aucune étude n'a encore permis de trancher entre les deux processus.

Les contraintes instrumentales associées à l'observation de formes d'onde de haute fréquence limitent malheureusement la teneur en information des données. Le principal facteur limitatif est la longueur très courte des blocs de données, qui couvrent habituellement une fraction seulement de la longueur du paquet d'onde. Dédire la structure de la modulation devient donc pénible. Deuxièmement, la gamme de numérisation des données (qui se fait généralement sur 8 bits) rend très délicate l'identification de la faible onde acoustique ionique de basse fréquence. L'instrument WBD de CLUSTER mesure le champ électrique sur une seule antenne électrique. Seulement l'observation simultanée de deux ou trois composantes du champ électrique (comme par exemple sur le satellite WIND) apporte une information importante sur la polarisation des ondes et leurs vecteurs d'onde. Ceci devrait nous permettre d'estimer un paramètre crucial de ces ondes, qui est leur longueur d'onde. En plus, la phase relative entre les deux formes d'onde peut être parfois employée pour identifier le processus de réflexion (Willes et al., 2002 ; Willes and Cairns, 2001). Or l'effet des inhomogénéités de densité pourrait être étudié d'une manière beaucoup plus fiable si des mesures simultanées et de haute résolution de la densité électronique (ou de ses fluctuations) étaient disponibles. Les futures missions devraient donc considérer ces propositions dans leur conception, d'autant plus que la plupart peuvent être réalisées sans augmentation de la largeur de bande de télémétrie ; il suffirait de prendre des blocs plus longs, quitte à ce que ceux-ci soient moins nombreux.

Nous avons également présenté une application des modèles spectraux non-linéaires (ou des modèles de Volterra) aux données d'une simulation numérique de la turbulence de Langmuir. Ces modèles de Volterra sont des outils statistiques puissants qui permettent d'identifier des interactions non-linéaires d'ondes (par exemple la décomposition) et estimer le taux de transfert d'énergie entre les modes d'onde concernés. Nous avons montré que ces modèles sont applicables aux données de simulation de la turbulence de Langmuir, même dans le cas de non-linéarité forte, quand les effets de la turbulence forte contribuent de manière significative à la dynamique. Bien que l'instabilité de modulation ne puisse formellement pas être décrite par des modèles de Volterra, nous montrons que les deux instabilités peuvent être séparées et

que les transferts d'énergie quadratiques, ainsi que le taux d'amortissement et la dispersion linéaire des ondes peuvent être estimées à partir des données. Ce type d'analyse exige une bonne résolution spatiale des données, ce qui exclut d'emblée l'application aux données de satellites. Toutefois, dans quelques rares configurations et moyennant des hypothèses sur le type d'instabilité, il est possible d'estimer les transferts d'énergie. L'étude de la décomposition de Langmuir est cependant exclue, car cela exigerait une séparation irréaliste des satellites.

Le dernier chapitre de la thèse est consacré à une nouvelle technique de corrélation pour l'appariement des structures semblables dans les données de satellites multiples. Cette technique est basée sur la décomposition continue en ondelettes de la série temporelle. Son principal atout est sa faculté d'adaptation aux données : les échelles sont en effet sélectionnées en fonction des données. La corrélation est calculée localement, et le résultat est une valeur de la corrélation des signaux en fonction du temps. Nous avons appliqué cette méthode aux données de la mission CLUSTER afin de déterminer l'orientation et la vitesse de discontinuités traversées par les satellites. Nous montrons qu'après validation soignée des résultats (basée sur deux techniques indépendantes décrites dans le texte), la corrélation locale autorise l'analyse semi-automatique de la traversée de discontinuités et fournit des résultats corrects. Sa résolution temporelle et sa robustesse la rendent supérieure aux techniques existantes, qui sont basées soit sur la corrélation de signaux dans la domaine temporel, soit sur l'ajustement de modèles explicites.

8 Liste de publications

Publications

Soucek J., Krasnoselskikh V., Dudok de Wit T., Pickett J., Kletzing C., Nonlinear decay of foreshock Langmuir waves in the presence of plasma inhomogeneities : Theory and Cluster observations, *J. Geophysical Research* (2005), Vol. 110, A08102, doi :10.1029/2004JA010977

Soucek J., Dudok de Wit T., Krasnoselskikh V., Volokitin A., *Analysis techniques for weak plasma wave turbulence data*, Proceedings of ISSS-7 (2005), p. 191-194

Soucek J., Dudok de Wit T., Decreau P., Dunlop M., *Local wavelet correlation : application to timing analysis of multi-satellite CLUSTER data*, *Ann. Geophysicae* 22 (2004), p.4185-4196

Soucek J., Dudok de Wit T., Krasnoselskikh V., Volokitin A., *Statistical Analysis of nonlinear wave interactions in simulated Langmuir turbulence data*, *Ann. Geophysicae* 21 (2003), p.681-692

Chugunov Yu., Fiala V., Soucek J., Santolik O., *Noise induced on an electric antenna and its effective length in solar wind : Application to CLUSTER observations*, *Advances in Space Research* (2005), doi :10.1016/j.asr.2005.03.050, in press

Soucek J., Dudok de Wit T., Krasnoselskikh V., Pickett J. *Evidence of non-linear Langmuir wave decay in the terrestrial foreshock*, Proceedings of WDS'03 (2003), J. Safrankova - editor, Part II, p.398-401

Soucek J., Dudok de Wit T., Krasnoselskikh V., Pickett J. *CLUSTER Observations of Parametric Decay Instability in the Terrestrial Foreshock*, Proceedings of WDS'04 (2004), J. Safrankova - editor, Part II, in press

Présentations orales invitées

Soucek J., Dudok de Wit T., Krasnoselskikh V., Volokitin A., *Analysis techniques for weak plasma wave turbulence data*, 7th International School/ Symposium for Space Simulations (Kyoto, Japan), 2005

Soucek J., Dudok de Wit T., Krasnoselskikh V., , *Analysis techniques for weak plasma wave turbulence data*, Sixth European Workshop on Collisionless Shocks (Paris, France), 2005

Références

- Alekhin, J. K. et al. (1971). On the stability of an electron beam injected along geomagnetic field. *Cosmic Electrodynamics* 2, 280–292.
- Anderson, R. R., G. K. Parks, et al. (1981). Plasma waves associated with energetic particles streaming into the solar wind from the earth's bow shock. *J. Geophys. Res.* 86, 4493–4510.
- Bale, S. D., D. Burgess, P. J. Kellogg, K. Goetz, R. L. Howard, and S. J. Monson (1996). Phase coupling in Langmuir wave packets : Possible evidence of three-wave interactions in the upstream solar wind. *Geophys. Res. Lett.* 23, 109–112.
- Bale, S. D., D. Burgess, P. J. Kellogg, K. Goetz, and S. J. Monson (1997, June). On the amplitude of intense langmuir waves in the terrestrial electron foreshock. *J. Geophys. Res.* 102, 11281–11286.
- Bale, S. D., D. E. Larson, R. P. Lin, P. J. Kellogg, K. Goetz, and S. J. Monson (2000). On the beam speed and wavenumber of intense electron plasma waves near the foreshock edge. *J. Geophys. Res.* 105, 27353–27367.
- Balogh, A., M. W. Dunlop, S. W. H. Cowley, et al. (1997). The cluster magnetic field investigation. *Space Sci. Rev.* 79, 65–91.
- Baumjohann, W. and R. Treumann (1996). *Basic Space Plasma Physics*. London : Imperial College Press.
- Bendat, J. S. and A. G. Piersol (2000). *Random data, analysis and measurement procedures*. New York : Wiley.
- Boashash, B. (Ed.) (1992). *Time-Frequency Signal Analysis - Methods and Applications*. New York : John Wiley Press.
- Cairns, I. H. (1987). The electron distribution function upstream from the earth's bow shock. *J. Geophys. Res.* 92 (3), 2315–2327.
- Cairns, I. H. and P. A. Robinson (1992a). Strong langmuir turbulence at jupiter? *Geophys. Res. Lett.* 19, 1069–1072.
- Cairns, I. H. and P. A. Robinson (1992b). Theory for low-frequency modulated Langmuir wave packets. *Geophys. Res. Lett.* 19, 2187–2190.
- Cairns, I. H. and P. A. Robinson (1997). First test of stochastic growth theory for langmuir waves in earth's foreshock. *Geophys. Res. Lett.* 24, 369–372.
- Cairns, I. H., P. A. Robinson, and N. I. Smith (1998). Arguments against modulational instabilities of langmuir waves in earth's foreshock. *J. Geoph. Res* 103 (1), 287–299.
- Celnikier, L. M., L. Muschietti, and M. V. Goldman (1987). Aspects of interplanetary plasma turbulence. 181, 138–154.

- Cornilleau-Wehrin, N. et al. (1997). The cluster spatio-temporal analysis of field fluctuations (staff) experiment. *Space Sci. Rev.* 79, 107–136.
- Décréau, P. et al. (1997). Whisper, a resonance sounder and wave analyser : Performances and perspectives for the cluster mission. *Space Sci. Rev.* 79, 157–193.
- Dudok de Wit, T. and V. Krasnoselskikh (1995). Wavelet bicoherence analysis of strong plasma turbulence at the earth’s quasiparallel bow shock. *Phys. Plasmas* 2(11), 4307–4311.
- Dudok de Wit, T., V. Krasnoselskikh, M. Dunlop, and H. Lühr (1999). Identifying nonlinear wave interactions in plasmas using two-point measurements : A case study of short large amplitude magnetic structures (slams). *J. Geophys. Res.* 104, 17079–17090.
- Elaoufir, J., A. Mangeney, T. Passot, C. C. Harvey, and C. T. Russell (1990). Large amplitude mhd waves in the earth’s proton foreshock. *Ann. Geophysicae* 8, 297–314.
- Escoubet, C. P. et al. (Eds.) (1997). *The Cluster and Phoenix Missions*. Dordrecht : Kluwer Academic Publishers.
- Etcheto, J. and M. Faucheux (1984, August). Detailed study of electron plasma waves upstream of the earth’s bow shock. *J. Geophys. Res.* 89, 6631–6653.
- Feldman, W. C., J. R. Asbridge, S. J. Bame, M. D. Montgomery, and S. P. Gary (1975, November). Solar wind electrons. *J. Geophys. Res.* 80, 4181–4196.
- Filbert, P. C. and P. J. Kellogg (1979). Electrostatic noise at the plasma frequency beyond the earth’s bow shock. *J. Geophys. Res.* 84, 1369–1381.
- Fitzenreiter, R. J., A. J. Klimas, and J. D. Scudder (1984). Detection of bump-on-tail reduced electron velocity distributions at the electron foreshock boundary. *Geophys. Res. Lett.* 11, 496.
- Fitzenreiter, R. J., J. D. Scudder, and A. J. Klimas (1990). Three-dimensional analytical model for the spatial variation of the foreshock electron distribution function : Systematics and comparisons with in situ observations. *J. Geophys. Res.* 95, 4155–4173.
- Fredericks, R. W., F. L. Scarf, and L. A. Frank (1971). Nonthermal electrons and high-frequency waves in the upstream solar wind, 2, analysis and interpretation. *J. Geophys. Res.* 76, 6691.
- Frisch, U. (1995). *Turbulence*. Cambridge : Cambridge University Press.
- Galeev, A. A. and V. I. Karpman (1963). Turbulence theory of weakly non-equilibrium low-density plasma and structure of shock waves. *Sov. Phys.-JETP* 17, 403–409.

- Gorbunov, L. (1977). On the theory of absolute parametric instabilities. *Sov. Phys.–Techn. Phys.* 47(1), 36–45.
- Gurnett, D. A. et al. (1997). The wide-band plasma wave investigation. *Space Sci. Rev.* 79, 195.
- Gurnett, D. A. and R. R. Anderson (1976). Electron plasma oscillations associated with type III radio bursts. *Science* 194, 1159–1162.
- Gurnett, D. A., G. B. Hospodarsky, W. S. Kurth, D. J. Williams, and S. J. Bolton (1993, April). Fine structure of Langmuir waves produced by a solar electron event. *J. Geophys. Res.* 98, 5631–5637.
- Gurnett, D. A., J. E. Maggs, D. L. Gallagher, W. S. Kurth, and F. L. Scarf (1981). Parametric interaction and spatial collapse of beam-driven Langmuir waves in the solar wind. *J. Geophys. Res.* 86, 8833–8841.
- Gustafsson, G., R. Boström, G. Holmgren, et al. (1997). The electric field and wave experiment for the cluster mission. *Space Sci. Rev.* 79, 137–156.
- Haaland, S., B. U. Ö. Sonnerup, M. W. Dunlop, A. Balogh, H. Hasegawa, B. Klecker, G. Paschmann, B. Lavraud, I. Dandouras, and H. Rème (2004). Four-spacecraft determination of magnetopause orientation, motion and thickness : Comparison with results from single-spacecraft methods. *Ann. Geophysicae* 22, 1347–1365.
- Hanssen, A. et al. (1994). Nonlinear wave interactions in two-electron-temperature plasmas. *J. Plasma Phys.* 51 (3), 423–432.
- Horbury, T. et al. (2002). Four spacecraft measurements of the quasiperpendicular terrestrial bow shock : Orientation and motion. *J. Geophys. Res.* 107, SSH 10–1.
- Hospodarsky, G. B. and D. A. Gurnett (1995). Beat-type langmuir wave emissions associated with a type iii solar radio burst : Evidence of parametric decay. *Geophys. Res. Lett.* 22, 1161–1164.
- Hospodarsky, G. B., D. A. Gurnett, W. S. Kurth, et al. (1991). High resolution measurements of langmuir waves upstream of the earth’s bow shock. *Eos Trans. AGU* 72, 390.
- Hospodarsky, G. B., D. A. Gurnett, W. S. Kurth, et al. (1994). The fine structure of langmuir waves observed upstream of the bow shock at venus. *J. Geophys. Res.* 99, 1363–1371.
- Johnstone, A. D., C. Alsop, S. Burge, et al. (1997). Peace : a plasma electron and current experiment. *Space Sci. Rev.* 79, 351–398.
- Kellogg, P. J. et al. (1996). Early wind observations of bow shock and foreshock waves. *Geophys. Res. Lett.* 23, 1243–1246.

- Kellogg, P. J., K. Goetz, R. L. Howard, and S. J. Monson (1992). Evidence for Langmuir wave collapse in the interplanetary plasma. *Geophys. Res. Lett.* *19*, 1303–1306.
- Kellogg, P. J., K. Goetz, S. J. Monson, and S. D. Bale (1999a). Langmuir waves in a fluctuating solar wind. *J. Geophys. Res.* *104*(13), 17069–17078.
- Kellogg, P. J., K. Goetz, S. J. Monson, and S. D. Bale (1999b). A search for langmuir solitons in the earth’s foreshock. *J. Geophys. Res.* *104*, 6751–6758.
- Kim, Y. C. and E. J. Powers (1979). Digital bispectral analysis and its applications to nonlinear wave interactions. *IEEE Transactions on Plasma Science PS-7*, 120–131.
- Labelle, J. and E. J. Lund (1992). Bispectral analysis of equatorial spread F density irregularities. *J. Geophys. Res.* *97*, 8643–8651.
- Lacombe, C., A. Mangeney, C. C. Harvey, and J. D. Scudder (1985). Electron plasma waves upstream of the earth’s bow shock. *J. Geophys. Res.* *90*, 73–94.
- Lagoutte, D., F. Lefeuvre, and J. Hanasz (1989). Application of bicoherence analysis in study of wave interactions in space plasma. *J. Geophys. Res.* *94*, 435–442.
- Laval, G., R. Pellat, and D. Pesme (1976). Absolute parametric excitation by an imperfect pump or by turbulence in an inhomogeneous plasma. *Phys. Rev. Lett.* *36*, 192–196.
- Le Queau, D., R. Pellat, and A. Saint-Mark (1981). Electrostatic instabilities of a finite electron beam propagating in cold magnetized plasma. *24*, 448–467.
- Lin, R. P., W. K. Levedahl, W. Lotko, D. A. Gurnett, and F. L. Scarf (1986). Evidence for nonlinear wave-wave interactions in solar type III radio bursts. *Astrophys. J.* *308*, 954–965.
- Lin, R. P., D. W. Potter, D. A. Gurnett, and F. L. Scarf (1981). Energetic electrons and plasma waves associated with a solar type iii radio burst. *Astrophys. J.* *251*, 364–373.
- Maksimovic, M., S. P. Gary, and R. M. Skoug (2000). Solar wind electron suprathermal strength and temperature gradients : Ulysses observations. *J. Geophys. Res.* *105*, 18337–18350.
- Masson, A. (2001). *Utilisation de tests bases sur des statistiques d’ordre superieur dans l’etude de series temporelles. Application aux plasmas spatiaux*. Ph. D. thesis, Universite Paris 6.
- Mohamed-Benkadda, M. S. (1987). *Turbulence fluide : étude optique et*

- analyse bispectrale des couplage de modes*. Ph. D. thesis, Université Paris-Sud.
- Monin and Yaglom (1963). *Statistical Fluid Mechanics*. Baltimore, MD : John Hopkins Press.
- Mottez, F. and G. Chanteur (1994). Surface crossing by a group of satellites : A theoretical study. *J. Geophys. Res.* *99*, 13499–13508.
- Musher, S. L., A. M. Rubenchik, and V. E. Zakharov (1995). Weak langmuir turbulence. *Phys. Rep.* *252*, 177–274.
- Neugebauer, M. (1975). The enhancement of solar wind fluctuations at the proton thermal gyroradius. *J. Geophys. Res.* *80*, 998.
- Nicholson, D. R. (1983). *Introduction to plasma theory*. New York : Wiley.
- Perrin, J., B. Torresani, and P. Fuchs (1999). A localized correlation function for stereoscopic image matching. *Traitement du Signal* *16*, 3–14.
- Pesme, D., G. Laval, and R. Pellat (1973). Parametric instabilities in bounded plasmas. *Phys. Rev. Lett.* *31*, 203–206.
- Reme, H., J. M. Bosqued, J. A. Sauvaud, et al. (1997). The cluster ion spectrometry (cis) experiment. *Space Sci. Rev.* *79*, 303–350.
- Ritz, C. P. and E. J. Powers (1986). Estimation of nonlinear transfer functions for fully developed turbulence. *Physica D* *20*, 320–334.
- Ritz, C. P., E. J. Powers, and R. D. Bengtson (1989). Experimental measurement of three-wave coupling and energy cascading. *Phys. Fluids B* *1*, 153–163.
- Robinson, P. A. (1995). Stochastic wave growth. *Phys. Plasmas* *2*, 1466–1479.
- Robinson, P. A. (1997). Nonlinear wave collapse and strong turbulence. *Rev. Mod. Phys.* *2*, 507–573.
- Robinson, P. A., W. A. J., and I. H. Cairns (1993). Dynamics of langmuir and ion-sound waves in type iii solar radio sources. *Astrophys. J.* *408*, 720–734.
- Romanov, Y. A. and G. F. Filippov (1961). Interaction of fast electron beams with longitudinal plasma waves. *Sov. Phys.-JETP* *13*, 87.
- Scarf, F. L., R. W. Fredericks, L. A. Frank, and M. Neugebauer (1971). Nonthermal electrons and high-frequency waves in the upstream solar wind, 1, observations. *J. Geophys. Res.* *76*, 5126.
- Shapiro, V. D. and R. Z. Sagdeev (1997, April). Nonlinear wave-particle interaction and conditions for the applicability of quasilinear theory. *Phys. Rep.* *283*, 49–71.
- Shapiro, V. D. and V. I. Shevchenko (1984). Strong turbulence of plasma oscillations. *2*, 123–182.

- Sigsbee, K., C. Kletzing, D. Gurnett, J. Pickett, A. Balogh, and E. Lucek (2004a). Statistical behavior of foreshock Langmuir waves observed by the Cluster wideband data plasma wave receiver. *Ann. Geophysicae* 22, 2337–2344.
- Sigsbee, K., C. A. Kletzing, D. A. Gurnett, J. S. Pickett, A. Balogh, and E. Lucek (2004b, April). The dependence of langmuir wave amplitudes on position in earth’s foreshock. *Geophys. Res. Lett.* 31, 7805.
- Sigsbee, K., C. A. Kletzing, J. S. Pickett, et al. (2005, May). Characteristics of Langmuir electric field waveforms and power spectra in the Earth’s electron and ion foreshocks. *AGU Spring Meeting Abstracts*, A15+.
- Thejappa, G., M. L. Goldstein, R. J. MacDowall, K. Papadopoulos, and R. G. Stone (1999). Evidence for langmuir envelope solitons in solar type iii burst source regions. *J. Geophys. Res.* 104, 28279–28293.
- Thejappa, G., R. J. MacDowall, E. E. Scime, and J. E. Littleton (2003). Evidence for electrostatic decay in the solar wind at 5.2 AU. *J. Geophys. Res.* 108, 9–1.
- Torrésani, B. (1995). *Analyse continue par ondelettes*. Éditions du CNRS, EDP sciences.
- Treumann, R. and W. Baumjohann (1997). *Advanced Space Plasma Physics*. London : Imperial College Press.
- Tsurutani, B. T. and R. G. Stone (1985). *Collisionless shocks in the heliosphere : Reviews of current research*. Washington DC AGU Geophysical Monograph Series.
- Unti, T. W. J., M. Neugebauer, and B. E. Goldstein (1973). Direct measurement of solar wind fluctuations between 0.0048 and 13.3 hz. *Astrophys. J.* 180, 591.
- Walker, S. N., M. A. Balikhin, I. Bates, and R. Huff (2002). An investigation into instrumental nonlinear effects. *Adv. Space Res.* 30, 2815–2820.
- Walker, S. N., J. S. Pickett, D. A. Gurnett, and H. Alleyne (2003). High order spectral analysis of electron plasma oscillations in the electron foreshock. *Adv. Space Res.* 32, 309–314.
- Willes, A. J., S. D. Bale, and I. H. Cairns (2002). Evidence for Langmuir wave tunneling in the inhomogeneous solar wind. *J. Geophys. Res.* 107, 17–1.
- Willes, A. J. and I. H. Cairns (2001). Mode Conversion and Reflection of Langmuir Waves in an Inhomogeneous Solar Wind. *Publications of the Astronomical Society of Australia* 18, 355–360.
- Zakharov, V. E. (1972). Collapse of langmuir waves. *Sov. Phys.–JETP* 35(5), 908–914.

- Zakharov, V. E., S. L. Musher, and A. M. Rubenchik (1975). Weak langmuir turbulence of an isothermal plasma. *Sov. Phys.-JETP* 42, 155–168.
- Zakharov, V. E., S. L. Musher, and A. M. Rubenchik (1985). Hamiltonian approach to the description of non-linear plasma phenomena. *Phys. Rep.* 129, 285–366.

9 Article I

Nonlinear decay of foreshock Langmuir waves in the presence of plasma inhomogeneities : theory and CLUSTER observations

J. Soucek, V. Krasnoselskikh, T. Dudok de Wit, J. Pickett, C. Kletzing

Journal of Geophysical Research (2005), vol 110, A08102

10 Article II

Statistical analysis of non-linear wave interactions in simulated Langmuir turbulence data

J. Soucek, T. Dudok de Wit, V. Krasnoselskikh, A. Volokitin

Annales Geophysicae (2003), vol 21
pages 681 - 692

11 Article III

Local wavelet correlation : application to timing analysis of multi-satellite CLUSTER data

J. Soucek, T. Dudok de Wit, M. Dunlop, P. Décréau

Annales Geophysicae (2004), vol 22
pages 4185 - 4196

Étude statistique des processus de décomposition dans le plasma en amont de l'onde de choc terrestre

Résumé

Cette thèse aborde plusieurs sujets liés à l'étude d'ondes électromagnétiques de haute fréquence dans le voisinage de l'onde de choc terrestre, qui constitue un paradigme pour les interactions non-linéaires. La majeure partie du travail est consacrée à la caractérisation de la décomposition non-linéaire des ondes de Langmuir dans le plasma du vent solaire. Ce mécanisme a été proposé pour expliquer la saturation de l'instabilité faisceau-plasma, qui est responsable de l'excitation d'ondes électrostatiques intenses dans le pré-choc terrestre. Nous montrons par une analyse statistique des données des satellites CLUSTER que les spectres de Fourier possèdent les propriétés attendues d'un processus de décomposition, écartant ainsi les autres explications. Une analyse détaillée du décalage Doppler de ces raies nous révèle parfois cependant l'existence d'une forme alternative du processus de décomposition, faisant intervenir une onde acoustique-électronique. Dans la seconde partie, nous étudions l'effet des inhomogénéités de la densité de plasma sur la dynamique de la décomposition. Nous dérivons un modèle de cette instabilité modifiée et montrons que celui-ci permet d'expliquer les observations. Finalement, nous présentons une application de modèles spectraux non-linéaires à l'analyse des transferts d'énergie liés à l'instabilité de décomposition dans des données de simulation numérique. Le dernier chapitre, qui est indépendant du sujet principal de la thèse, présente une technique de corrélation multi-échelles pour l'appariement des séries temporelles issues de missions multi-satellites.

Statistical analysis of decay process upstream of the terrestrial bow shock

Abstract

This thesis addresses several topics that are related to the analysis of space plasma measurements in the terrestrial environment. The major part of the text is dedicated to the identification and the characterization of the nonlinear decay of Langmuir waves in solar wind plasmas. This decay has been proposed as one of the possible processes for saturating the beam-plasma instability, which is responsible for exciting intense electrostatic waves in the terrestrial foreshock. The Fourier spectra of the electric field observed in the foreshock frequently contain triple peak signatures, in agreement with the three waves involved in the decay. In this thesis, we show by statistical analysis of data from the CLUSTER satellites that the properties of the spectra are consistent with those of a decay process, thereby ruling out other interpretations. From a detailed analysis of the Doppler shifts of the spectral peaks, we conclude that in some cases an alternate form of the decay process takes place, where one of the product waves generated by the decay is an electron-acoustic wave. In the second part of this thesis we investigate the effect of plasma density inhomogeneities on the dynamics of the decay. A model of this modified instability is proposed and shown to agree with the observations. Finally, we present an application of nonlinear spectral models to the analysis of the energy transfers related to the decay instability in numerical simulation data. The last chapter, which is not directly related to the main subject of the thesis, presents a wavelet based technique for matching time series from multiple satellites.

Mots clés: plasma spatial, instabilité, ondes de Langmuir, onde de choc, vent solaire, mesures multipoints

Keywords: space plasma, instability, Langmuir waves, bow shock, solar wind, multipoint measurements