

Contribution à la théorie des ondes de choc sans collisions; application à l'onde de choc de la Terre

Petr Hellinger

Thèse de Université d'Orsay
soutenu le 20/12/1996

Table des matières

| | |
|---|-----------|
| Remerciements | 9 |
| Résumé | 11 |
| Abstract | 13 |
| Glossaire | 13 |
| I Introduction | 19 |
| 1 - Ondes de choc sans collisions | 19 |
| 2 - Onde de choc de la Terre | 20 |
| 3 - Chocs quasi-perpendiculaires | 24 |
| 4 - Chocs quasi-parallèles | 26 |
| II Ondulation du front de l'onde de choc quasi-perpendiculaire | 29 |
| 1 - Observations | 29 |
| 2 - Théorie : simulations numériques | 30 |
| 3 - Condition de l'existence des ondulation du choc | 33 |
| III Sifflements en amont d'un choc sans collisions | 37 |
| 1 - Observations et théories | 37 |
| 2 - Mécanisme de génération | 40 |
| 2 - 1 Résultats des simulations | 41 |
| 2 - 2 Théorie linéaire | 43 |
| 2 - 3 Comparaison des simulations avec la théorie linéaire | 46 |

| | |
|---|-----------|
| 2 - 4 Comparaisons avec les observations | 48 |
| 3 - Effets dimensionnels | 49 |
| 4 - Relations entre les ondulations de choc et les sifflements en amont | 50 |
| 5 - Rôle des ondes de sifflement | 52 |
| IV Pulsations du champ magnétique en amont des chocs quasi-parallèles | 53 |
| 1 - Observations | 53 |
| 1 - 1 Faisceaux de protons | 53 |
| 1 - 2 Fluctuations du champ magnétique | 54 |
| 2 - Théorie linéaire de l'instabilité faisceau d'ions-plasma | 56 |
| 3 - Simulations | 57 |
| 3 - 1 Méthodes | 57 |
| 4 - Les effets bi-dimensionnels dans les instabilités du système faisceau-plasma | 60 |
| 4 - 1 Simulations numériques | 61 |
| 4 - 2 Comparaison avec les simulations précédentes | 63 |
| 4 - 3 Comparaison avec les observations | 65 |
| V Conclusions et perspectives | 69 |
| 1 - Ondulation du front de l'onde de choc quasi-perpendiculaires | 69 |
| 2 - Sifflements en amont d'un choc sans collisions | 70 |
| 3 - Pulsations du champ magnétique en amont des chocs quasi-parallèles | 71 |
| A Code hybride | 73 |
| 1 - Réalisation numérique | 74 |
| 2 - Conditions aux limites | 75 |
| 3 - Effets de la dimensionalité | 76 |
| B Théorie linéaire | 79 |

| | |
|---|-----------|
| <i>Table des matières</i> | 3 |
| 1 - Faisceau d'ions en gyration | 80 |
| Bibliographie | 83 |

Liste des Figures

| | | |
|-------|--|----|
| I.1 | Une vue schématique de l'onde de choc de la Terre. | 21 |
| I.2 | Exemple d'un choc quasi-perpendiculaire de nombre de Mach $M_A \simeq 6.6$ et d'angle $\theta_{BN} \simeq 75^\circ$ | 25 |
| I.3 | Profils schématiques des fonctions de distribution en présence des protons réfléchis | 25 |
| I.4 | Exemple d'un choc quasi-parallèle de nombre de Mach $M_A \simeq 8$ et d'angle $\theta_{BN} \simeq 10^\circ - 20^\circ$ | 27 |
| II.1 | Géométrie de la simulation 2D du choc ondulé | 31 |
| II.2 | Une onde de choc de $M_A = 5$, $\theta_{BN} = 80^\circ$ et $\beta = 1$ (voir la table II.1). Le panneau de gauche montre l'image en niveaux de gris de B_z , celui de droite, B_x | 32 |
| II.3 | Une onde de choc de $M_A = 3.3$, $\theta_{BN} = 80^\circ$ et $\beta = 1$ (voir aussi la table II.1). Le panneau de gauche montre l'image en niveaux de gris de B_z , le panneau de droite, B_x | 34 |
| II.4 | Le panneau de gauche montre le résultat de la théorie linéaire, le taux de croissance γ_{AIC} des ondes AIC en fonction de l'anisotropie de températures des protons. Le panneau droite montre le résultats des simulations numériques, l'anisotropie maximum A_{max} en fonction du nombre de Mach d'Alfvén. | 35 |
| III.1 | Géométrie de la simulation 3D du choc | 42 |
| III.2 | Profils 2D de B_z : sur le panneau gauche dans le plan de coplanarité $B_z(x, z)$, sur le panneau droite dans le plan du choc $B_z(y, z)$. Noir correspond au minimum, blanc au maximum de B_z | 42 |
| III.3 | Géométrie de la théorie linéaire | 44 |

| | | |
|-------|--|----|
| III.4 | Relations de dispersion dans le système faisceau-plasma pour les paramètres donné dans la table III.2. Les panneaux de gauche et du milieu montrent respectivement $\omega = \omega(k)$ pour $\theta_{kB} = 45^\circ$ et $\omega = \omega(\theta_{kB})$ pour $k = 7\omega_{pi}/c$. Les trois branches sont dessinées en traits pleins, le mode de sifflement par des tirets et la condition de résonance $\omega = \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}$ par la ligne en traits-points. Le panneau de droite montre des isocontours du taux de croissance γ en fonction de k et θ_{kB} pour le mode intermédiaire. | 45 |
| III.5 | Une vue schématique de l'interaction entre deux modes du faisceau et le mode du plasma. | 45 |
| III.6 | Le panneau de gauche montre des contours de $\gamma(k, \theta_{kB})$. Le panneau de droite montre $\omega(k)$ pour $\theta_{kB} = 131^\circ$ du mode instable (en traits pleins) et du mode de sifflement dans le plasma maxwellien (des tirets). Les résultats de la simulation sont dénotés par un rectangle. | 47 |
| III.7 | Comparaisons des chocs, $M_A = 6$ et $\theta_{BN} = 80^\circ$ sans siffleurs (panneaux de gauche), avec des siffleurs (panneaux de droite). Les panneaux du haut (du bas) montrent la composante B_z (B_x) du champ magnétique. La composante du champ magnétique B_x sur le panneau du bas, à droite, a été lissée pour éliminer les ondes de sifflement. | 51 |
| IV.1 | Géométrie de la théorie linéaire du système faisceaux de protons-plasma. | 60 |
| IV.2 | Instabilité d'un faisceau d'ions dans un plasma. Isocontours du taux de croissance $\gamma(k, \theta_{kB})$ (à gauche) et de la compressibilité $C_b(k, \theta_{kB})$ (à droite). | 61 |
| IV.3 | Simulation du système faisceau-plasma dans sa phase non-linéaire. La figure montre la vitesse de l'ensemble faisceau+plasma U_y (panneau a), les composantes B_x (panneau b), B_y (panneau d), B_z (panneau f), l'intensité du champ magnétique B (panneau c) et la densité totale (faisceau + plasma) au panneau (e). La vitesse est normalisée à la vitesse d'Alfvén, le champ magnétique à la magnitude du champ magnétique initial, et la densité à la densité initiale du plasma. | 64 |

Liste des Tables

| | | |
|-------|---|----|
| I.1 | Paramètres typiques du vent solaire en amont de l'onde de choc de la Terre | 22 |
| II.1 | Paramètres de la simulation 2D du choc ondulé. | 30 |
| III.1 | Paramètres de la simulation 3D du choc avec les ondes de sifflement . . | 41 |
| III.2 | Paramètres du plasma pour l'étude de la théorie linéaire | 44 |
| III.3 | Comparaison qualitative entre les propriétés des ondes de sifflement observées, des propriétés typiques du mode instable du mode de la simulation hybride 3D. | 46 |
| III.4 | Paramètres de la théorie linéaire pour la comparaison avec la simulation 3D. | 47 |
| III.5 | Paramètres de la simulation 2D du choc ondulé avec des ondes de sifflement | 52 |
| IV.1 | Paramètres des simulations hybrides 2D de WINSKE et QUEST (1986). | 59 |
| IV.2 | Paramètres du plasma pour l'étude de la théorie linéaire et pour la simulation hybride 2D | 60 |
| IV.3 | Résultats de la théorie linéaire : les propriétés des deux modes principaux du système faisceau de protons-plasma | 62 |
| IV.4 | Paramètres numérique de la simulation hybride 2D | 62 |

Remerciements

Ce fut pour moi une expérience particulièrement enrichissante que d'avoir la possibilité de travailler au DESPA dans une atmosphère amicale et favorable à l'inspiration créatrice.

Je suis infiniment reconnaissant à André MANGENEY qui a bien voulu prendre la direction de cette thèse ; il m'a beaucoup appris en matière tant scientifique qu'humaine. Sans son aide, cette thèse n'aurait bien sûr jamais existé.

Je suis reconnaissant à Daniel HUBERT et Jacqueline THOUVAY qui ont organisé et facilité mes séjours au DESPA.

Je tiens à remercier tout particulièrement Catherine LACOMBE, Filippo PANTELLINI et Michel MONCUQUET pour leur amitié, de nombreuses discussions et leur aide pour la rédaction de cette thèse.

Je remercie Allan MATTHEWS qui m'a appris ce qu'est un code hybride et qui m'a aidé à mettre au point la version 3D.

Je remercie beaucoup Vladimír FIALA et Pavel TRÁVNÍČEK qui m'ont permis de poursuivre mes recherches dans de bonnes conditions à l'Institut de Physique Atmosphérique de Prague.

Je remercie chaleureusement toutes les personnes que j'ai rencontré au DESPA et à l'IPA. Leur liste est trop longue, qu'elles m'excusent de ne pas l'écrire pas ici.

Enfin, je remercie les rapporteurs Gérard BELMONT et Michel TAGGER qui ont accepté de faire les compte-rendus dans un délai très bref, ainsi que Marc FITAIRE et Bertrand LEMBÈGE d'avoir bien voulu faire partie de mon jury.

Résumé

Cette thèse présente les résultats obtenus concernant la physique des ondes de choc dans les plasmas magnétisés sans collisions ; deux approches théoriques ont été utilisées : théories linéaires et simulations numériques.

En ce qui concerne les simulation numériques, un code "PIC" hybride (électrons traités comme un fluide sans masse), développé par Allan MATTHEWS a été utilisé, dans une version 2D ainsi que dans une version 3D mise au point en collaboration avec l'auteur.

En ce qui concerne la théorie linéaire, une approche numérique de la résolution des équations de dispersion a été utilisée.

Les principaux résultats obtenus concernent les instabilités associées aux protons réfléchis par l'onde de choc : établissement du seuil d'apparition des ondulations du front d'onde, excitation des sifflements loin en amont du choc, pour des chocs en propagation quasi-perpendiculaire par rapport au champ magnétique amont.

Pour les chocs quasi-parallèles, on a montré que les protons réfléchis excitaient des ondes se propageant soit parallèlement au champ magnétique, soit dans des directions fortement obliques ; ces dernières ondes, fortement compressibles, produisent une filamentation du faisceau de protons réfléchis qui peut expliquer certaines observations ("SLAMS").

Mots-clés :

| | |
|--|----------------------|
| choc quasi-perpendiculaire | choc quasi-parallèle |
| plasma sans collisions | code hybride |
| simulations numérique | théorie linéaire |
| instabilité faisceau de protons-plasma | ondulation du choc |

Abstract

This thesis presents the results concerning the physics of collisionless shocks in a magnetised plasma; I use two theoretical approaches - linear theories and numerical simulations.

For the numerical simulations we use a hybrid “PIC” code developed by Allan Matthews. We use the 2D version of this code and as well as a 3D version developed in cooperation with the author.

For the linear theory I use a numerical approach for the resolution of the dispersion equations.

The principal results of the thesis concern the instabilities associated with the proton reflected off the shock: establishment of the threshold for the existence of the shock “rippling”, excitation of the upstream whistlers, for the quasi-perpendicular shocks.

For the quasi-parallel shocks, we show that the reflected protons excite waves or parallel with respect to the magnetic field either highly oblique; the last ones, strongly compressive, give rise to a filamentation of the beam protons which may explain certain observations (“SLAMS”).

Keywords:

| | |
|--------------------------------|----------------------|
| quasi-perpendicular shock | quasi-parallel shock |
| collisionless plasma | hybrid code |
| numerical simulation | linear theory |
| instability proton beam-plasma | shock rippling |

Glossaire

Dans cette thèse on va utiliser la nomenclature suivante :

| | |
|--------------------------------------|--|
| c | vitesse de la lumière |
| c_s | vitesse du son |
| dt | pas de temps des particules |
| dt_f | pas de temps des champs |
| dx, dy, dz | résolution spatiale de la simulation |
| e | charge du proton |
| $f(\mathbf{v})$ | fonction de distribution des vitesses |
| $\mathbf{k}, k = \mathbf{k} $ | vecteur d'onde |
| k_B | constante de Boltzmann |
| m | masse |
| n_b | densité des protons du faisceau |
| δn_b | fluctuation de la densité du faisceau |
| n_e | densité des électrons |
| n_p | densité des protons du plasma |
| \mathbf{p} | moment cinétique |
| p_e | pression des électrons |
| q | charge |
| r_g | rayon de gyration |
| t | temps |
| u | vitesse du fluide |
| v_A | vitesse d'Alfvén |
| $\mathbf{v}_b, v_b = \mathbf{v}_b $ | vitesse du faisceau (par rapport au plasma) |
| v_{vs} | vitesse du vent solaire |
| v_{th} | vitesse thermique ($f \sim \exp(-v^2/v_{th}^2)$) |
| $v_{th }, v_{th\perp}$ | vitesse thermique parallèle et perpendiculaire |
| v_{thb} | vitesse thermique des protons du faisceau |
| v_{the} | vitesse thermique des électrons |
| v_{thp} | vitesse thermique des protons du plasma |
| \mathbf{A} | potentiel magnétique |
| $A = T_{\perp}/T_{ }$ | anisotropie des températures |

| | |
|---|--|
| \mathbf{B} , $B = \mathbf{B} $ | champ magnétique |
| \mathbf{B}_0 , $B_0 = \mathbf{B}_0 $ | champ magnétique initial ou moyen ou en amont |
| $\delta\mathbf{B}$ | fluctuations du champ magnétique |
| δB | fluctuations du module du champ magnétique |
| B_x , B_y , B_z | composantes du champ magnétique |
| $C_b = \delta n_b/n_b/(\delta\mathbf{B} /B_0)$ | compressibilité du faisceau |
| \mathbf{D} | matrice de dispersion |
| \mathbf{E} | vecteur du champ électrique |
| $\delta\mathbf{E}$ | fluctuations du champ électrique |
| \mathbf{J} | courant total |
| \mathbf{J}_e | courant des électrons |
| \mathbf{J}_p | courant des protons |
| $M_A = u/v_A$ | nombre de Mach alfvénique |
| $M_s = u/c_s$ | nombre de Mach |
| \mathbf{N} | normale au choc |
| N_{pc} | nombre de macroparticules par cellule |
| T_e | température des électrons |
| T_p | température des protons |
| $T_{ }, T_{\perp}$ | températures parallèle et perpendiculaire |
| X , Y , Z | dimensions physiques de la boîte de simulation |
| Z | fonction du plasma |
| β | rapport entre la pression du plasma et celle du champ magnétique |
| β_e | rapport entre la pression des électrons et celle du champ magnétique |
| β_p | rapport entre la pression des protons et celle du champ magnétique |
| γ | taux d'amortissement ou de croissance |
| ϵ_0 | permittivité du vide |
| λ | longueur d'onde |
| λ_D | longueur de Debye |
| λ_{lp} | libre parcours moyen |
| μ_0 | perméabilité du vide |
| ϕ | angle d'attaque |
| θ_{BN} | angle entre \mathbf{B}_0 et \mathbf{N} |
| θ_{kB} | angle entre \mathbf{k} et \mathbf{B}_0 |
| θ_{vB} | angle entre \mathbf{v}_b et \mathbf{B}_0 |
| η | résistivité |
| ω | fréquence (complexe) |
| $\omega_r = Re(\omega)$ | fréquence réelle |
| ω_{pe} | fréquence de plasma électronique |
| ω_{pi} | fréquence de plasma protonique |
| ω_{HB} | fréquence hybride basse |

| | |
|------------|-----------------------------|
| Ω_b | gyrofréquence du faisceau |
| Ω_e | gyrofréquence des électrons |
| Ω_i | gyrofréquence des protons |

Chapitre I

Introduction

Cette thèse présente les résultats que j'ai obtenus dans mes recherches sur la physique des ondes de choc dans les plasmas magnétisés sans collisions. Pour obtenir ces résultats j'ai utilisé deux approches : la théorie linéaire et des simulations numériques.

En ce qui concerne les simulations numériques j'ai utilisé un code de type *particule en intervalle* ("particle in cell") hybride (voir annexe A) développé par MATTHEWS (1994), dans sa version bi-dimensionnelle ainsi que dans une version tri-dimensionnelle que j'ai mise au point en collaboration avec l'auteur.

En ce qui concerne la théorie linéaire, destinée à étudier les propriétés dispersives des ondes observées dans nos simulations, j'ai utilisé une approche numérique basée sur un code que j'ai développé et qui résout, dans le plan complexe, les relations de dispersion des systèmes faisceau de protons-plasma dans des conditions proches de celles des simulations (voir annexe B).

1 - Ondes de choc sans collisions

Si l'on étudie l'évolution d'un plasma à partir de conditions initiales assez générales, les équations de la MHD prévoient la formation de surfaces singulières, discontinuités de contact et chocs, ceux-ci étant caractérisés par un flux de masse au travers de la discontinuité. En fait, les ondes des choc sont des transitions rapides, sur des distances nulles, de l'état physique d'un fluide. Au travers de la discontinuité le fluide subit une transformation irréversible car ces discontinuités sont accompagnées par un saut d'entropie associé à la transformation d'une partie de l'énergie cinétique dirigée en chaleur.

La structure interne des ondes de choc est déterminée par les mécanismes microscopiques de cette transformation d'énergie cinétique. Par exemple, dans les fluides dominés

par les collisions, ce sont ces collisions qui chauffent les particules du fluide. Pour que ce mécanisme soit efficace l'épaisseur de la transition, i.e. celle du front de choc, doit être de l'ordre du libre parcours moyen des particules entre deux collisions ; ainsi, du point de vue macroscopique (dans le cadre d'une théorie fluide) cette transition doit être décrite comme une discontinuité. Les propriétés macroscopiques du fluide avant (en amont) et après (en aval) cette discontinuité sont reliées par les relations de Rankine-Hugoniot (RH) qui expriment les lois de conservation de la masse, de l'énergie totale et de la quantité de mouvement. Les relations RH déterminent l'état du fluide en aval à partir de celui en amont, et d'un paramètre caractérisant la force du choc, par exemple le nombre de Mach, $M_S = \frac{u}{c_s}$, u étant la vitesse du fluide en amont, mesurée dans le référentiel de la discontinuité et c_s la vitesse du son, toujours en amont. En présence d'un champ magnétique, il faut aussi spécifier la nature du choc, rapide, intermédiaire ou lent ainsi que l'angle de propagation du choc par rapport au champ magnétique amont. Dans ce cas, la force du choc est souvent mesurée par le nombre de Mach alfvénique $M_A = \frac{u}{v_A}$, v_A étant la vitesse d'Alfvén en amont du choc.

Dans les années 1950-1960, on s'est posé la question suivante : les ondes de choc existent-elles dans des plasmas peu denses où les collisions ne jouent qu'un rôle mineur (ce qui est le cas du vent solaire) ? L'avis général était négatif quoique certains plasmiens (dont SAGDEEV, KENNEL, KANTROWITZ et d'autres) présentèrent des arguments en faveur de l'existence des chocs sans collisions, basés sur une dissipation non-collisionnelle du type de l'amortissement Landau. Les premières mesures effectuées à bord du satellite IMP1 (NESS et al., 1964) ont montré que la Terre constitue un obstacle pour l'écoulement supersonique du vent solaire et qu'une onde de choc résulte de leur interaction. Dans la section suivante nous allons donner une description plus détaillée de ce phénomène qui sera le sujet principal de cette thèse.

2 - Onde de choc de la Terre

Le soleil émet un plasma magnétisé - le vent solaire. Ce plasma est chaud, peu dense et supersonique par rapport à la Terre ; les paramètres du vent solaire au niveau de la Terre sont donnés dans la table I.1. À cause de la faible densité du vent solaire, le libre parcours moyen λ_{lp} (pour une particule chargée) est de l'ordre $10^7 km \sim 1AU$ et la résistivité due aux collisions est négligeable. Par conséquent, le champ magnétique est *gélé* sur le fluide de plasma du vent solaire.

La Terre avec sa magnétosphère constitue un obstacle impénétrable pour le vent solaire supersonique. Une structure compliquée résulte de leur interaction : une vue schématique de l'environnement de la Terre est démontré sur la figure I.1. Le vent solaire magnétisé est premièrement freiné et chauffé par une onde de choc. Les échelles typiques de l'onde de choc sont $100 - 1000 km$ et sont nettement plus petites que le libre parcours moyen. Or, cette onde de choc est effectivement **sans collisions**.

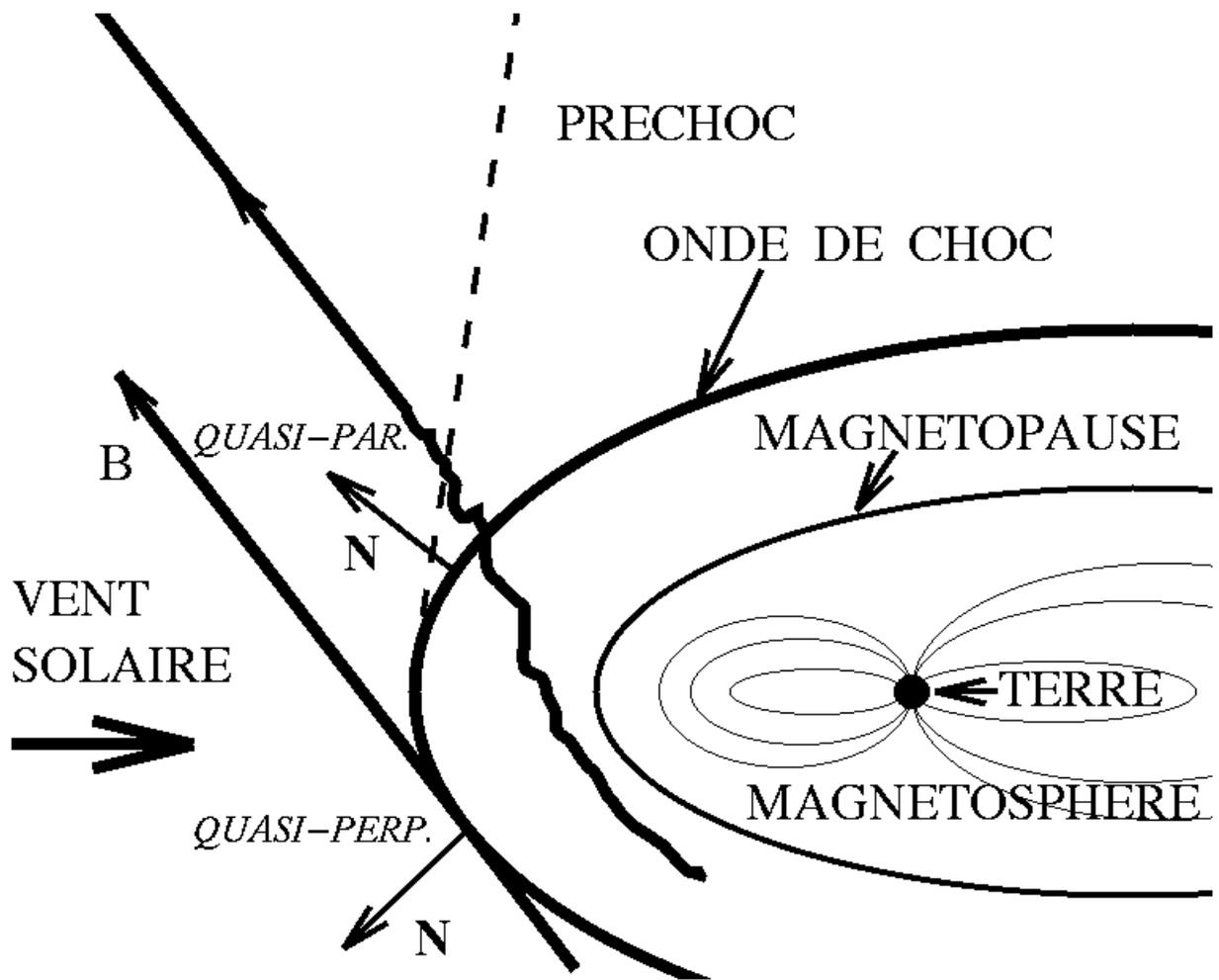


Figure I.1: Une vue schématique de l'onde de choc de la Terre.

| Paramètres typiques - l'ordre de grandeur | | | |
|---|--------------------|--------------------|--------------------|
| M_A | 6 – 8 | β | 1 – 2 |
| ω_{pe}/Ω_e | 100 | T_e/T_p | 2 |
| v_{vs} | 400km/s | v_A | 50km/s |
| B_0 | 5nT | n_e | 10cm ⁻³ |
| T_e | 10eV | T_p | 5eV |
| $\omega_{pe}/2\pi$ | 30kHz | $\omega_{pi}/2\pi$ | 1kHz |
| $\Omega_i/2\pi$ | 0.5Hz | $\omega_{HB}/2\pi$ | 10Hz |
| c/ω_{pi} | 80km | c/ω_{pe} | 2km |
| λ_{lp} | 10 ⁷ km | λ_D | 10m |

Table I.1: Paramètres typiques du vent solaire en amont de l'onde de choc de la Terre

Le plasma du vent solaire ayant traversé l'onde de choc contourne la magnétosphère de la Terre : la magnétopause est la frontière qui sépare les plasmas du vent solaire et de la magnétosphère.

Les observations (voir GREENSTADT et FREDRICKS, 1979 et références dedans) montrent que la structure de l'onde de choc varie avec M_A et β , et surtout, qu'elle est fortement dépendante de l'angle θ_{BN} . En fait les résultats empiriques ont conduit à la distinction entre deux grandes catégories des chocs - les chocs quasi-perpendiculaires $45^\circ \leq \theta_{BN} \leq 90^\circ$ ayant une transition nette entre l'aval et l'amont et les chocs quasi-parallèles $0^\circ \leq \theta_{BN} \leq 45^\circ$ qui ont un caractère turbulent (sf. figure I.1).

Les observations d'ASBRIDGE et al. (1968) ont en fin montré que le choc est capable de réfléchir une portion des protons incidents. Ces protons sont capable d'échapper en amont sous la géométrie oblique : la partie de l'amont où ces protons réfléchis sont présents est appelée préchoc (*foreshock*) ; cette partie est schématiquement démontré sur la figure I.1 : une frontière est l'onde de choc, l'autre est désignée par des tirets. On verra par la suite que la présence des protons réfléchis est un caractéristique des ondes de choc fortes, dites supercritiques, dont l'onde de choc de la Terre est exemple, et que les protons réfléchis jouent un rôle important dans la structure du choc.

Il faut noter que le choc est aussi capable de réfléchir une partie des électrons du vent solaire (voir LEROY et MANGENEY, 1984) qui peuvent échapper en amont formant ainsi un préchoc électronique (voir RUSSELL et HOPPE, 1983).

Ces observations ont prouvé sans ambiguïté l'existence des ondes de choc non collisionnelles ; depuis, un grand nombre d'observations d'ondes de choc ont été effectuées par des satellites au voisinage des planètes, des comètes (chocs dûs à l'interaction écoulement-obstacle) et dans le vent solaire (chocs dûs aux interactions entre plasmas de vitesses différentes).

L'existence des chocs non collisionnels pose le problème théorique suivant : quel est le

mécanisme de dissipation qui remplace les collisions ? La réponse, très qualitative, est relativement simple : les interactions entre les particules et les champs électromagnétiques. Un changement rapide dans ces champs fait apparaître une forte déviation de l'état d'équilibre ; les distributions résultantes des particules sont instables et génèrent toute une variété d'ondes dans des bandes de fréquences et de longueurs d'onde couvrant un large spectre.

Les ondes interagissent avec les particules et conduisent au chauffage des particules. Mais, contrairement aux collisions, les interactions champs-particules ne ramènent pas immédiatement le système à l'état d'équilibre thermodynamique local. Les propriétés du plasma en aval ne peuvent pas, dans ce cas-là, être facilement reliées par des relations de type RH aux propriétés du plasma en amont. Par exemple, si l'on examine l'état physique du plasma en aval, suffisamment loin de la transition, les fonctions de distributions des particules sont presque redevenues des maxwelliennes, mais on ne peut pas déterminer à partir de relations exprimant la conservation de la masse, de l'énergie et de la quantité de mouvement la répartition de l'énergie thermique entre les espèces de particules (électrons et ions) qui composent le plasma. Pour les plasmas que nous considérerons ici, composés essentiellement de protons et d'électrons, ce fait se traduit par l'impossibilité de la détermination, a priori, du rapport, en aval, entre température des électrons et température des protons. Cette répartition est déterminée par les détails des processus de dissipation, par la nature de l'interaction champs-particules dominante.

Grâce aux efforts théoriques et observationnels effectués autour de missions spatiales comme les missions ISEE 1, 2 et 3, AMPTE, ..., les principaux mécanismes de dissipation dans les chocs non collisionnels sont, à l'heure actuelle, bien connus : voir la revue *Collisionless shocks in the heliosphere: Reviews of current research*.

Les chocs faible, souscritiques, peuvent être considérés comme des chocs de type fluide. Dans ce cas, la dissipation est due aux effets dispersifs du plasma et aux effets résistifs associés à une résistivité anormale résultant du développement de divers instabilités de courant reliées au gradient du champ magnétique.

Au delà d'un certain nombre de Mach (appelé le nombre de Mach critique) ces processus ne suffisent plus à assurer la dissipation d'énergie cinétique nécessaire pour satisfaire aux relations de Rankine-Hugoniot. Il faut noter que, dans la majorité des cas, les ondes de choc planétaires (particulièrement l'onde de choc de la Terre) dépassent le nombre de Mach critique, elles sont dites supercritiques. Un nouveau mécanisme doit alors prendre la relève pour assurer la dissipation nécessaire. Les observations et les simulations numériques montrent que ce mécanisme est la réflexion d'une partie des protons incidents sur le choc sous l'effet combiné d'un saut du potentiel électrique et de l'amplitude du champ magnétique localisés dans le front (voir LEROY, 1984).

Ces protons réfléchis transportent une grande quantité d'énergie et de moment cinétique. Leur présence influence fortement la structure du choc - ils en sont une partie essen-

tielle. On ne peut pas étudier séparément le processus de réflexion et la structure du choc, ainsi que les processus de thermalisation des particules.

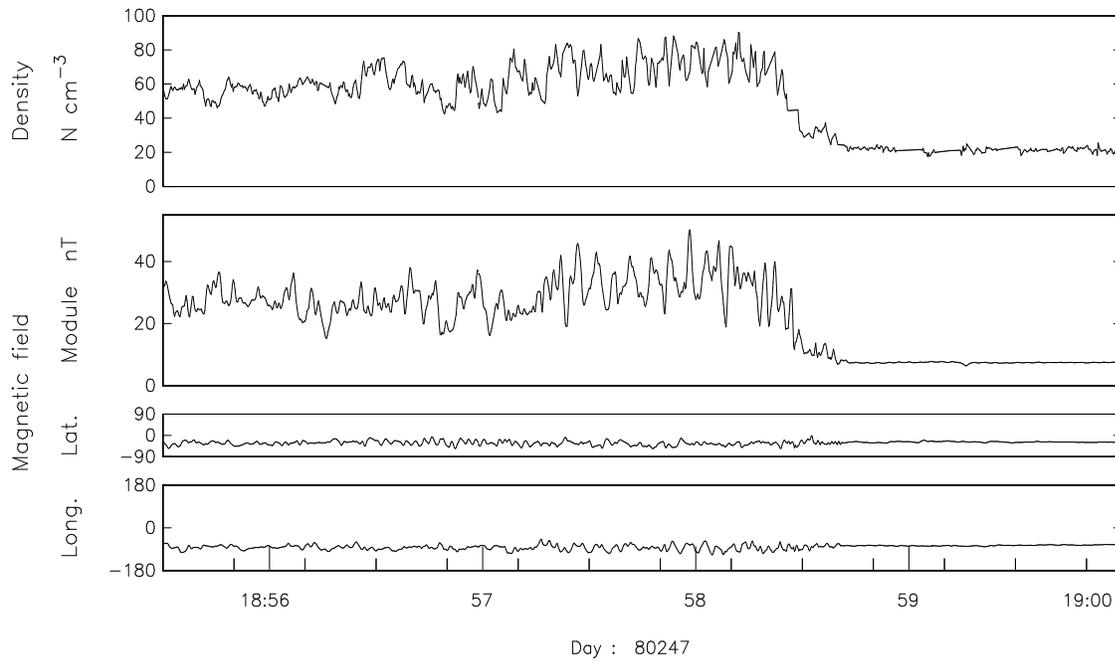
Notons que l'existence d'un deuxième nombre de Mach critique, différent du premier, a été proposée dans les années 1970. Pour un nombre de Mach compris entre le premier et le deuxième nombre de Mach critique la réflexion de protons seule ne suffirait pas et une dissipation par résistivité anormale dans un *sous-choc acoustique ionique* serait nécessaire. Ce serait uniquement à partir du deuxième nombre de Mach critique que la réflexion des protons suffirait à assurer la dissipation. L'importance de ce deuxième nombre de Mach critique n'est pas réellement établie car les prédictions théoriques donnent des valeurs comparables pour les deux nombres de Mach critiques.

Le sort des protons réfléchis dépend de la géométrie de l'onde de choc. Nous allons d'abord regarder le cas des ondes de choc quasi-perpendiculaires.

3 - Chocs quasi-perpendiculaires

La structure des ondes de choc supercritiques ainsi que l'évolution des protons réfléchis dépend fortement de l'angle θ_{BN} entre la normale au choc et le champ magnétique amont comme nous avons déjà noté auparavant. Les chocs quasi-perpendiculaires sont caractérisés par une transition nette entre les états amont et aval. La figure I.2 montre les résultats d'une observation *in situ* d'un choc quasi-perpendiculaire par le satellite ISEE 1. Sont montrés sur cette figure les profils de la densité du plasma (premier panneau) et de la magnitude du champ magnétique (deuxième panneau) lors d'une traversée du choc de la Terre, pour laquelle $\theta_{BN} \sim 75^\circ$. Les troisième et quatrième tracés de cette figure donnent la latitude et la longitude du champ magnétique dans le référentiel GSE, où l'axe Ox est dans la direction Terre-Soleil. Dans cette observation, le satellite est passé de l'aval à l'amont ; la transition, le choc, est traversée entre 18h58 et 18h59 et dure moins de 30 secondes. On pourra remarquer que la transition est très nette (pour plus de détails, voir LACOMBE et al., 1992).

Dans le cas des chocs quasi-perpendiculaires, la majorité des protons réfléchis est obligée de suivre les lignes de force du champ magnétique qui sont transportées par le plasma en déplacement vers l'aval et ne peuvent faire qu'une gyration en amont et ensuite revenir vers le choc. Pendant ce trajet, ils sont accélérés par le champ électrique du vent solaire $\mathbf{E} = -\mathbf{v}_{sw} \times \mathbf{B}$ et finalement sont transportés vers l'aval. La présence des protons réfléchis rend les fonctions de distribution des protons fortement non maxwelliennes. Ce fait est illustré de manière schématique sur la figure I.3. Cette figure montre des profils de fonctions de distribution $f(v)$ (v : vitesse le long de la normale du choc) des protons (en traits pleins) et des électrons (des tirets) près du front de choc. La présence des protons réfléchis introduit un maximum local dans la fonction de distributions des protons. Ils constituent une source importante d'énergie libre et engendrent un



DB80247m1450gse

Figure I.2: Exemple d'un choc quasi-perpendiculaire de nombre de Mach $M_A \simeq 6.6$ et d'angle $\theta_{BN} \simeq 75^\circ$

FONCTIONS DE DISTRIBUTIONS

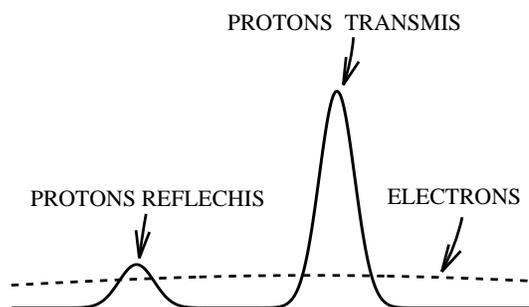


Figure I.3: Profils schématiques des fonctions de distribution en présence des protons réfléchis

grand nombre d'instabilités : voir la revue par WU et al. (1984). Par exemple, des instabilités électrostatiques ioniques et électromagnétiques ion-ion peuvent être excitées du fait de la différence des vitesses entre protons transmis et réfléchis ; des instabilités électromagnétique ion-électron peuvent aussi être excitées à cause de la différence des vitesses entre électrons et protons réfléchis ou électrons et protons transmis.

Si la dynamique globale des protons réfléchis est bien étudiée et comprise, il reste des zones d'ombre sur le détail de la microphysique des interactions entre protons réfléchis et plasma du vent solaire. Pourtant ces interactions sont des processus importants pour la dissipation et déterminent la répartition de l'énergie cinétique dissipée entre les divers degrés de liberté ainsi que la structure du choc. Par exemple, le front de choc lui même peut être déformé par la présence des protons réfléchis et devenir *ondulé*. Ces ondulations sont reliées aux divers mécanismes de la thermalisation du plasma en aval du choc.

L'objet du chapitre II de cette thèse est l'étude de ces ondulations ; nous discuterons leur dépendance en fonction du nombre de Mach de choc et nous montrerons que cette ondulation n'apparaît qu'à partir d'un nombre de Mach critique, supérieur au nombre de Mach critique introduit plus haut.

Nous étudierons ensuite d'autres instabilités qui peuvent être générées par les protons réfléchis et leur rôle dans la dissipation. Dans le chapitre III nous aborderons le problème de la génération d'ondes de sifflement en amont (*upstream whistlers*) susceptibles de remonter l'écoulement incident et de chauffer les électrons en amont du choc. Ces ondes sont couramment observées en amont des chocs planétaires. Leur mécanisme de génération était resté incompris jusqu'à maintenant. Nous allons démontrer, en nous servant de simulations numériques et de la théorie linéaire, que ces ondes sont en fait générées par les protons réfléchis quand ils reviennent vers le choc. Les ondulations et les sifflements vivent sur la même source d'énergie ; nous discuterons aussi la relation entre les deux phénomènes.

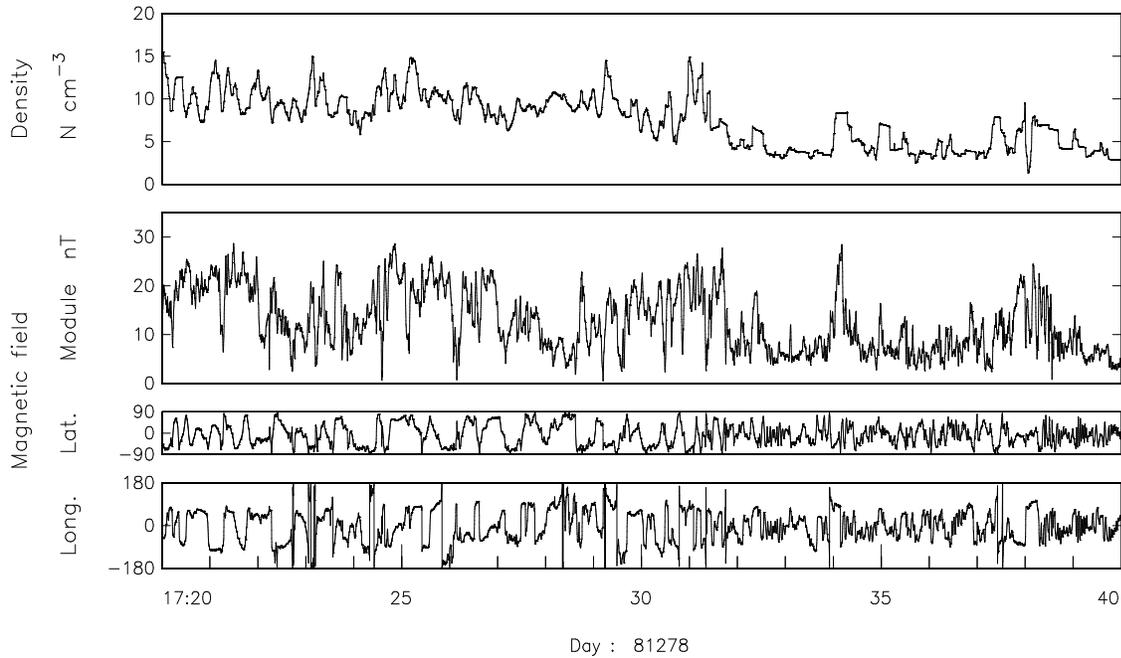
Dans la dernière partie nous allons nous intéresser sur des chocs quasi-parallèles.

4 - Chocs quasi-parallèles

Lorsque $\theta_{BN} < 45^\circ$ la majorité des protons réfléchis peut s'échapper du choc (ces ondes de choc sont appelées **quasi-parallèles**). Les protons créent alors en amont un système de type faisceau-plasma qui est instable vis à vis d'un grand nombre d'instabilités qui jouent un rôle important dans la dissipation ; simultanément l'épaisseur de la transition du choc devient très grande.

Les observations de l'onde de choc de la Terre montrent, comme nous avons noté auparavant, que la partie quasi-parallèle du choc est caractérisée par une région tur-

bulente très étendue sans transition nette entre amont et aval. La figure I.4, qui a le même format que la figure I.2, montre encore des résultats d'observations *in situ* par le satellite ISEE 1, obtenus cette fois lors de la traversée d'un choc quasi-parallèle, $\theta_{BN} \sim 10^\circ - 20^\circ$. De nouveau, le satellite est passé d'aval en amont mais cette fois, la transition du choc n'est plus clairement visible sur le profil du champ magnétique. Par contre la densité montre une transition fortement perturbée, située à peu près entre 17h29 et 17h32. La transition est beaucoup plus étendue que dans le cas des chocs quasi-perpendiculaires (cf. figure I.2). Les données correspondant à cette figure ne sont pas publiées ; nous remercions C. C. HARVEY qui nous a fourni les données de densité et C. T. RUSSELL qui nous a fourni les données du champ magnétique. On y observe



DB81278amoy

Figure I.4: Exemple d'un choc quasi-parallèle de nombre de Mach $M_A \simeq 8$ et d'angle $\theta_{BN} \simeq 10^\circ - 20^\circ$

des structures solitaires dans le champ magnétique, d'amplitude importante, que l'on appelle des pulsations magnétiques. Un exemple de telles structures est montré sur la figure I.4 - la forte pulsation $\delta B/B_0 \sim 5$ du champ magnétique que l'on observe vers 17h34.

La structure des ondes de chocs quasi-parallèles et des pulsations a été largement étudiée tant au plan observationnel que théorique (eg. THOMSEN et al., 1990, SCHWARTZ et al., 1992).

Les simulations numériques de chocs quasi-parallèles produisent des transitions qui ne sont pas stationnaires mais se détruisent et se reforment d'une manière cyclique (voir BURGESS, 1989, SCHOLER et TERESAWA, 1990, WINSKE et al., 1990, SCHOLER et BURGESS, 1992, PANTELLINI et al., 1992, PANTELLINI, 1992, SCHOLER et al., 1993, SCHOLER, 1993). Cette reformation est due à la présence des protons réfléchis conduisant soit à des instabilités résonnantes soit à une instabilité de l'interface. L'effet de reformation, observé dans les simulations numériques, peut expliquer une grande partie de la variabilité des chocs quasi-parallèles. Jusqu'à maintenant, toutefois, il n'y a pas d'évidence directe de l'existence de ce processus de reformation du choc dans les observations *in situ*.

Quant aux pulsations, elles sont observées simultanément avec des faisceaux de protons et sont donc généralement supposées être générées par ces faisceaux. Mais le mécanisme précis de cette génération reste une question ouverte. Ces pulsations peuvent jouer un rôle important dans le processus de dissipation dans les chocs quasi-parallèles. SCHWARTZ et BURGESS (1991) ont même proposé un modèle pour les chocs quasi-parallèles dans lequel ces chocs n'ont pas une transition classique mais sont essentiellement faits par la superposition de l'ensemble de ces pulsations, la dissipation se faisant à l'intérieur de chacune d'entre elles. Ceci ne reste qu'un scénario plausible ; le rôle précis des pulsations n'est pas encore établi et il nous manque un ingrédient important : le mécanisme de leur génération.

Nous aborderons ce problème du mécanisme de la génération des pulsations dans le chapitre IV. Dans ce chapitre nous étudierons le rôle d'un faisceau de protons dans les plasmas au moyen de simulations numériques. Même si le système faisceau de proton-plasma a été largement étudié tant par la théorie que par des simulations numériques, nous avons trouvé de nouveaux phénomènes qui peuvent être liés aux pulsations observées. Nous montrerons que même si la théorie linéaire prédit que des ondes en propagation parallèle par rapport du champ magnétique sont dominantes, les résultats des simulations donnent une image différente dans le régime fortement non-linéaire.

Des ondes obliques fortement compressibles, bien qu'ayant un taux de croissance linéaire inférieur à celui des ondes parallèles, se trouvent jouer un rôle important. L'évolution nonlinéaire de ce système montre l'apparition de structures cohérentes : des pulsations magnétiques similaires à celles observées en amont des ondes de choc quasi-parallèles. Nous comparerons les propriétés des pulsations observées dans la nature et dans les simulations.

Enfin nous discuterons dans le chapitre V les implications de nos résultats pour la physique des ondes de choc et des perspectives pour des travaux futurs.

Chapitre II

Ondulation du front de l'onde de choc quasi-perpendiculaire

1 - Observations

Les observations *in situ* des ondes de choc montrent que les chocs dans les plasmas non collisionnels sont des phénomènes très dynamiques. En particulier, les profils du champ électromagnétique et des densités dans la transition varient considérablement d'un choc à l'autre, y compris pour deux passages successifs proches dans le temps.

Les observations posent donc la question : les ondes de choc sont-elles stationnaires, sont-elles planaires ? SCUDDER et al. (1986) ont essayé de trouver des réponses à ces questions. Ils ont comparé les propriétés d'une onde de choc pour des passages proches des satellites ISEE 1 et 2, séparés de quelques centaines de *km* sur leur orbite commune. Ils ont montré qu'une différence significative existait entre les profils du champ magnétique obtenus sur les deux sondes ; ces différences concernaient des fluctuations dont l'échelle de temps caractéristique, dans le référentiel de la sonde, était de l'ordre de $1.5 - 2s$. Mais on sait bien que l'interprétation des séries temporelles de mesures effectuées à bord des satellites est ambiguë : elles ne distinguent pas entre variations temporelles et spatiales. Dans le cas où l'on dispose de deux satellites comme dans le cas de la mission ISEE 1 et 2, on peut distinguer entre variations temporelles et spatiales. Dans le cas des résultats de SCUDDER et al. (1986) on ne peut toutefois pas dire si la différence entre les profils du champ magnétique est due à la non stationnarité de l'onde de choc, par exemple à l'auto-reformation (voir Quest, 1986) ou aux effets bi- ou tri-dimensionnels. Les deux phénomènes peuvent être présents.

Ces conclusions sont importantes en vue de la comparaison avec les simulations numériques qui indiquent que les fronts des ondes de choc ne sont pas des plans, tout au moins à des échelles petites devant le rayon de la Terre, mais sont *ondulés* par la présence de

divers instabilité : nous allons aborder ce problème dans la prochaine section.

2 - Théorie : simulations numériques

Comme nous avons déjà noté dans l'introduction le plasma près du front d'onde est loin de l'état d'équilibre. Des distributions des électrons et des protons compliqué en présence des gradients importants de la densité et des champs est instable pour toute une gamme d'ondes (voir WU et al., 1984). Ces ondes pourraient déformer le front d'onde et expliquer d'une partie la variabilité des ondes de choc quasi-perpendiculaires.

En fait les premières simulations hybrides bi-dimensionnelles de THOMAS et BRECHT, (1987, 1988) et de WINSKE et QUEST, (1988) montrent clairement que les fronts des chocs forts (c.-à-d. de grand nombre de Mach) sont effectivement ondulés. Ces ondulations sont de basse fréquences, aux échelles protoniques et sont générées par l'anisotropie de la distribution des protons près du front du choc. Cette anisotropie est due à la présence des protons réfléchis.

Il faut noter ici, que d'autre instabilité peuvent déformé où onduler le front d'onde ; par exemple des instabilités de courants parallèles et des champs croisés étudiées par SAVOINI (1991) et LEMBÈGE et SAVOINI (1994). Ces instabilités ondulent le front d'onde sur les échelles électroniques. Les ondulations dues aux instabilités de courants ont en générales des amplitudes plus petites que celles dues à l'anisotropie de températures des protons. Nous allons nous intéresser sur le premier cas : sur les ondulations due à l'anisotropie des températures des protons où l'on peut négliger la dynamique des électrons et où l'on peut utilisé un code hybride. Dans la suite, nous utiliserons la notion ondulations pour les ondulations dues à l'anisotropie des températures des protons.

Pour illustrer ce phénomène, nous avons choisi l'exemple d'une onde de choc que nous avons obtenue dans une simulation hybride en deux dimensions. Les paramètres de cette simulation sont donnés dans la table II.1. Pour lancer une onde de choc nous avons

| Paramètres (en amont) | |
|------------------------------|--------------------------|
| numériques | physiques |
| $dx = dz = 0.5c/\omega_{pi}$ | $\theta_{BN} = 80^\circ$ |
| $X = 25c/\omega_{pi}$ | $M_A = 5$ |
| $Z = 20c/\omega_{pi}$ | $\beta_e = 0.5$ |
| $dt = 0.05\Omega_i^{-1}$ | $\beta_p = 0.5$ |
| $dt_f = dt/20$ | $t = 10\Omega_i^{-1}$ |
| $N_{pc} = 30$ | |

Table II.1: Paramètres de la simulation 2D du choc ondulé.

utilisé une methode de réflexion (voir annexe A). La géometrie de cette simulation

est démontrée dans la figure II.1 : la boîte de la simulation appartient au plan xz ; la

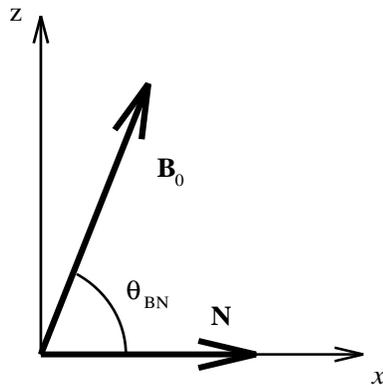


Figure II.1: Géométrie de la simulation 2D du choc ondulé

normale du choc \mathbf{N} est le long de l'axe x , le champ magnétique en amont \mathbf{B}_0 appartient au plan xz .

Les deux panneaux de la figure II.2 donnent des images en niveaux de gris de la structure d'un choc avec les paramètres donnés dans la table II.1.

Ces deux panneaux montrent la composante B_z (à gauche) et la composante B_x (à droite) du champ magnétique en fonction de x et z au temps $t = 10\Omega_i^{-1}$. Les niveaux de gris indiquent les valeurs du champ magnétique : noir le minimum, blanc le maximum. Les ondulations du choc avec une longueur d'onde $\lambda_z \sim 5c/\omega_{pi}$ sont bien visibles sur les deux composantes près du front $x \sim 5c/\omega_{pi}$.

Ces ondulations ont des propriétés qui évoquent les ondes de surface. Elles montrent des perturbations de même amplitude dans les trois composantes du champ magnétique ainsi que des perturbations de densité. Mais une différence importante existe entre les ondes de surface classiques et les ondulations du front de l'onde de choc : le flux de masse au travers de la discontinuité. Les ondulations du front de choc sont généralement considérées (voir WINSKE et QUEST, 1988) comme étant la conséquence d'une instabilité Alfvén ion cyclotron (AIC) qui a été très étudiée dans le contexte des plasmas homogènes.

L'instabilité AIC (voir GARY et al., 1984) se développe dans les plasmas où la fonction de distribution des protons est anisotrope avec un rapport entre températures perpendiculaire et parallèle T_\perp/T_\parallel supérieur à 1. Elle génère un mode en polarisation gauche (une onde d'Alfvén) par résonance cyclotron. On trouve une situation qui lui est favorable près du choc : la présence de protons réfléchis non-gyrotropes provoque une anisotropie effective de la fonction de distribution des protons. La comparaison des propriétés entre les ondes AIC en milieu homogène et les ondulations du front est loin d'être évidente, au vu de leurs différences qualitatives évidentes : la théorie de l'instabilité AIC est valable pour un plasma homogène bi-maxwellien, alors que les

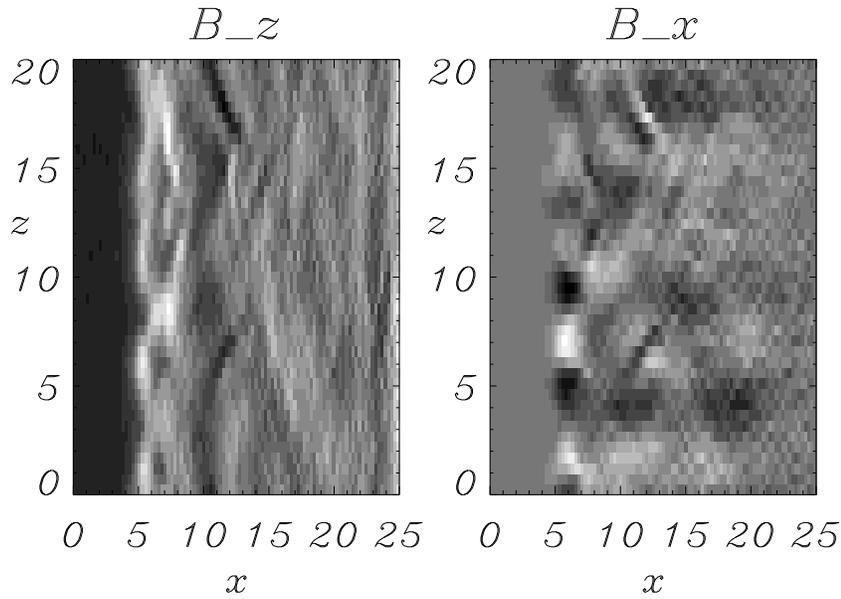


Figure II.2: Une onde de choc de $M_A = 5$, $\theta_{BN} = 80^\circ$ et $\beta = 1$ (voir la table II.1). Le panneau de gauche montre l'image en niveaux de gris de B_z , celui de droite, B_x .

ondulations sont observées dans des chocs où le plasma est fortement inhomogène et non gyrotrope.

Par exemple, la théorie linéaire de l'AIC dans un plasma homogène prédit que les modes les plus instables sont incompressibles et se propagent parallèlement au champ magnétique. Les ondulations sont par contre fortement compressibles et l'angle de propagation de ces ondes est difficile à déterminer. Mais certaines observations suggèrent que ces deux phénomènes sont liés. Premièrement, les longueurs d'onde des ondulations sont comparables aux (mais plus petites que les) longueurs d'onde pour les modes AIC dans un plasma homogène bi-maxwellien avec la même anisotropie de température (voir WINSKE et QUEST, 1988). Deuxièmement, les ondes qui causent l'ondulation sont advectées par le fluide et l'on retrouve des ondes AIC ordinaires immédiatement en aval du choc (voir MCKEAN et al., 1995).

Ici, il faut noter que l'autre instabilité existe dans les plasmas avec une distribution des protons anisotrope : l'instabilité miroir (voir CHANDRASEKHAR et al. 1958). Cette instabilité a en général le taux de croissance plus petit que l'instabilité AIC mais elle peut devenir compétitive avec et même dominante sur AIC (voir GARY et al., 1993). Mais on verra, par la suite, que les ondulations observées dans les simulations sont compatible avec les propriétés quantitatives des ondes AIC.

Il faut souligner que jusqu'à maintenant il n'y a pas de théorie définitive des ondulations en question ; toutes les prédictions théoriques sont basées sur des simulations numériques. Les observations de SCUDDER et al. (1986) sur la non stationnarité

d'un choc peuvent être expliquées par la présence des ondulations, mais il n'y a pas d'évidence claire de cet effet. Les amplitudes des ondulations qui peuvent être responsables de la non stationnarité du choc sont probablement plus petites que celles prédites par les simulations bi-dimensionnelles (voir WINSKE et QUEST, 1988).

En effet, le travail de THOMAS (1989a) a montré que les amplitudes des ondulations de choc dans les simulations bi-dimensionnelles sont plus prononcées que dans le cas tri-dimensionnel. C'est dû au fait que dans les simulations bi-dimensionnelles on impose un plan préféré, ainsi qu'une cohérence spatiale. Cette explication est plausible et peut en fait expliquer la différence qualitative entre les résultats des simulations et les observations. Mais d'autres mécanismes peuvent réduire les amplitudes des ondulations du choc, par exemple une autre instabilité associée aux protons réfléchis (voir WU et al., 1984). Nous retournerons vers cette question dans le prochain chapitre, dans le cas des ondes de sifflement.

Dans la prochaine section nous aborderont le problème de l'existence des ondulations en question.

3 - Condition de l'existence des ondulation du choc

Les simulations de THOMAS et BRECHT, (1986, 1987) et HELLINGER et al. (1996) montrent que des chocs de nombre de Mach pas trop élevé ne sont pas ondulés même s'il y a une quantité importante de protons réfléchis. La figure II.3, dont le format est identique à celui de la figure II.2, montre l'exemple d'une onde de choc non ondulée que nous avons obtenue par une simulation hybride en deux dimensions. Il s'agit d'un choc de $M_A = 3.3$; d'autres paramètres et la géométrie sont identiques à ceux donnés de la simulation précédent du choc ondulé (voir la table II.1 et la figure II.1, page 30). Un examen rapide de cette figure montre que le front du choc est cette fois bien planaire.

En examinant ces résultats, nous nous sommes posé la question suivante : pour quelles raisons les ondulations du front de l'onde de choc n'apparaissent que pour des nombres de Mach assez grands ? Nous avons étudié ce problème dans HELLINGER et MANGENEY, (1997). Nous avons supposé d'une part que les ondulations sont générées par les ondes AIC et, d'autre part, que les taux de croissance des modes AIC dans les chocs sont comparables aux taux de croissance dans les plasmas homogènes bi-maxwelliens ayant une anisotropie identique à celle observée dans le front du choc. Nous verrons par la suite que ces hypothèses sont compatibles avec les résultats des simulations.

Nous avons alors proposé l'explication suivante : il s'agit d'un phénomène local dans la région du front de choc, mais le plasma passe par cette région et les ondes sont convectées avec le fluide ; le temps de croissance des ondulations doit être inférieur au temps de convection des ondes. En estimant les deux temps on aboutit à une condition

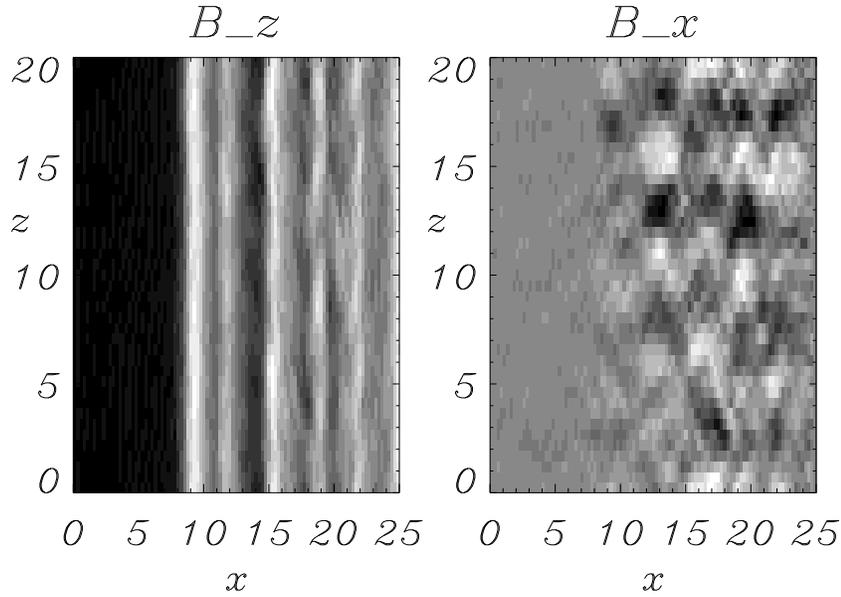


Figure II.3: Une onde de choc de $M_A = 3.3$, $\theta_{BN} = 80^\circ$ et $\beta = 1$ (voir aussi la table II.1). Le panneau de gauche montre l'image en niveaux de gris de B_z , le panneau de droite, B_x .

pour le taux de croissance γ_{AIC} des ondes (voir HELLINGER et MANGENEY, 1997) :

$$\gamma_{AIC} > \gamma_{cr} \simeq \Omega_i. \quad (\text{II.1})$$

Or on observe que l'anisotropie des protons augmente avec le nombre de Mach, ainsi que la fraction des protons réfléchis. Comme le taux de croissance des ondes AIC augmente avec l'anisotropie, l'existence d'un nombre de Mach critique à partir duquel les ondulations apparaissent n'est pas surprenant.

On peut comparer les prédictions du critère II.1. issu de la théorie linéaire avec les résultats des simulations. C'est ce qui est fait sur la figure II.4. Le panneau gauche montre les résultats de la théorie linéaire de l'instabilité AIC pour les paramètres du plasma considérés ici, le taux de croissance γ_{AIC} en fonction de l'anisotropie A de température.

Sur le panneau à droite nous montrons le résultat de simulations bi-dimensionnelles hybrides avec les paramètres (sauf M_A) donnés dans la table II.1. Ce panneau montre l'anisotropie maximale dans des protons A_{max} à l'instant donné dans le front pour quelques cas des chocs dont le nombre de Mach M_A varie, les autres paramètres restant constants (voir la table II.1). Noter que les chocs des figures II.2 et II.3 sont deux cas particuliers de cette figure. L'anisotropie maximum A_{max} est définie de la manière suivante :

$$A_{max} = \max\{T_\perp(x)/T_\parallel(x)\} \quad (\text{II.2})$$

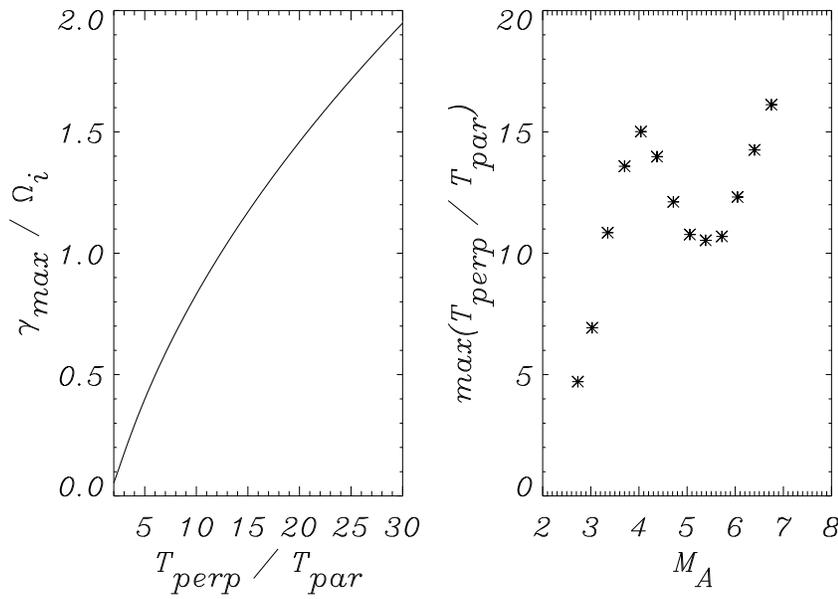


Figure II.4: Le panneau de gauche montre le résultat de la théorie linéaire, le taux de croissance γ_{AIC} des ondes AIC en fonction de l'anisotropie de températures des protons. Le panneau droite montre le résultats des simulations numériques, l'anisotropie maximum A_{max} en fonction du nombre de Mach d'Alfvén.

où les températures sont moyennées sur les lignes P ($x = const$) perpendiculaires à la normale du choc

$$T(x) = \int_P T(x, z) dz / \int_P dz. \quad (\text{II.3})$$

Sur le panneau de droite on voit que le rapport A_{max} croit comme prévu pour des nombres de Mach $M_A = 2-3$ petits. Dans ce domaine les fronts de choc sont essentiellement uni-dimensionnels (voir l'exemple de la figure II.3). Mais on pourra noter une diminution de A_{max} dans l'intervalle de $M_A \sim 4-5$ qui n'a pas été prévue. Cette diminution de A_{max} ne signifie pas que les chocs réfléchissent moins de protons. Elle est en fait due à l'apparition des ondulations du front de choc (la figure II.2 les montre clairement) ; c'est un artefact de la méthode par laquelle nous calculons A_{max} car les moyennes de la formule (II.3) sont fortement influencées par la présence des ondulations. Quand le choc devient ondulé, la région où l'on observe l'anisotropie est ondulée aussi et si l'on moyenne la température le long de z on mélange des régions de températures perpendiculaires grandes et petites, ce qui fait que les valeurs de la température perpendiculaire moyenne sont diminuées. La température parallèle ne changeant pratiquement pas dans le front du choc, le rapport T_{\perp}/T_{\parallel} diminue. Si l'ondulation est importante cet effet peut causer une diminution de A_{max} , ce qui est le cas des chocs simulés. La méthode de calcul de A_{max} nous a permis de trouver le nombre de Mach critique où les ondulations apparaissent d'une manière évidente ; ce nombre de Mach d'Alfvén critique est $M_{Acr} \simeq 4$. L'anisotropie de températures des protons qui correspond à ce

nombre critique est $A_{cr} \simeq 15$, proche de l'anisotropie de la théorie linéaire de l'AIC qui correspond au taux de croissance critique $\gamma_{cr} \simeq \Omega_i$ de la formule (II.1). Ceci est visible sur le panneau gauche de la figure II.4).

Ces résultats montrent que les valeurs de taux de croissance des ondulations sont compatibles avec les résultats de la théorie linéaire des ondes AIC dans les plasma homogènes ayant une anisotropie comparable. Cela donne une indication supplémentaire sur le fait que les ondulations des fronts de choc ont une relation avec l'instabilité Alfvén ion cyclotron. Nous avons aussi donné une condition simple de l'existence des ondulations pour les chocs quasi-perpendiculaires.

Chapitre III

Sifflements en amont d'un choc sans collisions

1 - Observations et théories

Bien loin en amont des ondes de choc ($\leq 1000km$), on trouve des ondes de sifflement (*upstream whistlers*). Ces ondes ont un spectre de fréquence large dans la bande comprise entre la fréquence gyromagnétique des protons Ω_i et la fréquence hybride basse ω_{HB} . Elles se propagent obliquement par rapport au champ magnétique $\theta_{kB} \sim 10^\circ - 50^\circ$ (voir les références citées ci-dessous). Ces ondes ont des propriétés distinguées des ondes de sifflement observé près des fronts de choc quasi-perpendiculaires (voir ORLOWSKI et al., 1993). Ces dernières ont des fréquences plus élevées et ont des propagation plus oblique ($\sim 80^\circ$) par rapport au champ magnétique ambiant. Il faut aussi noter que ces ondes dites des sifflement du précurseurs (*foot whistlers*) sont observées seulement près du front du choc ; plus loin sont ces ondes fortement amorties (voir RODRIGUEZ et GURNETT, 1975, GREENSTADT et al., 1981).

Elles ont été observées pour la première fois en amont de l'onde de choc terrestre par RUSSELL et al. (1971) et furent étudiées en détail par . Depuis, des ondes avec les mêmes propriétés ont été observées en amont des ondes de choc d'autres planètes (ORLOWSKI et al., 1990, 1992, 1993, ORLOWSKI et RUSSELL, 1991). On considère actuellement que ces ondes sont caractéristiques des ondes de choc sans collisions et peuvent avoir un rôle dans la dissipation et la structure des chocs. Pour élucider ce rôle il faut déterminer le mécanisme de leur génération et l'endroit où elles sont générées.

Pour la génération des ondes de sifflement il y a de plusieurs sources d'énergie libre possibles. Les ondes de sifflement de haute fréquences ($\sim \Omega_e$) sont en général liées avec des distributions des électrons non maxwelliennes : par une instabilité électromagnétique électron-électron, mais pour des ondes de sifflement de basse fréquences ($< \omega_{HB}$), dites

protonique, une génération due à la distribution des protons non maxwellienne par une instabilité électromagnétique ion-électron peut être plus plausible qu'une génération par des électrons.

Regardons maintenant l'histoire : FAIRFIELD (1974) a proposé que ces ondes soient générées par un mécanisme localisé dans le front du choc. Ces ondes se propageraient alors contre le vent solaire avec des vitesses de phase et de groupe qui sont plus grandes que la vitesse du vent dans le référentiel du choc. Elles pourraient donc s'échapper du choc. Mais cette hypothèse a paru peu probable parce que les ondes sont observées bien loin des chocs et l'effet Landau sur les électrons les aurait amorties d'une manière efficace ; les études de RODRIGUEZ et GURNETT (1975) et de GREENSTADT et al. (1981) sur les sifflements du précurseur suggèrent que les ondes de sifflement générées par le choc sont rapidement amorties. Par conséquent on a longtemps pensé qu'une génération locale de ces ondes était plus pertinente que la génération par le choc.

Dans ce cadre, plusieurs mécanismes ont été proposés. Deux sources possibles d'énergie libre sont : les faisceaux de protons réfléchis sur la partie oblique du choc (voir Introduction, chap. I) interagissant avec le vent solaire (interaction faisceau d'ion-plasma) et les électrons suprathermique (fonction de distribution non maxwellienne instable). Par exemple, WONG et GOLDSTEIN (1987) ont proposé une génération locale par un faisceau de protons. Ils ont montré qu'un faisceau de protons avec une vitesse alignée le long du champ magnétique peut déstabiliser les ondes de sifflement par une résonance cyclotron ionique. Cette instabilité a un maximum de taux de croissance en propagation parallèle au champ magnétique, ce qui n'est pas compatible avec la propagation oblique des ondes observées. WONG et GOLDSTEIN (1988) ont donc proposé un autre mécanisme incluant un faisceau de protons gyrotrope dérivant par rapport au plasma avec une vitesse qui n'est pas alignée avec le champ magnétique. Ce faisceau de protons est donc dans l'ensemble en gyration autour du champ magnétique. Pour les ondes de fréquence supérieure à la gyrofréquence des protons le faisceau peut être considéré comme non magnétisé. Dans cette approximation, on peut traiter analytiquement la théorie linéaire (voir annexe B). Les résultats de cette théorie linéaire montrent qu'un faisceau de protons en gyration est capable de déstabiliser les modes de sifflement par la résonance Cerenkov. Les vecteurs d'ondes des modes les plus instables appartiennent au plan contenant la vitesse du faisceau et le champ magnétique, et sont obliques par rapport au champ magnétique pour les faisceaux dont la vitesse fait un angle important ($> 30^\circ$ pour $\beta = 2$) avec le champ magnétique.

Les propriétés de ces modes présentent des similarités avec les ondes de sifflement observées en amont, notamment le maximum du taux de croissance se trouve en propagation oblique. Le mécanisme de génération locale de WONG et GOLDSTEIN (1989) implique toutefois une corrélation entre faisceaux de protons et ondes de sifflement. Mais des observations par HOPPE et al. (1982) ont démontré qu'il n'y avait aucune corrélation entre la présence des ondes de sifflement et celle de faisceaux de protons ; on observe souvent les ondes même en l'absence de faisceaux de protons. Au vu de ces

faits observationnels, il apparaît que le mécanisme de WONG et GOLDSTEIN (1989) ne peut pas jouer un rôle important dans la génération des ondes de sifflement en amont du choc.

L'étude observationnelle de FELDMAN et al. (1983) a démontré qu'il y avait par contre une corrélation importante entre la présence des sifflements et des électrons suprathermiques. Cette corrélation a été le point de départ d'une théorie de génération par des électrons suprathermiques de SENTMAN et al. (1982). Dans leur étude, les auteurs ont ajusté pour quelques cas des distributions d'électrons observées par une superposition de distributions maxwelliennes. En suite, ils ont étudié la stabilité des ondes de sifflement pour ces distributions ajustées. Ils ont trouvé qu'en fait les modes de sifflement sont instables et que les propriétés des ondes les plus instables sont en accord avec des observations, dans la bande de fréquences et de longueurs d'ondes ainsi que dans l'angle de propagation. Mais ORLOWSKI et al. (1995) ont utilisé de meilleurs ajustements pour les fonctions de distribution des électrons : ils ont utilisé un ensemble de distributions maxwelliennes plus grand que SENTMAN et al. (1982). En effet ils ont trouvé que ces distributions étaient stables. Ce travail a montré en plus que le taux d'amortissement ou de croissance est fortement sensible aux détails de la fonction de distribution des électrons. Les électrons suprathermiques réduisent néanmoins l'amortissement par effet Landau (voir ORLOWSKI et al., 1995) pour les ondes de sifflement d'une manière très efficace. Cet effet autorise donc de nouveau à supposer que les ondes puissent être générées loin du point d'observation et rend possible la génération locale par un faisceau de protons de WONG et GOLDSTEIN (1989) mais aussi la génération par ou près du choc. Des études détaillées sur les ondes de sifflement par ORLOWSKI et al. (1993,1995) ont en fait montré que les propriétés de ces ondes sont bien en accord avec la théorie de la génération près du choc, notamment leurs amplitudes décroissent avec la distance du choc et leurs vecteurs d'onde sont concentrés au voisinage du plan de coplanarité c.-à-d. du plan formé par la normale au choc et par le champ magnétique amont.

De nouveau, on peut penser à des mécanismes possibles pour la génération des ondes de sifflement près du ou par le choc. Les fonctions de distribution des protons et des électrons montrent une déviation importante par rapport à une distribution maxwellienne (voir l'introduction). Les électrons suprathermique sont généralement considérés comme la source la plus pertinente pour la génération des ondes de sifflement. Des distributions anisotropes, des distributions de type cône de perte, des distributions avec faisceaux, ou des distributions non-gyrotropes sont instables pour les ondes de sifflement obliques par rapport au champ magnétique (voir SENTMAN et al., 1983, TOKAR et GURNETT, 1985, VELTRI et ZIMBARDO, 1993, WONG et SMITH, 1994). Dans chaque cas, le mécanisme de la génération sera sensible aux détails de la fonction de distribution des électrons comme l'indique l'étude de ORLOWSKI et al., (1995). D'autre part comme nous avons discuté au début de cette section, les ondes de sifflement de basses fréquences sont probablement liées avec les protons ; en fait les distributions des protons

près du choc sont hautement non-maxwelliennes et non-gyrotropes, dû à la présence des protons réfléchis par le choc, (voir le chapitre précédent) qui constituent une forte source d'énergie libre.

Indépendamment, MCKEAN et al. (1995) et HELLINGER et al. (1996) ont proposé que ces protons réfléchis pouvaient être responsables de la génération des ondes de sifflement par le mécanisme qui a été proposé pour la génération locale par WONG et GOLDSTEIN (1988). Dans les deux cas, cette hypothèse est motivée par les résultats des simulations numériques. Dans la section suivante nous allons étudier ce problème en détail.

2 - Mécanisme de génération

Enfin de déterminer si les protons réfléchis peuvent générer les ondes de sifflement, nous avons réalisé des simulations 3D hybrides avec une résolution spatiale suffisante pour pouvoir résoudre les échelles spatio-temporelles des ondes de sifflement de basse fréquence auxquelles nous nous intéressons. Puisque dans les codes hybrides, les électrons sont traités comme un fluide sans masse ($m_e = 0$), ces codes ne décrivent correctement que des phénomènes qui ont des échelles caractéristiques comparables à celles des protons (voir Annexe A). Or, pour le cas des ondes de sifflement qui ont des longueurs d'onde caractéristiques plus petites que le rayon de gyration des protons et des fréquences typiques plus grandes que la gyrofréquence des protons, il faut absolument vérifier que le code donne des résultats physiques. Pour cela, nous avons comparé les propriétés dispersives de notre code pour la propagation des ondes de sifflement de basse fréquence avec celles de la théorie linéaire (pour des valeurs physiques, notamment $m_e \neq 0$). Nous avons trouvé que même si l'on est bien au dessus de la gyrofréquence des protons (mais au dessous de la fréquence hybride basse) la dispersion réelle dans le code $\omega = \omega(\mathbf{k})$ est bien en accord avec les résultats de la théorie linéaire. Ceci est dû au fait que les électrons ne commencent à jouer un rôle important pour la dispersion que très près de la fréquence hybride basse. Par contre, le code néglige les effets cinétiques des électrons et par conséquent il n'y a pas d'amortissement Landau. En particulier, le travail de ORLOWSKI et al. (1995) indique que les propriétés de l'amortissement des ondes de sifflement sont fortement sensibles aux détails de la fonction de distribution des électrons, ce qui n'est pas favorable à l'usage d'un code hybride pour l'étude de la génération des ondes de sifflement. Mais nous avons les justifications suivantes :

D'une part, il s'agit des ondes de sifflement de basses fréquences, pour lesquelles le code donne de bonnes relations de dispersion réelles.

D'autre part, comme on le verra dans la section 2 - 2 la théorie linéaire prédit que le mécanisme de génération des siffleurs n'est pas sensible à la température des électrons.

Ce fait n'exclue néanmoins pas que les détails de la fonction de distribution peuvent modifier les propriétés du plasma dont le taux de croissance.

Enfin, les simulations purement particulières de MCKEAN et al. (1995) montrent des résultats équivalents à ceux des simulations hybrides. Ce fait montre que la dynamique des électrons ne supprime pas en général l'instabilité, ce qui justifie l'usage que nous avons fait d'un code hybride.

Passons maintenant aux résultats des simulations que nous avons effectuées.

2 - 1 Résultats des simulations

Nous avons fait une simulation hybride tri-dimensionnelles d'un choc quasi-perpendiculaire avec $\theta_{BN} = 80^\circ$, $M_A = 3.3$ et $\beta = 1$. Cette onde de choc est supercritique avec le nombre de protons réfléchis de l'ordre de 10% des protons du fluid incident. Les paramètres de la simulation sont donnés dans la table III.1 ; notez que nous avons utilisé une assez bonne résolution spatial enfin de résoudre les échelles des ondes de sifflement de basses fréquences. Le désavantage de ce choix est les petites tailles de la boîte de simulation Y et Z .

| Paramètres (en amont) | |
|--------------------------------|--------------------------|
| numériques | physiques |
| $dx = dz = 0.125c/\omega_{pi}$ | $\theta_{BN} = 80^\circ$ |
| $dy = 0.25c/\omega_{pi}$ | $M_A = 5$ |
| $X = 25c/\omega_{pi}$ | $\beta_e = 0.5$ |
| $Y = Z = 5c/\omega_{pi}$ | $\beta_p = 0.5$ |
| $dt = 0.05\Omega_i^{-1}$ | $t = 10\Omega_i^{-1}$ |
| $dt_f = dt/20$ | |
| $N_{pc} = 15$ | |

Table III.1: Paramètres de la simulation 3D du choc avec les ondes de sifflement

Nous avons choisi une géométrie qui est démontrée dans la figure III.1. Le champ magnétique \mathbf{B}_0 en amont appartient au plan xz et la normale au choc est le long de l'axe x .

Cette simulation montre deux propriétés importantes : Premièrement, le choc ne montre pas les ondulations du front du choc conformément aux résultats du chapitre précédent : la croissance des ondes AIC n'est pas assez élevée pour qu'elles puissent modifier le front d'onde. Deuxièmement nous observons des ondes de sifflement qui sont générées près du choc, dans le pied du choc (voir HELLINGER et MANGENEY, 1997). Ce phénomène est démontré sur la figure III.2. Deux panneaux de cette figure montrent les profils 2D de la composante B_z du champ magnétique en niveau de gris. Sur le panneau gauche

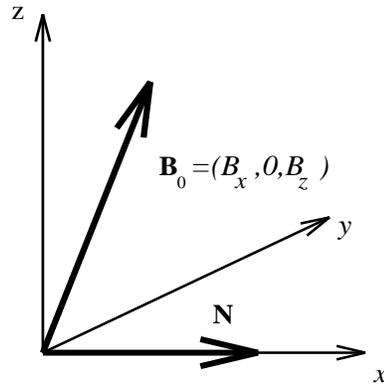
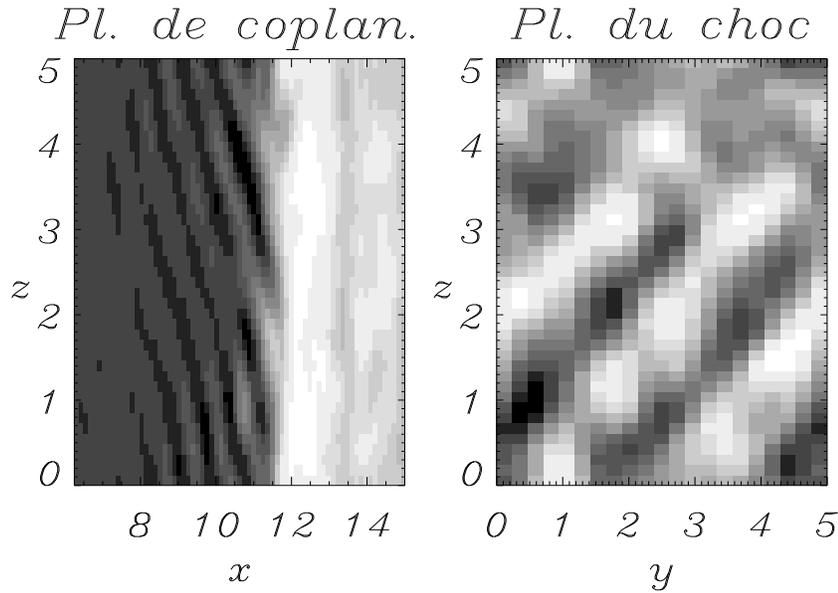


Figure III.1: Géométrie de la simulation 3D du choc

on montre B_z dans le plan de coplanarité $B_z(x, z) = B_z(x, y = 0, z)$, sur le panneau droite on montre B_z dans le plan du choc $B_z(y, z) = B_z(x = 11, y, z)$. Noir correspond au minimum, blanc au maximum de B_z .

Figure III.2: Profils 2D de B_z : sur le panneau gauche dans le plan de coplanarité $B_z(x, z)$, sur le panneau droite dans le plan du choc $B_z(y, z)$. Noir correspond au minimum, blanc au maximum de B_z .

Par les techniques standard (transformé de Fourier) nous avons trouvé que ces ondes ont une longueur d'onde $\lambda \simeq c/\omega_{pi}$, une fréquence dans le repère du plasma $\omega \simeq 27\Omega_i$. Leur vecteur d'onde $\mathbf{k}c/\omega_{pi} = (-4.2, 3.7, -3.7)$ est oblique par rapport au champ magnétique $\theta_{kB} \simeq 131^\circ$, l'angle entre le vecteur d'onde et le plan de coplanarité étant $\theta_{kc} \simeq 56^\circ$. Il faut noter l'importance de l'usage d'un code tri-dimensionnel, car le vecteur d'onde

des sifflement n'est aligné ni avec le champ magnétique amont, ni avec la normale au choc et n'appartient même pas au plan formé par ces deux derniers vecteurs qui est identique au plan xz : troisième axe y a été nécessaire, car $k_y \neq 0$.

Les propriétés du mode sont compatibles avec une génération par le faisceau de protons réfléchis qui revient vers le choc. On peut notamment observer que ces protons sont en résonance ($\omega \sim \mathbf{v}_b \cdot \mathbf{k}$) avec les ondes, le vecteur d'ondes de ces dernières appartenant au plan déterminé par le champ magnétique et la vitesse du faisceau.

Pour confirmer cette hypothèse sur le mécanisme de génération, nous avons fait l'expérience numérique qui consiste à supprimer une partie des protons réfléchis au cours de la simulation ; nous avons alors vu que les ondes de sifflement ne sont plus excitées. Cette expérience n'est pas totalement concluante car on a fortement changé les propriétés physiques du système et ce changement pourrait supprimer d'autres mécanismes de génération.

Les propriétés des ondes observées dans les simulations sont en accord qualitatif avec des résultats de la théorie linéaire de WONG et GOLDSTEIN (1988) : les ondes sont en résonance avec le faisceau de protons, le vecteur d'onde appartient au plan déterminé par la vitesse du faisceau et le champ magnétique. Dans la section prochaine nous allons procéder à une comparaison plus quantitative. Pour cela il nous faut reprendre la théorie linéaire de WONG et GOLDSTEIN (1988) dans les conditions du choc que nous sommes en train d'étudier.

2 - 2 Théorie linéaire

Un faisceau de protons en gyration peut être considéré comme non-magnétisé pour des ondes de haute fréquence par rapport à la gyrofréquence des protons. Dans cette approximation on peut analytiquement calculer la relation de dispersion des ondes de sifflement pour un faisceau avec une distribution maxwellienne qui a une vitesse de dérive oblique par rapport au champ magnétique (voir annexe B, WONG et GOLDSTEIN, 1988). Nous avons résolu cette relation par des méthodes standard ; nous avons obtenu des résultats importants (HELLINGER et MANGENEY, 1996) qui vont plus loin que ceux contenus dans le travail original de WONG et GOLDSTEIN (1988) et permettent d'éclairer le mécanisme de l'instabilité.

Pour les études des relations de dispersion dans le système plasma-faisceau de protons en gyration non magnétisé nous avons choisi une géométrie qui est démontrée dans la figure III.3 : le champ magnétique \mathbf{B}_0 est le long de l'axe z , la vitesse du faisceaux \mathbf{v}_b appartient au plan xz . Nous avons étudié la dépendance de ω des vecteurs d'onde \mathbf{k} qui appartiennent au plan formé par les vecteurs \mathbf{B}_0 et \mathbf{v}_b , i.e. la dépendance $\omega = \omega(k, \theta_{kB})$.

On observe tout d'abord, ce qui n'est pas étonnant, que la présence du faisceau de

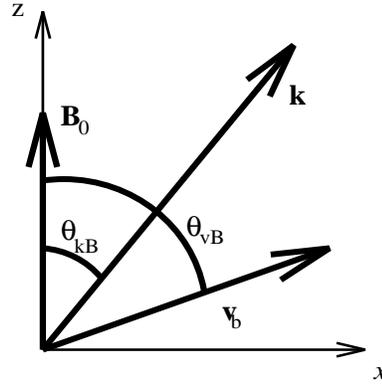


Figure III.3: Géométrie de la théorie linéaire

protons modifie hautement les propriétés dispersives du plasma. Le faisceau introduit deux modes $\omega \sim \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_b \pm kv_{thb}$ qui interagissent avec le mode de sifflement du plasma non perturbé et une structure de croisements *évités* apparaît. Ce fait est illustré sur la figure III.4 (les paramètres du plasma étudié sont donnés dans la table III.2). Les deux

| Paramètres du plasma | | |
|------------------------------|---------------------------|-----------------|
| $\omega_{pe}/\Omega_e = 200$ | $\beta_e = \beta_p = 0.5$ | $T_b = T_p$ |
| $\theta_{vB} = 90^\circ$ | $v_b = 7.07v_A$ | $n_b/n_p = 0.1$ |

Table III.2: Paramètres du plasma pour l'étude de la théorie linéaire

premiers panneaux, gauche et milieu, montrent comment la fréquence varie en fonction du vecteur d'onde k pour $\theta_{kB} = 45^\circ$ (à gauche) et en fonction de θ_{kB} pour $k = 7\omega_{pi}/c$ (au milieu). Les trois branches pour le système faisceau-plasma sont dessinées en traits pleins, le mode de sifflement dans le plasma non perturbé avec des tirets et la condition de résonance $\omega = \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}$ avec la ligne en traits-points. Les branches supérieure et inférieure sont stables, tandis que la branche intermédiaire est instable pour une large bande de vecteurs d'onde près de la condition de résonance : cette instabilité est résonnante. Ceci est montré sur le panneau de droite de la figure III.4 où l'on montre des contours du taux de croissance γ en fonction de k et θ_{kB} pour le mode intermédiaire. Par souci de clarté, en vue des la complicité de la figure III.4, nous montrons une vue schématique de l'interaction des modes du faisceau et du mode du plasma sur la figure III.5. Sur cette figure nous montrons la dispersion $\omega = \omega(k)$ des trois modes (des tirets) et les branches qui résultent de leurs interactions (en traits pleins). La structure $\omega = \omega(\theta_{kB})$ est semblable.

Le mode intermédiaire dans le domaine où il est instable a des propriétés semblables à celles du mode de sifflement dans un plasma maxwellien, sa polarisation est presque circulaire droite. Sa fréquence est de 10 à 20% plus petit que la fréquence du mode de sifflement dans une plasma maxwellien sans faisceau.

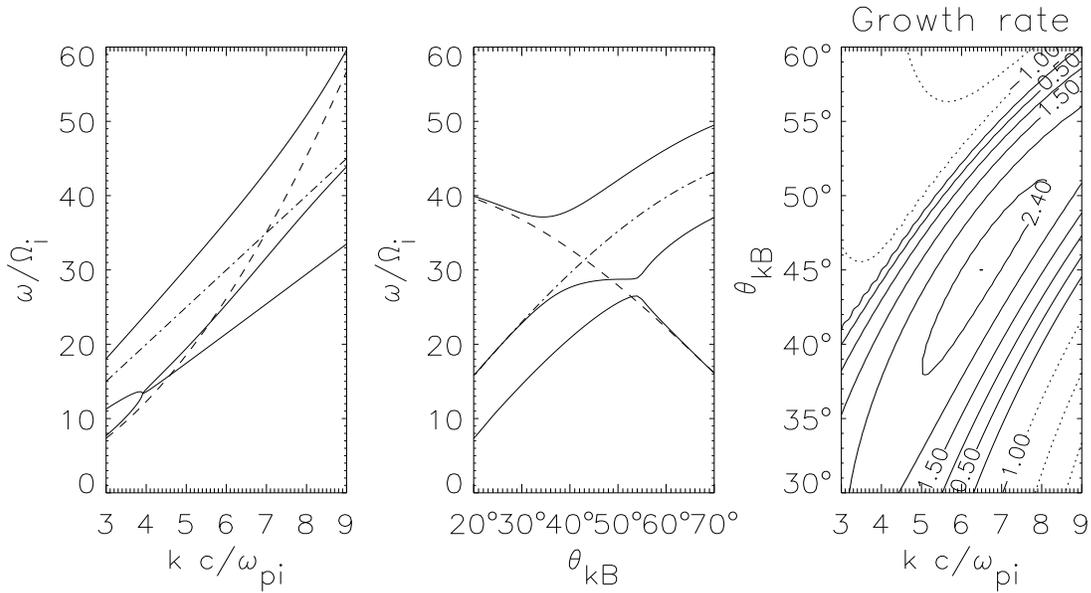


Figure III.4: Relations de dispersion dans le système faisceau-plasma pour les paramètres donnés dans la table III.2. Les panneaux de gauche et du milieu montrent respectivement $\omega = \omega(k)$ pour $\theta_{kB} = 45^\circ$ et $\omega = \omega(\theta_{kB})$ pour $k = 7\omega_{pi}/c$. Les trois branches sont dessinées en traits pleins, le mode de sifflement par des tirets et la condition de résonance $\omega = \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}$ par la ligne en traits-points. Le panneau de droite montre des isocontours du taux de croissance γ en fonction de k et θ_{kB} pour le mode intermédiaire.

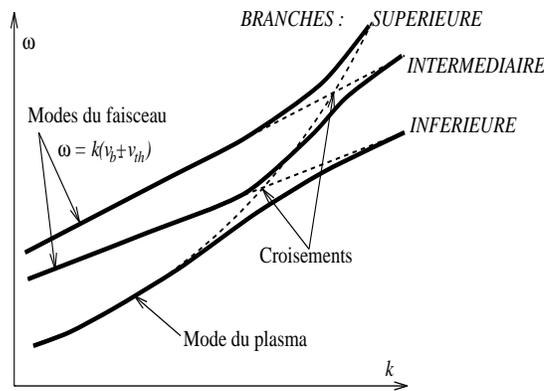


Figure III.5: Une vue schématique de l'interaction entre deux modes du faisceau et le mode du plasma.

Nous avons étudié en détails, dans HELLINGER et MANGENEY (1997), les propriétés de cette instabilité et notamment comment le taux de croissance dépend des paramètres du plasma et du faisceau. Nous avons montré que l'instabilité est fortement dépendante des propriétés du faisceau en accord avec le caractère résonnant de l'instabilité. Par contre, le taux de croissance est peu sensible à la température des électrons : ceci est une des justifications de l'usage d'un code hybride pour l'étude de cette instabilité comme nous l'avons déjà noté auparavant.

Maintenant nous pouvons comparer les résultats de simulations et la théorie linéaire.

2 - 3 Comparaison des simulations avec la théorie linéaire

Les propriétés des ondes dans les simulations, dans la théorie linéaire et dans les observations sont qualitativement en accord : leurs fréquences et longueurs d'onde sont voisines ; les protons du faisceau sont en résonance avec les ondes instables et le vecteur d'onde dans la simulation appartient au plan contenant la vitesse du faisceau et le champ magnétique ; voir la table III.3.

| caracteristiques | Paramètres des ondes de sifflement | | |
|------------------|------------------------------------|---|---|
| | Observés | Théorie linéaire | Simulation |
| polarisation | presque circulaire, droite | presque circulaire, droite | presque circulaire, droite |
| θ_{kB} | $10^\circ - 50^\circ$ | $20^\circ - 60^\circ$ | 49° |
| fréquence | $\Omega_i < \omega < \omega_{HB}$ | $\omega \sim 10 - 40\Omega_i$ | $27\Omega_i$ |
| résonance | ? | $\omega \sim \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_b$ | $\omega \sim \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_b$ |
| | ? | $\mathbf{k} \in [\mathbf{v}_b, \mathbf{B}_0]$ | $\mathbf{k} \in [\mathbf{v}_b, \mathbf{B}_0]$ |
| θ_{kc} | $0^\circ - 30^\circ$ | ? | 56° |
| k | ? | $4 - 9\omega_{pi}/c$ | $7\omega_{pi}/c$ |
| λ | ? | $0.2 - 1.5c/\omega_{pi}$ | c/ω_{pi} |

Table III.3: Comparaison qualitative entre les propriétés des ondes de sifflement observées, des propriété typiques du mode instable du mode de la simulation hybride 3D.

Nous avons fait une comparaison quantitative : nous avons comparé les résultats de la simulation hybride 3D avec les résultats de la théorie linéaire pour des paramètres proches de ceux de la simulation (donnés dans la table III.4). Il faut noter que cette comparaison est limitée par le fait que la théorie linéaire inclue les effets cinétiques des électrons alors que dans le code on suppose $m_e = 0$. Pour diminuer le rôle des électrons nous avons choisi la distribution d'électrons froide $\beta_e = 0.01$.

La comparaison quantitative est faite dans la figure III.6. Le panneau de gauche montre des isocontours dans le plan $[k, \theta_{kB}]$ du taux de croissance γ prédit par la théorie linéaire

| Paramètres du plasma | | | |
|------------------------------|------------------|-----------------|-------------|
| $\omega_{pe}/\Omega_e = 200$ | $\beta_e = 0.01$ | $\beta_p = 0.5$ | $T_b = T_p$ |
| $\theta_{vB} = 96^\circ$ | $v_b = 4.6v_A$ | $n_b/n_p = 0.1$ | |

Table III.4: Paramètres de la théorie linéaire pour la comparaison avec la simulation 3D.

(voir table III.4). La géométrie utilisée ici est la même que dans la section précédent (voir la figure III.3). Le panneau de droite montre la fréquence ω du mode instable (en traits pleins) en fonction de k pour $\theta_{kB} = 131^\circ$. Pour comparaison, la relation de dispersion du mode de sifflement dans le plasma maxwellien est aussi reportée (des tirets). Les quantités correspondantes déterminées dans la simulation sont dénotées par un rectangle. On voit bien que le mode de la simulation est dans la région instable.

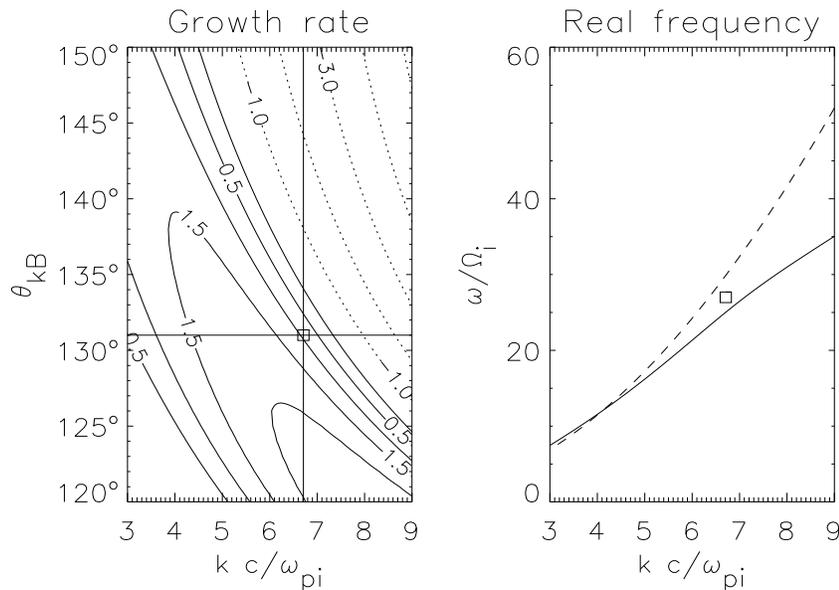


Figure III.6: Le panneau de gauche montre des contours de $\gamma(k, \theta_{kB})$. Le panneau de droite montre $\omega(k)$ pour $\theta_{kB} = 131^\circ$ du mode instable (en traits pleins) et du mode de sifflement dans le plasma maxwellien (des tirets). Les résultats de la simulation sont dénotés par un rectangle.

Il n'est pas à l'endroit du maximum du taux de croissance, probablement à cause de la petite taille de la boîte de simulation (voir la table III.1). En fait la largeur de la boîte de simulation est de quelques longueurs d'ondes des ondes de sifflement ce qui impose une quantification des vecteurs d'onde c.-à-d. que seulement un nombre fini de vecteurs d'onde peut être excité. De plus, la résolution spatiale étant finie, on ne peut pas résoudre des modes avec $k > 9\omega_{pi}/c$; noter aussi que des ondes ayant des longueurs d'onde voisines de la maille spatiale sont fortement amorties. Enfin, on ne peut pas exclure une influence de l'inhomogénéité de la densité et du champ magnétique dans

la région de génération qui se trouve proche du choc. On peut néanmoins dire que l'accord entre la théorie linéaire et la simulation est satisfaisant.

2 - 4 Comparaisons avec les observations

Comme nous l'avons déjà noté, les ondes de sifflement dans la simulation ont des propriétés en bon accord avec les observations *in situ*, au voisinage des chocs planétaires (voir table III.3). Les ondes observées et simulées ont leurs fréquences dans la même bande de fréquences, ont les mêmes propriétés de polarisation et de propagation par rapport du champ magnétique.

Mais deux différences importantes existent. Premièrement les ondes de sifflement reportées en amont de la choc de Venus par ORLOWSKI et al. (1993) ont des directions de propagation voisines du plan de coplanarité tandis que le mode observé dans la simulation se propage dans une direction qui fait un angle fini avec ce plan (voir table III.3). Une explication possible est que nous avons étudié un choc un peu particulier, avec un nombre de Mach faible, et presque perpendiculaire (voir table III.1). Les paramètres des ondes de choc de Venus sont proches de celles de la Terre et sont plus fortes et plus obliques (voir table I.1, page 22). que l'onde de choc que nous avons étudiée.

En fait les fonctions de distribution des vitesses des protons du faisceau et du plasma varient avec l'angle θ_{BN} et le nombre de Mach et β ; il en va de même avec le mode le plus instable et en particulier sa direction de propagation. Nous n'avons pas fait une étude exhaustive de ces variations, pour des raisons évidentes de limites dans les ressources numériques disponibles. On peut néanmoins prévoir le sens dans lequel elles vont aller. Si la force du choc augmente, les ondes dont les directions de propagation sont trop obliques par rapport au plan de coplanarité vont avoir des vitesses de phase trop petites par rapport à la vitesse du vent solaire et ne pourront pas s'échapper vers l'amont. Par conséquent les ondes avec des vecteurs d'onde près du plan de coplanarité peuvent devenir dominantes (voir HELLINGER et MANGENEY, 1997).

Deuxièmement toutes les observations (FAIRFIELD, 1974, ORLOWSKI et al., 1995) trouvent que les siffleurs ont un spectre de fréquence large ($\sim 20 - 40\Omega_i$). Par contre dans le cas de présentes simulations on voit un mode nettement dominant, conséquence du fait que la boîte de simulation est de petite taille et que la résolution spatiale est finie.

En résumé, nous avons trouvé un mécanisme de génération des ondes de sifflement ; il y a un accord raisonnable entre les prédictions de la théorie, tant linéaire que simulations, et les observations disponibles. Il serait intéressant, pour confirmer ce modèle, d'étudier s'il existe effectivement, au voisinage de l'onde de choc terrestre, une corrélation entre les propriétés des ondes de sifflement et celles des protons réfléchis.

3 - Effets dimensionnels

Le travail de MCKEAN et al. (1995) a montré que l'on trouve aussi ces ondes de sifflement dans les simulations bi-dimensionnelles complètement particulières (donc incluant les électrons et leurs effets cinétique), avec approximativement les mêmes propriétés que celles que nous avons trouvées dans les simulations hybrides tri-dimensionnelles.

Les simulations que ces auteurs décrivent présentent deux différences importantes avec les nôtres : la dimensionalité et la manière de décrire les électrons.

Nous avons donc commencé par tester le rôle de la troisième dimension. Pour cela, nous avons fait une simulation 2D avec les mêmes paramètres que ceux utilisés pour la simulation en 3D. De plus, nous avons choisi, comme plan de simulation, le plan de coplanarité comme MCKEAN et al. (1995). Nous avons alors retrouvé les ondes de sifflement avec des propriétés similaires à celles des simulations tri-dimensionnelles, mais évidemment avec des vecteurs d'onde qui sont forcés d'appartenir au plan de simulation, i.e. au plan de coplanarité. Les amplitudes des ondes dans les simulations bi-dimensionnelles sont plus petites que celles dans les simulations tri-dimensionnelles, ce qui est tout à fait compréhensible puisque les simulations tri-dimensionnelles montrent que le mode le plus instable n'appartient pas au plan de coplanarité. Cette expérience numérique montre aussi que la fonction de distribution des protons est instable pour un large domaine d'angles de propagation ; toutefois, pour trouver les modes les plus instables, les trois dimensions sont importantes.

A part cela, nous n'avons pas trouvé de différences qualitatives entre les simulations bi-dimensionnelles et tri-dimensionnelles. Ce résultat est important car, en 1D et 2D des particules sont obligées de suivre des lignes du champ magnétique (voir JOKIPII et al., 1993 et annexe A) si celui-ci n'a pas de gradients trop forts. Cette contrainte réduit fortement la diffusion perpendiculaire qui est importante pour l'accélération des particules par le choc. Comme ces particules accélérées peuvent changer la structure des chocs quasi-perpendiculaire (GIACALONE et al., 1994), on pourrait s'attendre à ce que les simulations tri-dimensionnelles puissent donner des résultats différents des simulations uni- et bi-dimensionnelles.

Dans notre cas il n'y pas de différence importante entre les simulations bi-dimensionnelles et tri-dimensionnelles ; la diffusion perpendiculaire dans la dynamique des protons accélérés ne semble pas donc jouer un rôle important dans le cas des générations des ondes de sifflement.

Il faut noter le fait que la simulation tri-dimensionnelle nous a permis de bien identifier le mécanisme de génération des ondes de sifflement; l'argument clef pour cela étant que nous avons trouvé le mode le plus instable dans le plan formé par la vitesse du faisceau et le champ magnétique, comme prévu par la théorie linéaire de WONG et GOLDSTEIN (1988) et HELLINGER et MANGENEY (1997).

MCKEAN et al. (1995) ont aussi suggéré que les ondes de sifflement soient effectivement générées par les protons réfléchis. Nos résultats permettent de renforcer cette proposition sur une base quantitative. Par contre, leurs résultats montrent que les effets cinétiques des électrons ne suppriment pas en général l'instabilité. C'est aussi une justification importante de l'utilisation des codes hybrides dans ce contexte.

4 - Relations entre les ondulations de choc et les sifflements en amont

Les ondulations et les ondes de sifflements en amont sont excitées par les protons réfléchis presque dans la même région. Nous nous sommes posé les questions suivantes : sont-elles reliées ? et/ou sont-elles en compétition ?

Les deux structures sont résonnantes, dans le cas des siffleurs, il s'agit de la résonance Cerenkov, par contre dans le cas des ondulations il s'agit de la résonance cyclotronique. Les interactions ondes-particules sont essentiellement différentes. La résonance Cerenkov diffuse les protons vers des vitesses parallèles au vecteur d'onde plus petites. La résonance cyclotron diffuse des protons essentiellement en angle d'attaque. Le mode de sifflement qui est excité plus en amont peut donc décélérer les protons réfléchis et peut diminuer le nombre des protons résonnants pour les ondulations.

Nous avons commencé une étude numérique de ce problème ; nous nous sommes limités à des simulations 2D pour pouvoir accéder à des nombres de Mach élevés et avoir une assez grande boîte de simulation : on a vu dans la section précédente qu'en deux dimensions on obtient qualitativement les mêmes résultats qu'en 3D. Les résultats préliminaires montrent que la présence des ondes de sifflement n'influence pas les ondulations du choc d'une manière importante. Ceci est démontré dans la figure III.7 qui donne les résultats de deux simulations avec $M_A \simeq 6$, $\theta_{BN} = 80^\circ$ et $\beta = 1$: un cas proche des conditions typique de l'onde de choc de la Terre (voir table I.1, page 22). Les géométries de ces deux simulations sont les même et sont identiques à la géométrie utilisé dans le chapitre II (voir la figure II.1, page 31) Les deux panneaux à gauche montrent les résultats de la simulation avec une résolution spatiale ne permettant pas l'existence des ondes de sifflement (les paramètres de cette simulation sont identique, sauf M_A , à ceux donnés dans la table II.1). Les deux panneaux de droite montrent les résultats d'une simulation mieux résolue, où les ondes de sifflement sont présentes (les paramètres de cette simulation sont donnés dans la table III.5). Tous les panneaux montrent les images en niveau de gris des composantes du champ magnétique. Les panneaux du haut montrent la composante B_Z pour les deux cas. Les panneaux du bas montrent la composante B_x pour les deux cas. Le panneau du haut, à gauche, montre de fortes ondulations du choc dans le cas où les ondes de sifflement ne sont pas présentes. Par contre, le panneau du haut, à droite, montre une superposition d'ondes

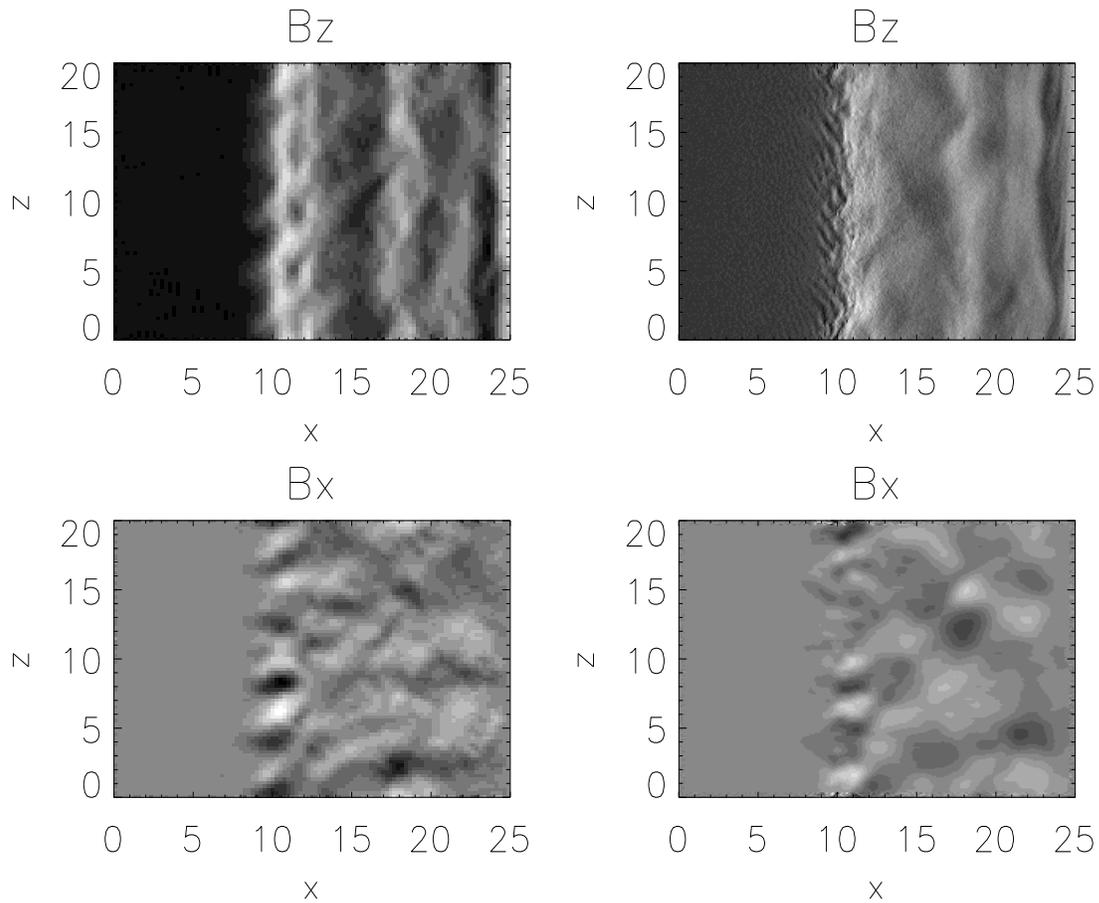


Figure III.7: Comparaisons des chocs, $M_A = 6$ et $\theta_{BN} = 80^\circ$ sans siffleurs (panneaux de gauche), avec des siffleurs (panneaux de droite). Les panneaux du haut (du bas) montrent la composante B_z (B_x) du champ magnétique. La composante du champ magnétique B_x sur le panneau du bas, à droite, a été lissée pour éliminer les ondes de sifflement.

| Paramètres (en amont) | |
|------------------------------|--------------------------|
| numériques | physiques |
| $dx = dz = 0.1c/\omega_{pi}$ | $\theta_{BN} = 80^\circ$ |
| $X = 25c/\omega_{pi}$ | $M_A = 6$ |
| $Z = 20c/\omega_{pi}$ | $\beta_e = 0.5$ |
| $dt = 0.01\Omega_i^{-1}$ | $\beta_p = 0.5$ |
| $dt_f = dt/20$ | $t = 10\Omega_i^{-1}$ |
| $N_{pc} = 15$ | |

Table III.5: Paramètres de la simulation 2D du choc ondulé avec des ondes de sifflement

de sifflement et d'ondulations, même si les ondulations ne sont pas clairement visibles. Par contre, si l'on compare les panneaux du bas pour la composante B_x , où l'on a éliminé les ondes de sifflement par un lissage, on voit que les ondulations persistent. Une comparaison quantitative montre que les ondulations dans les deux cas ont des amplitudes comparables. Ce résultat montre que les ondes de sifflement et des ondulations du choc sont essentiellement indépendantes (au moins pour le cas que nous avons étudié).

5 - Rôle des ondes de sifflement

Discutons maintenant du rôle éventuel des ondes de sifflement dans la dissipation et dans la structure du choc. Nous avons montré que les ondes de sifflement sont excités par les protons réfléchis par le choc. Elles s'échappent du choc et sont amorties par l'effet Landau sur les électrons et transfèrent ainsi de l'énergie cinétique des protons réfléchis vers l'énergie thermique des électrons. L'efficacité de ce transfert reste à déterminer quantitativement.

Il est important de souligner l'importance de la haute résolution spatiale que nous avons utilisée dans les études numériques, et qui permet d'observer les ondes de sifflement dans les simulations.

Chapitre IV

Pulsations du champ magnétique en amont des chocs quasi-parallèles

1 - Observations

La structure des ondes de choc quasi-parallèles est bien plus compliquée que celle des chocs quasi-perpendiculaires. Comme nous l'avons déjà souligné dans l'introduction ceci est dû au fait que dans le cas des ondes de choc quasi-parallèles les protons peuvent s'échapper beaucoup plus facilement vers l'amont que dans le cas des chocs quasi-perpendiculaires. Les protons qui remontent vers l'amont forment des faisceaux aux caractéristiques extrêmement variables qui dépendent des paramètres du plasma en amont ainsi que de ceux du front de choc.

1 - 1 Faisceaux de protons

Les protons constituant les faisceaux observés en amont des chocs peuvent avoir des origines diverses. Première possibilité : la réflexion spéculaire d'une partie des protons incidents par le choc ou une structure associée au choc (par exemple les pulsations dont il sera question plus loin). La réflexion d'une particule est dite spéculaire quand au cours de la réflexion (dans le référentiel du choc) la composante de la vitesse perpendiculaire à la surface du choc change de signe sans que son module change. En fait, des faisceaux de protons avec des propriétés compatibles avec une réflexion spéculaire sont observés dans des conditions de plasma extrêmement variées (voir ONSAGER et al., 1990). Les faisceaux réfléchis spéculairement sont froids (leur température est voisine de celle des protons du vent solaire) mais ils sont, le plus souvent, rapidement diffusés dans l'espace des vitesses et donc chauffés. Ces faisceaux peuvent éventuellement être réfléchis par une structure magnétique en amont du choc, revenir vers le choc et, si les conditions

sont favorables, se retrouver dans la région aval où ils sont effectivement observés. La densité typique des faisceaux d'ions diffus est de l'ordre de quelques pour cent de la densité du plasma en amont.

Cependant, en plus de ces faisceaux diffus, on observe parfois des faisceaux froids, plutôt denses (de l'ordre de 1 – 10% de la densité du plasma en amont) et spatialement plutôt cohérents (voir WILKINSON et al., 1993). Leurs propriétés sont parfois compatibles avec l'hypothèse d'une génération par réflexion spéculaire, mais dans certains cas les propriétés sont fortement incompatibles avec une telle génération ; leur origine reste mystérieuse.

Finalement on observe aussi des faisceaux caractérisés par des fonctions de distribution en anneau plus ou moins fortement non-gyrotrope (voir FUSELIER et al., 1995). Il n'est pas clair si leurs propriétés sont compatibles avec l'hypothèse d'une génération par réflexion spéculaire. Cependant leurs propriétés ne sont pas compatibles avec le mécanisme de génération par l'accélération de Fermi, dont nous parlerons un peu plus loin.

Le plasma en aval du choc est une deuxième source possible pour les faisceaux de protons observés en amont des chocs quasi-parallèles. En effet, d'une part la vitesse du choc est subsonique par rapport au plasma aval ; d'autre part, l'angle formé par le champ magnétique et la normale au choc est assez petit ($< 45^\circ$) ; en conséquence, une partie des ions se dirigeant vers l'amont peuvent, en suivant les lignes de force du champ magnétique, dépasser le choc et peupler la région amont.

Lorsque des particules traversent le front du choc plusieurs fois en rebondissant alternativement sur des structures magnétiques en amont et en aval du choc elles gagnent de l'énergie à l'instar d'une balle de ping-pong entre deux raquettes se rapprochant l'une de l'autre. Ce mécanisme d'accélération, proposé par Fermi à la fin des années 40, peut engendrer des particules extrêmement énergétiques (voir par exemple ELLISON et al., 1993) ; il est donc souvent invoqué comme étant le mécanisme d'accélération des particules les plus énergétiques observées dans l'univers : les rayons cosmiques. Des faisceaux de type diffus et très chauds, caractérisés par des distributions de vitesses isotropes et par des densités de l'ordre de 1 – 2%, vraisemblablement produits par le mécanisme de Fermi sont souvent observés dans le vent solaire.

1 - 2 Fluctuations du champ magnétique

En association avec les faisceaux de protons observés en amont des chocs quasi-parallèles on observe des perturbations du champ magnétique. Ces perturbations se présentent soit sous la forme d'ondes relativement monochromatiques, de fréquence inférieure à la fréquence gyro-magnétique des protons (période de l'ordre de la seconde dans le vent solaire) et de faibles amplitudes ($\delta B/B_0 < 1$), soit sous la forme de fluctuations lo-

calisées, durant de 5 à 20 secondes dans le référentiel de la sonde et de forte amplitude $\delta B/B_0 \sim 3 - 4$, qu'on appelle pulsations (voir HOPPE et al., 1981, THOMSEN et al., 1990, SCHWARTZ et BURGESS, 1991, SCHWARTZ et al., 1992). Les ondes se propagent le long du champ magnétique avec une polarisation droite tandis que les pulsations présentent une polarisation gauche (voir MANN et al., 1994) et se déplacent par rapport au plasma ambiant avec des vitesses superalfvéniennes $\sim 2 - 4v_A$ croissant avec l'intensité de la perturbation du champ magnétique. Celle-ci est bien corrélée avec la densité du plasma. La structure à grande échelle des pulsations n'est pas encore bien connue ; d'une part, l'analyse de variance minimum des pulsations par MANN et al., (1994) semble indiquer que leur structure est essentiellement plane ; d'autre part, SCHWARTZ et BURGESS (1991) soutiennent, sur la base d'une étude sur les longueurs de corrélations transverses des pulsations publiée par LE et al. (1993), que les pulsations ont une structure tri-dimensionnelle avec une taille transverse finie.

Ces pulsations interagissent avec les protons suprathermiques du plasma ; elles sont en effet accompagnées d'une forte fluctuation de la densité d'énergie de ces protons suprathermiques (GIACALONE et al., 1993). Il semblerait qu'une pulsation puisse piéger les protons suprathermiques et ainsi "nettoyer" le plasma en les "ramassant" sur son passage.

Elles sont aussi généralement associées à des augmentations de la densité et de la température des électrons (voir THOMSEN et al., 1990).

Il y a un consensus général sur le fait que les ondes sont produites par les protons réfléchis ; un modèle quasi-linéaire de cette interaction dans le contexte des chocs planétaires a été mis au point par LEE en 1982 ; les prédictions de ce modèle se comparent favorablement avec les observations. Par contre en ce qui concerne les pulsations, plusieurs questions importantes restent ouvertes :

- 1) y a-t-il une relation entre les ondes et les pulsations ? Les pulsations sont-elles simplement l'état non-linéaire des ondes ? MANN et al. (1994) estiment que les propriétés des pulsations sont compatibles avec l'hypothèse que l'origine des pulsations se trouve dans le déferlement d'ondes magnétosonores simples.
- 2) Si tel est le cas, quel est le mécanisme qui change la direction de propagation et la polarisation des ondes pour donner la direction et la polarisation observées dans les pulsations ?
- 3) Si non, quel est le mécanisme qui génère les pulsations ?

Apporter une réponse à ces questions sera faire un pas significatif dans la compréhension des chocs quasi-parallèles ; les pulsations sont en effet susceptibles de jouer un rôle important dans les processus de dissipation associés à ces chocs. Rappelons à ce sujet que, comme nous l'avons déjà souligné dans l'introduction, SCHWARTZ et BURGESS (1991) ont proposé un scénario dans lequel le choc n'est pas une transition au sens

classique, avec une région amont (le plasma non-perturbé en avant du choc), une zone de dissipation et une région aval (où le plasma se thermalise).

Dans leur scénario, le choc est constitué d'une succession de pulsations de plus en plus rapprochées et de plus en plus intenses au fur et à mesure que l'on se dirige vers l'aval le choc étant franchi lorsque les pulsations se superposent. Même si cette image reste plutôt spéculative, il est certain que les pulsations jouent un rôle important dans la structure et la dynamique des chocs quasi-parallèles.

De plus, l'interaction des pulsations avec les chocs peut occasionnellement modifier localement la géométrie du choc en la faisant passer de quasi-parallèle à quasi-perpendiculaire (GREENSTADT et al., 1993) et modifier ainsi de façon significative, mais passagère, ses caractéristiques principales.

2 - Théorie linéaire de l'instabilité faisceau d'ions-plasma

Par souci de clarté, commençons par un court résumé de la théorie linéaire. L'interaction de faisceaux d'ions avec un plasma a été amplement étudiée du point de vue théorique (signalons la revue de GARY (1991) sur la théorie linéaire faisceau d'ions/plasma).

Le problème général de l'interaction faisceau-plasma est extrêmement complexe en raison du grand nombre d'instabilités (électrostatiques ou électromagnétiques) pouvant se développer suivant les caractéristiques du faisceau et du plasma. La théorie indique que pour des paramètres typiques du vent solaire des instabilités électromagnétiques dues à l'interaction ion-ion peuvent atteindre des amplitudes importantes et éventuellement dominer les instabilités électrostatiques et électromagnétique ion-électron, même si celles-ci présentent des taux de croissance plus élevés. Les ondes électromagnétiques excitées ont typiquement des fréquences et des taux de croissance inférieurs à la gyrofréquence des ions. Leurs propriétés dispersives et les caractéristiques du mode le plus instable varient fortement avec les paramètres du faisceau. De manière schématique (voir ELAOUFIR, 1990, et la revue de GARY, 1991) on peut dire que dans le cas d'un faisceau lent et chaud ($v_b < v_{thb}$), le mode le plus instable est un mode résonnant avec une polarisation gauche, alors que dans le cas d'un faisceau rapide ($v_b \gg v_{thb}$) et peu dense ($n_b/n_p \ll 1$) c'est un mode résonnant avec une polarisation droite.

Enfin, pour un faisceau rapide, chaud et/ou dense, le mode le plus instable est non-résonnant avec une polarisation gauche. Tous ces modes ont des taux de croissance maxima en propagation parallèle par rapport du champ magnétique. Ceci étant, des modes presque aussi instables peuvent exister en propagation oblique : c'est ce que nous allons démontrer dans la suite.

3 - Simulations

3 - 1 Méthodes

Les simulations numériques constituent un outil de plus en plus performant pour étudier l'évolution des instabilités surtout lorsqu'on s'intéresse à l'évolution non-linéaire ; celle-ci étant le plus souvent hors de portée des traitements analytiques. La situation est encore plus compliquée dans le cas où le faisceau est associé à un choc. Dans ce cas, en raison de la présence du choc, le milieu est fortement inhomogène, les fonctions de distributions sont extrêmement complexes et la structure n'est pas nécessairement stationnaire dans le temps.

Plusieurs méthodes ont été utilisées afin d'étudier le rôle des faisceaux de protons dans la structure des chocs quasi-parallèles.

La plus directe consiste à simuler un choc quasi-parallèle par exemple en envoyant un plasma se déplaçant à une vitesse supersonique ou superalfvénique se réfléchir sur un mur immobile. Dans ce cas le faisceau de protons réfléchis est créé de façon auto-cohérente par le choc qui se forme et remonte le plasma incident.

Mais, vu les énormes échelles de temps et d'espace qui interviennent dans un choc quasi-parallèle et la nécessité d'utiliser un modèle au moins bi-dimensionnel, ces simulations sont extrêmement gourmandes en ressources numériques, (voir par exemple SCHOLER, 1993).

La deuxième méthode consiste à étudier les instabilités générées par des faisceaux d'ions dans un système homogène et spatialement uniforme. Dans ce cas il est relativement facile d'étudier l'évolution non-linéaire de l'instabilité mais les résultats ne sont pas directement applicables aux faisceaux observés dans les ondes de choc car ces chocs ne sont évidemment pas des structures homogènes.

La troisième méthode est un compromis entre les méthodes précédentes ; le faisceau d'ions est alors constamment injecté à un endroit donné de la boîte de simulation (virtuellement la position du choc) dans un plasma homogène et uniforme ; la densité totale du faisceau augmente au cours du temps.

En ce qui concerne la physique des chocs quasi-parallèles le résultat fondamental obtenu avec les simulations complètes (ou du premier type) est que les chocs quasi-parallèles supercritiques ne sont pas stationnaires. Leur structure oscille, de façon aperiodique, entre deux phases :

Première phase turbulente au cours de laquelle la structure du choc est caractérisée par une zone de transition extrêmement étendue entre le plasma amont et le plasma aval ; le nombre de protons réfléchis est petit au cours de cette phase : c'est la phase

de *sous-dissipation*, car comme nous avons déjà noté la réflexion des protons est un mécanisme important, voire dominant pour les chocs sans collisions.

Deuxième phase de *sur-dissipation* au cours de laquelle la zone de transition devient beaucoup plus mince et le nombre de protons réfléchis est très élevé. Ce comportement du choc est appelé reformation.

La reformation influence fortement les faisceaux de protons réfléchis et vice versa. En effet les protons réfléchis interagissent avec la structure irrégulière qui caractérise le champ magnétique autour d'un choc en reformation. Comme dans le cas des pulsations magnétiques, dont il a été question plus haut, les structures magnétiques engendrées par la reformation peuvent renvoyer les protons réfléchis vers le choc. Les simulations semblent même indiquer que le processus de reformation détruit inévitablement tout faisceau froid renvoyé vers l'amont.

Ces résultats semblent être en contradiction avec les résultats observationnels sur les fonctions de distributions des protons dans le préchoc de la partie quasi-parallèle de l'onde de choc de la Terre : les travaux de WILKINSON et al. (1994) et FUSELIER et al. (1995), mentionnés plus haut, montrent l'existence de distributions de protons froides de type faisceau, voire de type anneau. Ces observations remettent donc en cause le caractère universel de la reformation que semblent suggérer les simulations. Le conflit entre simulations et observations pourrait s'expliquer par des effets de dimensionalité, la physique étant mal représentée par des simulations à une ou deux dimensions (voir la discussion dans l'annexe A). Une autre explication possible est que les simulations sont trop courtes en temps pour que les phénomènes qui se produisent à grande distance du choc aient eu le temps de se développer entièrement (voir SCHOLER, 1993).

Dans le cadre des simulations du deuxième type, dans un plasma homogène en l'absence de perturbation, mentionnons les simulations hybrides uni-dimensionnelles de WINSKE et LEROY (1984) qui ont montré que les propriétés des ondes à polarisation droite, engendrées par un faisceau rapide et peu dense, sont en bon accord avec les propriétés des ondes à basses fréquences observés en amont du choc de la Terre. Ces auteurs montrent, par exemple, que l'interaction des ondes avec le faisceau crée naturellement des distributions diffuses caractéristiques, comme nous l'avons déjà vu, de l'environnement du choc de la Terre. WINSKE et QUEST (1986) ont étudié les effets dimensionnels des simulations en comparant des résultats de simulations hybrides uni-dimensionnelles avec des résultats de simulations hybrides bi-dimensionnelles. Ils ont étudié les deux cas d'un faisceau rapide et de densité soit faible soit forte (voir table IV.1). Dans les deux cas, ils ont montré qu'il n'y a pas d'effets importants liés à la deuxième dimension et que les simulations 1D et 2D donnent des résultats essentiellement identiques. AKIMOTO et al. (1991, 1993) ont étudié l'évolution de faisceaux rapides avec des densités plus fortes que celles de LEROY et WINSKE (1984) avec un code hybride 1D. Ils ont ainsi montré que les ondes en propagation parallèle (ondes a priori incompressibles) peuvent devenir compressibles au cours de l'évolution non-linéaire et engendrer des pulsations

| Paramètres des simulations de WINSKE et QUEST (1986) | |
|--|--------------------------|
| numériques | physiques |
| $dx = dy = 2c/\omega_{pi}$ | $v_b = 10v_A$ |
| $X = Y = 256c/\omega_{pi}$ | $n_b = 0.015n_e, 0.1n_e$ |
| $dt = 0.05\Omega_i^{-1}$ | $\beta_e = \beta_p = 1$ |
| $N_{pc}^{faisc.} = N_{pc}^{plasma} = 15$ | $T_b = T_p$ |
| lissage de \mathbf{E} | $t = 100\Omega_i^{-1}$ |

Table IV.1: Paramètres des simulations hybrides 2D de WINSKE et QUEST (1986).

magnétiques présentant des propriétés partiellement compatibles avec celles des pulsations observées en amont du choc de la Terre ; mais les pulsations simulées sont forcées dans un système uni-dimensionnelle de se propager le long du champ magnétique, alors que les observations montrent que les pulsations sont en propagations oblique au champ magnétique.

Dans le cadre des simulations du troisième type, DUBOULOZ et SCHOLER (1993, 1995) ont essayé de contourner le problème de la reformation, qui pollue le problème du faisceau à proprement parler. Dans leurs simulations uni- et bi-dimensionnelles hybrides il n’y a pas de choc. Seul est simulé un faisceau de protons chaud injecté à l’un des bords de la boîte de simulation dans un plasma froid représentant le vent solaire. Ils ont ainsi montré que la densité du faisceau *en amont* baisse avec la distance au point d’injection. Le faisceau génère le mode à polarisation droite en propagation parallèle. Dans la phase non-linéaire le mode devient compressible et engendre des concentrations de la densité du faisceau chaud. À l’endroit de formation de ces concentrations de densité le mode à polarisation gauche devient important et engendre des pulsations à polarisation gauche. Ces pulsations se propagent initialement le long du champ magnétique mais sont convectées par le fluide vers la région d’injection où les gradients de densité sont plus forts. La dépendance spatiale de la densité provoque la réfraction des ondes qui tendent à s’aligner avec la direction du gradient. Les propriétés de ces pulsations ressemblent aux propriétés des pulsations observées. Mais ce scénario comporte également quelques problèmes. D’une part il n’y pas d’évidence observationnelle de l’existence de gradients importants dans la densité des faisceaux observés en amont des chocs. En outre la modélisation du faisceau est basée sur les résultats des simulations numériques de chocs lesquels, comme nous l’avons souligné plus haut, reproduisent de manière imparfaite la réalité des observations de FUSELIER et al. (1995) et de WILKINSON et al. (1993).

Dans la section suivante nous rediscutons le problème de l’évolution non-linéaire de l’instabilité d’un faisceau de protons à la lumière des progrès que nous avons pu faire à l’aide de nouvelles simulations numériques.

4 - Les effets bi-dimensionnels dans les instabilités du système faisceau-plasma

Pour étudier l'évolution non-linéaire du système faisceau-plasma nous avons utilisé la deuxième des méthodes dont il a été question plus haut. Rappelons que WINSKE et QUEST (1986) ont montré que, tout au moins dans les conditions de leurs simulations, les effets bi-dimensionnels ne sont pas importants dans le problème du système faisceau d'ions dans un plasma. Nous avons, tout en restant dans le domaine des valeurs observées, choisi des paramètres du faisceau et du plasma différents de ceux de WINSKE et QUEST (1986) (cf. tables IV.1 et IV.2) afin de tester l'universalité de leurs conclusions (cf. HELLINGER et MANGENEY, 1999). Une analyse linéaire du système, dans le cadre des paramètres que nous avons choisis, est présentée dans l'annexe B.

| Paramètres du plasma | | |
|------------------------------|---------------------------|-------------|
| $\omega_{pe}/\Omega_e = 200$ | $\beta_e = \beta_p = 0.5$ | $T_b = T_p$ |
| $v_b = 10$ | $n_b/n_p = 0.04$ | |

Table IV.2: Paramètres du plasma pour l'étude de la théorie linéaire et pour la simulation hybride 2D

La géométrie utilisé pour les études de la dispersion dans le système plasma-faisceau de proton est démontré dans la figure IV.1 : le champ magnétique \mathbf{B}_0 et la vitesse du faisceau \mathbf{v}_b sont le long de l'axe y et nous cherchons la dépendance $\omega = \omega(k, \theta_{kB})$.

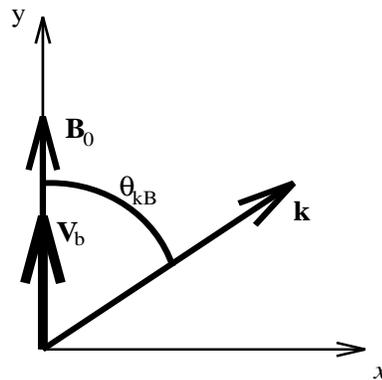


Figure IV.1: Géométrie de la théorie linéaire du système faisceaux de protons-plasma.

Les résultats de la théorie linéaire montre que les modes les plus instables sont les modes résonnants à polarisation droite, ce qui est en accord avec les conclusions de GARY (1991). Les propriétés de ces modes sont montrées dans la figure IV.2 pour les paramètres du plasma donné dans la table IV.2. Sont présentés, dans la figure de

gauche, les isocontours du taux de croissance, et, dans la figure de droite, les isocontours de la compressibilité $C_b = \delta n_b/n_b/(|\delta \mathbf{B}|/B_0)$, en fonction de k et θ_{kB} . La figure montre

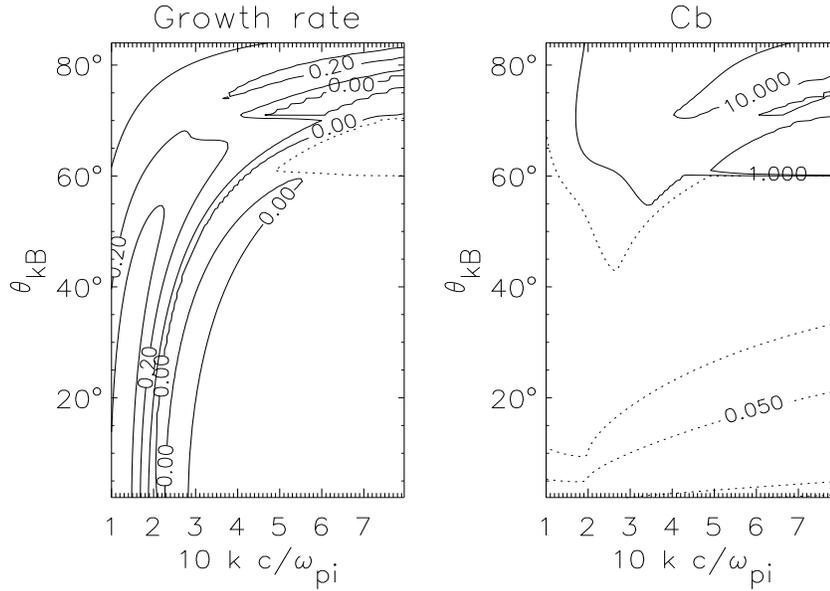


Figure IV.2: Instabilité d'un faisceau d'ions dans un plasma. Isocontours du taux de croissance $\gamma(k, \theta_{kB})$ (à gauche) et de la compressibilité $C_b(k, \theta_{kB})$ (à droite).

que, pour le jeu de paramètres que nous avons choisi (table IV.2), le mode le plus instable est, comme prévu, en propagation parallèle par rapport du champ magnétique. Mais le mode à polarisation droite est également instable sur un domaine couvrant des directions de propagation fortement obliques. On constate en particulier que le taux de croissance présente un maximum local en propagation presque perpendiculaire $\sim 80^\circ$. La table IV.3 regroupe les caractéristiques principaux des deux modes : les deux modes sont en résonance cyclotronique $\omega - \Omega_i \sim \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_b$ avec le faisceau de protons, le mode en propagation parallèle est de nature électromagnétique et incompressible. Pour des angles de plus en plus obliques la composante électrostatique du champ électrique augmente et le mode devient compressible. Au voisinage du maximum local, à $\theta_{kB} \sim 80^\circ$, la composante électrostatique est dominante

$$\frac{|\mathbf{k} \cdot \delta \mathbf{E}|}{|\mathbf{k} \times \delta \mathbf{E}|} \sim 10 \quad (\text{IV.1})$$

et le mode est fortement compressible avec $C_b \simeq 10$.

4 - 1 Simulations numériques

Pour les simulations de l'interaction faisceau-plasma nous utilisons un code hybride à deux dimensions (MATTHEWS, 1994) avec des conditions aux limites périodiques (voir

| caracteristiques | Mode | |
|------------------|---------------------|-----------------------|
| | Parallèle | Oblique |
| θ_{kB} | 0° | 80° |
| ω | $0.28\Omega_i$ | $0.18\Omega_i$ |
| γ | $0.26\Omega_i$ | $0.2\Omega_i$ |
| k | $0.12\omega_{pi}/c$ | $0.47\omega_{pi}/c$ |
| λ | $52c/\omega_{pi}$ | $13c/\omega_{pi}$ |
| polarisation | circulaire, droite | elliptique, droite |
| nature | électromagnétique | quasi-électrostatique |
| résonance | cyclotronique | cyclotronique |
| compressibilité | incompressible | fortement compress. |
| C_b | 0 | 10 |

Table IV.3: Résultats de la théorie linéaire : les propriétés des deux modes principaux du système faisceau de protons-plasma

annexe A). Le faisceau et le plasma sont initialement maxwelliens et homogènes avec les même paramètres pour lesquels nous avons étudiés les propriété linéaire du plasma dans la section précédente (voir la table IV.2). La boite de simulation appartient au plan xy et la géométrie utilisée pour cette simulation est identique à celle de la théorie linéaire de la section précédente (voir la figure IV.1). Les paramètres numériques pour cette simulation sont donnés dans la table IV.4).

| Paramètres numériques | | |
|--|--------------------------|----------------------------|
| $X = 100c/\omega_{pi}$ | $Y = 300c/\omega_{pi}$ | $dx = dy = 1c/\omega_{pi}$ |
| $N_{pc}^{faisc.} = N_{pc}^{plasma} = 60$ | $dt = 0.05\Omega_i^{-1}$ | $dt_f = dt/20$ |

Table IV.4: Paramètres numérique de la simulation hybride 2D

Dans la première phase, linéaire, de l'évolution du système on observe l'excitation d'un large spectre d'ondes avec dominance des modes en propagation parallèle. Comme prévu par la théorie linéaire les modes en propagation oblique, moins instables, sont à l'origine des fluctuations de la densité (cf. table IV.3). Les modes obliques atteignent rapidement le niveau non-linéaire qui est caractérisé par la présence de régions localisées où la densité des protons du faisceau se renforce de manière significatives et où la fonction de distribution du faisceau est fortement non-gyrotrope. Ces régions sont initialement étroites et allongées dans la direction du champ magnétique : nous les appellerons des filaments. Pendant la formation des filaments, les modes initialement dominants développent une composante oblique $\theta_{kB} \sim 10^\circ$ probablement du à la non-gyrotropie du faisceau qui s'est introduit en consequence des modes obliques.

Dans la deuxième phase de l'évolution du système faisceau-plasma, les filaments se courbent. Cet effet est probablement dû aux fortes concentrations de protons du fais-

ceau dans les filaments et/ou dû à l'interaction avec les modes initialement dominants. Ces concentrations peuvent engendrer des gradients de vitesse suffisamment importants pour pouvoir déclencher une instabilité de type Kelvin-Helmholtz ; mais d'autres mécanismes non-linéaire peuvent être responsable du phénomène de courbure des filaments. Ce problème reste ouvert.

Il faut noter qu'un effet similaire a déjà été observé par THOMAS et BRECHT (1988) et THOMAS (1989b) dans des études sur les cavités diamagnétiques observées dans le vent solaire.

La courbure des filaments s'accompagne d'une courbure des lignes de champ magnétique formant ainsi des régions de concentration de flux magnétique. En raison du gel du champ magnétique, on observe également la formation de concentrations de densité du plasma. En outre les faisceaux de forte densité renforcent les fluctuations du champ magnétique par un processus résonnant qui a probablement des liens avec les instabilités résonnantes de la théorie linéaire ; ce phénomène non-linéaire rest à éclaircir.

Tous ces effets, fortement non-linéaires, engendrent des structures de type onde solitaire à forte polarisation elliptique gauche se propageant obliquement $\sim 45^\circ$ par rapport au champ magnétique. Un exemple d'onde solitaire est montré dans la figure IV.3. Elle montre les profils de plusieurs quantités, en fonction de la coordonnée le long de la direction approximative de propagation des ondes solitaires, tard dans l'évolution de l'instabilité lorsque les effets non-linéaires dominant le système (au temps $t = 30\Omega_i^{-1}$). La figure IV.3 illustre clairement que la densité du plasma, l'intensité du champ magnétique et la vitesse U_y sont fortement corrélées. Les vitesses des ondes solitaires qui apparaissent dans la figure (on va les appeler des pulsations) sont superalfvéniques avec des vitesses de l'ordre de $\sim 2 - 6v_A$. On note également que les vitesses et les amplitudes des pulsations sont positivement corrélées, c.-à-d. qu'aux fortes (faibles) pulsations correspondent des vitesses grandes (petites). Dans la simulation les amplitudes maximales des pulsations sont de l'ordre de $\delta B/B_0 \sim 2$. Leur structure spatiale est essentiellement plane, avec une échelle spatiale de $\sim 5c/\omega_{pi}$ dans la direction de propagation contre $\sim 20c/\omega_{pi}$ dans la direction perpendiculaire.

Une étude plus détaillé de l'interaction entre les particules et les ondes solitaires montre que ces ondes chauffent les protons du plasma ainsi que ceux du faisceau et qu'en plus les pulsations décélèrent les protons du faisceau.

Maintenant il faut discuter les différences avec les simulations précédentes.

4 - 2 Comparaison avec les simulations précédentes

Nous avons obtenue les résultats nouveaux qui n'ont pas été observés dans les simulations précédentes. Notamment nos résultats sont en desaccord avec ceux de WINSKE et QUEST (1986) que nous avons mentionés dans la section 3 - 1, page 59 ; ils ont trouvé

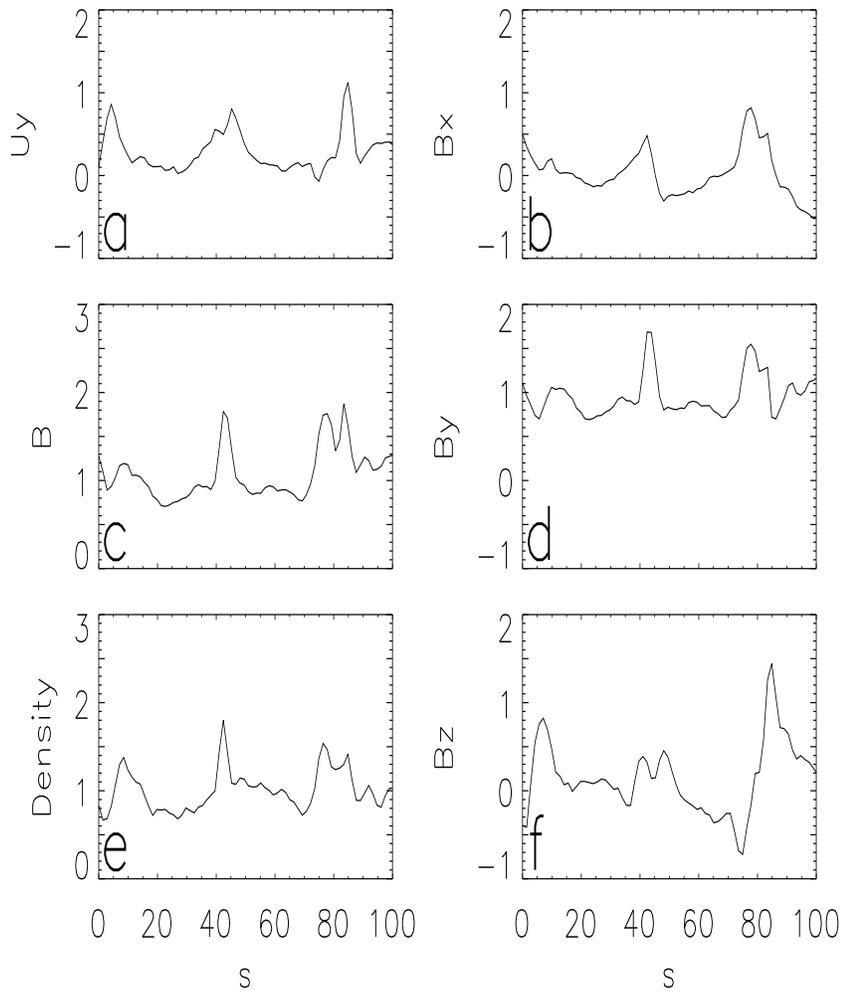


Figure IV.3: Simulation du système faisceau-plasma dans sa phase non-linéaire. La figure montre la vitesse de l'ensemble faisceau+plasma U_y (panneau a), les composantes B_x (panneau b), B_y (panneau d), B_z (panneau f), l'intensité du champ magnétique B (panneau c) et la densité totale (faisceau + plasma) au panneau (e). La vitesse est normalisée à la vitesse d'Alfvén, le champ magnétique à la magnitude du champ magnétique initial, et la densité à la densité initiale du plasma.

que l'évolution non-linéaire du système faisceau de proton-plasma est essentiellement uni-dimensionnelle. L'une des explications de cette contradiction est la différence entre les paramètres de plasma choisis, notamment de la densité du faisceau (cf. tables IV.1 et IV.2). Mais on doit noter que même dans le cas de WINSKE et QUEST (1986) de $n_b = 0.015n_e$ la théorie linéaire prévient les taux de croissance des ondes oblique comparable aux ceux des ondes parallèles, sauf que le maximum local en propagation très oblique n'existe pas. Pourquoi alors les modes obliques ne jouent pas le même rôle que dans notre cas? La raison est probablement numérique. En fait la résolution spatiale utilisée par WINSKE et QUEST (1986) est $2c/\omega_{pi}$ (voir table IV.1) alors que la longueur d'onde caractéristique des ondes obliques est de l'ordre de $10c/\omega_{pi}$ (voir table IV.3). Ces ondes sont près de la résolution des ondes dans les simulations de WINSKE et QUEST (1986) et en plus WINSKE et QUEST (1986) ont utilisé un lissage du champ électrique sur les échelles de $6c/\omega_{pi}$. Ces deux derniers faits suggèrent que les ondes obliques fortement compressibles ont du mal à se développer dans les conditions numérique de WINSKE et QUEST (1986). Ce constat peut expliquer la différence entre nos simulations et celles de WINSKE et QUEST (1986). Il faut évidemment révisiter les résultats de WINSKE et QUEST (1986) et d'étudier les dépendances de l'évolution non-linéaire des paramètres du plasma.

Passons maintenant aux comparaisons des résultats de la simulations avec les observations.

4 - 3 Comparaison avec les observations

Les résultats de la simulation sont globalement en bon accord avec les observations de pulsations magnétiques de THOMSEN et al. (1990), SCHWARTZ (1991), SCHWARTZ et al. (1992), MANN et al. (1993) et GIACALONE et al. (1993). Les pulsations simulées se propagent à $\sim 45^\circ$ par rapport au champ magnétique. MANN et al. (1993) ont observé des angles de propagation dans la fourchette $10^\circ - 50^\circ$. Les vitesses de propagation des pulsations simulées sont de l'ordre de $2 - 6v_A$ et augmentent avec l'amplitude en bon accord avec les observations de SCHWARTZ et al. (1992) et MANN et al. (1993). Dans la simulation on voit que l'intensité du champ magnétique est corrélée avec la densité totale du plasma ce qui est également en bon accord avec les observations de THOMSEN et al. (1990). Les pulsations simulées ont une polarisation gauche (dans le référentiel du plasma), fortement elliptique exactement comme les structures observées par SCHWARTZ et al. (1992). Leur structure est essentiellement plane, caractérisée par une largeur typique (leur plus petite dimension) inférieure, mais comparable, aux largeurs de l'ordre de $\sim 10c/\omega_{pi}$ observées par SCHWARTZ et al. (1992) et MANN et al. (1993). Notons à ce sujet que la largeur des pulsations augmente avec l'amplitude. Les amplitudes typiques dans les pulsations simulées sont de l'ordre de $\delta B/B_0 \sim 2$, c.-à-d. environ deux fois plus petites que celles observées dans le vent solaire qui typiquement sont de l'ordre de $\delta B/B_0 \sim 3 - 4$. La différence peut s'expliquer par le fait que dans

la situation réelle le faisceau est constamment alimenté par l'émission de particules au voisinage du front du choc alors que dans la simulation le faisceau est détruit au cours de l'évolution de l'instabilité. Dans une simulation avec un faisceau entretenu on s'attendrait à avoir des pulsations de plus forte amplitude.

Une des conséquences du scénario que nous venons de présenter est la suivante : si les pulsations sont vraiment engendrées par la filamentation du faisceau, il faudrait pouvoir observer ces filaments dans le vent solaire. En fait la présence de faisceaux denses $n_b/n_p \sim 1 - 10\%$ et cohérents, qu'on pourrait interpréter comme étant des filaments, a été mise en évidence par WILKINSON et al. (1993). Mais, constat particulièrement intéressant, les filaments sont observés presque exclusivement dans les régions caractérisées par la présence de pulsations.

Il faut néanmoins noter que WILKINSON et al. (1993) n'ont étudié les propriétés des faisceaux qu'en dehors des pulsations et par conséquent il est prématuré de conclure de leurs observations que ces faisceaux génèrent les pulsations (comme c'est le cas dans notre simulation).

Nos résultats numériques suggèrent que les filaments sont engendrés à partir de faisceaux peu denses et plus ou moins homogènes résultant de la réflexion spéculaire d'une partie des protons incidents dans les chocs quasi-parallèles. Nous proposons donc que les fortes densités des faisceaux cohérents observés sont dûs à l'existence d'ondes obliques à caractère électrostatiques qui décomposent les faisceaux en filaments comme nous l'avons observé dans la simulation. Le fait que ces filaments soient observés uniquement dans les régions caractérisées par la présence des pulsations semble renforcer cette thèse.

On peut enfin se poser à nouveau la question des effets dimensionnels dans les simulations du système faisceau-plasma. Nous avons déjà souligné que la deuxième dimension joue un rôle important. Est-ce que la troisième dimension, absente de nos simulations, est également importante ? Pour répondre à cette question, nous avons réalisé des simulations tri-dimensionnelles, mais pour ne pas dépasser les capacités des ordinateurs actuellement disponibles nous avons été contraints de réduire la résolution spatiale et la taille de la boîte de simulation.

Les résultats préliminaires des simulations 3D montrent qu'il y a des différences notables par rapport aux simulations bi-dimensionnelles ; premièrement les amplitudes des pulsations sont plus faibles à cause de la réduction de la cohérence spatiale et deuxièmement la structure des pulsations devient tri-dimensionnelle (cf. THOMAS, 1989a,b).

Ce dernier constat est en accord avec l'étude de SCHWARTZ et BURGESS (1991) qui soulignent la structure tri-dimensionnelle des pulsations, tandis que celle de MANN et al. (1993) est en accord avec les simulations 2D.

Évidemment des comparaisons plus détaillées entre observations et simulations sont

nécessaires pour déterminer le rôle exact des ondes obliques et du mécanisme de filamentation d'un faisceau de protons dans les chocs quasi-parallèles.

Chapitre V

Conclusions et perspectives

Nous avons, dans cette thèse, abordé quelques problèmes liés à la physique des ondes de choc dans les plasmas non collisionnels. Nous nous sommes concentré sur les phénomènes liés à la présence d'un faisceau de protons dans le plasma. Nous avons étudié de divers conditions du faisceau et du plasma et de divers instabilités qui en résultent.

Premièrement nous avons abordé le problème de la présence du faisceau de protons réfléchis dans le cas des chocs quasi-perpendiculaires. Leur présence introduit une anisotropie de températures des protons qui cause une ondulation du front d'onde.

1 - Ondulation du front de l'onde de choc quasi-perpendiculaires

Nous avons établi une condition d'existence pour les ondulations à partir de considérations théoriques et nous avons montré que les simulations numériques donnent des résultats qui sont en accord avec les conclusions théoriques. Ce travail a mis en évidence un lien entre les ondulations du front de choc et les ondes AIC.

Il nous reste à vérifier ces conclusions pour de plusieurs paramètres des chocs, M_A , θ_{BN} et β . Ce travail pourrait aussi élucider le rôle du mode miroir et sa compétition avec les ondes AIC.

Une des tâches le plus difficile est la théorie non-linéaire du phénomène d'ondulation en ce moment c'est hors de notre porté.

En fin un problème observationel : mettre en évidence des ondulation du front (CLUSTER aurait été bien utile dans ce contexte), comparer leur propriétés avec celles des

ondulations simulées et déterminer l'importance des ondulations pour la structure des chocs quasi-perpendiculaires.

Deuxièmement nous avons étudié une autre phénomène lié avec les protons réfléchis : la génération des ondes de sifflement de basses fréquences.

2 - Sifflements en amont d'un choc sans collisions

Nous avons déterminé un mécanisme de génération des ondes de sifflement que l'on observe en amont des chocs sans collisions supercritiques depuis 25 ans. Ces ondes sont générées lorsque les protons réfléchis reviennent vers le choc où ils déstabilisent un mode résonnant. Ces résultats ont été basés sur les simulations hybrides 3D (il faut noter que c'est une des rares utilisations d'une code 3D) et sur une étude détaillée de la théorie linéaire de l'instabilité en responsable. Un bon accord entre les observations, les simulations numériques et la théorie linéaire est en faveur de cette mécanisme de génération des sifflement dans les chocs quasi-perpendiculaires sans collisions. Ce résultat montre en particulier comment le choc renvoie de l'énergie vers l'amont où elle peut être transférée aux électrons via l'amortissement Landau.

Ce qui nous reste des vérifier les résultats pour d'autres paramètres du choc. Il faut aussi vérifier nos prédictions entre les propriété des protons réfléchis est des ondes de sifflement dans les observations.

Dans les deux dernières parties nous avons éclairci une partie des problèmes lié à la microphysique des protons réfléchis dans le context des chocs quasi-perpendiculaires.

Nous avons également abordé le problème de la structure des chocs quasi-parallèles. Ces chocs sont beaucoup moins bien compris que les chocs quasi-perpendiculaires principalement en raison de leur structure complexe, extrêmement variable, et spatialement beaucoup plus étendue. Dans un choc quasi-parallèle la transition entre la région amont et la région aval est mal définie et souvent très turbulente au point que l'on peut affirmer que deux chocs quasi-parallèles ont très peu de chance de se ressembler. Nous concluons néanmoins que le rôle principal dans le processus de dissipation associé aux chocs quasi-parallèles est très probablement joué par les structures magnétiques cohérentes que nous avons appelées pulsations.

3 - Pulsations du champ magnétique en amont des chocs quasi-parallèles

Le mécanisme de génération des pulsations n'est pas encore clairement déterminé même si les faisceaux de protons générés par le choc y jouent certainement un rôle de premier plan.

Nous avons étudié le problème de l'évolution de l'instabilité faisceau-plasma dont la compréhension est d'importance capitale dans le cadre plus général de l'étude de la physique des chocs et tout particulièrement des chocs quasi-parallèles.

Notre travail numérique a montré que l'évolution non-linéaire du système faisceau-plasma présente des effets bi-dimensionnels importants qui n'avaient pas été mis en évidence auparavant. Dans nos simulations, nous observons des structures cohérentes avec des propriétés proches de celles des pulsations observées dans le vent solaire. Nos résultats suggèrent que les effets bi-dimensionnels observés dans la simulation jouent un rôle important dans la structure du choc et que ces effets sont responsables de la génération des pulsations.

Les résultats que nous avons obtenus dans le cas de l'instabilité faisceau de protons-plasma ouvrent un nouveau point de vue sur la physique des ondes de choc quasi-parallèles. Dans les travaux futurs, il nous faudra approfondir la compréhension des effets nonlinéaires que nous avons observés dans les simulations. Il nous faudra aussi comparer de manière plus détaillée les observations et les résultats des simulations. Il y a peut-être des possibilités pour cela dans les données obtenues par la sonde WIND.

Annexe A

Code hybride

Ici nous décrivons succinctement le code hybride que nous avons utilisé pour toutes nos simulations. Pour plus de détails nous renvoyons à l'article de MATTHEWS (1994).

Le point fondamental dans un code de type hybride est que les protons et les électrons sont traités de façon différente. Ceci est possible en raison du fait que les protons sont beaucoup plus lourds que les électrons et que les échelles temporelles et spatiales associées aux électrons sont donc beaucoup plus petites que celles associées aux protons. Dans les problèmes où les échelles électroniques ne sont pas très importantes (notamment dans les chocs) il est possible de simplifier considérablement le traitement des électrons.

Dans le code hybride les ions sont traités comme des particules de masse m et charge q obéissant aux équations du mouvement dans un champ électromagnétique :

$$\begin{aligned}\frac{d\mathbf{x}_j}{dt} &= \mathbf{v}_j \\ \frac{d\mathbf{v}_j}{dt} &= \frac{q}{m}(\mathbf{E} + \mathbf{v}_j \times \mathbf{B})\end{aligned}\tag{A.1}$$

De leur côté les électrons y sont considérés comme un fluide sans masse, mais avec une pression, dont le rôle principal consiste à assurer la neutralité électrique du plasma. Aucun effet cinétique lié aux électrons n'est donc retenu dans une simulation hybride. Le fluide électronique évolue sous l'effet des forces électromagnétiques et de la pression :

$$n_e m_e \frac{d\mathbf{U}_e}{dt} = -en_e(\mathbf{E} + \mathbf{U}_e \times \mathbf{B}) - \text{grad}p_e\tag{A.2}$$

où n_e est la densité et \mathbf{U}_e la vitesse du fluide alors que m_e et $-e$ représentent respectivement la masse et la charge de l'électron. En imposant $m_e = 0$ (fluide sans masse) et

en négligeant le courant de déplacement dans les équations Maxwell, ce qui revient à éliminer les ondes électromagnétiques se propageant dans le vide, on obtient l'équation beaucoup plus simple

$$\text{rot}\mathbf{B} = \mu_0\mathbf{J} = \mu_0(\mathbf{J}_i + \mathbf{J}_e) \quad (\text{A.3})$$

où μ_0 est le perméabilité du vide, \mathbf{J} le courant total, \mathbf{J}_i courant ionique et $\mathbf{J}_e = -e\mathbf{U}_e$ le courant électronique.

Dans cette approximation le champ électrique est déterminé par

$$\mathbf{E} = -\frac{1}{e}\mathbf{J}_i \times \mathbf{B} + \frac{1}{\mu_0 n_e} \text{rot}\mathbf{B} \times \mathbf{B} - \frac{1}{n_e e} \text{grad}p_e. \quad (\text{A.4})$$

Enfin, pour fermer le système, on choisit une équation d'état pour les électrons,

$$p_e = n_e k_B T_e \quad (\text{A.5})$$

où k_B est la constante de Boltzmann et T_e la température du fluide électronique. Dans les simulations nous négligeons le chauffage des électrons, et nous nous contentons de l'approximation isotherme $T_e = \text{const}$ (très souvent la fermeture se fait avec une loi polytrophe mais les différences par rapport au cas isotherme sont généralement minimales). La condition de quasi-neutralité du plasma, qui est une équation pour la densité électronique n_e , est simplement fixée par la densité protonique, c.-à-d.

$$n_e = n_i \quad (\text{A.6})$$

équation qui, en réalité, remplace l'équation de Poisson. Enfin, l'évolution du champ magnétique est déterminée par l'équation d'induction de Faraday

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\text{rot}\mathbf{E}. \quad (\text{A.7})$$

1 - Réalisation numérique

Dans le code hybride que nous utilisons le temps et l'espace sont discrétisés. Tous les champs eulériens (champ électrique, champ magnétique, densité, courant, etc.) sont définis sur une grille à cellules rectangulaire à l'intérieur desquelles sont distribués les particules (protons) caractérisées par une position (en une, deux ou trois dimensions) et par un vecteur vitesse à trois composantes. Au début de chaque pas de temps la densité et le courant sont déterminés à partir des positions et des vitesses des particules interpolées sur les points du maillage. Les champs électriques et magnétiques sont ensuite calculés à l'aide des équations de l'appendice précédente après quoi les positions et les vitesses des particules sont modifiées par intégration des équations du mouvement de la particule dans le champ électromagnétique ainsi déterminé. Notons au passage que

le temps d'intégration δt doit être court devant les échelles de temps caractéristiques des protons (le temps de Larmor et le temps de traversée d'une cellule par les protons les plus rapides). Les nouvelles positions et vitesses des particules sont ensuite utilisées pour déterminer la densité et le courant pour préparer le prochain pas de temps. Le cycle est répété jusqu'à ce que le temps final voulu soit atteint.

Pour une description détaillée de l'algorithme nous renvoyons à l'article de MATTHEWS (1994).

2 - Conditions aux limites

Nous utilisons deux types de conditions pour les limites du domaine simulé. Les conditions les plus simples sont les conditions de type périodique où l'on suppose que le domaine de simulation se répète périodiquement dans chaque dimension que comporte la simulation (une, deux ou trois selon la dimensionalité choisie). Le système est topologiquement équivalent à un tore (en une, deux ou trois dimensions); il ne possède donc pas véritablement de limites ce qui en réalité élimine le problème, en général ardu, du traitement des bords dans les simulations particulières. Nous avons utilisé les conditions aux limites périodiques dans les simulations du problème faisceau-plasma.

Dans le cas des simulations d'ondes de choc il est bien plus économique d'utiliser des conditions aux limites non-périodique dans la direction de la normale au choc, la structure globale du choc étant intrinsèquement apériodique.

Pour créer le choc numériquement nous utilisons la méthode de la réflexion. D'un côté du domaine de simulation (disons le côté droit pour fixer les idées), le long de la direction apériodique, le plasma est injecté tout le long de la simulation avec une vitesse supersonique dirigée vers la gauche et avec les caractéristiques voulues (densité, température, etc.). Au début de la simulation tout le domaine est rempli avec le plasma ayant exactement les caractéristiques du plasma injecté (même vitesse vers la gauche, même densité, etc.) plongé dans un champ magnétique avec une intensité et une orientation choisies en fonction du β et du θ_{BN} voulus.

À droite du domaine de simulation on impose un mur infiniment conducteur qui réfléchit les particules de façon élastique. L'interaction des particules réfléchies (qui se dirigent vers la gauche) et les particules incidentes (qui se dirigent vers la droite) produit une onde de choc qui avance vers la gauche avec un nombre de Mach que l'on peut déterminer à l'avance à l'aide des relations de Rankine-Hugoniot.

3 - Effets de la dimensionalité

Dans cette section nous allons discuter les effets de la dimensionalité des simulations sur les résultats. Il est évident que dans les simulations uni- et bi-dimensionnelles certaines directions de propagation sont supprimées en raison de l'invariance par translation dans les directions orthogonales au domaine de simulation. Cette invariance spatiale peut avoir d'importants effets sur la physique. Par exemple une simulation 1D peut montrer des piégeages de particules par des ondes alors qu'en 2D ce piégeage est supprimé en raison de la présence d'ondes se propageant à des angles inaccessibles en 1D (voir WINSKE et QUEST, 1986). Dans le cas des ondes de chocs quasi-perpendiculaires la dimensionalité joue un rôle important, les ondulations du front du choc (voir chapitre III), par exemple, étant évidemment de nature strictement bi-dimensionnelle.

Quel est l'effet de la troisième dimension ? Dans le cas des ondulations la troisième dimension ne change pas la structure du choc si l'on excepte le fait que l'amplitude des ondulations est plus faible (THOMAS, 1989a). Cependant certains phénomènes physiques ne peuvent se produire qu'en trois dimensions. Un exemple important est celui de la diffusion des particules dans la direction perpendiculaire au champ magnétique. Récemment JOKIPII et al. (1993) ont montré que dans un système uni- ou bi-dimensionnel les particules sont "collées" au champ magnétique et ne peuvent pas s'éloigner à plus d'un rayon de Larmor de la ligne de champ définie par le centre de rotation de leur orbite. La diffusion perpendiculaire, élément important dans l'étude de l'accélération des rayons cosmiques dans les chocs quasi-perpendiculaires, est donc impossible en 1 et 2D. Le raisonnement qui conduit à cette conclusion est le suivant. Un système électromagnétique bi-dimensionnel confiné dans un plan xz peut être décrit par un potentiel \mathbf{A} . Il existe toujours une jauge dans laquelle $\partial\mathbf{A}/\partial y = 0$. Dans cette jauge $B_x = -\partial A_y/\partial z$ et $B_z = \partial A_y/\partial x$. L'indépendance du système de la coordonnée y introduit une loi de conservation du moment généralisé pour un ion avec un moment \mathbf{p} et une charge q

$$\frac{d}{dt}(p_y + qA_y) = 0. \quad (\text{A.8})$$

Dans l'approximation magnétohydrodynamique idéale (sans dissipation) le champ magnétique est gelé dans le fluide. Dans le référentiel du fluide, animé par une vitesse \mathbf{U} , la force de Lorentz peut s'écrire

$$F_i = q[E_i + \varepsilon_{ijk}v_j B_k] = -q \left[\frac{\partial A_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial A_i}{\partial x_j} - U_j \frac{\partial A_j}{\partial x_i} \right]. \quad (\text{A.9})$$

Si l'on choisit un référentiel dans lequel la composante F_y s'annule, la composante A_y est advectée par le fluide et doit satisfaire à

$$\frac{\partial A_y}{\partial t} + U_i \frac{\partial A_y}{\partial x_i} = 0. \quad (\text{A.10})$$

On peut ainsi facilement démontrer que la composante A_y est toujours constante le long des lignes du champ magnétique

$$B_i \frac{\partial A_y}{\partial x_i} = 0. \quad (\text{A.11})$$

Considérons maintenant une ligne du champ magnétique L avec A_{y0} . Cette ligne se déplace avec le temps $L = L(t)$ et transporte avec soi A_{y0} . Considérons également une particule caractérisée, au temps t_0 , par un moment p_{y0} et qui se trouve sur la ligne de champ $L(t_0)$. Au temps t le moment de la particule est p_y et se trouve en un point P avec A_y . La différence $\Delta A = A_y - A_{y0}$ peut s'exprimer par

$$\Delta A = \int_{\gamma} B_z dx - B_x dz \quad (\text{A.12})$$

où l'intégration est prise le long d'une trajectoire γ qui va d'un point de la ligne $L(t)$ au point P . On peut choisir une trajectoire plus courte de longueur l correspondant à la distance de la particule à la ligne $L(t)$. Si l'on considère une situation où le champ magnétique ne change pas trop sur des distances de l'ordre du rayon de gyration r_g de la particule, on peut approximer $\int_{\gamma} B_z dx - B_x dz$ par

$$\int_{\gamma} B_z dx - B_x dz \sim B_{xz} l \quad (\text{A.13})$$

où B_{xz} est une valeur moyenne de $\sqrt{B_x^2 + B_z^2}$ au voisinage de la particule. La conservation du moment généralisé (A.8) donne

$$\Delta p_y = -q \Delta A_y \sim -q B_{xz} l \quad (\text{A.14})$$

ce qui impose que la distance de la particule à la ligne de champ magnétique soit de l'ordre $l \sim p/q B_{xz} \sim r_g$.

Annexe B

Théorie linéaire

L'évolution d'une perturbation de petite amplitude dans un plasma à l'équilibre peut être décrite par la théorie linéaire. Nous considérons des perturbations du type

$$\delta \sim \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{x} - i\omega t) \quad (\text{B.1})$$

où k est le vecteur d'onde, $\omega = \omega_r + i\gamma$ est la fréquence complexe, γ étant le taux de croissance (si $\gamma > 0$) ou d'amortissement (si $\gamma < 0$).

Dans le cas du système d'équations de Vlasov-Maxwell la relation de dispersion générale est donnée implicitement par le système d'équations

$$\mathbf{D} \cdot \mathbf{E} = 0 \quad (\text{B.2})$$

où $\mathbf{D} = \mathbf{D}(\mathbf{k}, \omega)$ est appelé la matrice de dispersion. La matrice de dispersion comporte la somme des contributions du vide et des différentes espèces de particules présentes dans le plasma $\mathbf{D} = \mathbf{D}^{vide} + \sum_j \mathbf{D}^j$. La contribution du vide, qui correspond aux ondes électromagnétiques se propageant à la vitesse de la lumière, se calcule directement à partir des équations de Maxwell

$$D_{ij}^{vide} = \delta_{ij} + \frac{c^2(k_i k_j - k^2 \delta_{ij})}{\omega^2}. \quad (\text{B.3})$$

Si l'on choisit le référentiel de telle manière que le champ magnétique \mathbf{B}_0 est dirigé le long de l'axe z , c.-à-d. $\mathbf{B}_0 = (0, 0, B_0)$, et que le vecteur d'onde \mathbf{k} appartient au plan xz , c.-à-d. $\mathbf{k} = (k_\perp, 0, k_\parallel)$, la matrice de dispersion d'une espèce de particules caractérisée par une fonction de distribution bimaxwellienne avec une vitesse de dérive en z :

$$f_j = \frac{n_j}{\sqrt{\pi}^3 v_{th\perp j}^2 v_{th\parallel j}} \exp\left(-\frac{v_\perp^2}{v_{th\perp j}^2} - \frac{(v_\parallel - v_{0\parallel j})^2}{v_{th\parallel j}^2}\right) \quad (\text{B.4})$$

est, dans le cas non-relativiste, donnée par

$$\begin{aligned}
D_{11}^j &= 2 \frac{\omega_j^2}{\omega^2} \sum_n \Lambda_n(\lambda_j) \frac{n^2 \Omega_j^2}{k_{\perp}^2 v_{th\perp j}^2} \{ \mu_j - 1 + \mu_j \bar{\xi}_{jn} Z(\xi_{jn}) \} \\
D_{12}^j &= i \frac{\omega_j^2}{\omega^2} \sum_n n \Lambda_n(\lambda_j) \mu_j \bar{\xi}_{jn} Z(\xi_{jn}) \\
D_{21}^j &= -D_{12}^j \\
D_{13}^j &= 2 \frac{\omega_j^2}{\omega^2} \sum_n \frac{n \Omega_j}{k_{\perp} v_{th\parallel j}} \left\{ (1/\mu_j - 1) \frac{n \Omega_j}{k_{\parallel} v_{th\parallel j}} + y_{jn} \bar{\xi}_{jn} Z(\xi_{jn}) \right\} \\
D_{22}^j &= 2 \frac{\omega_j^2}{\omega^2} \sum_n \frac{n^2 \Omega_j^2}{k_{\perp}^2 v_{th\perp j}^2} (n^2 \Lambda_n(\lambda_j) - 2 \lambda_j \Lambda'_n(\lambda_j)) \{ \mu_j - 1 + \mu_j \bar{\xi}_{jn} Z(\xi_{jn}) \} \\
D_{23}^j &= -2i \frac{\omega_j^2}{\omega^2} \sum_n \frac{\Omega_j \lambda_j}{k_{\perp} v_{th\parallel j}} \Lambda'_n(\lambda_j) y_{jn} \bar{\xi}_{jn} Z(\xi_{jn}) \\
D_{31}^j &= D_{13}^j \\
D_{32}^j &= -D_{23}^j \\
D_{33}^j &= 2 \frac{\omega_j^2}{\omega^2} \sum_n \Lambda_n(\lambda_j) \left\{ \frac{\omega^2}{k_{\parallel}^2 v_{th\parallel j}^2} + (1 - 1/\mu_j) \frac{n^2 \Omega_j^2}{k_{\parallel}^2 v_{th\parallel j}^2} + y_{jn}^2 \bar{\xi}_{jn} Z(\xi_{jn}) \right\} \quad (B.5)
\end{aligned}$$

où $\mu_j = v_{th\perp j}^2 / v_{th\parallel j}^2$, $\bar{\xi}_{jn} = \{ \omega - k_{\parallel} v_{0\parallel j} - (1 - 1/\mu_j) n \Omega_j \} / (k_{\parallel} v_{0\parallel j})$, $\xi_{jn} = \{ \omega - k_{\parallel} v_{0\parallel j} - n \Omega_j \} / (k_{\parallel} v_{0\parallel j})$, $y_{jn} = \{ \omega - n \Omega_j \} / (k_{\parallel} v_{0\parallel j})$, $\lambda_j = 1/2 (k_{\perp}^2 v_{th\perp j}^2) / \Omega_j^2$ and $\Lambda'_n(\lambda_j) = d\Lambda_n(\lambda_j) / d\lambda_j$ (voir GOLDSTEIN et al. (1985)).

Une solution non-triviale de l'équation (B.2) correspond donc à une solution $\omega = \omega(k)$ de l'équation $\det(\mathbf{D}) = 0$.

1 - Faisceau d'ions en gyration

La dispersion des ondes dans des plasmas caractérisés par des fonctions de dispersion non-gyrotropes est un problème qui n'est pas encore entièrement résolu. Quelques résultats ont été obtenus pour les modes dans les plasmas non-gyrotropes en propagation parallèle par rapport au champ magnétique (voir BRINCA et al., 1993). Dans le cas d'un faisceau d'ions en gyration décrit par la fonction de distribution

$$f_b = \frac{n_b}{\sqrt{\pi}^3 v_{th\perp b}^2 v_{th\parallel b}} \exp \left(-\frac{(v_x - v_{0\perp b})^2}{v_{th\perp b}^2} - \frac{v_y^2}{v_{th\perp b}^2} - \frac{(v_z - v_{0\parallel b})^2}{v_{th\parallel b}^2} \right) \quad (B.6)$$

et dans la limite des hautes fréquences telles que $\omega \gg$ la fréquence de Larmor des ions, on peut négliger la gyration des ions (voir WONG et GOLSTEIN, 1988). C'est

l'approximation des ions non-magnétisés. Dans cette approximation la contribution à la matrice de dispersion peut s'écrire :

$$D_{ij}^f = -\frac{\omega_{pb}^2}{\omega^2} \delta_{ij} + \frac{\omega_{pb}^2}{\omega^2} \int d^3\mathbf{v} \frac{v_i v_j}{\omega - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}} \mathbf{k} \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{v}} \quad (\text{B.7})$$

soit

$$D_{ij}^f = -\frac{\omega_{pb}^2}{\omega^2} \delta_{ij} + \frac{\omega_{pb}^2}{\omega^2} A_{ij} \quad (\text{B.8})$$

où les A_{ij} sont donnés par les expressions suivantes :

$$\begin{aligned} A_{22} &= -\frac{v_{th\perp b}^2}{2v_{th\parallel b}^2(1 + \kappa \sin^2 \theta)} Z'(\Phi) \\ A_{11} &= \frac{(1 + \kappa)^2 \sin^2 \theta}{(1 + \kappa \sin^2 \theta)^2} (1 - \Phi^2 Z'(\Phi)) - \frac{2(1 + \kappa)v_{\perp 0} \sin \theta}{(1 + \kappa \sin^2 \theta)^{3/2} v_{th\parallel b}} \Phi Z'(\Phi) \\ &\quad - \frac{v_{\perp 0}^2}{(1 + \kappa \sin^2 \theta)v_{th\parallel b}^2} Z'(\Phi) - \frac{(1 + \kappa)(1 - 2\kappa \sin^2 \theta) \cos^2 \theta}{2(1 + \kappa \sin^2 \theta)^2} Z'(\Phi) \\ &\quad - \frac{2v_{\perp 0} \kappa \sin \theta \cos^2 \theta}{(1 + \kappa \sin^2 \theta)^{3/2} v_{th\parallel b}} Z(\Phi) \\ A_{33} &= \frac{\cos^2 \theta}{(1 + \kappa \sin^2 \theta)^2} (1 - \Phi^2 Z'(\Phi)) - \frac{2v_{\parallel 0} \cos \theta}{(1 + \kappa \sin^2 \theta)^{3/2} v_{th\parallel b}} \Phi Z'(\Phi) \\ &\quad - \frac{v_{\parallel 0}^2}{(1 + \kappa \sin^2 \theta)v_{th\parallel b}^2} Z'(\Phi) - \frac{(1 + \kappa(1 + 2\cos^2 \theta)) \sin^2 \theta}{2(1 + \kappa \sin^2 \theta)^2} Z'(\Phi) \\ &\quad + \frac{2v_{\parallel 0} \kappa \sin^2 \theta \cos \theta}{(1 + \kappa \sin^2 \theta)^{3/2} v_{th\parallel b}} Z(\Phi) \\ A_{13} &= A_{31} = \frac{(1 + \kappa) \sin \theta \cos \theta}{(1 + \kappa \sin^2 \theta)^2} (1 - \Phi^2 Z'(\Phi)) \\ &\quad - \frac{(1 + \kappa)v_{\parallel 0} \sin \theta + v_{\perp 0} \cos \theta}{(1 + \kappa \sin^2 \theta)^{3/2} v_{th\parallel b}} \Phi Z'(\Phi) \\ &\quad - \frac{v_{\parallel 0} v_{\perp 0}}{(1 + \kappa \sin^2 \theta)v_{th\parallel b}^2} Z'(\Phi) + \frac{(1 + \kappa(2 - \sin^2 \theta(2 + \kappa))) \sin \theta \cos \theta}{2(1 + \kappa \sin^2 \theta)^2} Z'(\Phi) \\ &\quad + \frac{\kappa(-v_{\parallel 0} \cos \theta + v_{\perp 0} \sin \theta) \sin \theta \cos \theta}{(1 + \kappa \sin^2 \theta)^{3/2} v_{th\parallel b}} Z(\Phi) \end{aligned} \quad (\text{B.9})$$

où θ est l'angle entre \mathbf{k} et le champ magnétique \mathbf{B}_0 , Z est la fonction du plasma (cf. FRIED et CONTE, 1961) et

$$k = |\mathbf{k}| = \sqrt{k_{\parallel}^2 + k_{\perp}^2}$$

$$\begin{aligned}\kappa &= \frac{v_{th\perp b}^2}{v_{th\parallel b}^2} - 1 \\ \Phi &= \frac{\omega - k\tilde{\zeta}_0}{kv_{th\parallel b}\sqrt{1 + \kappa \sin^2 \theta}} \\ \tilde{\zeta}_0 &= v_{0\parallel b} \cos \theta + v_{0\perp b} \sin \theta.\end{aligned}$$

Ces expressions sont identiques à celles trouvées par WONG et GOLDSTEIN (1988).

Bibliographie

- Akimoto, K., D. Winske, T. G. Onsager, M. F. Thomsen, and S. P. Gary, Steepening of parallel propagating hydrodynamic waves into magnetic pulsation: a simulation study, *J. Geophys. Res.*, *96*, 17,599–17,607, 1991.
- Akimoto, K., D. Winske, S. P. Gary et M. F. Thomsen, Nonlinear evolution of electromagnetic ion beam instabilities, *J. Geophys. Res.*, 1419–1433, 1993.
- Brinca, A. L., L. Borda de Água et D. Winske, On the stability of nongyrotropic ion populations: A first (analytic and simulation) assessment, *J. Geophys. Res.*, *98* 7549–7560, 1993.
- Burgess, D., Simulations of backstreaming ion beams formed at oblique shocks by direct reflection, *Ann. Geophysicae*, *5A*, 133–146, 1987.
- Chandrasekhar, S. A., A. N. Kaufman et K. M. Watson, The stability of the pinch, *Proc. R. Soc. London, Ser. A*, *245*, 435, 1958.
- Collisionless shocks in the heliosphere: Reviews of current research*, *Geophys. Monogr. Ser.*, edité par B. T. Tsurutani, et R. G. Stone, AGU, Washington D. C., 1985.
- Dubouloz, N., et M. Scholer, On the origin of short large-amplitude magnetic structures upstream of quasi-parallel collisionless shocks, *Geophys. Res. Lett.*, *20*, 547–550, 1993.
- Dubouloz, N., et M. Scholer, Two-dimensional simulations of magnetic pulsation upstream of the Earth's bow shock, *J. Geophys. Res.*, *100*, 9461–9474, 1995.
- Elaoufir, A., Thèse de Doctorat, Université Paris IX, Orsay
- Ellison D. C., J. Giacalone, D. Burgess et S. J. Schwartz, Simulations of particle acceleration in parallel shocks: direct comparison between Monte Carlo and one-dimensional hybrid codes, *J. Geophys. Res.*, *98*, 21,085–21093, 1993.
- Fairfield, D. H., Whistler waves observed upstream from collisionless shocks, *J. Geophys. Res.*, *79*, 1368–1378, 1974.
- Feldman, W. C., R. C. Anderson, S. J. Bame, S. P. Gary, J. T. Gosling, D. J. McComas, M. F. Thomson, G. Paschmann et M. M. Hoppe, Electron velocity distribution near the Earth's bow shock, *J. Geophys. Res.*, *88*, 96–110, 1983.
- Fried B. D., et S. D. Conte, The plasma dispersion relation, *N.Y.*, *Academic Press Inc.*, 1961.
- Fuselier, S. A., M. F. Thomsen, F. M. Ipavich, et W. K. H. Schmidt, Suprathermal He²⁺ in the Earth's foreshock region, *J. Geophys. Res.*, *100*, 17,107–17,116, 1995.
- Gary, S. P., J. T. Gosling et D. W. Forslund, The electromagnetic ion beam instability upstream of the Earth's bow shock, *J. Geophys. Res.*, *86*, 6691, 1981.
- Gary, S. P., C. W. Smith, M. A. Lee, M. L. Goldstein et D. W. Forslund, Electromagnetic ion beam instabilities, *Phys. Fluids*, *27*, 1859, 1984.
- Gary, S. P., S. A. Fuselier et B. J. Anderson, Ion anisotropy instabilities in the magnetosheath,

- J. Geophys. Res.*, *98*, 1481, 1993.
- Gary, S. P., Low-frequency waves in a high-beta collisionless plasma: polarization, compressibility and helicity, *J. Plasma Phys.*, *35*, 431–447, 1986.
- Gary, S. P., Electromagnetic ion/ion instabilities and their consequences in space plasma: a review, *Space Sci. Rev.*, *56*, 373–414, 1991.
- Giacalone, J., S. J. Schwartz et D. Burgess, Observation of suprathermal ions in association with the SLAMS, *Geophys. Res. Lett.*, *20*, 149–152, 1993.
- Giacalone, J., J. R. Jokipii et J. Kóta, Ion injection and acceleration at quasi-perpendicular shocks, *J. Geophys. Res.*, *99*, 19,351–19,358, 1994.
- Greenstadt, E. W. et R. W. Fredricks, Shock systems in collisionless space plasmas, dans *Solar System Plasma Physics*, vol. III, édité par L. J. Lanzerotti, C. F. Kennel et E. N. Parker, p. 3, North-Holland, Amsterdam, 1979.
- Greenstadt, E. W., R. W. Fredricks, C. T. Russell, F. L. Scarf, R. R. Anderson et D. A. Gurnett, Whistler mode wave propagation in the solar wind near the bow shock, *J. Geophys. Res.*, *86*, 4511–4516, 1981.
- Greenstadt, E. W., S. L. Moses, F. V. Corotini, M. H. Farris et C. T. Russell, The quasiperpendicular environment of large magnetic pulses in Earth's quasiparallel foreshock: ISEE 1 & 2 observations, *Geophys. Res. Lett.*, *20*, 1459–1462, 1993.
- Hellinger, P., A. Mangeney et A. Matthews, Whistler waves in 3D simulations of quasiperpendicular shocks, *Geophys. Res. Lett.*, *23*, 621–624, 1996.
- Hellinger, P., et A. Mangeney, Upstream whistlers generated by protons reflected from a quasi-perpendicular shock, *J. Geophys. Res.*, *102*, 9809–9819, 1997.
- Hellinger, P., et A. Mangeney, Electromagnetic ion beam instability: 2D effects, *J. Geophys. Res.*, *104*, 4669–4680, 1999.
- Hoppe, M. M., C. T. Russell, L. A. Frank, T. E. Eastman et E. W. Greenstadt, Characteristics of the ULF waves associated with upstream ion beams, *J. Geophys. Res.*, *87*, 643–650, 1982.
- Jokipii, J. R., J. Kóta et J. Giacalone, Perpendicular transport in 1- and 2-dimensional shock simulations, *Geophys. Res. Lett.*, *20*, 1759, 1993.
- Kantrowitz, A., R. M. Patric et H. Petschek, Collision free magnetohydrodynamic shock waves, Proceedings of the Fourth International Conference on *Ionization Phenomena in Gases*, Vol. 2, North-Holland, Amsterdam, 1960.
- Kantrowitz, A., et H. Petschek, MHD characteristics and shock waves, dans *Plasma physics in theory and application*, edited by W. B. Kunkel, McGraw Hill, New York, 1966.
- Kennel, C. F., et R. Z. Sagdeev, Collisionless shock waves in high β plasmas, 1, *J. Geophys. Res.*, *72*, 3303, 1967.
- Krauss-Varban, D., F. G. E. Pantellini et D. Burgess, Electron dynamics and whistler waves at quasi-perpendicular shocks, *Geophys. Res. Lett.*, *26*, 2091–2094, 1995.
- Lacombe, C., F. G. E. Pantellini, D. Hubert, C. C. Harvey, A. Mangeney, G. Belmont et C. T. Russell, Mirror and Alfvénic waves observed by ISEE 1-2 during crossings of the Earth's bow shock, *Ann. Geophys.*, *10*, 772–784, 1992.
- Le, G., C. T. Russell et D. S. Orłowski, Coherence lengths of upstream ULF waves: dual ISEE observations, *Geophys. Res. Lett.*, *20*, 1755–1758, 1993.
- Lee, M. A., Coupled hydromagnetic wave excitation and ion acceleration upstream of the Earth's bow shock, *J. Geophys. Res.*, *87*, 5063–5080, 1987.

- Leroy, M. M., Thèse de Doctorat, Université Paris VI, 1984.
- Leroy, M. M., et A. Mangeney, A theory of energization of solar wind electrons by the Earth's bow shock, *Ann. Geophys.*, 2, 449, 1984.
- Mann, G., H. Lühr et W. Baumjohann, Statistical analysis of short large-amplitude magnetic field structures in the vicinity of the quasi-parallel bow shock, *J. Geophys. Res.*, 99, 13,315–13,323, 1994.
- Matthews, A., Current advance method and cyclic leapfrog for 2D multispecies hybrid plasma simulations, *J. Comp. Phys.*, 112, 102, 1994.
- McKean, M. E., N. Omidi et D. Krauss-Varban, Wave and ion evolution downstream of quasi-perpendicular shocks, *J. Geophys. Res.*, 100, 3247–3437, 1995.
- Ness, N. F., C. S. Scarce et J. B. Seek, Initial results of the IMP1 magnetic field experiments, *J. Geophys. Res.*, 89, 3531, 1964.
- Onsager, T. G., M. F. Thomsen, J. T. Gosling, S. J. Bame et C. T. Russell, Survey of coherent ion reflection at the quasi-parallel bow shock, *J. Geophys. Res.*, 95, 2261–2271, 1990.
- Orlowski, D. S., et C. T. Russell, ULF waves upstream of the Venus bow shock: Properties of one-Hertz waves, *J. Geophys. Res.*, 96, 11271–11282, 1991.
- Orlowski, D. S., G. K. Crawford et C. T. Russell, Upstream waves at Mercury, Venus and Earth: Comparison of properties of one-Hertz waves, *Geophys. Res. Lett.*, 17, 2293–2296, 1990.
- Orlowski, D. S., C. T. Russell et R. Lepping, Wave phenomena in the upstream region of Saturn, *J. Geophys. Res.*, 97, 19187–19199, 1992.
- Orlowski, D. S., C. T. Russell, D. Krauss-Varban et N. Omidi, On the source of upstream whistlers in the Venus foreshock, dans *COSPAR Colloquia, Vol. 4, Plasma environments of non-magnetic Planets*, T. I. Gombosi, editeur, Pergamon Press, N.Y., 217–227, 1993.
- Orlowski, D. S., C. T. Russell, D. Krauss-Varban, N. Omidi et M. F. Thomsen, Damping and spectral formation of upstream whistlers, *J. Geophys. Res.*, 100, 17117–17128, 1995.
- Pantellini, F. G. E., Thèse de Doctorat, Université Paris VI, 1992.
- Pantellini, F. G. E., A. Héron, J. C. Adam et A. Mangeney, The role of the whistler precursor during the cyclic reformation of a quasi-parallel shock, *J. Geophys. Res.*, 97, 1303, 1992.
- Quest, K. B., Simulations of high Mach number perpendicular shocks with resistive electrons, *J. Geophys. Res.*, 91, 8805, 1986.
- Rodriguez, P., et D. A. Gurnett, Electrostatic and electromagnetic turbulence associated with the Earth's foreshock, *J. Geophys. Res.*, 80, 19–27, 1975.
- Russell, C. T., D. D. Childres, and P. J. Coleman, OGO 5 observation of upstream waves in the interplanetary medium, *J. Geophys. Res.*, 76, 845–862, 1971.
- Russell, C. T., et M. M. Hoppe, Upstream waves and particles, *Space Sci. Rev.*, 34, 155, 1983.
- Sagdeev, R. Z., "Shock" waves in rarefied plasma, Proceedings of the Fourth International Conference on *Ionization Phenomena in Gases*, Vol. 2, North-Holland, Amsterdam, 1960.
- Savoini, P., Thèse de Doctorat, Université Paris VI, 1991.
- Savoini, P., et B. Lembège, Electron dynamics in 2-D and 1-D oblique supercritical collisionless shocks, *J. Geophys. Res.*, 99, 6609–6635, 1994.
- Scholer, M., Upstream waves, shocklets, short large-amplitude magnetic structures and the cyclic behavior of oblique quasi-parallel collisionless shocks, *J. Geophys. Res.*, 98, 47–

- 57, 1993.
- Scholer, M., et D. Burgess, The role of upstream waves in supercritical quasi-parallel shock re-formation, *J. Geophys. Res.*, *97*, 8319–8326, 1992.
- Scholer, M., M. Fujimoto et H. Kucharek, Two-dimensional simulation of supercritical quasi-parallel shocks: upstream waves, downstream waves and shock re-formation, *J. Geophys. Res.*, *98*, 18,971–18,984, 1993.
- Schwartz, S. J., Magnetic field structures and related phenomena at quasi-parallel shocks, *Adv. Space Res.*, *11*, 231, 1991.
- Schwartz, S. J., et D. Burgess, Quasi-parallel shocks: A patchwork of three-dimensional isolated structures, *Geophys. Res. Lett.*, *18*, 18,373, 1991.
- Schwartz, S. J., D. Burgess, W. P. Wilkinson, R. L. Kessel, M. Dunlop et H. Lühr, Observation of short large-amplitude magnetic structures at a quasi-parallel shock, *J. Geophys. Res.*, *97*, 4209–4227, 1992.
- Scopke, N., G. Paschmann, S. J. Bame, J. T. Gosling et C. T. Russell, Evolution of ion distribution across the nearly perpendicular bow shock: Specularly and nonspecularly reflected gyration ions, *J. Geophys. Res.*, *88*, 6121–6136, 1983.
- Scudder, J. D., A. Mangeney, C. Lacombe, C. C. Harvey, T. L. Aggson, R. R. Anderson, J. T. Gosling, G. Paschmann et C. T. Russell, The resolved layer of a collisionless, high β , supercritical shock wave 1., *J. Geophys. Res.*, *91*, 11,019, 1986.
- Sentman, D. D., M. F. Thomsen, S. P. Gary, W.C. Feldman et M. M. Hoppe, The oblique whistler instability in the Earth's Foreshock, *J. Geophys. Res.*, *88*, 2048–2056, 1983.
- Thomas, V. A., et S. H. Brecht, Two-dimensional simulation of high Mach number plasma interactions, *Phys. Fluids*, *29*, 2444–2454, 1986.
- Thomas, V. A., et S. H. Brecht, Angular dependence of high Mach number plasma interactions, *J. Geophys. Res.*, *92*, 3175, 1987.
- Thomas, V. A., et S. H. Brecht, Evolution of Diamagnetic cavities in the solar wind, *J. Geophys. Res.*, *93*, 11,341–11,353, 1988.
- Thomas, V. A., Dimensionality effects in hybrid simulations of high Mach number collisionless perpendicular shocks, *J. Geophys. Res.*, *94*, 12,009–12,014, 1989a.
- Thomas, V. A., Three-dimensional simulation of diamagnetic cavity formation by a finite-sized plasma beam, *J. Geophys. Res.*, *94*, 13,579–13,583, 1989b.
- Thomsen, M. F., J. T. Gosling, S. J. Bame et C. T. Russell, Magnetic pulsations at the quasi-parallel shock, *J. Geophys. Res.*, *95*, 957–966, 1990.
- Tokar, R. L., et D. A. Gurnett, The propagation and growth of whistler mode waves generated by electron beams in the Earth's bow shock, *J. Geophys. Res.*, *90*, 105–114, 1985.
- Veltri, P., et G. Zimbardo, Electron-whistler interactions at the Earth's bow shock, 1, Whistler instability, *J. Geophys. Res.*, *98*, 13325–13333, 1993.
- Wilkinson, W. P., A. K. Pardaens, S. J. Schwartz, D. Burgess, H. Lühr, R. L. Kessel, M. Dunlop et C. J. Farrugia, Nonthermal ions and associated magnetic field behavior at a quasi-parallel Earth's bow shock, *J. Geophys. Res.*, *98*, 3889–3905, 1993.
- Winske, D., et M. M. Leroy, Diffuse ions produced by electromagnetic ion beam instability, *J. Geophys. Res.*, *89*, 2673–2688, 1984.
- Winske, D., et K. B. Quest, Electromagnetic ion beam instabilities: comparison of one- and two-dimensional simulations, *J. Geophys. Res.*, *91*, 8789, 1986.
- Winske, D., et K. B. Quest, Magnetic field and density fluctuations at perpendicular super-

- critical shocks, *J. Geophys. Res.*, *93*, 9681, 1988.
- Winske, D., N. Omidi, K. B. Quest et V. A. Thomas, Reforming supercritical quasiparallel shock: 2. mechanism for wave generation and front reformation, *J. Geophys. Res.*, *95*, 18821, 1990.
- Wong, H. K. et M. L. Goldstein, Proton beam generation of whistler waves in the Earth's foreshock, *J. Geophys. Res.*, *92*, 12,419–12,424, 1987.
- Wong, H. K., et M. L. Goldstein, Proton beam generation of oblique whistler waves, *J. Geophys. Res.*, *93*, 4110–4114, 1988.
- Wu, C. S., D. Winske, Y. M. Zhou, S. T. Tsai, P. Rodriguez, M. Tanaka, K. Papadopoulos, K. Akimoto, C. S. Lin, M. M. Leroy et C. C. Goodrich, Microinstabilities associated with a high Mach number perpendicular shock, *Space Sci. Rev.*, *36*, 63, 1984.