

Module postmaster

Description fluide et cinétique des plasmas

Simulations de l'instabilité de faisceau d'ions

April 20, 2021

1 Introduction

Dans les expériences numériques des précédents jours nous avons observé que des perturbations de petite amplitude dans un plasma non collisionnel pouvaient, dans certains cas (si la température des électrons est suffisamment élevée) engendrer des ondes au comportement et aux caractéristique proches de ceux des ondes acoustiques dans un fluide ordinaire. Ces ondes, que nous appelons ondes acoustiques ioniques (ioniques car c'est la masse de l'ion, et non pas la masse de l'électron, qui intervient dans l'expression de leur vitesse de phase $c_s^2 = (T_e + 3T_i)/m_i$), ne sont pas les seules ondes qu'un plasma, collisionnel ou non, peut supporter. Les ondes acoustique ioniques ont la propriété d'être des ondes électrostatiques longitudinales, la fluctuation de champ électrique de l'onde étant dirigée le long du champ magnétique sans que ce dernier en soit affecté. Tout en nous limitant aux ondes longitudinales (avec un vecteur d'onde dirigé le long du champ magnétique) il existe des ondes de plasma associés à des fluctuations du champ magnétique ET du champ électrique dans la direction transverse (i.e. perpendiculairement au champ magnétique que nous supposons initialement uniforme et dirigé le long de l'axe x). On parle alors d'ondes électromagnétiques. En générale pour qu'une onde de plasma puisse se propager il faut une force de rappel tel le gradient de pression dans les ondes sonores ordinaires. Dans le cas des ondes acoustique longitudinales la force de rappel est effectivement joué par le gradient de pression ∇p où p est la pression totale des ions et des électrons. Dans le cas des ondes électromagnétiques longitudinales la force de rappel est la force de Lorentz $\vec{j} \times \vec{B}$ ou \vec{j} est le courant électrique, un gradient de pression n'est donc pas nécessaire pour assurer la propagation de ces ondes.

Il existe plusieurs manières d'exciter des ondes dans un plasma. Au cours des précédents journées nous avons vu comment exciter des ondes par le biais de perturbations initiales dépendantes de l'espace. Aujourd'hui nous allons étudier la possibilité d'exciter des ondes dans un plasma non collisionnel (la même chose n'est pas forcément possible en fluide) en choisissant des distributions de vitesse d'ions instables. Un exemple très classique de distribution de vitesse instable, dite de type coeur/faisceau, est illustré dans la figure 1. On peut soupçonner qu'une telle distribution est instable dans la mesure où elle s'écarte sensiblement de la distribution d'équilibre dans un plasma collisionnel (la distribution Maxwellienne). Cependant, en l'absence de collisions il n'est pas garanti qu'une fonction de distribution non Maxwellienne est toujours instable. Landau a démontré dans les année 1930 qu'une distribution du type coeur+faisceau, comme celle de la figure 1, est toujours instable même en l'absence totale de collisions. Les ondes excitées par l'instabilité sont celles dont la vitesse de phase ω/k tombe dans la partie à pente positive (dans l'espace des vitesse) du faisceau.

Nous verrons, qu'en fonction des paramètres macroscopiques du coeur de la fonction de distribution on peut déstabiliser des modes électrostatiques (mode acoustique) ou électromagnétiques (mode whistler).

2 Expériences numériques

Considérons un système 1D (les variations sont dans la direction x) et périodique. Nous allons essayer, par l'intermédiaire d'un faisceau de protons d'exciter les 3 modes décrits dans l'annexe ??, i.e., dans

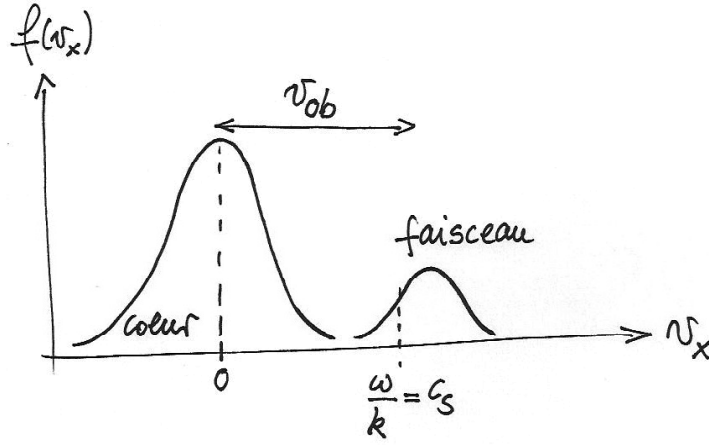


Figure 1: Configuration coeur+faisceau potentiellement instable, avec un faisceau positionné au voisinage de la vitesse de résonance ω/k . Nous supposons que le nombre de particules qui se trouvent dans le faisceau est bien plus petit que le nombre de particules dans le coeur. Dans ces conditions les caractéristiques de ondes excitées sont déterminées par les paramètres macroscopiques du coeur (température, densité, ...). Le faisceau fournit l'énergie pour faire croître les modes instables.

l'ordre, le mode acoustique ionique, le mode whistler et le mode AIC (Alfvén Ion Cyclotron). Pour ce faire, nous choisissons la température et la vitesse du faisceau de sorte à déstabiliser le acoustique ou un des deux modes électromagnétiques (AIC ou magnétosonore). Le champ magnétique d'équilibre est aligné sur l'axe de simulation (axe x) et le beta électronique est celui d'un gaz monoatomique en 3d, i.e. $\gamma_e = 5/3$.

Dans les fichiers d'initialisation `run.M1` et `run.M2` il faut maintenant définir 2 populations d'ions (le coeur et le faisceau). Il est souhaitable, afin d'améliorer la statistique, de choisir le même nombre de particules par maille pour le coeur et faisceau (par exemple 400 et 400 dans `run.M2`) avec des densités relatives différentes (1 et 0.2 dans `run.M2`). Ainsi une particule du coeur compte comme 5 particules du faisceau, i.e. le faisceau est 5 fois moins dense que le coeur.

2.1 Préambule

Pour déstabiliser le mode acoustique ionique en ajoutant un faisceau d'ions il faut le choisir de telle sorte que le mode acoustique ionique puisse faire une résonance $m = 0$ avec le faisceau, i.e. $|\zeta_b| = |(\omega - kv_{Ob})/v_b| \lesssim 1$ (index "b" pour "beam") avec $\omega/k = c_s$ (cf figure 1).

2.2 Simulation électrostatique `run.M1`

Préparez une simulation 1d avec le code hybride (problème "beam", no 40). Prenez $\beta_e = 0.5$, $\beta_i = 0.05$ (coeur) et $\beta_b = 0.005$ (faisceau) et une dimension de boîte de l'ordre de $6c/\omega_p$. Choisissez $T_c = T_b$ et $v_{Ob} = 0.7v_A$. La figure 2 montre l'évolution du faisceau au cours du temps dans une configuration instable. De quoi pourrait dépendre le taux de croissance du mode?

2.3 Polarisation du cas `run.M1`

Observez la polarisation du mode. Est-elle linéaire, elliptique ou circulaire droite/gauche? Expliquez. A quoi est due la forme particulière de la distribution des vitesses dans l'onde? (particules piégées, ...).

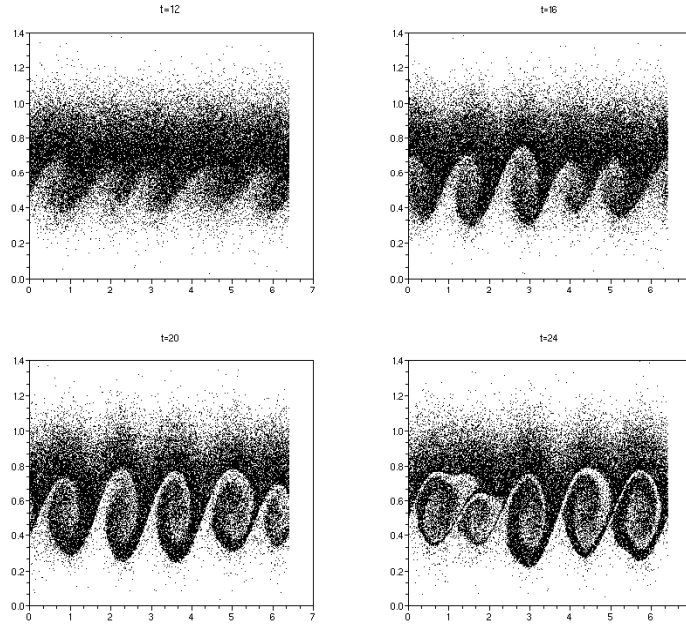


Figure 2: Évolution temporelle du faisceau sous l’effet de l’instabilité de faisceau de type ion acoustique

2.4 Simulation électromagnétique run.M2

La simulation `run.M2` permet la déstabilisation du mode whistler. En quoi est-elle différente de la simulation `run.M1` qui a servi à déstabiliser le mode acoustique ionique?

2.5 Questions sur la simulation run.M2

Excitation du mode magnétosonore/whistler par un faisceau d’ions. Les figures 3,4 5 montrent les résultats d’une simulation avec un faisceau de protons se propageant à la vitesse $v_{0b} = 2.5v_A$ par rapport au “gros” de la distribution dont la vitesse moyenne est nulle. (questions: (a) interprétation de la forme de la distribution dans la figure 4, (b) que se passe t-il lorsque l’on change le signe de la vitesse du faisceau (c) se convaincre que le sens de rotation du mode est spatialement de type “gauche” et temporellement de type “droite” pour un mode se propageant dans la direction du champ magnétique (d) pourquoi est-ce le mode magnétosonore/whistler qui est déstabilisé principalement (cf figure 6) (e) différences par rapport à l’instabilité ion acoustique (polarisation, échelle spatiale, ...))

2.6 Une dernière pour le route

Pourquoi est-il difficile de déstabiliser le mode AIC avec un faisceau aligné sur le champ magnétique? Proposez une fonction de distribution instable qui pourrait exciter le mode AIC.

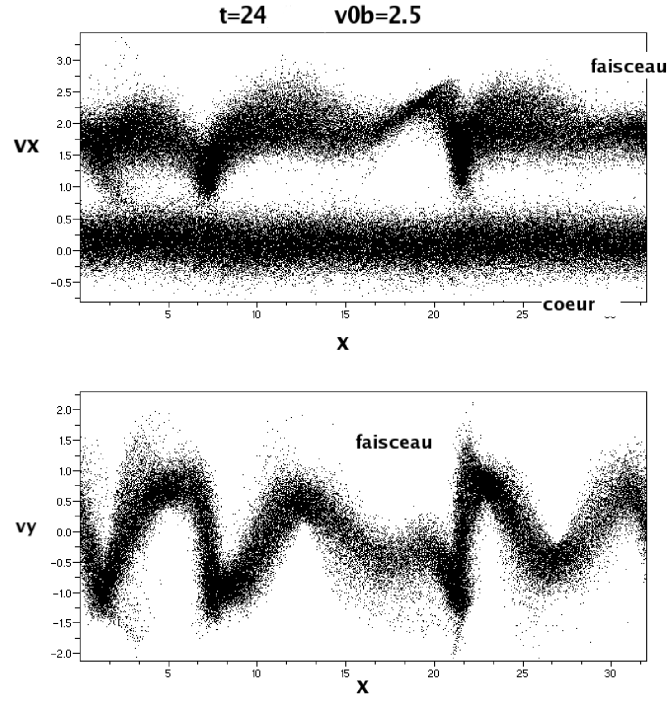


Figure 3: Instabilité de faisceau avec excitation du mode whistler. Remarquez la forte déformation du faisceau par rapport au coeur, qui, lui, n'est que faiblement affecté.

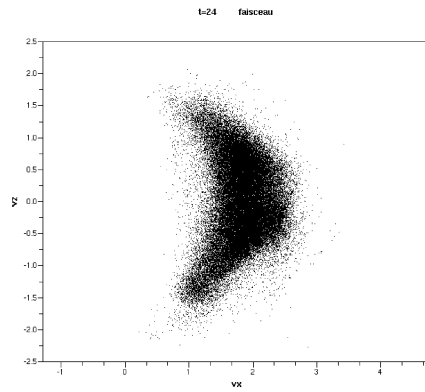


Figure 4: Noter la disposition en cercle dans l'espace (v_x, v_z)

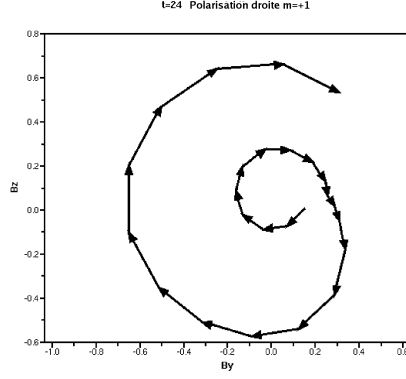


Figure 5: Hodogramme du champ magnétique projeté dans le plan (y, z) . Les flèches indiquent la variation du champ magnétique lorsque l'on progresse dans la direction indiquée par le champ magnétique $\vec{B} = B_0 \hat{x}$ avec $B_0 > 0$. L'onde avance vers les valeurs croissantes de x .

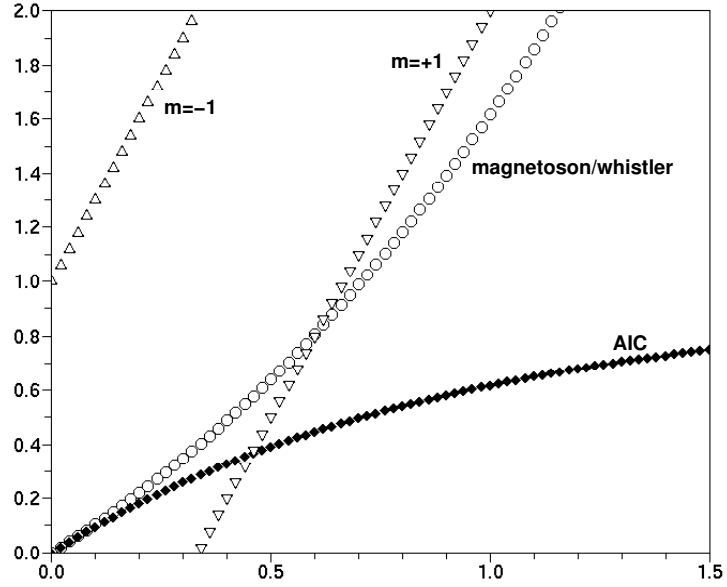


Figure 6: Relation de dispersion des modes électromagnétiques avec les courbes de résonance $m = \pm 1$ pour un faisceau de vitesse $v_{Ob} = 3.0v_A$

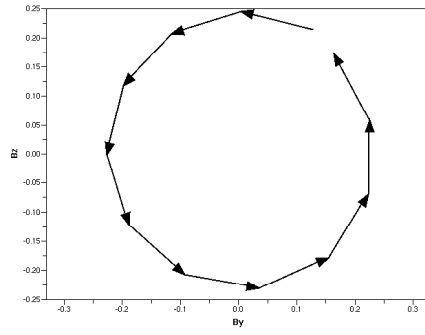


Figure 7: Polarisation spatiale dans le sens de rotation des ions. Contrairement à la simulation de la figure 5 la vitesse du faisceau est négative. L'onde avance donc vers les valeurs décroissantes de x et la polarisation (spatiale) est dans le sens opposé.