

**RÉPUBLIQUE ALGÉRIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE**  
**MINISTÈRE DE L'ENSEIGNEMENT ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE**  
**UNIVERSITÉ DES SCIENCES ET DE LA TECHNOLOGIE HOUARI BOUMEDIENE**  
**FACULTÉ DE PHYSIQUE**



**THÈSE**

*Présentée par :*

**Fayçal BENCHERIET**

*Pour obtenir le Diplôme de*

**DOCTORAT**

*Spécialité :*

Physique Théorique

**Structures Localisées Non Linéaires dans la Magnétosphère  
Terrestre**

*soutenue publiquement le 07/01/2014, devant le jury composé de :*

M. Mohamed Reda Oudih	Professeur à l'USTHB	<i>Président</i>
M. Mourad DJEBLI	Professeur à l'USTHB	<i>Directeur de Thèse</i>
M. Waleed MOSLEM	Professeur à l'U. Port-Said	<i>Co-Directeur de Thèse</i>
M <sup>me</sup> Houria TRIKI	Professeur à l'UBMA	<i>Examinatrice</i>
M. Abdelatif TAHRAOUI	Professeur à l'USTHB	<i>Examineur</i>
M. Abdelaziz MEZEGHRANE	Maitre de conférences à l'UMMTO	<i>Examineur</i>



# *Remerciements*

Le travail présenté dans cette thèse a été réalisé au laboratoire de Physique Théorique, Faculté de Physique, Université des Sciences et de la Technologie Houari Boumediene.

Je voudrais tout d'abord remercier mon directeur de thèse Professeur **Mourad DJEBLI**, et mon co-directeur de thèse Professeur **Waleed MOSLEM** de m'avoir accordé leur confiance et de m'avoir proposé ce sujet de thèse.

Un grand merci au **Pr. M. Djebli** qui a dirigé cette thèse pendant ces années, merci pour sa qualité d'encadrement, merci d'avoir pris de son temps pour toujours me conseiller, merci pour son aide et pour sa disponibilité. J'ai beaucoup appris à ses côtés. Merci également au **Pr. W. W. M. Moslem**, d'avoir co-encadré ce travail, les discussions fructueuses qu'on a pu avoir m'ont permis d'avancer dans l'accomplissement de mon travail, merci d'avoir transmis ses connaissances avec beaucoup de générosité.

Mes remerciements les plus vifs vont également à **Houria TRIKI**, professeur à l'UBMA, et au Monsieur **Abdelatif TAHRAOUI**, professeur à l'USTHB, ainsi au Monsieur **Abdelaziz MEZEGHRANE**, Maître de Conférences à l'UMMTO, pour l'intérêt qu'ils ont manifesté et porté à ce travail en acceptant de prendre part au jury de la présente thèse.

Je tiens à exprimer ma gratitude à Monsieur **Mohamed Reda Oudih** professeur de l'Université des sciences et de technologie Houari Boumediene, de m'avoir fait l'honneur de présider le jury de cette thèse.

Je tiens à remercier mes collègues du laboratoire du physique théorique, enseignants, et étudiants.

Enfin, je tiens à exprimer ma profonde reconnaissance à mon père, ma mère, mes sœurs, mes frères et à tous mes proches pour leur inestimable affection, leur soutien et leurs encouragements sans cesse renouvelés. A tous ces derniers, j'exprime ma reconnaissance et ma profonde gratitude.



# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>1 La magnétosphère terrestre</b>	<b>5</b>
1.1 Le champ magnétique terrestre . . . . .	6
1.2 La magnétosphère terrestre et ses différentes régions . . . . .	8
<b>2 Propriétés des plasmas</b>	<b>13</b>
2.1 Degré d'ionisation . . . . .	14
2.2 Quelques grandeurs caractéristiques du plasma . . . . .	15
2.3 Différentes catégories de plasmas . . . . .	18
2.3.1 Plasmas froids et plasmas chauds . . . . .	18
2.3.2 Plasmas thermiques et plasmas non-thermiques . . . . .	19
2.3.3 Plasmas relativistes . . . . .	19
2.3.4 Plasmas collisionnels et plasmas non collisionnels . . . . .	20
<b>3 La propagation des ondes dans un plasma</b>	<b>21</b>
3.1 Les structures solitaires dans un plasma . . . . .	21
3.1.1 Les ondes solitaires . . . . .	22
3.1.2 Equation de Korteweg-de Vries (KdV) . . . . .	25
3.1.3 Les ondes scélérates (enveloppe solitons) . . . . .	26
3.1.4 L'équation de Schrodinger non-linéaire . . . . .	27

<b>4</b>	<b>Existence des structures solitaires en présence d'un faisceau d'électrons relativistes</b>	<b>30</b>
4.1	La présence des faisceaux de particules chargées dans les milieux plasmas . . .	32
4.2	Modèle physique . . . . .	33
4.3	Analyse et discussion . . . . .	39
4.3.1	Vitesse de phase . . . . .	39
4.3.2	Solution de l'équation KP . . . . .	40
<b>5</b>	<b>Les structures acoustiques ioniques solitaires dans un plasma adiabatique</b>	<b>47</b>
5.1	Modèle physique . . . . .	48
5.2	Relation de dispersion . . . . .	50
5.3	Analyse faiblement non linéaire . . . . .	51
5.4	Résultats numériques et discussion . . . . .	57
<b>6</b>	<b>Etude de l'existence des structures d'enveloppe solitons dans un plasma magnétosphérique</b>	<b>58</b>
6.1	Modèle physique . . . . .	59
6.2	Analyse faiblement non linéaire . . . . .	60
6.3	Discussion des ondes électrostatiques acoustiques solitaires ( $EAW_s$ ) . . . . .	62
6.4	Analyse non linéaire de Schrodinger . . . . .	66
6.5	Discussion des ondes électrostatiques scélérates ( $ERW_s$ ) . . . . .	72
	<b>Conclusion</b>	<b>74</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>77</b>

## Introduction

Un plasma est un gaz ionisé, formé de particules chargées : ions, électrons et éventuellement de particules neutres. Sa terminologie est due au physicien Langmuir en 1928, qui a observé des oscillations dans un gaz où survenait une décharge électrique et a choisi le nom par analogie visuelle avec le plasma sanguin. Les plasmas représentent, presque la totalité de la matière visible de notre univers ; ils forment les étoiles et remplissent l'espace interstellaire. Notre planète est, elle-même, entourée d'un plasma à une distance comprise entre 90 et 500 *km* de sa surface ; on peut mentionner les anneaux planétaires, l'ionosphère terrestre et la magnétosphère terrestre, sont des exemples des régions plasmas qui entourent la terre [1]. Beaucoup de phénomènes observés autour de la terre sont liés à l'existence de plasmas (comme le cas des nuages noctulescent et des aurores boréales). Ainsi, la présence de plasmas dans les couches les plus proches du sol terrestre donne la possibilité des communications radio.

La magnétosphère terrestre, elle résulte de l'interaction de plasma du vent solaire avec les lignes de champ magnétique de la terre. Si un plasma en mouvement rencontre un corps magnétisé, ce plasma enveloppera ce corps et ce dernier de son côté empêchera le plasma de la pénétrer à l'aide de son champ magnétique. Il en résulte l'apparition d'une cavité à l'intérieur du plasma. Alors, la magnétosphère terrestre est une cavité creusée dans le vent solaire par le champ magnétique terrestre [2]. La taille de cette cavité dépend de la densité et de la vitesse du plasma, ainsi que de l'intensité du champ magnétique. La magnétosphère terrestre est divisée en plusieurs régions. Telle que le plasmasphère, les cornets polaires, les zones aurorales, la magnétopause, le magnétogaine, le feuillet de plasma et le choc d'étrave. La présence des plasmas dans ces régions a été confirmée par plusieurs observations (la mission LUSTER, la mission FAST et la mission GEOTAIL [3, 4]). La composition chimique du plasma magnétosphérique diffère d'une région à une autre.

Depuis de nombreuses années, le plasma de la magnétosphère terrestre a été étudié par différents moyens ; ces études sont basées sur les analyses théoriques, sur les simulations numériques et sur les observations par les satellites. Une des questions qui se pose dans l'étude de la magnétosphère est de comprendre d'où proviennent les particules, comment elles se déplacent et comment elles peuvent disparaître. Les ondes vont jouer un rôle très

important dans la météorologie de la magnétosphère terrestre. Aussi, jouent un rôle fondamental pour effectuer les transferts d'énergie entre les différentes populations de particules chargées. L'analyse et le traitement des ondes nous permettent de comprendre certains phénomènes physiques qui se passent au niveau de la magnétosphère terrestre. Ces analyses offrent un moyen direct de diagnostic et de mesure. Ainsi, ils permettent d'offrir un outil de prévision pour certains phénomènes physiques. Les analyses des ondes dans les plasmas de la magnétosphère terrestre sont orientées vers le traitement des différentes structures non linéaires, parmi elles on trouve les structures solitaires, les vortex, les ondes des chocs et les ondes scélérates. Ce traitement fournit une base solide, non seulement pour explorer et comprendre les différents phénomènes non linéaires de la physique des plasmas, mais aussi pour développer des applications pratiques dans la technologie (comme le transport anormal de la chaleur dans les Tokamaks et le confinement des plasmas par des champs de radio fréquence).

Notre étude porte sur la modélisation et la caractérisation des ondes non-linéaires localisées dans le milieu de la magnétosphère terrestre. Dans le but d'augmenter la connaissance et le rôle des ondes, qui se propagent dans la région de la magnétosphère terrestre. Cela passe bien sûr par l'identification des ondes et aussi par l'étude conjointe des caractéristiques du plasma en vue de relever des liens entre les ondes et les particules.

Le présent travail est divisé essentiellement en quatre parties. Dans la première partie nous allons décrire la magnétosphère terrestre et effectuer une brève comparaison avec les magnétosphères des autres planètes magnétisées et les propriétés de champ magnétique terrestre. Ainsi, nous allons focaliser notre étude sur les propriétés de plasmas et la description de différentes régions de la magnétosphère terrestre. Nous allons présenter par la suite quelques propriétés fondamentales des plasmas, comme le degré d'ionisation d'un gaz, les grandeurs caractéristiques du plasma et différentes catégories des milieux plasmas. Nous terminerons cette partie par un bref rappel sur les propriétés générales de la propagation des ondes dans les milieux plasmas.

La deuxième partie de ce manuscrit est consacrée à l'étude de l'existence des structures électrostatiques solitaires associées à un faisceau d'électrons relativistes. L'objet de la présente partie consiste à étendre notre analyse sur les structures électrostatiques solitaires

non linéaires susceptibles de se propager dans un plasma composé d'un faisceau d'électrons, d'électrons et de positrons. Des études récentes ont montré que les structures électrostatiques non linéaires sont influencées par la variation de la vitesse du faisceau d'électrons. En particulier, la présence de ce type de particules dans les milieux plasmas est due à la croissance exponentielle du potentiel de l'onde, ce qui signifie une dissipation de l'énergie de cette onde. Nous rechercherons alors dans quelle mesure et sous quelles conditions la variation de la vitesse du faisceau d'électrons peut affecter l'existence des structures électrostatiques solitaires dans un plasma d'électrons-positrons. Le travail que nous allons réaliser peut s'appliquer à plusieurs exemples de plasmas, comme le plasma de la magnétosphère terrestre.

La troisième partie est réservée à l'étude des structures acoustiques solitaires. Nous présenterons d'abord le modèle du plasma composé de deux fluides ; des ions de charge positive et négative et en présence des électrons non thermiques. Dans cette étude, nous allons choisir un modèle du plasma en présence d'un processus adiabatique. Dans le cas d'un plasma adiabatique, le déplacement des particules est très faible par rapport à la transformation d'énergie. Cela peut se produire si le milieu du plasma est isolé, ce qui signifie que le transfert de l'énergie est dirigé vers l'énergie thermique. Cependant, dans le modèle cinétique le coefficient polytropique  $\gamma$  qui caractérise le processus adiabatique, est supposé constant. En effet, des études récentes ont montré que des systèmes larges peuvent avoir un indice polytropique variable (varie entre  $-1$  et  $3$ ) [5]. La présence de l'adiabacité dans le milieu plasma influe sur les caractéristiques de l'onde. La contribution de notre travail à été effectué pour analyser les processus adiabatiques dans ce modèle du plasma. Nous allons alors établir une équation de type KdV qui nous a servi de base pour l'analyse des structures associées à la perturbation du système.

Les résultats de la deuxième partie, nous ont permis d'ouvrir une autre fenêtre d'étude à une dimension pour une analyse plus exacte des ondes électrostatiques solitaires. Alors, au cours de la quatrième partie, nous étudierons ces ondes et nous étudierons au même temps les ondes scélérates correspondantes au modèle plasma de la troisième partie. Dans le but, d'un côté de faire une analyse des ondes solitaires dans la direction du faisceau d'électrons. Et d'un autre côté, d'avoir l'influence de la vitesse et de la densité du faisceau

d'électrons sur l'apparition des ondes scélérates. Nous avons alors établi une équation de type Korteweg-de Vries. Cette dernière, gouvernant la dynamique des ondes solitaires au cas de faible amplitude. Nous nous attendons par la suite de trouver une autre méthode de calcul pour décrire l'apparition des ondes scélérates de ce modèle du plasma. Cela passe bien sûr par la transformation de l'équation KdV à une équation de type non linéaire de Schrodinger (ESNL). L'analyse de l'équation ESNL, nous permet de déduire les propriétés des ondes électrostatiques solitaires.

Cette thèse de Doctorat se termine par une conclusion générale et des applications aux plasmas de la magnétosphère que nous espérons vont contribuer à une meilleure compréhension des phénomènes non-linéaires ayant lieu dans la magnétosphère terrestre.

# Chapitre 1

## La magnétosphère terrestre

La propagation du vent solaire dans le milieu interplanétaire, interagit avec diverses planètes du système solaire. Cette interaction peut prendre plusieurs formes selon la nature de la planète, magnétisée ou non et si elle possède une atmosphère ou non. Toutes les planètes magnétisées possèdent une magnétosphère qui résulte de l'interaction du champ magnétique planétaire avec le vent solaire. La magnétosphère est la région entourant une planète dans laquelle les phénomènes physiques sont dominés ou régis par son champ magnétique. La Terre, Jupiter, Saturne... etc., toutes ces planètes possèdent leurs propres magnétosphères [6, 7, 8]. La taille de la région magnétosphérique dépend essentiellement de l'intensité du champ magnétique de la planète, des sources de plasma à l'intérieur de la magnétosphère et de la distance de la planète par rapport au centre du soleil. En effet, Jupiter est la planète la plus massive du système solaire. Son champ magnétique est très intense par rapport aux autres planètes, c'est pour cette raison qu'elle possède une plus large région magnétosphérique au sein du système solaire. Sa magnétosphère s'étend sur plus de  $7 \times 10^6$  Km en direction du Soleil, et quasiment jusqu'à l'orbite de Saturne dans la direction antisolaire [6, 9]. A l'instar des autres planètes magnétisées, Saturne possède aussi une magnétosphère intrinsèque s'étendant à  $1.5 \times 10^6$  Km côté solaire, jusqu'à une centaine de rayons de Saturne (1 rayons Saturne  $\simeq 60330$  Km) côté antisolaire [10]. Le tableau. 1 donne quelques propriétés magnétosphériques pour la Terre, Jupiter et Saturne.

Planète	Terre	Saturne	Jupiter
Inclinaison de l'axe magnétique	$11^\circ$	$1^\circ$	$-10^\circ$
Taille de la magnétosphère ( $Rayon_{plante}$ )	$11R_T$	$16 - 20R_S$	$40 - 100R_J$
Source de matière	Ionosphère	Satellites	Satellites
$n_{neutres}/n_{ions}$	1	11	0.012
Composition	$H^+, O^+$	$H^+, H_2O^+, O^+, N^+$	$H^+, O^+, S^+$
Période de rotation (heure)	24	10.8	9.8

TABLE 1.1 – Propriétés magnétosphériques pour la Terre, Jupiter et Saturne.

## 1.1 Le champ magnétique terrestre

On connaît actuellement dans le système solaire trois objets fortement magnétisés : le Soleil, la planète Jupiter et la terre. En ce qui concerne la planète Terre, l'existence du champ magnétique a été déjà connue depuis le 8<sup>me</sup> siècle par les chinois. En 1839, Gauss établit que le champ magnétique terrestre est celui d'un dipôle dont l'axe est incliné d'une dizaine de degrés par rapport à l'axe de rotation de la Terre. Il en déduit que l'origine du champ magnétique est interne. L'origine du champ magnétique terrestre proviendrait du mécanisme dynamo qu'engendrent les mouvements du noyau métallique liquide à l'intérieur de la Terre, renforçant l'aimant planétaire initial. Les études de sismologie montrent que le centre de la Terre est composé d'une graine de fer solide entourée d'un noyau de fer et de nickel en fusion. La rotation différentielle entre le noyau et la graine est responsable de l'apparition d'un effet dynamo qui explique l'existence du champ magnétique de la Terre (**Fig 1.1**).

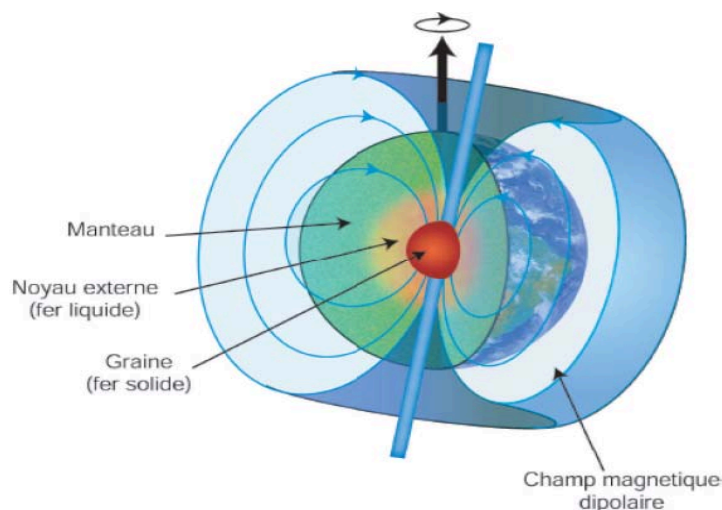


Fig. 1.1 – Le champ magnétique terrestre.

En 1861, Stewart n'observe que les lignes du champ magnétique oscillent autour de la surface de la terre. Ces oscillations magnétiques sont dues à des ondes de très basses fréquences provoquant des oscillations des lignes de champ magnétique et du plasma. Actuellement, l'existence d'un champ magnétique intrinsèque a été établie par plusieurs missions (mission CLUSTER, mission IMAGE,...ie). Ce champ se forme des lignes entourant la surface externe de la terre. Les lignes de champ magnétique pointent vers l'espace dans le pôle sud et vers la surface de la Terre dans le pôle nord. En ordre de grandeur, la magnitude du champ magnétique varie selon la latitude atteignant à la surface de la Terre une valeur de  $50\mu T$  près de l'équateur magnétique.

Le champ magnétique mesuré à la surface de la Terre est la somme du champ magnétique terrestre variable. Les variations transitoires du champ magnétique résultent des courants circulant dans l'ionosphère, dans la magnétosphère et sous la surface de la Terre. Il est alors possible de visualiser les variations de l'activité magnétique, à partir des mesures effectuées à la surface de la Terre et de définir les indices d'activité magnétique.

### 1) L'indice $kp$

L'indice  $kp$  exprime une moyenne, au niveau planétaire, de l'activité magnétosphérique. L'indice  $kp$  est calculé depuis 1932. Il est calculé à partir de la valeur moyenne des deux

composantes horizontales du champ magnétique mesurées par treize stations, onze situées dans le pôle nord et deux situées dans le pôle sud. L'indice  $kp$  est calculé toutes les  $3h$  et varie entre 0 et 9 (cet indice varie de  $kp = 0$  pour une activité magnétique nulle à  $kp = 9$  pour une activité magnétique intense, en passant par  $kp = 3$  pour une activité magnétique modérée et  $kp = 6$  pour une activité magnétique forte).

### 2) L'indice *IMM*

Le modèle *IMM* calcule les distributions de courants alignés ainsi que les distributions des potentiels magnétosphérique et ionosphérique. De plus, il calcule les flux numérique et d'énergie des particules magnétosphériques précipitant dans la haute atmosphère terrestre. Il fournit des ordres de grandeurs comparables aux observations, mais possède cependant un champ d'application restreint.

### 3) L'indice *dst*

La courbure des lignes du champ magnétique et de son gradient sont responsables de l'apparition d'un mouvement de dérive des particules chargées. Ce mouvement de dérive est dirigé vers l'Ouest pour les électrons et vers l'Est pour les ions. En effet, l'apparition d'un anneau de courant de forme toroïdale centré sur l'équateur magnétique situé entre  $2R_T$  et  $9R_T$ . Pendant les orages et les sous orages magnétiques, des particules énergétiques viennent renforcer l'anneau de courant. Les perturbations de l'anneau de courant ont un impact direct sur le champ magnétique à la surface de la Terre. Ces dernières sont détectées par les quatre stations situées aux basses latitudes. L'indice *dst* est calculé à partir des mesures de ces stations. Cet indice, calculé toutes les heures, permet d'estimer l'activité du courant annulaire lors des phases d'orage. Il devient en particulier fortement et brutalement négatif lorsqu'un orage violent se produit.

## 1.2 La magnétosphère terrestre et ses différentes régions

La terre est une des planètes magnétisées du système solaire. Sans perturbations extérieures le champ magnétique terrestre peut être approximé par un dipôle incliné d'environ  $11^\circ$  par rapport à l'axe de rotation [11]. Comme la terre est plongée dans le milieu interplanétaire, elle subit en permanence l'effet du vent de particules chargées provenant du soleil (vent solaire). Le vent solaire a une densité moyenne de cinq particules par  $cm^{-3}$  et une

vitesse pouvant aller de 200 à 750km/s [12, 13]. Il est composé principalement d'électrons, de protons et d'ions [14]. L'expansion du vent solaire entraîne le champ magnétique solaire, formant le champ magnétique interplanétaire (Interplanetary Magnetic Field IMF) [15]. L'interaction du vent solaire avec le champ magnétique terrestre va créer une cavité appelée magnétosphère [16]. Alors la magnétosphère terrestre est une cavité globalement modelée par le champ magnétique de la terre et modifiée par le vent solaire. En effet, elle s'étend du côté du soleil jusqu'à une dizaine de rayons terrestres. Par contre dans l'autre côté du soleil (direction antisolaire), la magnétosphère s'étire en une longue queue magnétique de plusieurs dizaines de rayons terrestres [17]. La magnétosphère est constituée d'un mélange d'ions et d'électrons libres qui viennent de l'ionosphère et du vent solaire. Dans la haute atmosphère, le rayonnement du soleil arrache des électrons aux atomes, entraînant l'apparition d'un plasma. La cohésion de ce mélange est assurée par des forces électromagnétiques très fortes par rapport à la gravité et aux collisions. Les caractéristiques propres de la magnétosphère terrestre sont déterminées par le champ magnétique terrestre, le vent solaire ainsi que le champ magnétique interplanétaire.

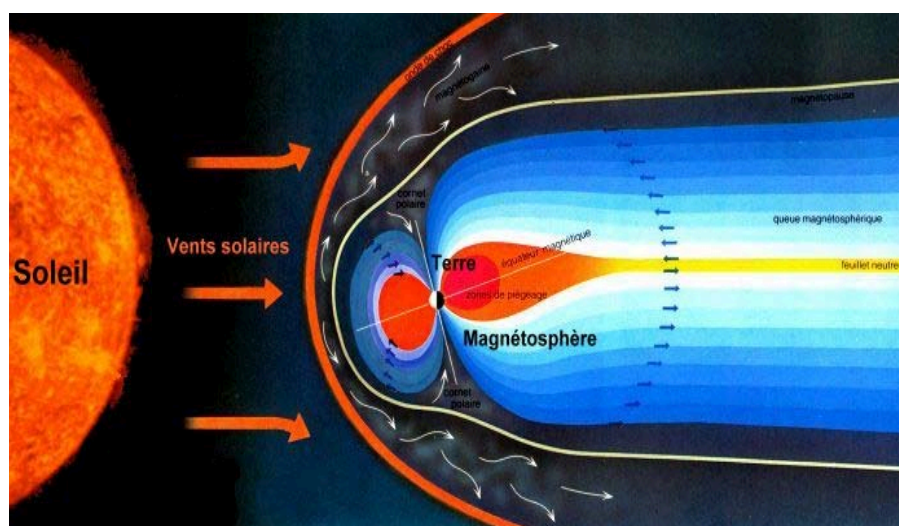


Fig. 1.2 – Magnétosphère terrestre.

Le vent solaire et le champ magnétique terrestre jouent un rôle important dans la structure de la magnétosphère. La densité et l'énergie cinétique des particules du vent solaire ont

une influence sur la forme des lignes de champ magnétique terrestre [18, 19]. D'un coté, si l'énergie cinétique des particules domine celle du champ magnétique, c'est-à-dire l'intensité d'énergie du champ magnétique est faible devant l'énergie cinétique des particules, alors les lignes du champ magnétique se déforment par le flux de particules. Et d'un autre coté, si l'énergie du champ magnétique est très élevée devant l'énergie cinétique des particules. Dans ce cas, les lignes du champ conservent leur forme et les particules du vent solaire n'ont pas d'influence sur cette forme et elles sont obligées de suivre les lignes de champ magnétique. Selon la distribution des particules et la variation du champ magnétique, la magnétosphère est divisée en plusieurs régions. Ces régions sont composées de plasmas de différents régimes et de densité de particules provenant de différents origines. L'origine de ce plasma est doublée : une partie provient de l'ionosphère, c'est-à-dire de l'atmosphère de la Terre et l'autre provient du vent solaire, c'est-à-dire de l'atmosphère du Soleil. Les protons  $H^+$  constituent l'espèce ionique dominante, mais on observe également des ions d'hélium  $He^+$ , des ions oxygène  $O^+$  (certainement d'origine ionosphérique), des ions  $He^+$  deux fois ionisés (provenant du vent solaire), ainsi que d'autres espèces comme le deutérium  $D^+$  et l'oxygène deux fois ionisé  $O^{++}$ .

### **1) Magnétopause et Magnétogaine**

La magnétopause est la limite entre le milieu interplanétaire. Donc elle est dominée par le champ magnétique de la Terre et le milieu interplanétaire est dominé par le vent solaire. La magnétopause est une frontière qui empêche la majeure partie du vent solaire de pénétrer dans l'environnement terrestre. Cette région n'est pas statique, elle peut varier en fonction de l'activité magnétique. En effet, si la pression dynamique du vent solaire augmente, la magnétopause se rapproche de la surface de la Terre. La magnétogaine est le lieu de transition entre la magnétopause (les vents solaires) et l'atmosphère terrestre. Cette région est le lieu de nombreux courants dus aux interactions entre les champs magnétiques terrestre et le vent solaire [20].

### **2) Le choc d'étrave**

Le vent solaire est un vent supersonique, c'est-à-dire que sa vitesse est supérieure aux vitesses de groupe des ondes d'Alfven et des ondes sonores présentes dans le plasma. Lorsque le vent solaire rencontre un obstacle au voisinage de la terre, ce dernière va créer en amont

une frontière appelée choc d'étrave. Au travers de celle-ci, la vitesse du vent solaire devient brusquement inférieure à la vitesse de l'onde d'Alfvén.

### **3) Les lobes**

Les lobes de la queue sont deux régions où les lignes du champ magnétique sont ouvertes en se connectant au champ magnétique interplanétaire. Dans cette région l'intensité d'énergie magnétique est très élevée pouvant atteindre une valeur de 20 nT. Le plasma dans les deux lobes nord et sud est caractérisé par la présence de particules piégées sur les lignes du champ magnétique. La densité du plasma dans cette région est très faible, sa densité est d'environ 0.01 ion par centimètre cube.

### **4) Les zones aurorales**

Les zones aurorales sont constituées de deux régions circulaires autour du pôle sud et nord. Les particules sont préalablement excitées par des électrons énergétiques provenant de la queue magnétosphérique et précipités vers l'atmosphère. Ces régions présentent également un grand intérêt en raison des différents types d'ondes qui y sont observées.

### **5) Le feuillet de plasma**

Cette région se trouve entre les lobes nord et sud de la queue magnétique et son altitude est d'environ de 3 à 7 rayons terrestres. Le feuillet de plasma est constitué essentiellement de particules du vent solaires qui pénètrent à l'intérieur de la magnétosphère. Cette région est probablement l'une des plus dynamiques de la magnétosphère. Les sources de plasma dans cette région sont multiples et la composition du plasma varie en fonction de l'activité magnétosphérique. En période calme, on trouve les ions  $He^+$  et  $H^+$  provenant de l'ionosphère et qui sont majoritaires dans le plasma. Par contre en période active on trouve les ions de  $O^+$  d'origine terrestre. Dans cette région, l'intensité d'énergie magnétique varie entre 3 et  $5nT$ . On trouve aussi des électrons énergétiques possèdent une densité  $n_e = 0.5cm^{-3}$  et une température  $T_e$ .

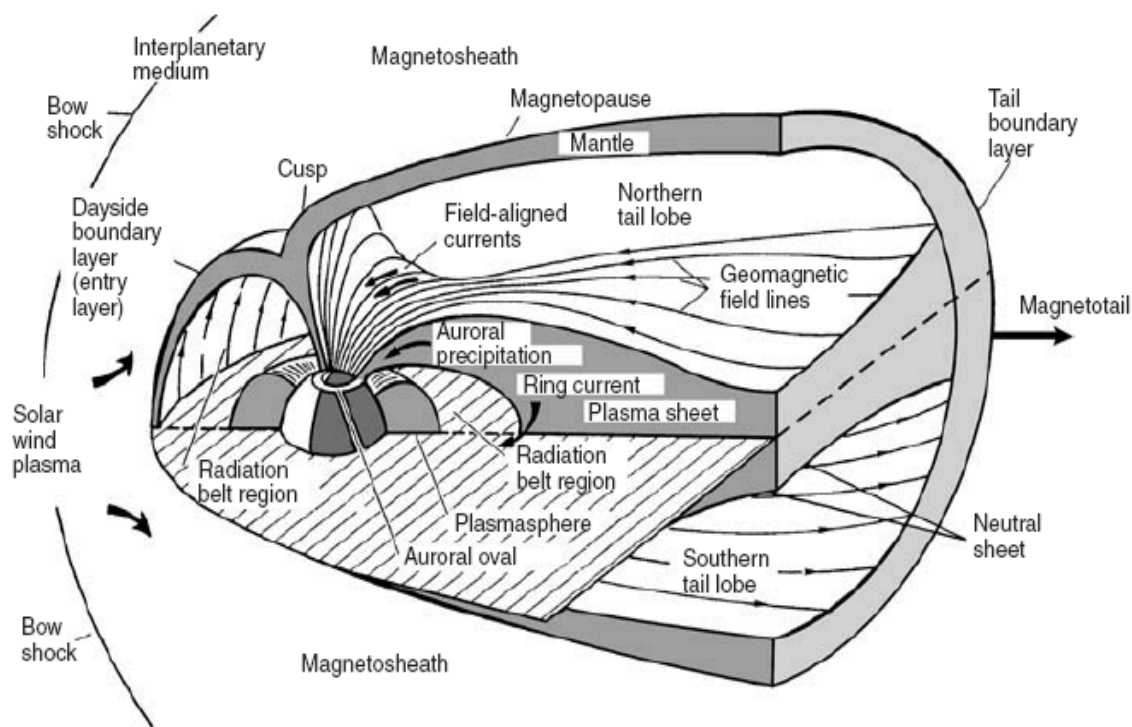


Fig. 1.3 – L'onde de choc et les frontières de différentes régions de la magnétosphère terrestre [1].

La figure (1.3) représente la région de la magnétosphère terrestre à trois dimensions. Le ralentissement des particules du vent solaire au niveau de l'onde de choc, peuplent dans la région de magnétogaine et pénètrent la magnétopause pour donner naissance au manteau de plasma (Mantie), aux lobes (Northen tail lobe) et au feuillet de plasma (Plasma sheet), où les particules de plasma possèdent une énergie moyenne 10 fois plus grande que celle trouvée dans la région de la magnétogaine et une densité qui est inférieure d'un facteur varie entre 10 et 100. La magnétopause (Magnetopause) est la frontière entre le champ magnétique interplanétaire et le champ géomagnétique.

## Chapitre 2

# Propriétés des plasmas

La matière constituant notre environnement se présente essentiellement sous forme solide, liquide ou gazeuse. Au-delà de ces trois états, à haute et à basse températures, on rencontre un autre état de la matière, on l'appelle état plasma [21]. Un plasma est toute substance gazeuse qui possède suffisamment d'énergie thermique pour qu'il y ait présence de particules chargées en quantité non négligeable. Définis de cette façon, les plasmas peuvent être interprétés comme le quatrième état de la matière. Il s'agit au fait d'un gaz partiellement ou totalement ionisé, c'est-à-dire une collection de particules chargées qui interagissent entre elles via les forces de Coulomb et de Lorentz. Pour comprendre l'intérêt d'étudier les plasmas, il faut savoir que plus de 99 de la matière visible dans l'univers se trouve sous la forme de plasma. Par rapport aux solides, liquides et gaz, les plasmas sont donc omniprésents (les atmosphères, les nébuleuses et les étoiles,...). Mais ce qui les différencie réellement, c'est que les plasmas s'étendent sur des domaines de température et de densité beaucoup plus importants que les trois autres états de la matière. Un autre intérêt essentiel pour l'étude des plasmas dans un domaine de la technologie et de laboratoire. La physique des plasmas soit un outil pour étudier les structures et les processus astrophysiques, son domaine d'application ne se restreint pas à la seule physique fondamentale ; depuis plusieurs dizaines d'années, la technologie des plasmas est devenue indispensable dans de nombreuses industries et la physique des plasmas constitue une branche extrêmement active et innovante de la physique appliquée.

On peut observer dans les plasmas des phénomènes et des comportements très diversifiés. La physique des plasmas est généralement adaptée à leur description mais, du fait de cette grande diversité, ils doivent toujours être accompagnés d'hypothèses simplificatrices pour se restreindre seulement à une partie du grand domaine des plasmas. La physique des plasmas intègre les connaissances de nombreux autres domaines de la physique, tels que la physique statistique, la dynamique hamiltonienne, l'électrodynamique relativiste, les physiques atomique, moléculaire et nucléaire. Réciproquement, de nombreux concepts et méthodes, issus de recherches fondamentales en physique des plasmas, ont été intégrés par d'autres disciplines, plus particulièrement en physique non-linéaire, turbulence, interaction champs-particules et théories des instabilités.

## 2.1 Degré d'ionisation

Un gaz globalement neutre ne peut être considéré comme un plasma que si les effets collectifs deviennent suffisamment importants. Si on met une particule chargée dans un gaz neutre, les effets liés à la charge n'ont aucun rôle. Elle est toujours vue à travers son interaction, comme un atome. Par contre, lorsqu'un deuxième ion se présente et si la distance entre les deux ions est relativement faible, on commence à parler d'effets collectifs. Donc, ces effets sont liés à l'inter-distance entre les particules liée elle-même à la densité  $d \sim n^{-1/3}$ .

On appelle plasma, un gaz même partiellement ionisé, mais possédant un taux d'ionisation différent de zéro et qui se présente sous la formule

$$\alpha = \frac{n_{ch}}{n_{ch} + n_0}. \quad (2.1)$$

Où  $n_{ch}$  et  $n_0$  sont respectivement la densité des particules chargées et la densité des particules neutres. Dans le cas de plasma faiblement ionisés ( $\alpha$  compris entre  $10^{-6}$  et  $10^{-4}$ ), on parle de plasmas froids (car l'énergie ne se propage pas en dehors de la zone occupée par les particules neutres). Dans ce cas un plasma peut également se former à basse température si la source d'ionisation vient de l'extérieur, comme l'exemple de l'ionosphère où l'énergie d'ionisation provient du soleil. Les caractéristiques des plasmas faiblement ionisés sont présentées comme suivant [22] :

- \* Ils sont entretenus électriquement.
- \* Les collisions des particules chargées avec celles des neutres du gaz sont importantes.
- \* Ils sont spatialement limités et les pertes aux surfaces sont importantes.
- \* L'ionisation des neutres maintient les plasmas dans l'état d'équilibre.
- \* Les électrons ne sont pas en équilibre thermique avec les ions.

Si le taux d'ionisation  $\alpha$  est compris entre  $10^{-3}$  et  $10^{-1}$ , le plasma est dit chaud quand il y a propagation de l'énergie et de chaleur (comme c'est le cas des plasmas du soleil et des étoiles).

## 2.2 Quelques grandeurs caractéristiques du plasma

Nous introduisons dans ce manuscrit quelques grandeurs caractéristiques de n'importe quel type de plasma. Ces grandeurs, vont nous permettre de comprendre les échelles typiques des phénomènes pouvant survenir dans un plasma. L'échelle de temps caractéristique est donnée par l'inverse de la fréquence de Langmuir ou fréquence plasma  $\omega_{p\alpha}$ . Cette fréquence résulte du comportement collectif des particules chargées. En effet, si un plasma subit une perturbation, ses particules vont spontanément et collectivement se mettre à osciller à la fréquence plasma. En notant  $n_\alpha$  la densité de particules,  $m_\alpha$  la masse de cette particule,  $q_\alpha$  sa charge et  $\epsilon_0$  la constante diélectrique ( $\epsilon_0 = 8.8 \times 10^{-12} \text{ Fm}^{-1}$ ), la fréquence plasma est donnée par [23] :

$$\omega_{p\alpha} = \sqrt{\frac{n_\alpha q_\alpha^2}{\epsilon_0 m_\alpha}}, \quad (2.2)$$

donc l'échelle de temps caractéristique du plasma est donnée par :

$$t_{p\alpha} = \frac{1}{\omega_{p\alpha}}. \quad (2.3)$$

Une autre grandeur caractéristique dans l'échelle spatiale, est la longueur de Debye  $\lambda_D$ . Si on place une particule  $\alpha$  de charge  $q_\alpha$  dans un plasma à une distance  $r$ , les autres particules qui l'entourent vont réagir à la présence de son champ électrique, car elles sont elles même chargées. La présence de cette charge engendre un potentiel électrostatique  $\phi(r)$ . On peut montrer que ce potentiel décroît plus rapidement que dans le vide de sorte que

$\phi(r) \propto \frac{1}{r} \exp\left(\frac{-r}{\lambda_D}\right)$ . L'influence de la charge  $q_\alpha$  sur les autres charges du plasma devient rapidement négligeable. On dit que la charge est écrantée par l'excès d'électrons dans la sphère de Debye. La conséquence directe de ce phénomène est que le champ électrique d'une particule donnée ne pourra pas être ressenti par les particules du plasma qui sont distantes de plus d'une longueur de Debye. La longueur de Debye qui caractérise l'écrantage du champ électrostatique pour une espèce est donnée par la relation suivante

$$\lambda_{D\alpha} = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T_\alpha}{n_\alpha q_\alpha^2}}. \quad (2.4)$$

Où  $k_B$  est la constante de Boltzmann  $k_B = 1.38 \times 10^{-23} \text{ JK}^{-1}$  et  $T_\alpha$  est la température moyenne des particules  $\alpha$ . La longueur de Debye  $\lambda_{D\alpha}$  peut varier de quelques microns (plasmas denses) à plusieurs dizaines de mètres (plasmas spatiaux).

Dans les plasmas, les vitesses des particules ne sont pas toutes identiques mais distribuées suivant une loi de probabilité que l'on appelle fonction de distribution des vitesses  $f(x, v, t)$ . Cette fonction nous permet de calculer, pour une description fine d'un plasma au voisinage d'un point donné  $x$  à un instant donné  $t$ , la valeur moyenne de certaines grandeurs caractéristiques du plasma comme :

- **La densité**  $n_\alpha$  est définie comme le nombre de particules du type  $\alpha$  (électrons, ions, neutres) par unité de volume.

$$n_\alpha = \int f(x, v, t) dv. \quad (2.5)$$

- **La vitesse moyenne**  $V_\alpha$  est la valeur moyenne de la distribution des vitesses et ce pour chaque espèce  $\alpha$  (électrons, ions, neutres).

$$V_\alpha = \langle v \rangle = \int v f(x, v, t) dv. \quad (2.6)$$

- **L'énergie cinétique moyenne**  $E_{C\alpha}$  pour le particule  $\alpha$  du masse  $m_\alpha$

$$E_{C\alpha} = \langle \frac{1}{2} m_\alpha v^2 \rangle = \int \frac{1}{2} m_\alpha v^2 f(x, v, t) dv. \quad (2.7)$$

L'énergie cinétique moyenne permet d'obtenir la valeur d'une autre grandeur caractéristique du plasma, est la vitesse thermique d'une particule  $v_{t\alpha}$ . Par définition, la vitesse thermique d'une particule est la valeur de sa vitesse dans laquelle le facteur  $m_\alpha/2$  près de la valeur typique de l'énergie cinétique d'agitation.

$$v_{t\alpha} = \sqrt{\frac{k_B T_\alpha}{m_\alpha}}. \quad (2.8)$$

Dans un plasma à l'équilibre thermodynamique ayant une température de quelques eV, la vitesse quadratique moyenne est de l'ordre du million de m/s pour les électrons et seulement de quelques dizaines de milliers de m/s pour les ions plus massifs. Dans un plasma froid hors équilibre, où les ions et les neutres sont plus froids et ont une température de l'ordre de quelques centaines de Kelvin, les ions ont des vitesses thermiques de quelques centaines de m/s.

• **Vent solaire**

★ Vent solaire à 4 Rayons Solaires (Un rayon solaire  $R_S = 700000$  km)

$n_e(m^{-3})$	$T_e(eV)$	$v_e(km/s)$	$v_{te}(km/s)$	$\lambda_{De}(m)$	$f_{pe}(MHz)$	$T_i(eV)$	$v_{ti}(km/s)$	$f_{pi}(kHz)$
$10^{11}$	100	100	4000 – 6000	0.2	3	$\geq 100$	$\geq 100$	70

★ Vent solaire rapide et lent au niveau de la Terre (1UA)

	$n_i(m^{-3})$	$T_i(eV)$	$v_i(km/s)$	$v_{ti}(km/s)$
Vent solaire rapide	3	20	700	60
Vent solaire lent	10	5	400	30

★ Vent solaire rapide et lent à 0.3UA

	$n_i(m^{-3})$	$T_i(eV)$	$v_i(km/s)$	$v_{ti}(km/s)$
Vent solaire rapide	30	80	700	120
Vent solaire lent	100	20	400	60

• **Magnétosphère terrestre**

	$n_i(m^{-3})$	$T_i(eV)$	$v_i(km/s)$	$v_{ti}(km/s)$
Magnétogaine	10 – 30	200	100	200
Magnétosphère externe	2	$2 \times 10^3$	10	600
Plasmasphère	100	1	2	10

## 2.3 Différentes catégories de plasmas

On rencontre dans notre environnement différentes catégories de plasmas. Le classement des plasmas se basent, soit sur le type d'application pour lequel le plasma est destiné, soit sur les moyens par lesquels il a été créé. Le classement peut se faire aussi selon les propriétés ondulatoires qui le caractérisent, ou selon les valeurs prises par certains paramètres physiques. La classification des plasmas n'est donc pas unique.

### 2.3.1 Plasmas froids et plasmas chauds

On distingue traditionnellement deux sortes de plasmas : les plasmas «froids» et les plasmas «chauds». Les plasmas froids ont des températures qui restent inférieures à  $10^5$  Kelvin [24]. Ce sont donc des plasmas partiellement ionisés. De tels plasmas se trouvent dans la magnétosphère, l'ionosphère terrestres et les décharges lumineuses comme celle d'un tube au néon. Dans ces plasmas, la densité de particules neutres est donc en général très supérieurs à la densité des espèces chargées (ions et électrons). Les plasmas chauds ont des températures supérieures à  $10^6$  Kelvin [25]. Les plasmas chauds dans la nature sont nombreux ; on peut citer par exemple : plasmas stellaires (plasma des étoiles, plasma

du vent solaire, magnétosphère terrestre...etc [26], pour les plasmas de laboratoires on cite le plasma produit par la fusion thermonucléaire (plasmas des Tokamaks). Dans le cas des plasmas chauds, il n'y a quasiment pas de particules neutres. Les plasmas chauds et froids ont des comportements radicalement différents en raison de la nature des collisions entre les particules. En effet, l'interaction entre les particules chargées dans le cas de plasma chaud via la force coulombienne. Lorsque, la vitesse relative des particules est très grande, l'interaction coulombienne a peu d'effet. Les plasmas chauds sont donc essentiellement des milieux non collisionnels. Dans un plasma froid au contraire, les particules chargées interagissent avec l'espèce prédominantes, que constituent les particules neutres. L'interaction est donc médiatisée par des forces de plus courte portée que l'interaction Coulombienne. Il s'agit de forces dites de Van der Waals. Ces collisions dévient les particules de manière beaucoup efficace. Les plasmas froids sont donc des milieux collisionnels.

### **2.3.2 Plasmas thermiques et plasmas non-thermiques**

Il est possible de distinguer deux grandes catégories de plasma, selon la température et leurs différentes composantes. Les plasmas thermiques sont caractérisés par une seule température de gaz  $T_g$ , les autres températures des électrons  $T_e$ , des ions  $T_i$  et des neutres  $T_n$  étant proches, voire égale à celle du gaz. Ces plasmas froids thermiques sont donc généralement en équilibre thermodynamique local (ETL). Les plasmas non-thermiques sont naturellement caractérisés par plusieurs températures. La température des électrons  $T_e$  est très grande devant celle de gaz  $T_g$  qui reste assez proche de la température ambiante. Il y a également de température des ions  $T_i$  qui peut être assez grande par rapport à celle du gaz, surtout à basse pression. Ainsi qu'une température propre aux états excités, notamment les états vibrationnels qui sont un réservoir d'énergie, souvent à l'origine de la dynamique du gaz provoquée au sein de ces plasmas froids non-thermiques. Ce sont donc des plasmas hors équilibre thermodynamique.

### **2.3.3 Plasmas relativistes**

Plus un plasma est chaud, plus les écarts de vitesse entre les particules qui le composent peuvent atteindre de grandes valeurs. Lorsque les vitesses de certaines particules

deviennent très grandes (certaines particules leur vitesses arrivent a des vitesses proche à celle de la vitesse de la lumière), de nouveaux effets se produisent. On dit que ces plasmas sont relativistes [27]. En général, les électrons sont les particules dont le mouvement désordonnés (mouvement d'agitation thermique) sont les plus rapides. C'est donc les électrons qui produisent les effets relativistes. Dans les plasmas de l'environnement terrestre, les effets relativistes sont en général assez faibles. Il existe cependant des cas ou ceux-ci ne peuvent être négligés.

### **2.3.4 Plasmas collisionnels et plasmas non collisionnels**

La différence principale entre un gaz ionisé et un gaz neutre est la nature des collisions entre particules. Les collisions entre particules neutres ressemblent à celles entre boules de billard [28]. Les trajectoires peuvent être représentées comme une succession de lignes droites séparées par des changements rapides de direction qui se produisent à chaque fois que deux particules se retrouvent séparées d'une distance égale à la somme de leurs rayons. Dans le cas d'un gaz ionisé la situation est très différente car chaque particule interagit constamment et simultanément avec un grand nombre d'autres particules via leurs champs électriques. Ainsi, les trajectoires des particules sont faites de superposition d'une multitude de petites perturbations. Un plasma collisionnel est un milieu dans lequel les particules réagissent comme le cas d'un gaz ionisé, c'est-à-dire les collisions entre particules sont extrêmement fréquentes. Le rôle des collisions dans un plasma est fondamental, ils sont souvent le principal vecteur d'échange d'énergie entre particules. On mesure la quantité des collisions soit en comptant le nombre de collisions qu'une particule subira en moyenne à chaque seconde (c'est la fréquence de collisions), ou par la distance moyenne parcourue entre deux collisions (c'est le libre parcours moyen). Un plasma non collisionnel est un plasma où les collisions sont rares ou peuvent être négligées. Cela se produit par exemple lorsque le libre parcours moyen est de l'ordre ou plus grand que les dimensions caractéristiques du plasma. Le plasma du vent solaire, le plasma de la magnétosphère et le plasma qui s'échappe de l'ionosphère sont non collisionnels. Dans le plasma de la magnétosphère terrestre le libre parcours moyen est de l'ordre de plusieurs dizaines de milliers de kilomètres.

## Chapitre 3

# La propagation des ondes dans un plasma

### 3.1 Les structures solitaires dans un plasma

Les phénomènes de propagation d'ondes se rencontrent dans de nombreux domaines de la physique. On rencontre essentiellement trois types d'ondes : les ondes acoustiques qui se propagent dans un milieu fluide ou dans un milieu de plasma, les ondes électrostatiques comme par exemple la lumière qui se propage dans le vide et les ondes élastiques qui se propagent dans un solide. Les ondes ont été parmi les premiers outils de diagnostic à être utilisés pour caractériser les plasmas et ce depuis les premiers travaux de Langmuir. En effet, l'analyse des ondes facilite la mesure des paramètres importants du plasma avec une bonne résolution spatiale tel que la densité des particules, la température, l'énergie des particules dans le plasma et de même que pour mesurer le potentiel électrique du plasma. Dans un plasma comme les autres domaines de la physique, plusieurs ondes de nature différentes peuvent se propager. En fait, dans un milieu plasma les effets électromagnétiques sont combinés avec le mouvement des particules (effets fluides ou cinétiques) alors, la nature des ondes dans un plasma est généralement compliquée par rapport aux autres milieux. Dans ce chapitre, nous discuterons les structures non linéaires localisées qui se propagent dans les plasmas de la magnétosphère terrestre. Ces dernières sont un cas particulier des ondes acoustiques, elles représentent une classe particulière de structures, appelée structures localisées. Ces structures ont la propriété d'être localisées dans l'espace. Leurs longueur de

corrélation spatiale est donc inférieure à la taille du plasma. En générale, les structures localisées apparaissent dans des systèmes dynamiques non-linéaires dissipatifs. Parmi ces structures, on cite l'exemple des ondes solitaires et des enveloppes soliton.

### **3.1.1 Les ondes solitaires**

En hydrodynamique comme dans d'autres domaines, le mouvement des ondes est décrit par des équations linéaires. Actuellement, les scientifiques se sont rendu compte que ces équations ne suffisaient pas à reproduire l'immense diversité des comportements existants dans la nature. Pour les reproduire et les comprendre, il faut tenir compte de la non-linéarité. L'équilibre entre effet non linéaire et effet de dispersion peut entraîner l'existence de solutions que l'on appelle ondes solitaires ou solitons. Les non-linéarités dans les plasmas contribuent à la délocalisation des ondes solitaires, conduisant à différents types de structures intéressantes (ondes chocs, vortex, ...). Ces structures sont très importantes du point de vue théorique et expérimental. Les solitons sont des structures dynamiques localisées de grande et faible amplitude, capables de se propager sur de longues distances sans déformation et gardent leur forme et leur vitesse après collision entre elles. Ce phénomène a été découvert empiriquement par l'ingénieur John Scott Russel en 1834. Les solitons fournissent souvent une approche fructueuse pour décrire la physique d'un système non linéaire. Au lieu de faire une approximation linéaire, puis de traiter les non linéarités comme une perturbation, il peut être beaucoup plus efficace de décrire approximativement la physique du système par une équation à solitons puis si nécessaire, de tenir compte des contributions qui perturbent les solitons.

Que ce soit dans les plasmas de laboratoires ou dans les plasmas spatiaux, on peut distinguer plusieurs modes des propagations. Ces modes caractérisés par de basses ou de hautes fréquences différent d'un plasma à un autre, selon la nature du plasma et a-ce-qu'il est magnétisé ou non, collisionnel ou non et aussi selon les mécanismes d'excitation sur l'oscillation des particules.

#### **1) Modes acoustiques ioniques solitaires**

Les ondes acoustiques ioniques solitaires sont des ondes qui se propagent dans un plasma non magnétisé. Elles sont des ondes de basses fréquences ( $f \leq 20 - 30 MHz$ ) contrairement

aux autres modes propres. Cette basse fréquence permet de prendre en compte la réaction des ions au passage de l'onde. En effet, la pulsation propre des ces ondes  $\omega$  est proche de la pulsation propre du plasma. Dans la limite des basses fréquences, la dispersion de ces ondes est linéaire et les ondes acoustiques ioniques sont fortement amorties par l'effet Landau. La relation de dispersion pour ces ondes est donnée par [1]

$$\omega^2 = k^2 v_s^2. \quad (3.1)$$

Où  $k$  et  $v_s$  sont respectivement le vecteur et la vitesse de phase de l'onde acoustique ionique. La vitesse de phase pour les ondes acoustiques ioniques, appelés aussi la vitesse du son modifiée, est donnée par expression suivante

$$v_s = \sqrt{\frac{k_b(\gamma_e T_e + \gamma_i T_i)}{m_i}}. \quad (3.2)$$

Avec  $T_e$  et  $T_i$  sont les températures électronique et ionique respectivement.  $\gamma_e$  et  $\gamma_i$  sont les indices adiabatiques électronique et ionique,  $m_i$  est la masse des ions et  $k_b$  est la constante de Boltzmann. En effet, des ondes acoustiques ioniques ont été observées par les satellites GPS et de même que par les radars AMISR et Poker Flat dans la région pré-choc de la terre et dans la région externe de la magnétosphère terrestre [29, 30].

## 2) Modes électroniques solitaires

Les ondes électrostatiques solitaires sont des ondes à haute fréquence qui peuvent se propager dans un plasma non magnétisé. De ce fait, ces ondes sont des ondes à haute fréquence, ce que signifie physiquement que la propagation des ces dernières est due au mouvement des électrons. Les composantes du plasma peuvent alors être décrites par leurs équations de continuité, de mouvement et l'équation de Gauss suivantes

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \frac{\partial n_e u_e}{\partial x} = 0, \quad (3.3)$$

$$\frac{\partial u_e}{\partial t} + \frac{\gamma_e k_b T_e}{m_e n_e} \frac{\partial P_e}{\partial x} - \frac{e}{m_e} E = 0, \quad (3.4)$$

$$\frac{\partial E}{\partial x} = -\frac{e}{\epsilon_0}(n_i - n_e), \quad (3.5)$$

L'analyse linéaire standard par la méthode des perturbations est alors effectuée autour d'un état d'équilibre uniforme, des densités et des vitesses d'électrons  $n_{e0}$ ,  $u_{e0}$  respectivement, avec un champ électrique à l'équilibre  $E_0 = 0$ . A l'ordre un, en supposant que les quantités  $n_e$ ,  $u_e$  et  $E$  varient en  $\exp[i(kx - \omega t)]$ , la relation de dispersion correspond alors à

$$\omega n_{e1} = k n_{e0} u_{e1}, \quad (3.6)$$

$$i\omega u_{e1} - ik \frac{\gamma_e k_b T_e}{n_{e0} m_e} n_{e1} - \frac{e}{m_e} E_1 = 0, \quad (3.7)$$

$$ik E_1 = -\frac{e}{\epsilon_0} n_{e1}, \quad (3.8)$$

où :  $k$  est le vecteur d'onde électrostatique et  $\gamma_e$  l'indice adiabatique électronique.  $m_e$  et  $T_e$  sont respectivement la masse et la température des électrons. Pour obtenir la relation de dispersion, on résoud le système d'équations (3.6-3.8) afin de trouver la relation qui relie la pulsation de l'onde électrostatique  $\omega$  à son vecteur d'onde. Cette dernière prend la forme

$$\omega^2 = \frac{\gamma_e k_b T_e}{m_e} k^2 + \frac{n_{e0} e^2}{\epsilon_0 m_e}, \quad (3.9)$$

qu'en peut simplifier comme suit

$$\omega^2 = \omega_{pe}^2 + 3V_e^2 k^2, \quad (3.10)$$

où :  $\omega_{pe} = (n_{e0} e^2 / \epsilon_0 m_e)^{1/2}$  est la pulsation propre de plasma électronique et  $V_e = (\gamma_e k_b T_e / m_e)^{1/2}$  est la vitesse thermique des électrons. La pulsation propre des ondes électrostatiques a celle du plasma dans le cas des plasma froid, où la température des électrons est presque nul ( $T_e = 0$ ). Dans ce cas, la relation de dispersion des ondes électrostatiques est donnée par

$$\omega^2 = \omega_{pe}^2. \quad (3.11)$$

Les ondes électrostatiques électroniques sont observées dans la partie externe de la plasmasphère et dans la région de la magnétosphère terrestre. Particulièrement, ces ondes reliées aux gyrofréquences électroniques sont caractérisées par une composante du champ magnétique quasi-nul, donc elles sont de faibles distances de propagation. Dans le plasma du vent solaire, les ondes de Langmuir sont principalement excitées par des faisceaux d'électrons énergiques, par l'intermédiaire de l'instabilité faisceau-plasma. Les ondes électrostatiques les plus intenses, qui sont de bons candidats pour une dynamique non-linéaire, apparaissent donc dans des régions traversées par d'intenses faisceaux d'électrons.

### 3.1.2 Equation de Korteweg-de Vries (KdV)

Depuis la première observation d'une onde solitaire à la surface de l'eau par Russell, et son interprétation en utilisant l'équation de Korteweg-de Vries (KdV), les ondes solitaires ont été étudiées de façon intensive. Cette équation décrit de façon générique différents types d'ondes solitaires observées dans diverses situations, en acoustique, dans les plasmas, à la surface d'un solide élastique, dans les fibres optiques et dans les surfaces des fluides. En effet, jusqu'à présent la plupart des observations dans divers domaines de la physique concernant les ondes solitaires sont exprimés par l'équation de KdV. En terme mathématique cette, équation fournit des exemples remarquables de systèmes totalement intégrables possédant un nombre infini de degrés de liberté. C'est la raison pour laquelle on s'intéresse à l'étude de cette dernière qui nous permet de modéliser la dynamique de la surface libre du plasma dans certaines situations par un modèle simple. Alors, la dynamique de cette surface peut être décrite, par une équation aux dérivées partielles non linéaire et dispersive, sous la forme suivante

$$\partial_t \phi + A \partial_x^3 \phi + B \phi \partial_x \phi = 0, \quad (3.12)$$

où :  $\phi$  représente le potentiel électrostatique,  $\partial_x$  et  $\partial_t$  représentent respectivement les dérivées partielles par rapport au déplacement  $x$  et au temps  $t$ . L'équation (3.12) possède, entre autres, des solutions localisées spatialement. Les solutions de cette équation, dites de KdV sont des solitons qui décrivent des phénomènes qui se produisent aux niveaux des milieux plasmas. Elles sont de la forme

$$\phi = \phi_0 \operatorname{sech}^2 \left( \frac{x - \lambda t}{W} \right). \quad (3.13)$$

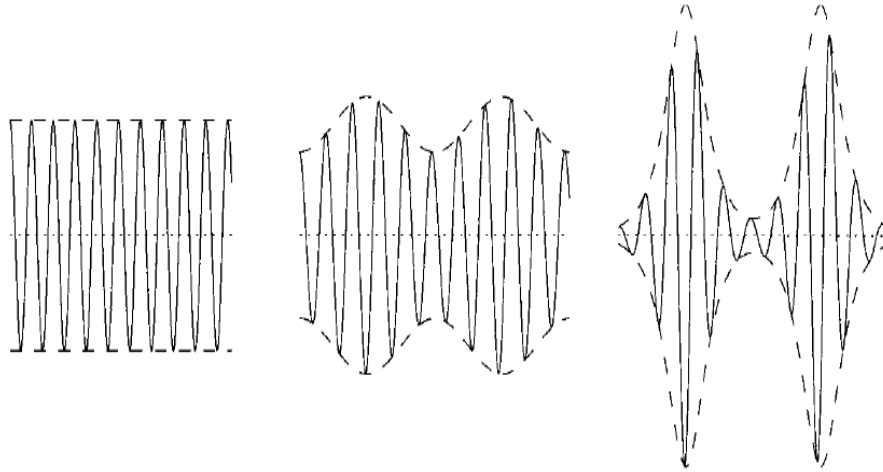
Où  $\phi_0$ ,  $W$  et  $\lambda$  sont respectivement l'amplitude, la largeur et la vitesse de l'onde solitaire. L'existence et la stabilité de ce type de solutions, qui se propagent sans se déformer, peut s'expliquer par l'équilibre entre le terme  $\phi \partial_x \phi$  (qui conduit à des ondes de chocs) et le terme  $\partial_x^3 \phi$  (qui produit un effet de dispersion). Il est important de remarquer, que la vitesse de l'onde solitaire dépend de sa taille, ce qui est fondamentalement différent de la propagation dans les problèmes linéaires. Les propriétés qualitatives des solutions localisées de cette équation furent tout d'abord découvertes par des simulations numériques (parmi les premières utilisations "mathématiques" des ordinateurs).

### 3.1.3 Les ondes scélérates (enveloppe solitons)

Les ondes scélérates, appelées en anglais "Freak ou Rogue waves". Ces ondes apparaissent sur la surface de l'eau, chaîne électrique et sur la surface des plasmas. Parmi les mécanismes qui sont à l'origine de l'apparition d'ondes scélérates, on peut citer par exemple l'interaction de deux systèmes d'ondes se propageant dans deux sens différents. Les ondes scélérates possèdent également des solutions de faible amplitude sous la forme d'ondes planes donnée par

$$\phi = \sum_{n=1}^{\infty} \epsilon^n \sum_{l=-\infty}^{\infty} \phi_l^{(n)}(\zeta, \eta) \exp^{il(kX - \omega T)}. \quad (3.14)$$

Les ondes deviennent planes lorsque on augmente suffisamment l'amplitude pour que la non-linéarité intervienne. Les ondes planes peuvent se moduler comme le montre la figure



**Fig. 3.1** – Modulation d’une onde plane. La courbe tiretée correspond à l’enveloppe de l’onde, représentée par la courbe continue. Les trois figures présentent trois états successifs de l’évolution de l’onde plane initiale.

Cette modulation, provient des harmoniques apparues à cause de la non-linéarité, peut se poursuivre jusqu’à la coupure de l’onde initiale en paquets d’ondes, dont les propriétés correspondent à celles des solitons. Ces solitons étant donc constitués d’une onde porteuse, modulée par un signal d’enveloppe, on leur donne le nom de solitons-enveloppe ou bien les enveloppe solitons. Les enveloppe solitons sont des éléments essentielles des sciences non-linéaires, étudiés dans de nombreux systèmes physiques. Le domaine de physique des enveloppe solitons dans le plasma a commencé en 2007. La grande activité consacrée à l’identification et la compréhension des mécanismes des ondes en plasma est focalisée sur l’étude de solutions de l’équation non-linéaire de Schrodinger (ENLS). L’analyse mathématique de cette équation révèle l’existence d’autres classes de solutions localisées.

### 3.1.4 L’équation de Schrodinger non-linéaire

L’équation de Schrodinger non-linéaire (ESNL) apparaît dans de nombreux modèles de la physique. On peut citer le cas de l’hydrodynamique, où l’équation décrit la propagation des ondes de surface en eau peu profonde. Elle intervient aussi dans les fibres optiques, et ce pour décrire la propagation d’un faisceau laser dans un milieu diélectrique non-linéaire ou dans un

plasma. Par exemple, elle d'écrit l'évolution de la phase superfluide de l'hélium. L'analyse mathématique de cette équation révèle que l'ondes peut se propagé dans les surfaces de plasma sous la forme de paquets d'ondes localisés spatialement. La forme générale de cette équation est donnée par

$$i\partial_t\Psi + P\Delta\Psi + Q\Psi|\Psi|^2 = 0, \quad (3.15)$$

$P$  et  $Q$  sont respectivement des coefficients de dispersion et de non linéarité. Généralement, ces coefficients dépendent du problème étudié. Des ondes solitaires existent pour l'équation (3.15) lorsque la non linéarité est focalisant, c'est-à-dire la focalisation permet de confiner l'apparition des ondes sur la surface des plasmas. Ce ne sont plus cette fois des solutions en ondes progressives mais plutôt des états stationnaires de la forme

$$\phi(x, t) = \sum_{n=1}^{\infty} \varepsilon^n \sum_{l=-\infty}^{\infty} \phi_l^{(n)} \exp il(kx - \omega t). \quad (3.16)$$

$\phi(x, t)$  est le potentiel électrostatique. Dans le cas du plasma, on le considère comme un paquet d'ondes centré.  $\phi_l^{(n)}$  sont les potentiels harmoniques. Pour simplifier, on s'intéresse aux ondes qui se propagent suivant la direction du vecteur d'onde  $k$  et aussi à celles qui possèdent une même pulsation propre  $\omega$ . Pour trouver la solution stationnaire et localisée de l'équation (3.15), on peut appliquer une méthode dite multi-échelles. Cette technique consiste à trouver les variations des amplitudes et des largeurs associées au paquet d'onde en fonction du déplacement  $x$  et du temps  $t$ . La solution stationnaire localisée de l'équation (3.15) est donnée par

$$\phi(\eta, \zeta) = \sqrt{\frac{P}{Q}} \left[ \frac{4(1 + i2P\eta)}{1 + 4P^2\eta^2 + 4\zeta^2} - 1 \right] \exp(iP\eta). \quad (3.17)$$

$\Lambda$  est la vitesse de groupe,  $\zeta = \epsilon(x + \Lambda t)$  et  $\eta = \epsilon^2 t$  sont respectivement les changements de variables de l'espace et du temps, qu'on a utilise pour décrire tout le système de paquet d'onde et de l'onde de surface. On remarque, que l'équation (3.15) possède une solution stationnaire et localisée de type soliton dans le cas où les coefficients  $P$  et  $Q$  vérifient la condition

$PQ > 0$ . En fait, cette condition correspond à une situation dans laquelle l'énergie tend à se localiser spontanément dans le système grâce au phénomène d'instabilité modulationnelle. Ce mécanisme d'instabilité modulationnelle est équivalent à l'instabilité de Benjamin-Feir en hydrodynamique et équivalent aussi au mécanisme de localisation d'énergie dans un structure cristalline en physique du solide [31].

## Chapitre 4

# Existence des structures solitaires en présence d'un faisceau d'électrons relativistes

Des ondes électrostatiques de différents types sont observées dans les plasmas des laboratoires et dans l'environnement de l'espace. Actuellement, la propagation des ondes dans un plasma nous fournit une bonne approche physique pour comprendre les phénomènes et la dynamique des espèces au niveau des milieux plasmas. Ainsi l'étude des ondes nous facilite de découvrir toutes les informations sur certains phénomènes intéressants, tels que les phénomènes des instabilités dans les plasmas et la formation des structures linéaires et des structures non linéaires [32]. Au cours des dernières années, de nombreux travaux ont porté sur l'étude des ondes électrostatiques dans différents types de plasmas (par exemple, l'étude des ondes électrostatiques dans les plasmas constitués d'électrons et des positrons, ... etc.) en raison de leur importance en cosmologie, en astrophysique et dans les plasmas de laboratoire [33, 34]. Le plasma d'électron-positron est un exemple de plasma symétrique (plasma paire) c'est-à-dire le milieu plasma qui est caractérisé par les propriétés uniques à la symétrie où les particules possèdent une même masse et au même temps possèdent une charge différente. Plusieurs études théoriques ont été faites sur les plasmas d'électron-positron en raison de leur importance non seulement dans les contextes astrophysique (tel que dans la magnétosphère terrestre [35, 36], dans les noyaux actifs des galaxies [37] et

---

dans les régions polaire des étoiles [?],...), mais aussi en raison de leur importance dans les expériences de laboratoire comme le cas de Tokamak [38, 39]. Les propriétés linéaires pour les plasmas d'électron-positron sont bien connues, par contre les propriétés non linéaires de ce type de plasma sont actuellement au niveau de la recherche et d'étude théorique et numérique [40, 41, 42]. Dans les plasmas d'électron-positron on peut observer des nombreux types des structures électrostatiques non linéaires comme l'apparition des ondes solitaires, les ondes de choc et les ondes scélérates [43, 44, 45, 46]. Le présent chapitre, porte sur l'analyse des propriétés des ondes solitaires. L'apparition de ces ondes est une conséquence de l'équilibre entre les effets de dispersion (dus au mécanisme de séparation de charges) et des effets non linéaires (dus à la dynamique des particules).

Au cours de ces dernières années, l'interaction du faisceau d'électrons avec le plasma a fait l'objet de plusieurs recherches, ce type d'interaction a des applications dans divers domaines soit dans les domaines de la science ou dans les domaines de la technologie. L'interaction faisceau d'électrons avec le plasma a aussi un intérêt très important dans le domaine astrophysique à cause de l'existence de ce type d'interaction dans les plasmas de l'environnement terrestre, par exemple ont été observés du faisceau d'électrons dans les couches supérieurs de la magnétosphère terrestre (la mission FAST [4], la mission GEOTAIL [3]et la mission POLAR [47, 48]). Expérimentalement, le système d'interaction faisceau d'électrons-plasma a été également crée dans un plasma de laboratoire, par exemple dans plasma qui a été crée par le confinement de la fusion d'inertie. En effet, la présence d'un faisceau d'électrons dans un plasma associée à l'apparition des divers effets et des phénomènes importants comme l'apparition des structures non linéaires dans un milieu plasma, il modifie aussi les propriétés et les conditions d'existence de ces structures.

L'objet du présent chapitre consiste à étendre notre analyse sur les structures électrostatiques solitaires non linéaires susceptibles de se propager dans un plasma composé de faisceau d'électrons-positron-électron. Le travail que nous avons réalisé peut s'appliquer à plusieurs exemples des plasmas, comme le plasma de la magnétosphère terrestre. Des questions particulières qui se posent : 1)- Quelle est la relation entre la vitesse du faisceau d'électrons et la polarité des structures électrostatiques non linéaires ? 2)- Comment les structures électrostatiques non linéaires sont influencées par la variation du nombre de la

densité du faisceau d'électrons ? 3)- Est ce que les variations de la température de la densité et de la vitesse des positrons modifient les propriétés non linéaires de l'onde électrostatique ?

#### 4.1 La présence des faisceaux de particules chargées dans les milieux plasmas

On appelle une distribution de particules chargées une distribution d'un faisceau, si la vitesse de ces particules est différente de zéro dans le cas milieu plasma étant à l'équilibre thermodynamique [49]. Les faisceaux de particules chargées constituent une source d'énergie libre pouvant exciter les ondes qui se propagent soit dans les plasmas spatiaux ou dans les plasmas de laboratoire. La présence de ce type de particules dans le milieu plasma est due à la croissance exponentielle du potentiel de l'onde, ce qui signifie une dissipation de l'énergie de cette onde. La fonction de distribution électronique en présence d'un faisceau d'électrons est indiquée dans sur la figure 4.1 [49].

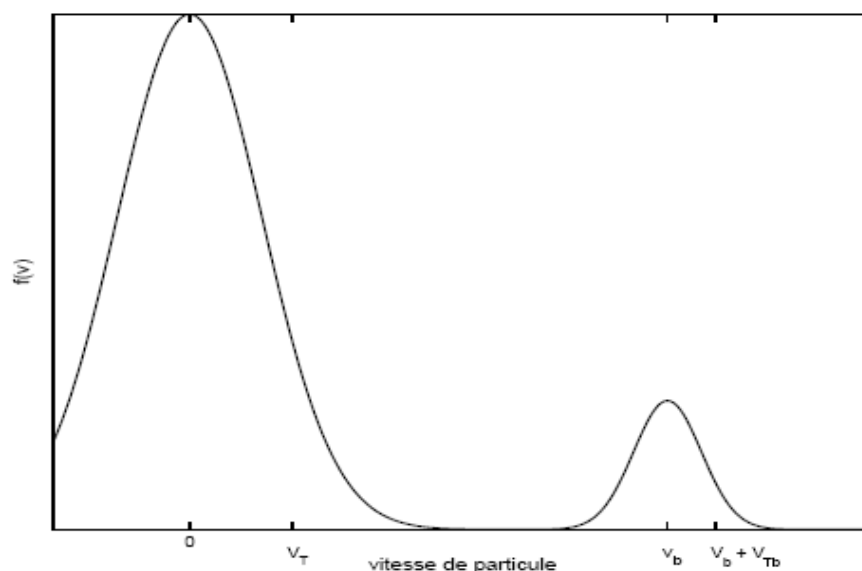


Fig. 4.1 – La fonction de distribution électronique en présence d'un faisceau d'électrons.

Ce type de distribution est connu comme étant instable et présente un taux de croissance positif pour les ondes de Langmuir dont la vitesse de phase est en résonance avec la vitesse

du faisceau d'électrons. À la résonance, la valeur du taux de croissance de l'onde est en fonction des paramètres du plasma et du faisceau d'électrons

$$\gamma = \sqrt{\frac{\pi}{2e}} \frac{n_e}{n_b} \left( \frac{v_b}{V_{tb}} \right)^2 \omega_{pe}. \quad (4.1)$$

Avec  $n_e$  et  $n_b$  sont respectivement la densité des électrons et du faisceau d'électrons,  $\omega_{pe}$  est la fréquence électronique du plasma et  $V_{tb}$  est la vitesse thermique du faisceau d'électrons.

L'écart du vecteur d'onde excitée par un faisceau d'électrons est donné par

$$\Delta k = k \left( \frac{v_b}{V_{tb}} \right). \quad (4.2)$$

L'instabilité du plasma en présence du faisceau des particules chargées (instabilité faisceau-plasma) était examiné expérimentalement ainsi que théoriquement depuis les premières observations de ce type de particules dans les plasmas spatiaux. L'instabilité faisceau-plasma dans la région de pré-choc terrestre a été l'objet de nombreuses études expérimentales. L'émission des ondes générées par une distribution électronique instable a été proposée pour la première fois par Scarf et al [50]. L'existence des distributions du faisceau d'électrons et leur corrélation avec l'activité des ondes a été démontrée expérimentalement plus tard par des observations du satellite ISEE [51]. Un modèle théorique de la fonction de distribution dans le pré-choc a été introduit par Filbert et Kellogg et amélioré plus tard par Cairns. Ce dernier modèle a permis d'analyser les instabilités faisceau-plasma dans la région de pré-choc terrestre et d'étudier la corrélation de ces électrons avec les ondes électrostatiques [52].

## 4.2 Modèle physique

Considérons un plasma faiblement relativiste, non collisionnel et non magnétisé composé de trois espèces, de faisceau d'électrons relativistes, d'électrons et des positrons de densités respectives  $n_b$ ,  $n_e$  et  $n_p$ . La propagation de l'onde électrostatique non linéaire dans ce type de plasma est dans l'espace de trois dimensions. Nous ne considérons que les effets relativistes du faisceau d'électrons qui sont dans la direction de l'axe  $x$ . Les dynamiques du faisceau

d'électrons, des électrons et des positrons peuvent être décrites par des systèmes d'équations fluides (les équations des continuités et des mouvements) suivants

Pour le faisceau d'électrons :

$$\frac{\partial n_b}{\partial t} + \frac{\partial(n_b u_{bx})}{\partial x} + \frac{\partial(n_b u_{by})}{\partial y} + \frac{\partial(n_b u_{bz})}{\partial z} = 0, \quad (4.3)$$

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} + u_{bx} \frac{\partial}{\partial x} + u_{by} \frac{\partial}{\partial y} + u_{bz} \frac{\partial}{\partial z} \right) \gamma u_{bx} - \frac{\partial \phi}{\partial x} + \frac{5}{3} \sigma n_b^{-1/3} \frac{\partial n_b}{\partial x} = 0, \quad (4.4)$$

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} + u_{bx} \frac{\partial}{\partial x} + u_{by} \frac{\partial}{\partial y} + u_{bz} \frac{\partial}{\partial z} \right) u_{by} - \frac{\partial \phi}{\partial y} + \frac{5}{3} \sigma n_b^{-1/3} \frac{\partial n_b}{\partial y} = 0, \quad (4.5)$$

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} + u_{bx} \frac{\partial}{\partial x} + u_{by} \frac{\partial}{\partial y} + u_{bz} \frac{\partial}{\partial z} \right) u_{bz} - \frac{\partial \phi}{\partial z} + \frac{5}{3} \sigma n_b^{-1/3} \frac{\partial n_b}{\partial z} = 0, \quad (4.6)$$

Pour les électrons et les positrons :

$$\frac{\partial n_{e,p}}{\partial t} + \frac{\partial(n_{e,p} u_{e,px})}{\partial x} + \frac{\partial(n_{e,p} u_{e,py})}{\partial y} + \frac{\partial(n_{e,p} u_{e,pz})}{\partial z} = 0, \quad (4.7)$$

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} + u_{e,px} \frac{\partial}{\partial x} + u_{e,py} \frac{\partial}{\partial y} + u_{e,pz} \frac{\partial}{\partial z} \right) u_{e,px} \mp \frac{\partial \phi}{\partial x} + \frac{5}{3} \rho n_{e,p}^{-1/3} \frac{\partial n_{e,p}}{\partial x} = 0, \quad (4.8)$$

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} + u_{e,px} \frac{\partial}{\partial x} + u_{e,py} \frac{\partial}{\partial y} + u_{e,pz} \frac{\partial}{\partial z} \right) u_{e,py} \mp \frac{\partial \phi}{\partial y} + \frac{5}{3} \rho n_{e,p}^{-1/3} \frac{\partial n_{e,p}}{\partial y} = 0, \quad (4.9)$$

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} + u_{e,px} \frac{\partial}{\partial x} + u_{e,py} \frac{\partial}{\partial y} + u_{e,pz} \frac{\partial}{\partial z} \right) u_{e,pz} \mp \frac{\partial \phi}{\partial z} + \frac{5}{3} \rho n_{e,p}^{-1/3} \frac{\partial n_{e,p}}{\partial z} = 0, \quad (4.10)$$

Les trois systèmes d'équations fluides sont couplés avec l'équation de Poisson suivante :

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \phi = n_e + n_b - n_p. \quad (4.11)$$

$\phi$  est le potentiel électrostatique,  $u_b$ ,  $u_e$ ,  $u_p$  sont respectivement les vitesses fluides du faisceau d'électrons, d'électrons et des positrons,  $u_{jx}$ ,  $u_{jy}$ ,  $u_{jz}$  ( $j = b, e, p$ ) sont les composantes cartésiennes suivant les axes (x, y, z) des vitesses fluides.  $\gamma = (1 - u_{bx}^2/c^2)^{-1/2} \simeq (1 + u_{bx}^2/2c^2)$  est le facteur relativiste pour le faisceau d'électrons,  $\sigma = T_b/T_e$  est le rapport de température

du faisceau d'électrons et d'électrons, et  $\rho = T_p/T_e$  est le rapport de température des positrons et d'électrons tel que dans le système des équations (5.6)-(5.8)  $\rho = 1$  pour les électrons et  $\rho = T_p/T_e$  pour les positrons. Les variables apparaissent dans les équations (4.3)-(4.11) sont normalisée :  $n_j$  par la densité électronique à l'équilibre  $n_{e0}$ ,  $u_j$  par la vitesse thermique électronique  $V_{te} = (T_e/m)^{1/2}$ ,  $\phi$  par la vitesse acoustique des électrons  $C_s = (T_e/e)^{1/2}$ , le temps  $t$  par l'inverse de la fréquence électronique du plasma  $\omega_{pe}^{-1} = (m/4\pi e^2 n_{e0})^{1/2}$  et les composantes cartésiennes de l'espace  $(x, y, z)$  sont normalisées par la longueur de Debye des électrons  $\lambda_{De} = (T_e/4\pi e^2 n_{e0})^{1/2}$ . Où  $e$  est la charge élémentaire,  $m$  est la masse d'électron,  $c$  est la vitesse de la lumière et  $T_b$ ,  $T_e$  et  $T_p$  sont respectivement les températures du faisceau d'électrons, des électrons et des positrons. A l'équilibre la condition de quasi-neutralité est  $\beta = 1 + \delta$ , cette condition est valable pendant toute la période de la perturbation, avec :  $\beta = n_{p0}/n_{e0}$  et  $\delta = n_{b0}/n_{e0}$ .

Pour étudier les propriétés des ondes électrostatiques non linéaires solitaires de faible amplitude dans un plasma, nous utilisons la méthode perturbative réductive standard [53]. Selon cette méthode, nous introduisons les nouvelles variables suivantes

$$X = \varepsilon^{1/2}(x - \lambda t), \quad (4.12)$$

$$Y = \varepsilon y, \quad (4.13)$$

$$Z = \varepsilon z, \quad (4.14)$$

$$T = \varepsilon^{3/2} t, \quad (4.15)$$

$\varepsilon$  et  $\lambda$  est la vitesse de phase de l'onde électrostatique qui est dans la direction de  $x$ , elle est normalisée par la vitesse thermique électronique  $V_{te}$ . Les variables  $n_j$ ,  $u_j$  et  $\phi$  sont alors développées en séries de puissances de  $\varepsilon$  autour de leurs valeurs d'équilibre

$$n_b = \delta + \varepsilon n_b^{(1)} + \varepsilon^2 n_b^{(2)} + \varepsilon^3 n_b^{(3)} + \dots, \quad (4.16)$$

$$n_e = 1 + \varepsilon n_e^{(1)} + \varepsilon^2 n_e^{(2)} + \varepsilon^3 n_e^{(3)} + \dots, \quad (4.17)$$

$$n_p = \beta + \varepsilon n_p^{(1)} + \varepsilon^2 n_p^{(2)} + \varepsilon^3 n_p^{(3)} + \dots, \quad (4.18)$$

$$u_{bx} = u_{b0} + \varepsilon u_{bx}^{(1)} + \varepsilon^2 u_{bx}^{(2)} + \varepsilon^3 u_{bx}^{(3)} + \dots, \quad (4.19)$$

$$u_{e,px} = \varepsilon u_{e,px}^{(1)} + \varepsilon^2 u_{e,px}^{(2)} + \varepsilon^3 u_{e,px}^{(3)} + \dots, \quad (4.20)$$

$$u_{b,e,py} = \varepsilon^{3/2} u_{b,e,py}^{(1)} + \varepsilon^2 u_{b,e,py}^{(2)} + \varepsilon^{5/3} u_{b,e,py}^{(3)} + \dots, \quad (4.21)$$

$$u_{b,e,pz} = \varepsilon^{3/2} u_{b,e,pz}^{(1)} + \varepsilon^2 u_{b,e,pz}^{(2)} + \varepsilon^{5/3} u_{b,e,pz}^{(3)} + \dots, \quad (4.22)$$

et

$$\phi = \varepsilon \phi^{(1)} + \varepsilon^2 \phi^{(2)} + \varepsilon^3 \phi^{(3)} + \dots, \quad (4.23)$$

En portant les changements des variables (4.15) et les équations (4.16)-(4.23) dans les équations (4.3)-(4.10) et (4.11). À l'ordre le plus petit en  $\varepsilon$  (à l'ordre 1), on obtient :

$$n_b^{(1)} = -\frac{\delta}{(\lambda - u_{b0})^2 \left(1 + \frac{3u_{b0}^2}{2c^2}\right) - \frac{5}{3}\delta^{\frac{2}{3}}\sigma} \phi^{(1)}, \quad (4.24)$$

$$u_{bx}^{(1)} = -\frac{(\lambda - u_{b0})}{(\lambda - u_{b0})^2 \left(1 + \frac{3u_{b0}^2}{2c^2}\right) - \frac{5}{3}\delta^{\frac{2}{3}}\sigma} \phi^{(1)}, \quad (4.25)$$

$$\frac{\partial u_{by}^{(1)}}{\partial X} = -\frac{(\lambda - u_{b0}) \left(1 + \frac{3u_{b0}^2}{2c^2}\right)}{(\lambda - u_{b0})^2 \left(1 + \frac{3u_{b0}^2}{2c^2}\right) - \frac{5}{3}\delta^{\frac{2}{3}}\sigma} \frac{\partial \phi^{(1)}}{\partial Y}, \quad (4.26)$$

$$\frac{\partial u_{bz}^{(1)}}{\partial X} = -\frac{(\lambda - u_{b0}) \left(1 + \frac{3u_{b0}^2}{2c^2}\right)}{(\lambda - u_{b0})^2 \left(1 + \frac{3u_{b0}^2}{2c^2}\right) - \frac{5}{3}\delta^{\frac{2}{3}}\sigma} \frac{\partial \phi^{(1)}}{\partial Z}, \quad (4.27)$$

$$n_e^{(1)} = -\frac{1}{\lambda^2 - \frac{5}{3}}\phi^{(1)}, \quad (4.28)$$

$$u_{ex}^{(1)} = -\frac{\lambda}{\lambda^2 - \frac{5}{3}}\phi^{(1)}, \quad (4.29)$$

$$\frac{\partial u_{ey}^{(1)}}{\partial X} = -\frac{\lambda}{\lambda^2 - \frac{5}{3}}\frac{\partial \phi^{(1)}}{\partial Y}, \quad (4.30)$$

$$\frac{\partial u_{ez}^{(1)}}{\partial X} = -\frac{\lambda}{\lambda^2 - \frac{5}{3}}\frac{\partial \phi^{(1)}}{\partial Z}, \quad (4.31)$$

$$n_p^{(1)} = \frac{\beta}{\lambda^2 - \frac{5}{3}\beta^{\frac{2}{3}}\rho}\phi^{(1)}, \quad (4.32)$$

$$u_{px}^{(1)} = \frac{\lambda}{\lambda^2 - \frac{5}{3}\beta^{\frac{2}{3}}\rho}\phi^{(1)}, \quad (4.33)$$

$$\frac{\partial u_{ey}^{(1)}}{\partial X} = \frac{\lambda}{\lambda^2 - \frac{5}{3}\beta^{\frac{2}{3}}\rho}\frac{\partial \phi^{(1)}}{\partial Y}, \quad (4.34)$$

$$\frac{\partial u_{ez}^{(1)}}{\partial X} = \frac{\lambda}{\lambda^2 - \frac{5}{3}\beta^{\frac{2}{3}}\rho}\frac{\partial \phi^{(1)}}{\partial Z}, \quad (4.35)$$

et la relation de dispersion est donnée par :

$$\frac{1}{\lambda^2 - \frac{5}{3}} + \frac{\beta}{\lambda^2 - \frac{5}{3}\beta^{\frac{2}{3}}\rho} + \frac{\delta}{(\lambda - u_{b0})^2 \left(1 + \frac{3u_{b0}^2}{2c^2}\right) - \frac{5}{3}\delta^{\frac{2}{3}}\sigma} = 0. \quad (4.36)$$

L'ordre supérieur en  $\varepsilon$ , donne un système d'équations du deuxième ordre. L'élimination des quantités perturbées au deuxième ordre et l'utilisation des résultats du premier ordre, nous donne une équation différentielle non linéaire sous la forme de l'équation de Kadomtsev-Petviashvili (KP equation)

$$\frac{\partial}{\partial X} \left( \frac{\partial \phi^{(1)}}{\partial T} + A\phi^{(1)}\frac{\partial \phi^{(1)}}{\partial X} + B\frac{\partial^3 \phi^{(1)}}{\partial X^3} \right) + C \left( \frac{\partial^2 \phi^{(1)}}{\partial Y^2} + \frac{\partial^2 \phi^{(1)}}{\partial Z^2} \right) = 0, \quad (4.37)$$

avec :

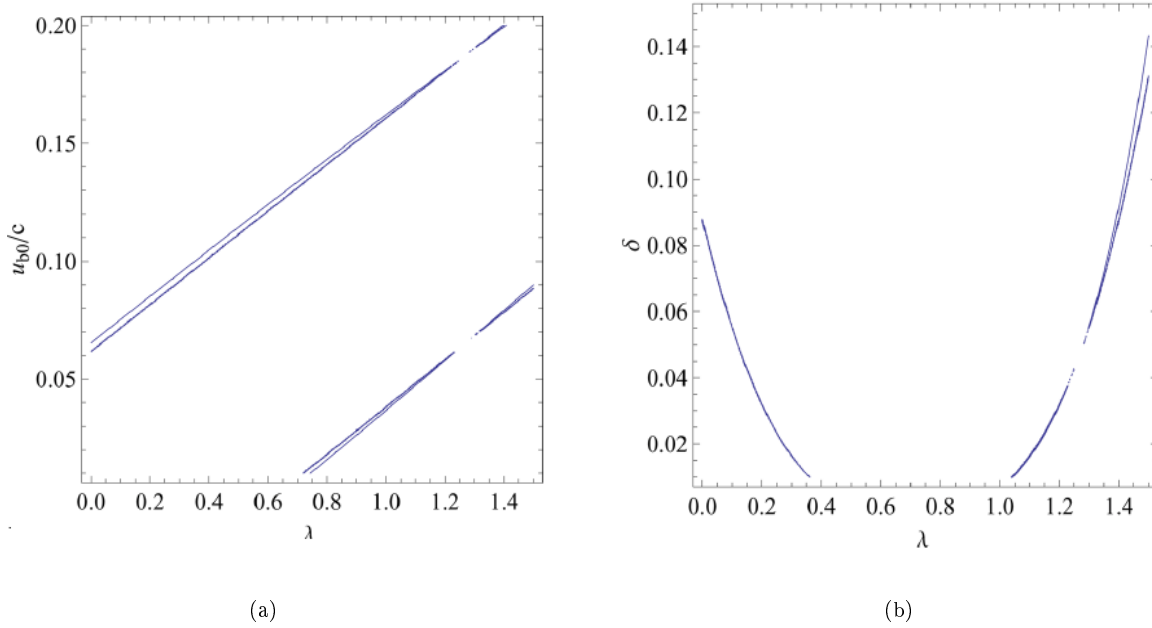
$$A = B \left[ \frac{\beta (3\lambda^2 - \frac{5}{9}\beta^{2/3}\rho)}{\left(\lambda^2 - \frac{5}{3}\beta^{2/3}\rho\right)^3} - \frac{3\lambda^2 - \frac{5}{9}}{\left(\lambda^2 - \frac{5}{3}\right)^3} - \frac{3\delta(\lambda - u_{b0})^2 \left\{ \left(1 + \frac{3u_{b0}^2}{2c^2}\right) - \frac{u_{b0}}{c^2}(\lambda - u_{b0}) \right\} - \frac{5}{9}\delta^{5/3}\sigma}{\left((\lambda - u_{b0})^2 \left(1 + \frac{3u_{b0}^2}{2c^2}\right) - \frac{5}{3}\delta^{2/3}\sigma\right)^3} \right], \quad (4.38)$$

$$B = \frac{1}{2} \left[ \frac{\lambda\beta}{\left(\lambda^2 - \frac{5}{3}\beta^{2/3}\rho\right)^2} + \frac{\lambda}{\left(\lambda^2 - \frac{5}{3}\right)^2} + \frac{\delta(\lambda - u_{b0}) \left(1 + \frac{3u_{b0}^2}{2c^2}\right)}{\left((\lambda - u_{b0})^2 \left(1 + \frac{3u_{b0}^2}{2c^2}\right) - \frac{5}{3}\delta^{2/3}\sigma\right)^2} \right]^{-1}, \quad (4.39)$$

$$C = B \left[ \frac{\lambda^2\beta}{\left(\lambda^2 - \frac{5}{3}\beta^{2/3}\rho\right)^2} + \frac{\lambda^2}{\left(\lambda^2 - \frac{5}{3}\right)^2} + \frac{\delta(\lambda - u_{b0})^2 \left(1 + \frac{3u_{b0}^2}{2c^2}\right)^2}{\left((\lambda - u_{b0})^2 \left(1 + \frac{3u_{b0}^2}{2c^2}\right) - \frac{5}{3}\delta^{2/3}\sigma\right)^2} \right]. \quad (4.40)$$

## 4.3 Analyse et discussion

### 4.3.1 Vitesse de phase



**Fig. 4.2** – (a) La variation de la vitesse de phase  $\lambda$  en fonction du facteur relativiste du faisceau d'électrons  $u_{b0}/c$  pour  $\sigma = 1.5$ ,  $\rho = 0.9$  et  $\delta = 0.1$ , (b) La variation de la vitesse de phase  $\lambda$  en fonction du rapport de densité du faisceau d'électrons et d'électrons  $\delta$  pour  $\sigma = 1.5$ ,  $\rho = 0.9$  et  $u_{b0}/c = 0.1$ .

Pour mieux comprendre les différents régimes qui existent dans un plasma composé d'électrons, positrons et d'un faisceau d'électrons, en résolvant numériquement l'équation (4.36). Nous allons étudier par la suite la variation de la vitesse de phase  $\lambda$  en fonction des autres paramètres du plasma. La variation de cette dernière nous donne de bonnes informations sur les nombres des régimes existents dans notre plasma. Si la vitesse de phase est inférieure à 1 alors l'onde se propage avec une vitesse très inférieure par rapport à la vitesse thermique des électrons  $V_{te}$ . On parle alors d'écoulement compressible en régime subsonique. Dans le cas contraire ( $\lambda > 1$ ), l'onde se déplace plus vite que la vitesse thermique des électrons. On est alors en présence d'un écoulement supersonique. L'investigation numérique montre que les deux régimes peuvent exister dans notre modèle du plasma et qu'il y a deux paramètres essentielles affectant les propriétés de la propagation de l'onde. Pour les faibles valeurs du rapport  $u_{b0}/c$  et  $\delta$  élevé on ne trouve que des ondes de type sub-

sonique qui peuvent se propager dans le plasma. Par contre dans le cas d'appauvrissement du faisceau d'électrons dans le plasma, les deux régimes existent quelque soit la valeur du rapport  $u_{b0}/c$  (**Fig. 4.2**).

### 4.3.2 Solution de l'équation KP

La solution de l'équation (4.37) décrit la propagation des ondes électrostatiques non linéaires de nature solitaire. Pour obtenir la solution de cette équation, nous introduisons dans un repère stationnaire la variable  $\phi^{(1)}(X, Y, Z, T) = \phi(\eta)$ ,  $\eta = l_X X + l_Y Y + l_Z Z - UT$  où  $U$  est le nombre de Mach.  $\eta$  est la transformation des coordonnées dans un repère qui se déplace avec une vitesse  $U$ .  $l_X$ ,  $l_Y$ , et  $l_Z$  sont des cosinus directeurs du vecteur d'onde  $k$  selon les axes  $X$ ,  $Y$ ,  $Z$  respectivement, tels que  $l_X^2 + l_Y^2 + l_Z^2 = 1$ . Dans ce cas, l'équation (4.37) s'écrit

$$Bl_X^4 \frac{d^4 \phi}{d\eta^4} + \frac{1}{2} Al_X^2 \frac{d^2(\phi)^2}{d\eta^2} - H \frac{d^2 \phi}{d\eta^2} = 0, \quad (4.41)$$

avec

$$H = l_X U - C(1 - l_X^2). \quad (4.42)$$

En multipliant chaque terme de l'équation (4.41) par  $d\eta$ , puis en intégrant deux fois et en imposant des conditions aux limites appropriées aux solutions localisées ( $\phi \rightarrow 0$ ,  $\frac{d\phi}{d\eta} \rightarrow 0$  et  $\frac{d^2 \phi}{d\eta^2} \rightarrow 0$  lorsque  $\eta \rightarrow \infty$ ), nous obtenons

$$Bl_X^4 \frac{d^2 \phi}{d\eta^2} + \frac{1}{2} Al_X^2 \phi^2 - H\phi = 0. \quad (4.43)$$

Cette équation ressemble à l'équation d'un oscillateur anharmonique pour une pseudo-particule constituée d'une masse  $Bl_X^4$  où  $\phi$  joue le rôle de la coordonnée généralisée et  $\eta$  celui du temps. En rappelant que dans les plasmas, de nombreux types de structures non linéaires localisées peuvent exister, mais nous nous intéressons seulement à l'étude des propriétés non linéaires des ondes solitaires. Par conséquent, l'équation (4.43) peut être réécrite comme suite

$$\frac{d^2\phi}{d\eta^2} = \frac{H}{Bl_X^4}\phi - \frac{A}{2Bl_X^2}\phi^2. \quad (4.44)$$

D'où la solution générale pour les ondes solitaires de l'équation (4.44) est donnée par

$$\phi = \phi_0 \operatorname{sech}^2(\eta/W), \quad (4.45)$$

$\phi_0$  et  $W$  représentent respectivement l'amplitude maximale et la largeur de l'onde électrostatique solitaire. Leurs valeurs sont données par  $\phi_0 = 3H/Al_X^2$  et  $W = \sqrt{4Bl_X^4/H}$ . Lorsque on néglige la densité des faisceau d'électrons ( $\delta \rightarrow 0$ ) et le mouvement des autres particules (électrons et positrons) dans la direction  $Y$  et  $Z$  c'est-à-dire ( $l_X \rightarrow 1, l_Y \rightarrow 0, l_Z \rightarrow 0$ ), dans ce cas on trouve les mêmes résultats de réf([43])

Afin de déterminer la condition d'existence de l'onde solitaire, nous exprimons l'équation (4.44) sous la forme suivante

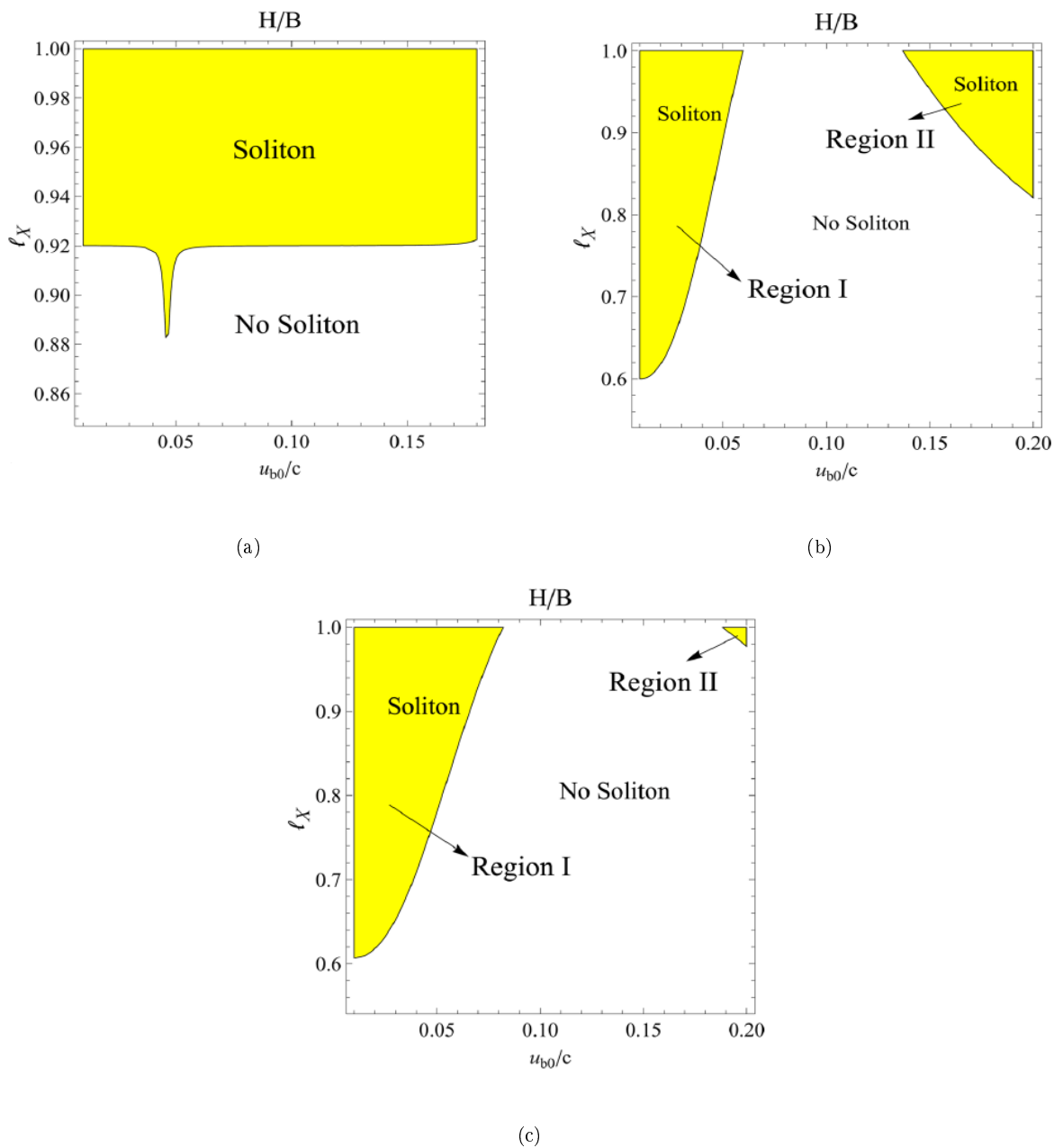
$$\left(\frac{d\phi}{d\eta}\right)^2 + V(\phi) = 0, \quad (4.46)$$

$V(\phi)$  est le potentiel de Sagdeev donné par

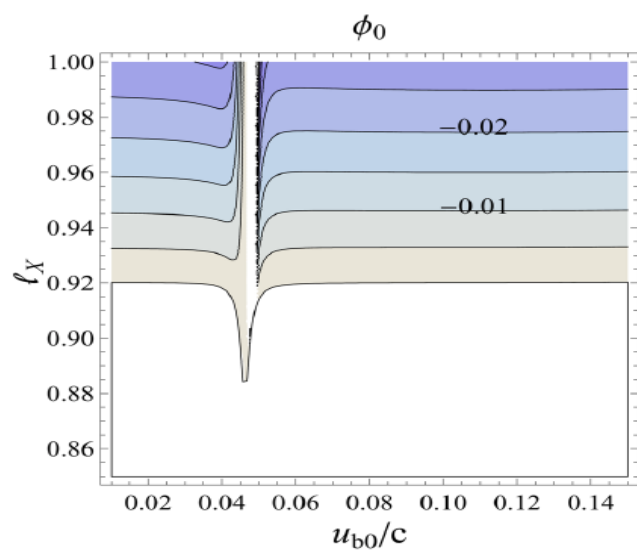
$$V(\phi) = \frac{A}{3Bl_X^2}\phi^3 - \frac{H}{Bl_X^4}\phi^2. \quad (4.47)$$

La condition pour la quelle l'onde solitaire existe est  $dV^2(\phi)/d\phi^2 < 0$  à  $\phi = 0$  cela implique que

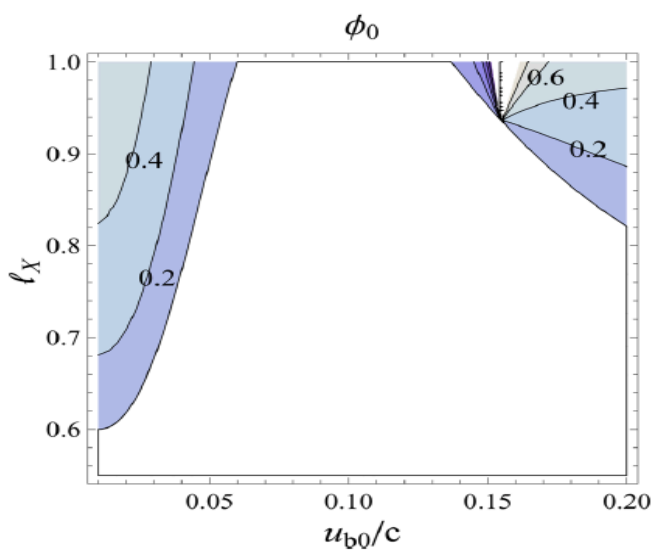
$$\frac{d^2V(\phi)}{d\phi^2} \Big|_{\phi=0} = -\frac{2H}{Bl_X^4}. \quad (4.48)$$



**Fig. 4.3** – La variation du rapport  $H/B$  en fonction du facteur relativiste du faisceau d'électrons  $u_{b0}/c$  et du cosinus directeur  $l_X$  pour (a)  $\lambda = 1.1$ ,  $\delta = 0.1$ ,  $\sigma = 1.5$  et  $\rho = 0.9$ . (b)  $\lambda = 0.2$ ,  $\delta = 0.1$ ,  $\sigma = 1.5$  et  $\rho = 0.9$ . (c)  $\lambda = 0.2$ ,  $\delta = 0.3$ ,  $\sigma = 1.5$  et  $\rho = 0.9$ .

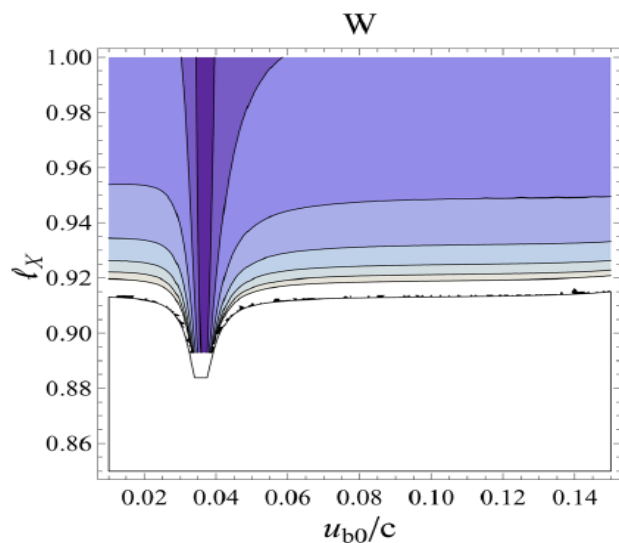


(a)

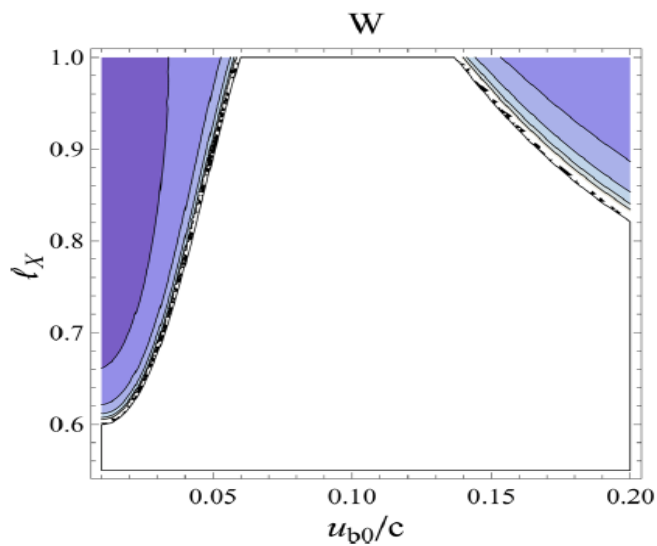


(b)

**Fig. 4.4** – La variation de l’amplitude maximale  $\phi_0$  en fonction du facteur relativiste du faisceau d’électrons  $u_{b0}/c$  et du cosinus directeur  $l_X$  pour (a)  $\lambda = 1.1$ ,  $\delta = 0.1$ ,  $\sigma = 1.5$  et  $\rho = 0.9$ . (b)  $\lambda = 0.2$ ,  $\delta = 0.1$ ,  $\sigma = 1.5$  et  $\rho = 0.9$ .



(a)



(b)

**Fig. 4.5** – La variation de la largeur  $W$  en fonction du facteur relativiste du faisceau d'électrons  $u_{b0}/c$  et du cosinus directeur  $l_X$  pour (a)  $\lambda = 1.1$ ,  $\delta = 0.1$ ,  $\sigma = 1.5$  et  $\rho = 0.9$ . (b)  $\lambda = 0.2$ ,  $\delta = 0.1$ ,  $\sigma = 1.5$  et  $\rho = 0.9$ .

L'équation (4.48) montre clairement que les structures localisées existent pour  $H/B l_x^4 > 0$ . Par conséquent, le rapport  $H/B$  doit être supérieur à zéro pour que les structures solitaires existent. Pour cette raison nous avons examiné numériquement la variation du rapport

$H/B$  en fonction du facteur relativiste du faisceau d'électrons  $u_{b0}/c$  et du cosinus directeur  $l_X$  pour différentes valeurs du rapport de densité du faisceau d'électrons et d'électrons  $\delta$ , du rapport de température des positrons et d'électrons  $\rho$  et du rapport de température du faisceau d'électrons et d'électrons  $\sigma$  (**Fig. 4.3**). On peut remarquer, dans un plasma constitué d'électrons, positrons et d'un faisceau d'électrons qu'il y a deux types de pulsations qui peuvent apparaître, des pulsations élevées (rapides) pour une vitesse de phase  $\lambda = 1.1$  et des pulsations faibles pour  $\lambda = 0.2$ . Pour les pulsations élevées, les ondes solitaires ne se propagent que pour  $l_X > 0.92$  et quelque soit les valeurs de  $u_{b0}/c$ . Particulièrement, pour une valeur du facteur relativiste du faisceau d'électrons  $u_{b0}/c = 0.05$  les ondes solitaires peuvent se propager même si la valeur de  $l_X < 0.92$  ( $l_X \approx 0.88$ ). Les autres paramètres du plasma  $\delta$ ,  $\rho$  et  $\sigma$  n'ont pas d'effet sur la région d'existence des structures solitaires (**Fig. 4.3 (a)**). Pour les faibles pulsations, on voit que la région de l'existence est toute à fait différente de celle du premier cas et les ondes solitaires peuvent se propager pour une vaste gamme de  $l_X$ . Par contre dans ce cas le paramètre  $u_{b0}/c$  divise la région d'existence en deux, les ondes solitaires se propagent seulement pour les valeurs de  $u_{b0}/c < 0.05$  (région I) et pour les valeurs de  $u_{b0}/c > 0.15$  (région II); cependant, elles peuvent se propager dans la région II si la valeur de  $l_X > 0.8$  (**Fig. 4.3 (b)**). Par conséquent, une augmentation du nombre de densité du faisceau d'électrons entraîne un rétrécissement de la région II (**Fig. 4.3 (c)**).

La figure (4.4) représente les variations de l'amplitude maximale  $\phi_0$  en fonction du facteur relativiste du faisceau d'électrons  $u_{b0}/c$  et du cosinus directeur  $l_X$ . L'investigation numérique montre qu'il existe deux polarités qui peuvent se propager dans ce type de plasma, la polarité positive pour les pulsations élevées et négative pour les faibles pulsations. Nos résultats indiquent que l'amplitude négative est insensible à la variation de vitesse du faisceau d'électrons par contre il croît à mesure que la valeur du cosinus directeur  $l_X$  croît (**Fig. 4.4 (a)**). Pour les pulsations élevées, l'amplitude positive croît (décroît) avec la croissance (décroissance) de  $l_X$  ( $u_{b0}/c$ ) (**Fig. 4.4 (b)**). Le facteur relativiste du faisceau d'électrons  $u_{b0}/c$  joue un rôle très important dans le changement de la polarité des ondes électrostatiques à travers la modification de la vitesse de phase  $\lambda$  de l'onde. Ayant à l'esprit que dans notre présent modèle de plasma, les profils localisés restent négatifs si on néglige

les densités du faisceau d'électrons. Les présents résultats sont compatibles avec ceux des Réf([43] et [44]). Où ils ont prouvé que les profils positifs et négatifs des ondes acoustiques solitaires peuvent se propager dans les plasmas d'électrons et des positrons. La largeur de l'onde électrostatique  $W$  est considérablement influencée par la variation du cosinus directeur  $l_X$  et un léger changement par rapport au variation de  $u_{b0}/c$  (**Fig. 4.5**).

## Chapitre 5

# Les structures acoustiques ioniques solitaires dans un plasma adiabatique

L'ionosphère est la partie ionisée de la haute atmosphère d'une altitude variant entre  $50km$  à  $1000km$ . A cause du couplage qui lie le vent solaire et l'environnement terrestre, les espèces ionisées ne se recombinent pas nécessairement rapidement. Ainsi, il existe en permanence une couche ionisée qui constitue l'ionosphère. Elle est divisée en plusieurs régions variant en densité et en composition chimique selon son altitude. L'ionosphère peut être décomposée en trois couches principales notamment, D, E et F avec des plasmas différents d'une couche à l'autre. Dans l'ionosphère, il y a deux processus principaux d'ionisation, d'une part les rayons X et les radiations ultra-violettes (UV) émis en permanence par le soleil viennent dissocier et ioniser les espèces chimiques. D'autre part, il y a l'ionisation par des particules énergétiques projetées dans l'ionosphère. Ces processus permettent de libérer des électrons pour former des ions positifs qui vont donner lieu à l'apparition d'autres types de plasmas ionosphériques. Dans l'ionosphère terrestre, les observations et les musers ont montré l'existence de paires ioniques comme  $(H^+, H^-)$ ,  $(O^+, O^-)$ ,  $(He^+, He^-)$ . Ces paires d'ions peuvent être considérés comme deux fluides distincts. Différentes observations spatiales (FREJA satellite [54, 55], Vela satellite [56] et Phobos 2 satellite [57]) ont révélé que l'ionosphère contient des électrons, des ions positifs et négatifs et des atomes neutres. La présence des ions positifs et négatifs avec les électrons non thermiques dans un plasma introduit de nouveaux phénomènes et de nouvelles structures non linéaires acoustiques ioniques.

Alors il est nécessaire d'étudier les propriétés des ondes solitaires acoustiques ioniques dans la région E de l'ionosphère [58]. L'analyse et l'existence des ondes solitaires acoustiques ioniques dans des plasmas homogènes composés de deux fluides ont suscité un grand intérêt durant ces dernières années et ont fait l'objet de nombreuses études [59, 60]. Récemment, Sabry et co-auteurs ont étudiés les structures non linéaires dans un plasma composé des ions positifs et négatifs pour examiner les propriétés des ondes acoustiques ioniques dans les régions D et F de l'ionosphère terrestre. Pour étudier ces ondes dans le cas de faible amplitude on dérive des équations de type Korteweg et de Vries (KdV). L'étude de l'équation de KdV a permis de comprendre les idées fondamentales de la notion de soliton. Cependant, dans la plupart de ces études, les auteurs utilisent des modèles mathématiques dans lesquels les processus adiabatique sont négligés. En effet, dans cette étude les processus adiabatique sont habituellement pris en compte en substituant, dans l'équation d'état. Dans les plasmas, on fait une approximation en disant que les transformations sont supposées adiabatiques si elles sont très courtes dans le temps. Dans le cas d'un plasma adiabatique, le déplacement des particules est très faibles par rapport à la transformation d'énergie. Cela peut se produire si le milieu du plasma est isolé, ce qui signifie que le transfert de l'énergie est dirigé vers l'énergie thermique. Cependant, dans le modèle cinétique le coefficient polytropique  $\gamma$ , qui caractérise le processus adiabatique, est supposé constant et dépend du nombre de degré de liberté ( $\gamma = N + 2/N$ , tel que  $N$  est le nombre de degré de liberté). Selon la théorie générale de la mécanique des fluides, Kuhn et al ont montré que le coefficient  $\gamma$  est variable dans l'espace. Il peut prendre des valeurs positifs et négatifs varie dans la gamme de  $-1$  jusqu'à  $3$  [61].

Dans ce chapitre, nous allons étudié les ondes acoustiques ioniques dans un plasma adiabatique en présence des ions positifs et négatifs et des électrons non thermiques. Nous utilisons un modèle de plasma chaud dans lequel le système n'échange pas l'énergie avec l'environnement extérieur.

## 5.1 Modèle physique

Considérons un plasma composé de deux fluides ; des ions de charge positive  $n_+$ , des ions de charge négative  $n_-$ , ayant la même masse  $m_{\pm} = m$  et des électrons non thermiques  $n_e$ ,

et dont le mouvement, à une dimension, s'effectue suivant la direction des  $x$ . Ce modèle est semblable à celui élaboré par Gill et al. [62], où ils ont analysé un plasma qui contient des ions positifs et négatifs en présence des électrons non thermiques, et ont mis en évidence le caractère isothermique des ions. La présente étude porte sur l'analyse du même modèle de plasma dans le cas adiabatique avec un coefficient polytropique  $\gamma$  variable. La dynamique des ions positifs et négatifs peut être décrite par les équations de continuité, de mouvement et de Poisson

$$\frac{\partial n_{\pm}}{\partial t} + \frac{\partial(n_{\pm}u_{\pm})}{\partial x} = 0, \quad (5.1)$$

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} + u_{\pm} \frac{\partial}{\partial x} \right) u_{\pm} = \mp \frac{\partial \phi}{\partial x} - \frac{\sigma_{\pm}}{n_{\pm}} \frac{\partial P_{\pm}}{\partial x}, \quad (5.2)$$

$$\frac{\partial P_{\pm}}{\partial t} + u_{\pm} \frac{\partial P_{\pm}}{\partial x} + \gamma P_{\pm} \frac{\partial u_{\pm}}{\partial x} = 0, \quad (5.3)$$

Où  $u_{\pm}$  et  $P_{\pm}$  sont respectivement les vitesses et les pressions des ions positifs et négatifs, et  $\phi$  représente le potentiel électrostatique, qui devra satisfaire l'équation de Poisson

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} = n_- + n_e - n_+, \quad (5.4)$$

On suppose que la distribution des électrons dans le plasma est non thermique. Dans ce cas la température électronique est beaucoup plus élevée que celle des ions. Les plasmas non thermiques sont alors des milieux à haute densité d'énergie. La fonction de distribution des électrons est obtenue à partir de la théorie cinétique [63]

$$f(v) = \frac{1}{\pi^{3/2} \Theta^3} \frac{\Gamma(k+1)}{k^{3/2} \Gamma(k-1/2)} \frac{1}{(1 + v^2/k\Theta^2)^{k+1}}. \quad (5.5)$$

Où  $\Theta = \frac{2T_e}{m_e} \frac{k-3/2}{k} = v_{te}^2 \frac{k-3/2}{k}$ ,  $v_{te}$  est la vitesse thermique électronique,  $\Gamma$  est la fonction Gamma qui s'écrit sous la forme :  $\Gamma(x) = \int_0^{\infty} t^{x-1} \exp(-t) dt$  et  $k$  est un indice compris entre 2 et 6. La distribution kappa tend vers une maxwellienne lorsque  $k \rightarrow \infty$ . En intégrant (5.5) sur tout l'espace des vitesses, l'expression de la densité des électrons non thermique à une dimension est donnée par

$$n_e = \mu [1 - \beta\phi + \beta\phi^2] \exp(\phi), \quad (5.6)$$

avec  $\beta = 1/(1 + a)$ , tel que  $a$  est un paramètre qui caractérise la déviation de la distribution non thermique par rapport à la distribution de Boltzmann. Dans le cas où  $a \rightarrow 0$  on retrouve la distribution de Boltzmann,  $\mu = n_{e0}/n_{+0}$  est le rapport de densités des électrons et d'ions positifs à l'équilibre.

Dans le système des équations (5.1-5.4) et 5.6, les densités des ions positifs, négatifs et d'électrons respectivement  $n_+$ ,  $n_-$  et  $n_e$  sont normalisées par la densité des ions positifs à l'équilibre  $n_{+0}$ , les vitesses fluides des ions positifs et négatifs  $u_+$  et  $u_-$  sont normalisées par  $C_s = (T_e/m_+)$ , les pressions  $P_+$  et  $P_-$  sont normalisées par  $n_{+0}T_e$ , le potentiel électrostatique  $\phi$  est normalisé par  $T_e/e$ , la variable d'espace  $x$  et le temps  $t$  sont normalisées par  $\lambda_{Di} = (T_e/4\pi e^2 n_{+0})^{1/2}$  et  $\omega_{pi}^{-1} = (4\pi e^2 n_{+0}/m_+)^{-1/2}$  respectivement. Où  $e$  la charge d'électron,  $\sigma_+ = T_+/T_e$  et  $\sigma_- = T_-/T_e$  sont les rapports des températures des ions positifs-électrons et des températures des ions négatifs-électrons respectivement.

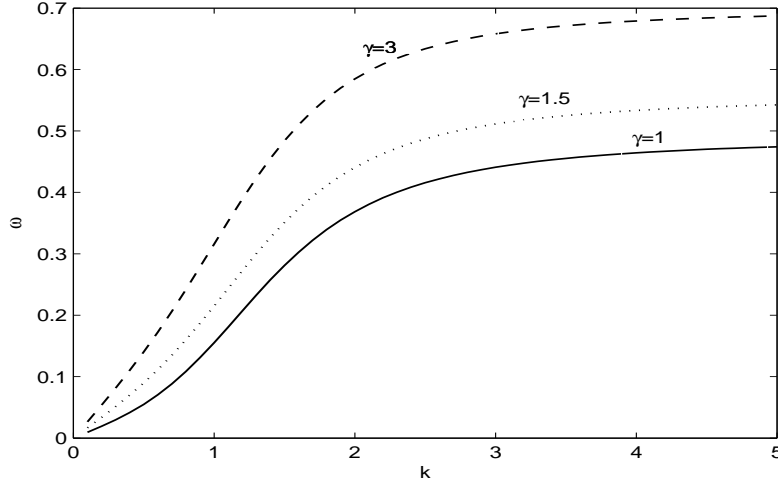
## 5.2 Relation de dispersion

Les équations fondamentales (5.1-5.4) et (5.6), décrivent la propagation des ondes acoustiques ioniques non linéaires dans le cas de faible amplitude et unidimensionnel. Nous nous intéressons dans un premier temps à l'analyse faiblement linéaire des ondes acoustiques ioniques. Dans cette analyse on déduira la relation de dispersion qui relie la pulsation  $\omega$  et le vecteur d'onde  $k$  pour ces ondes dans notre modèle de plasma. La dynamique des ondes dans les plasmas peut prendre plusieurs formes (planes, solitaires, sphériques, etc.), mais on se limitera dans cette analyse aux formes planes, c'est-à-dire à celles qui se traduisent par des oscillations de toutes quantités physiques perturbées ( $A \equiv [n_{\pm}, u_{\pm}, P_{\pm} \text{ et } \phi]$ ) de la forme  $A(x, t) = \exp i(kx - \omega t)$ . Remplaçant ces quantités perturbées dans le système des équations (5.1-5.4) et (5.6), à l'ordre plus inférieur, on obtient la relation de dispersion  $\omega(k)$  qui peut être écrite comme suit :

$$\omega^2 = \frac{(\gamma(1 + \mu - \mu\beta)(\sigma_+^2 + \sigma_-^2) - \frac{\mu}{k^2}) + \sqrt{\Delta}}{2 \left( \frac{1}{k^4} + \mu(1 - \beta) \right)}, \quad (5.7)$$

avec

$$\Delta = \left( \gamma(1 + \mu - \mu\beta)(\sigma_+^2 + \sigma_-^2) - \frac{\mu}{k^2} \right)^2 - 4 \left( \frac{1}{k^4} + \mu(1 - \beta) \right) (\gamma^2 \sigma_+^2 \sigma_-^2 (k^2 + \mu) + \gamma(\nu \sigma_+^2 - \sigma_-^2)). \quad (5.8)$$



**Fig. 5.1** – La variation de la pulsation  $\omega$  en fonction du vecteur d'onde  $k$  pour différentes valeurs de  $\gamma$ , avec  $\mu = 0.7$ ,  $\sigma_- = 0$  et  $\sigma_+ = 0.02$  et  $\beta = 0.3$ .

### 5.3 Analyse faiblement non linéaire

Pour étudier les ondes acoustiques ioniques de faibles amplitudes, nous utilisons la technique de perturbation réductive en introduisant les changements de variables suivants :  $\xi = \varepsilon^{1/2}(x - \lambda t)$  et  $\tau = \varepsilon^{3/2}t$ , où  $\varepsilon$  est un petit paramètre mesurant la force de la non-linéarité et  $\lambda$  est la vitesse de phase pour l'onde acoustique ionique normalisée par rapport à la vitesse thermique électronique  $C_s$ . Les variables dynamiques sont développées en séries de puissances de  $\varepsilon$  autour de leurs valeurs d'équilibre

$$n_{\pm} = \nu_{\pm} + \varepsilon n_{\pm}^{(1)} + \varepsilon^2 n_{\pm}^{(2)} + \dots, \quad (5.9)$$

$$u_{\pm} = \varepsilon u_{\pm}^{(1)} + \varepsilon^2 u_{\pm}^{(2)} + \dots, \quad (5.10)$$

$$P_{\pm} = \nu_{\pm} \sigma_{\pm} + \varepsilon P_{\pm}^{(1)} + \varepsilon^2 P_{\pm}^{(2)} + \dots, \quad (5.11)$$

$$\phi = \varepsilon \phi^{(1)} + \varepsilon^2 \phi^{(2)} + \dots, \quad (5.12)$$

où  $\nu_{\pm}$  est le rapport des densités pour les ions positifs et négatifs à l'équilibre tel que  $\nu_{+} = 1$  et  $\nu_{-} = \nu$ , en substituant les changement de variable et les développement des variables (5.9-5.12) dans le système des équations (5.1-5.4) et (5.6). A l'ordre le plus petit en  $\varepsilon$ , on obtient :

$$n_{+}^{(1)} = \frac{1}{(\lambda^2 - \gamma\sigma_{+}^2)} \phi^{(1)}, \quad (5.13)$$

$$u_{+}^{(1)} = \frac{\lambda}{(\lambda^2 - \gamma\sigma_{+}^2)} \phi^{(1)}, \quad (5.14)$$

$$P_{+}^{(1)} = \frac{\gamma\sigma_{+}}{(\lambda^2 - \gamma\sigma_{+}^2)} \phi^{(1)}, \quad (5.15)$$

$$n_{-}^{(1)} = -\frac{\nu}{(\lambda^2 - \gamma\sigma_{-}^2)} \phi^{(1)}, \quad (5.16)$$

$$u_{-}^{(1)} = -\frac{\lambda}{(\lambda^2 - \gamma\sigma_{-}^2)} \phi^{(1)}, \quad (5.17)$$

$$P_{-}^{(1)} = -\frac{\nu\gamma\sigma_{-}}{(\lambda^2 - \gamma\sigma_{-}^2)} \phi^{(1)}, \quad (5.18)$$

et la relation de dispersion pour l'analyse non linéaire est donnée par :

$$\mu(1 - \beta) - \frac{\nu}{(\lambda^2 - \gamma\sigma_{-}^2)} - \frac{1}{(\lambda^2 - \gamma\sigma_{+}^2)} = 0. \quad (5.19)$$

Aux ordres les plus élevés, nous obtenons les équations suivantes :

$$\frac{\partial n_+^{(1)}}{\partial \tau} - \lambda \frac{\partial n_+^{(2)}}{\partial \xi} + \frac{\partial u_+^{(2)}}{\partial \xi} + \frac{\partial(n_+^{(1)} u_+^{(1)})}{\partial \xi} = 0, \quad (5.20)$$

$$\frac{\partial n_-^{(1)}}{\partial \tau} - \lambda \frac{\partial n_-^{(2)}}{\partial \xi} + \nu \frac{\partial u_-^{(2)}}{\partial \xi} + \frac{\partial(n_-^{(1)} u_-^{(1)})}{\partial \xi} = 0, \quad (5.21)$$

$$\frac{\partial u_+^{(1)}}{\partial \tau} - \lambda \frac{\partial u_+^{(2)}}{\partial \xi} + u_+^{(1)} \frac{\partial u_+^{(1)}}{\partial \xi} + \frac{\partial \phi^{(2)}}{\partial \xi} + \sigma_+ \frac{\partial P_+^{(2)}}{\partial \xi} - \sigma_+ n_+^{(1)} \frac{\partial P_+^{(1)}}{\partial \xi} = 0, \quad (5.22)$$

$$\frac{\partial u_-^{(1)}}{\partial \tau} - \lambda \frac{\partial u_-^{(2)}}{\partial \xi} + u_-^{(1)} \frac{\partial u_-^{(1)}}{\partial \xi} - \frac{\partial \phi^{(2)}}{\partial \xi} + \frac{\sigma_-}{\nu} \frac{\partial P_-^{(2)}}{\partial \xi} - \frac{\sigma_-}{\nu^2} n_-^{(1)} \frac{\partial P_-^{(1)}}{\partial \xi} = 0, \quad (5.23)$$

$$\frac{\partial P_+^{(1)}}{\partial \tau} - \lambda \frac{\partial P_+^{(2)}}{\partial \xi} + u_+^{(1)} \frac{\partial P_+^{(1)}}{\partial \xi} + \gamma \sigma_+ \frac{\partial u_+^{(2)}}{\partial \xi} + \gamma P_+^{(1)} \frac{\partial u_+^{(1)}}{\partial \xi} = 0, \quad (5.24)$$

$$\frac{\partial P_-^{(1)}}{\partial \tau} - \lambda \frac{\partial P_-^{(2)}}{\partial \xi} + u_-^{(1)} \frac{\partial P_-^{(1)}}{\partial \xi} + \gamma \nu \sigma_- \frac{\partial u_-^{(2)}}{\partial \xi} + \gamma P_-^{(1)} \frac{\partial u_-^{(1)}}{\partial \xi} = 0, \quad (5.25)$$

$$\frac{\partial^2 \phi^{(1)}}{\partial \xi^2} = n_-^{(2)} + \mu (1 - \beta) \phi^{(2)} + \frac{\mu}{2} (\phi^{(1)})^2 - n_+^{(2)}, \quad (5.26)$$

à partir desquelles nous établissons l'équation de type Korteweg- de Vries (KdV) suivante :

$$\frac{\partial \phi^{(1)}}{\partial \tau} + A \phi^{(1)} \frac{\partial \phi^{(1)}}{\partial \xi} + B \frac{\partial^3 \phi^{(1)}}{\partial \xi^3} = 0, \quad (5.27)$$

où  $A$  et  $B$  représentent respectivement, le terme non linéaire et le terme de dispersion et sont donnés par :

$$A = B \left[ \frac{3\lambda^2 - 2\gamma\sigma_+^2 + \gamma^2\sigma_+^2}{(\lambda^2 - \gamma\sigma_+^2)^3} - \frac{\nu(3\lambda^2 - 2\gamma\sigma_-^2 + \gamma^2\sigma_-^2)}{(\lambda^2 - \gamma\sigma_-^2)^3} - \mu \right]. \quad (5.28)$$

$$B = \frac{1}{2\lambda} \left[ \frac{\nu}{(\lambda^2 - \gamma\sigma_-^2)^2} + \frac{1}{(\lambda^2 - \gamma\sigma_+^2)^2} \right]^{-1}. \quad (5.29)$$

En introduisant le changement de variable suivant,  $\eta = \xi - U_0\tau$ , où  $U_0$  est le nombre de Mach, tenant compte des conditions suivantes :  $\phi^{(1)} \rightarrow 0$ ,  $\frac{d\phi^{(1)}}{d\eta} \rightarrow 0$  et  $\frac{d^2\phi^{(1)}}{d\eta^2} \rightarrow 0$  lorsque  $\eta \rightarrow \pm\infty$ , l'équation (5.27) peut être réécrite sous la forme

$$\frac{1}{2} \left[ \frac{d\phi^{(1)}}{d\eta} \right]^2 + V(\phi^{(1)}) = 0, \quad (5.30)$$

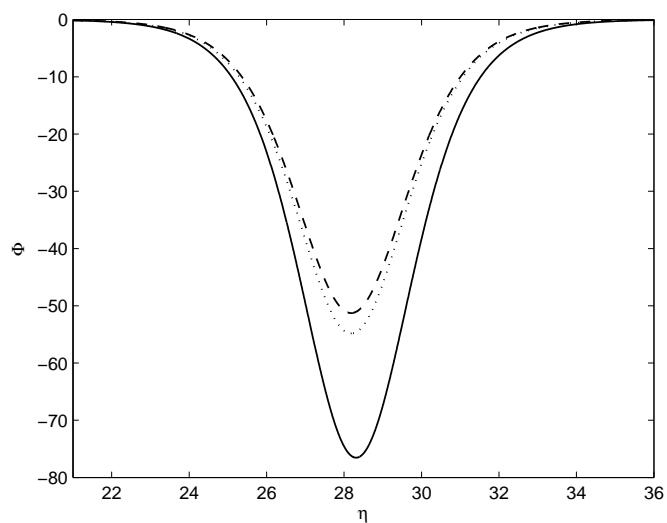
où  $V(\phi^{(1)})$  est le potentiel de Sagdeev, son expression est donné sous la forme suivante

$$V(\phi^{(1)}) = \frac{A}{6B}(\phi^{(1)})^3 - \frac{U_0}{2B}(\phi^{(1)})^2. \quad (5.31)$$

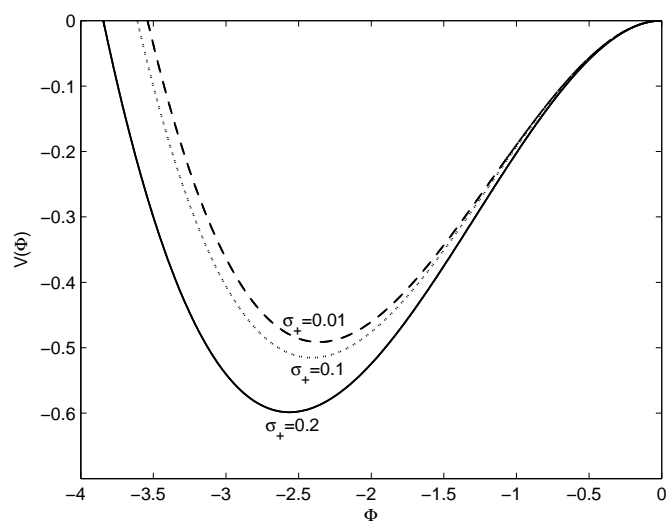
La solution de l'équation KdV précédente est donnée par

$$\phi^{(1)} = \phi_0 \operatorname{sech}^2 \left( \frac{\eta}{W} \right). \quad (5.32)$$

L'amplitude  $\phi_0$  et la largeur  $W$  de l'onde acoustique ionique solitaire sont données respectivement par :  $\phi_0 = 3U_0/A$  et  $W = \sqrt{4B/U_0}$

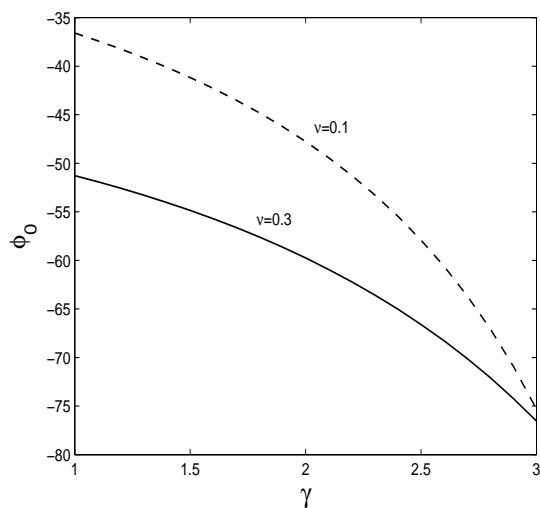


(a)

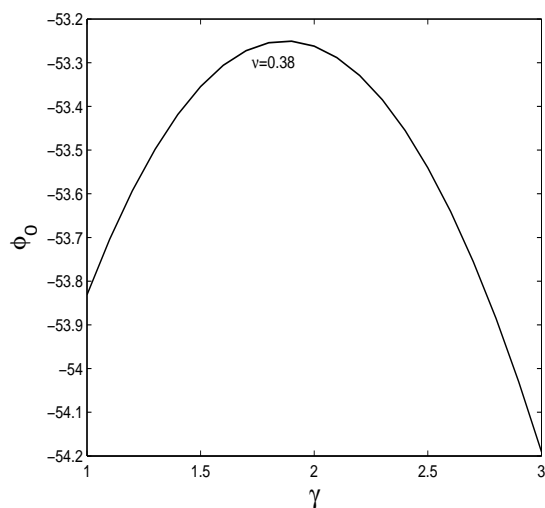


(b)

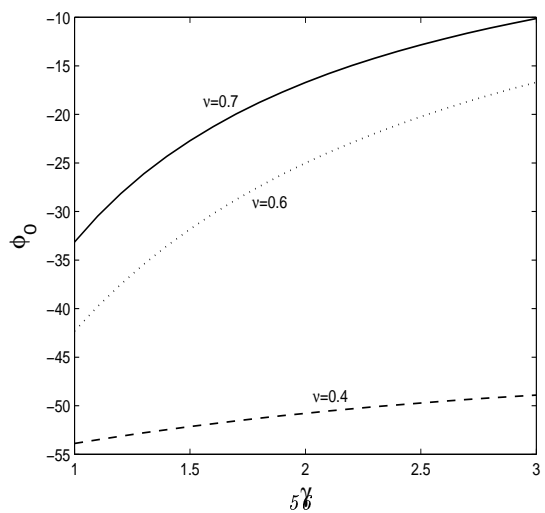
**Fig. 5.2** – (a) Onde solitaire pour différentes valeurs de  $\sigma_+$ , avec  $\mu = 0.7$ ,  $\lambda = 1.7$ ,  $\sigma_- = 0$  et  $\gamma = 1.5$ . (b) Potentiel de Sagdeev  $V(\phi)$  associé au soliton de la figure (a).



(a)



(b)



(c)

## 5.4 Résultats numériques et discussion

Par conséquent, nous nous intéressons à étudier les effets de pression dans le plasma des ions positifs et des ions négatifs en présence des électrons non thermiques. Souvent, les forces de pressions sont négligeables devant la force électrostatique. Dans ce modèle de plasma, le terme de pression apparaît dans le deuxième terme coté droit dans les équations de mouvement (5.2). on a ajouté les équations d'états pour les deux des espèces d'ions (positifs, négatifs), pour d'écrire la variation de la pression dans l'espace spatio-temporel. Alors, la contribution du terme de pression peut être représentée uniquement à partir de la variation des paramètres  $\sigma_+$ ,  $\sigma_-$  et le coefficient polytropique  $\gamma$ . Les résultats de notre investigation ont alors révélé qu'une augmentation du coefficient polytropique  $\gamma$  entraînent une augmentation de la pulsation d'onde  $\omega$  quelque soit la valeur du vecteur d'onde  $k$  (**Fig. 5.1**). Les figures (5.2 (a)) et (5.2 (b)) indiquent la formation et l'existence d'une structure acoustique ionique solitaire de type raréfractive dans le modèle du plasma d'hydrogènes positifs et négatifs ( $H^+$ ,  $H^-$ ), ce qui confirme que la charge négative est la plus dominante dans ce type de plasma. Ce qui confirme le profil en forme de puits du pseudo-potentiel qui leur sont associés. Ils révèlent que les propriétés de cette onde acoustique ionique solitaire dépendent étroitement du rapport des températures des ions positifs-électrons  $\sigma_+$ . Nos résultats indiquent qu'une augmentation du paramètre  $\sigma_+$  entraîne une augmentation de l'amplitude du soliton et une diminution de sa largeur. L'amplitude des solitons dépend aussi du rapport des densités des ions négatifs-positifs  $\nu$  et du coefficient polytropique  $\gamma$ . Nous avons constaté que l'amplitude possède deux comportements différentes, lorsque on change la valeur du rapport des densités (**Fig. 3**). Pour les valeurs de  $\nu < 0.38$ , l'amplitude de l'onde solitaire diminue lorsque le coefficient polytropique  $\gamma$  augmente (**Fig. 5.3 (a)**) et augmente à mesure que  $\gamma$  augmente pour  $\nu > 0.38$  (**Fig. 5.3 (c)**). On constate que  $\nu = 0.38$  est la valeur critique. C'est le cas limite entre deux régimes où l'amplitude augmente puis diminue avec l'augmentation du coefficient polytropique  $\gamma$ , l'amplitude atteint sa valeur maximale pour  $\gamma = 2$  (**Fig. 5.3 (b)**).

## Chapitre 6

# Etude de l'existence des structures d'enveloppe solitons dans un plasma magnétosphérique

L'analyse et l'existence des ondes scélérates (la plupart des auteurs utilisent le mot enveloppe soliton, en anglais on les appelle Freak ou Rogue waves), dans des plasmas relativistes et dans les plasmas ordinaires à deux composantes a suscité un grand intérêt durant ces dernières années et fait l'objet de nombreuses études [64, 65]. Par ailleurs, plusieurs observations spatiales et expérimentales indiquent clairement l'existence de ces ondes dans une variété de plasmas astrophysiques, comme dans la magnétosphère terrestre et dans l'ionosphère terrestre [66]. Les ondes scélérates sont observées aussi dans l'océan [67], dans les fibres optiques [68] et dans le superfluide d'hélium [69]. En physique des plasmas, pour étudier ce type d'ondes, on utilise l'analyse de Schrodinger non linéaire (SNL), qui se base sur la résolution d'une équation de type Schrodinger non linéaire (ESNL). Récemment, de nombreux travaux théoriques et expérimentaux ont porté sur l'étude et l'analyse des ondes scélérates dans différents type de plasmas de l'astrophysique et de laboratoire. El-Labany et *al* [70] ont analysé les propriétés des ondes acoustiques ioniques non linéaires (IAW) et des ondes scélérates correspondantes dans un plasma composé d'ions positifs, d'ions négatifs et d'électrons isothermes. Lareder et *al* [71] ont étudié, dans le cas de faible

amplitude, les ondes scélérates qui sont associées aux ondes d'Alfvén (AW) décrites par l'équation de type (ENLS), dans un régime de turbulence.

Récemment, l'interaction d'un faisceau d'électrons relativistes avec un plasma fait l'objet de plusieurs études, en raison de leur importance dans diverses applications (dans la technologie industrielle et les expériences de laboratoire). Par exemple, les applications de ce type d'électrons pour la production des matériaux, ayant des propriétés biologiques stupéfiant qui peuvent être un outil pour les utilisations en biomédicale [72]. La présence de ce faisceau d'électrons dans le plasma peut modifier de manière drastique les caractéristiques de propagation des ondes. Leur présence a été confirmée par plusieurs observations spatiales, tel que les missions Geotail et POLAR qui ont révélé l'existence du faisceau d'électrons dans la régions de la magnétosphère terrestre [73]. Dans le chapitre (4), nous nous étudions la propagation des ondes électrostatiques solitaires à trois dimensions dans un plasma composé de positrons, d'électrons et d'un faisceau d'électrons. Nous nous considérons dans cette étude que les effets relativistes du faisceau d'électrons est sur la direction  $X$ . Les résultats numériques ont montré que ces ondes se propagent dans la direction du faisceau d'électrons relativistes, même si les composantes du champ électrique étant excitées dans les trois directions  $X$ ,  $Y$  et  $Z$ . Alors, le jet d'électrons possèdent une énergie perturbant le système du plasma d'électrons-positrons, ce qui provoque l'oscillation des électrons dans la direction où on injecte ces électrons. Ceci est dû à la formation du potentielles au niveau de cette direction (générées des ondes électrostatiques dans la direction du faisceau d'électrons). Nous constatons que cette direction est une direction privilégié. Ce qui nous permis d'ouvrir une autre fenêtre d'étude, à une dimension pour une analyse plus exacte de ces ondes et d'étudier au même temps les ondes scélérates correspondantes pour ce type du plasma.

## 6.1 Modèle physique

Nous supposons dans la suite que la dynamique des espèces : électrons, positrons et du faisceaux d'électrons est dans un espace unidimensionnelle du fait de l'existence d'une direction privilégié comme indiquer auparavant. Le comportement du système est décrit en conséquent par les équations du mouvement et de continuité qui représente respective-

ment la conservation du mouvement et de la masse des du plasma après avoir subit une perturbation faible.

Pour le faisceau d'électrons :

$$\frac{\partial n_b}{\partial t} + \frac{\partial(n_b u_b)}{\partial x} = 0. \quad (6.1)$$

$$\frac{\partial \gamma u_b}{\partial t} + u_b \frac{\partial \gamma u_b}{\partial x} = \frac{\partial \phi}{\partial x} - 3\sigma n_b \frac{\partial n_b}{\partial x}. \quad (6.2)$$

Pour les électrons et les positrons

$$\frac{\partial n_{e,p}}{\partial t} + \frac{\partial(n_{e,p} u_{e,p})}{\partial x} = 0. \quad (6.3)$$

$$\frac{\partial u_{e,p}}{\partial t} + u_{e,p} \frac{\partial u_{e,p}}{\partial x} \mp \frac{\partial \phi}{\partial x} + 3\rho n_{e,p} \frac{\partial n_{e,p}}{\partial x} = 0. \quad (6.4)$$

Le système est couplé par l'équation de poisson suivante

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} = n_e + n_b - n_p. \quad (6.5)$$

## 6.2 Analyse faiblement non linéaire

Nous allons utiliser la technique de la perturbation réductive pour étudier les propagations des ondes électrostatiques non linéaires et les ondes scélérates qui sont associées à ces ondes. Selon cette technique les variables indépendantes peuvent être étirées comme suit

$$X = \varepsilon^{1/2}(x - \lambda t),$$

et

$$T = \varepsilon^{3/2}t, \quad (6.6)$$

$\varepsilon$  est un petit paramètre mesurant la force de la non linéarité et  $\lambda$  est la vitesse de phase pour l'onde électrostatique et normalisée par  $V_{te}$ . La transformation (6.6) correspond au

changement de référentiel. Ainsi on se place dans le repère local pour pouvoir voir la structure non linéaire. Nous nous intéressant uniquement aux structures spatialement localisées. Pour bien comprendre cet aspect, il suffit de faire la similitude avec d'onde tsunami. Ces dernières ont une forme d'onde localisée qui apparait dans un endroit spécifique et se propage à vitesse constante (dans ce cas  $700km/h$ ). Les variables dynamiques sont développées en séries de puissances de  $\varepsilon$  autour de leurs valeurs d'équilibre

$$F = F_0 + \sum_{m=1}^{\infty} \varepsilon^m F^m, \quad (6.7)$$

$F = [n_b, n_e, n_p, u_b, u_e, u_p, \phi]^T$  et  $F_0 = [\delta, 1, \beta, u_{b0}, 0, 0, 0]^T$ . L'écriture (6.7) est une forme condensée qui nous permet de faire la même procédure à tous les paramètres du plasma. Substituant le changement de variable (6.6) et le développement des variables (6.7) dans les équations (6.1-6.4) et (6.5). A l'ordre le plus petit en  $\varepsilon$ , on obtient

$$n_b^{(1)} = -\frac{\delta}{(\lambda - u_{b0})^2(1 + \frac{3u_{b0}^2}{2c^2}) - 3\sigma\delta^2} \phi^{(1)}, \quad (6.8)$$

$$u_b^{(1)} = -\frac{(\lambda - u_{b0})}{(\lambda - u_{b0})^2(1 + \frac{3u_{b0}^2}{2c^2}) - 3\sigma\delta^2} \phi^{(1)}, \quad (6.9)$$

$$n_e^{(1)} = -\frac{1}{\lambda^2 - 3} \phi^{(1)}, \quad (6.10)$$

$$u_e^{(1)} = -\frac{\lambda}{\lambda^2 - 3} \phi^{(1)}, \quad (6.11)$$

$$n_p^{(1)} = \frac{\beta}{\lambda^2 - 3\rho\beta^2} \phi^{(1)}, \quad (6.12)$$

$$u_p^{(1)} = \frac{\lambda}{\lambda^2 - 3\rho\beta^2} \phi^{(1)}, \quad (6.13)$$

l'équation de Poisson donne la relation de dispersion suivante

$$\frac{1}{\lambda^2 - 3} + \frac{\delta}{(\lambda - u_{b0})^2(1 + \frac{3u_{b0}^2}{2c^2}) - 3\sigma\delta^2} + \frac{\beta}{\lambda^2 - 3\rho\beta^2} = 0, \quad (6.14)$$

La relation de dispersion permet de trouver la fréquence propre de la structure. Évidemment si on veut observer l'onde il faut se placer dans un repère stationnaire par rapport à l'onde. Donc on doit avoir au préalable la vitesse acoustique caractérisant l'onde. L'ordre supérieur en  $\varepsilon$ , donne l'équation de type Korteweg- de Vries (KdV) suivante

$$\frac{\partial \phi^{(1)}}{\partial T} + A\phi^{(1)}\frac{\partial \phi^{(1)}}{\partial X} + C\frac{\partial^3 \phi^{(1)}}{\partial X^3} = 0, \quad (6.15)$$

où les coefficients non linéaire et de dispersion sont respectivement donnés par

$$A = -C \left[ \frac{3(\lambda^2 + 1)}{(\lambda^2 - 3)^3} + \frac{3\delta \left( (\lambda - u_{b0})^2 \left( 1 + \frac{3u_{b0}^2}{2c^2} - \frac{u_{b0}(\lambda - u_{b0})}{c^2} \right) + \sigma\delta^2 \right)}{\left( (\lambda - u_{b0})^2 \left( 1 + \frac{3u_{b0}^2}{2c^2} \right) - 3\sigma\delta^2 \right)^3} - \frac{3(\lambda^2\beta + \rho\beta^3)}{(\lambda^2 - 3\rho\beta^2)^3} \right]. \quad (6.16)$$

Et

$$C = \frac{1}{2} \left[ \frac{\lambda}{(\lambda^2 - 3)^2} + \frac{\delta \left( 1 + \frac{3u_{b0}^2}{2c^2} \right) (\lambda - u_{b0})}{\left( (\lambda - u_{b0})^2 \left( 1 + \frac{3u_{b0}^2}{2c^2} \right) - 3\sigma\delta^2 \right)^2} + \frac{\lambda\beta}{(\lambda^2 - 3\rho\beta^2)^2} \right]^{-1}. \quad (6.17)$$

La solution de (6.15) est donnée par

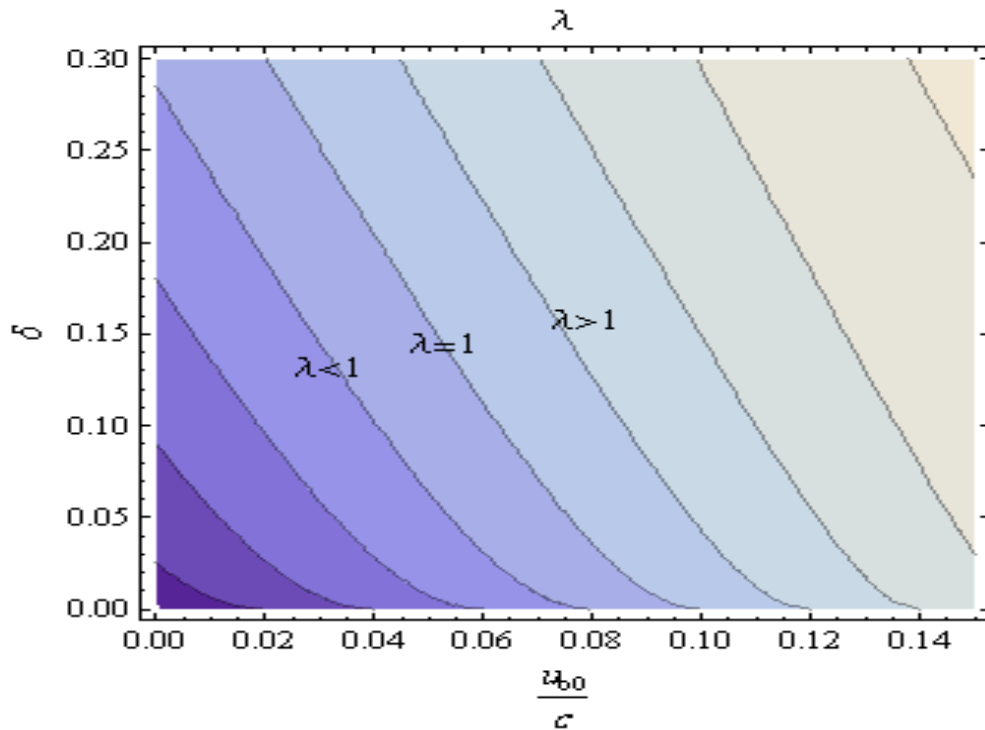
$$\phi = \phi_0 \operatorname{sech}^2 \left( \frac{X - U_0 T}{W} \right), \quad (6.18)$$

$\phi_0$  est l'amplitude maximale et  $W$  est la largeur de la solution solitaire correspondant respectivement à  $3U_0/A$  et  $(2C/U_0)^{1/2}$ , avec  $U_0$  est la vitesse du soliton.

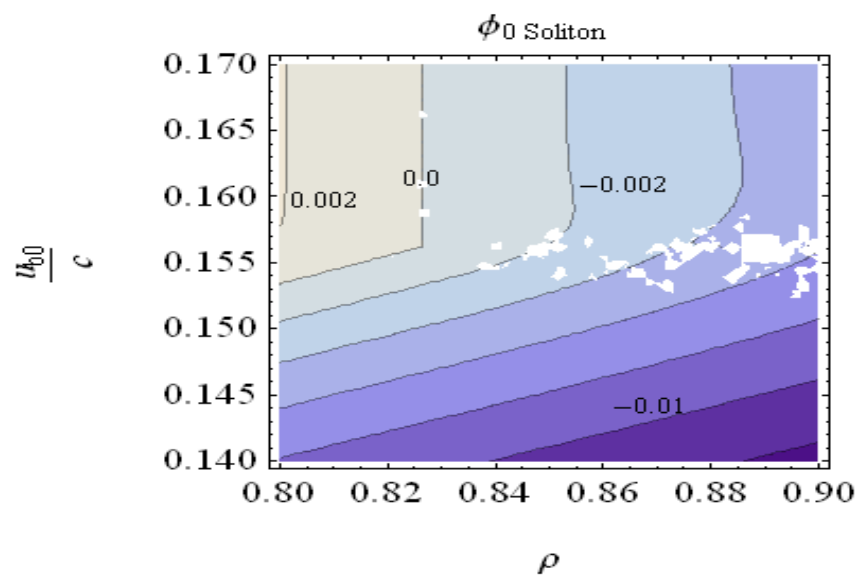
### 6.3 Discussion des ondes électrostatiques acoustiques solitaires ( $EAW_s$ )

la figure ( 6.1) représente la variation de la vitesse de phase  $\lambda$  en fonction du facteur relativiste du faisceau d'électrons  $u_{b0}/c$  et du rapport de densité du faisceau d'électrons et d'électrons  $\delta$ . L'analyse à une dimension des ondes acoustiques électrostatiques solitaires dans un plasma composé d'électrons, de positrons et du faisceaux d'électrons nous permet de voir l'influence de la vitesse du faisceau d'électrons  $u_{b0}/c$  sur ces ondes. Donc, l'étude à

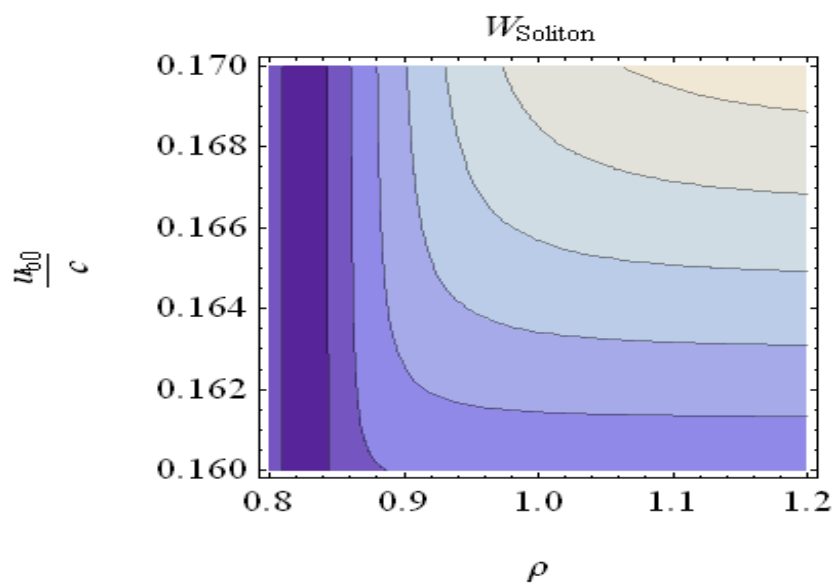
une dimension montre que la vitesse relativiste du faisceaux d'électrons joue un rôle très important sur l'apparition de différents régimes de propagation. Contrairement à l'étude à trois dimensions, ces régimes apparaissent dans le cas d'appauvrissement du faisceaux d'électrons dans le plasma. Par contre, cette étude montre que les deux régimes subsoniques et supersoniques peuvent exister dans le plasma électrons-positrons quelque soit la densité du faisceau d'électrons. Pour une valeur faible de la vitesse du faisceau d'électrons ( $u_{b0} < 0.1 \times c$ ), nous remarquerons que des ondes électrostatiques de type subsoniques, se propagent dans le plasma électrons-positrons. Dans le cas où la vitesse du faisceau d'électrons augmente ( $u_{b0} > 0.1 \times c$ ), des ondes électrostatique de type supersoniques apparaîtront dans notre système de plasma. Ce résultat revêt une grande importance pour l'excitation du mode  $EAW_s$  (Electron Acoustic Waves solitary). En effet, l'excitation du plasma électrons-positrons par un faisceau d'électrons a été prévu et confirmé par plusieurs observations.



**Fig. 6.1** – La variation de la vitesse de phase  $\lambda$  en fonction du facteur relativiste du faisceau d'électrons  $u_{b0}/c$  et du rapport de densité du faisceau d'électrons et d'électrons  $\delta$  pour  $\rho = \sigma = 1$ .

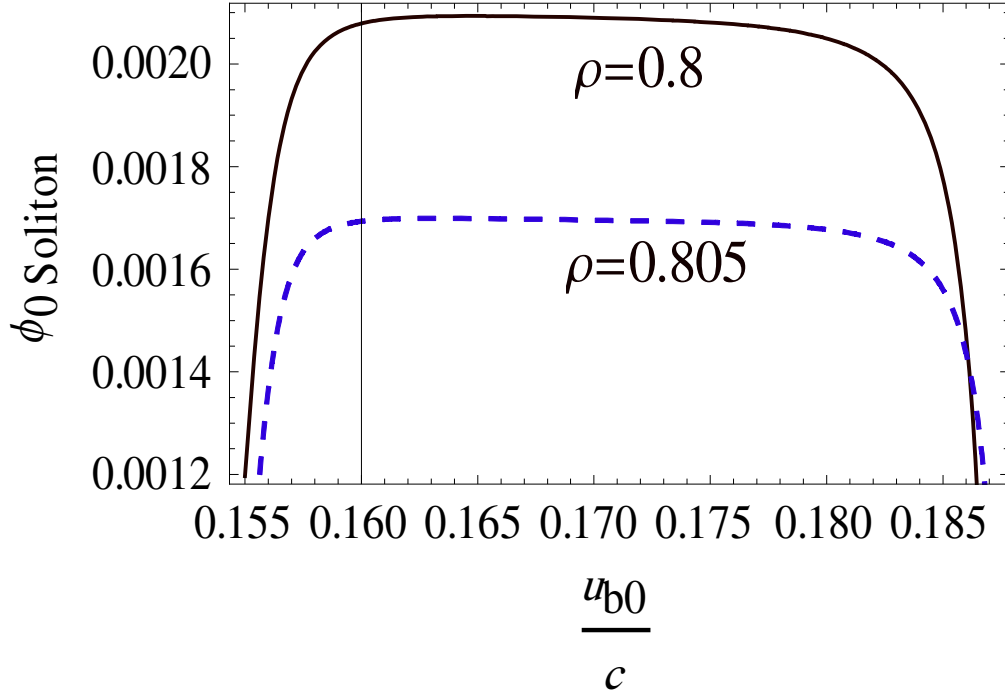


(a)



(b)

**Fig. 6.2** – (a) La variation de l’amplitude maximale de l’onde solitaire  $\phi_0$  en fonction du facteur relativiste du faisceau d’électrons relativiste  $u_{b0}/c$  et du rapport de température des positrons et d’électrons  $\rho$  pour  $\delta = 0.1$ ,  $\sigma = 1$  et  $\lambda = 1.1$ . (b) La variation de la largeur  $W$  associé au soliton de la figure (a).



**Fig. 6.3** – La variation de l’amplitude maximale de l’onde solitaire  $\phi_0$  en fonction du facteur relativiste du faisceau d’électrons relativiste  $u_{b0}/c$  pour  $\delta = 0.1$ ,  $\sigma = 1$  et  $\lambda = 1.1$ .

Nous remarquons, que la variation du facteur  $u_{b0}/c$  et  $\rho$  change la polarité de l’onde acoustique électrostatique solitaire. Pour les valeurs de  $u_{b0}/c > 0.155$  et  $\rho < 0.83$ , l’onde qui se propage dans ce modèle du plasma est une onde solitaire de nature compressive. D’autre part, pour le reste des valeurs de  $u_{b0}/c$  et  $\rho$  l’onde solitaire de type rarefactive semblable sur la surface du plasma (**Fig. 6.2 (a)**). Une augmentation de la valeur de  $\rho$  entraîne une diminution de la largeur de l’onde solitaire (**Fig. 6.2 (b)**). Pour savoir s’il y a un changement d’amplitude des ondes compressives, nous avons analysé numériquement la variation de ce dernier en fonction du rapport  $u_{b0}/c$  avec différentes valeurs de la densité du faisceau d’électrons. les résultats montre que l’amplitude des ondes acoustiques électrostatiques solitaires compressives sont affectée par la variation de la vitesse et de la densité du faisceau d’électrons. La figure (**Fig. 6.3**) indique qu’il y a deux valeurs critiques de la vitesse du faisceau d’électrons. Pour des valeurs moyennes de la vitesse du faisceau d’électrons inférieurs à  $0.16 \times c$ , l’amplitude de l’onde compressive augmente et pour des

valeurs moyennes supérieures à  $0.18 \times c$ , l'amplitude diminue. Les ondes compressives qui apparaissent dans ce type de plasma dépendent aussi de la densité du faisceau d'électrons. Il est donc naturel d'analyser le phénomène d'apparition de ces structures en terme de la densité du faisceau d'électrons. La valeur de ce dernier peut être fixée et ajustée selon les conditions que peut requérir une observation spatiale ou une expérience de laboratoire. Un accroissement de la densité du faisceau d'électrons est dû à une diminution de l'amplitude des ondes compressives.

## 6.4 Analyse non linéaire de Schrodinger

Nous allons étudier maintenant l'instabilité et les propriétés des ondes scélérates qui sont décrites par l'équation KdV. On s'attend donc à trouver un autre modèle majeur de la physique décrivant la propagation des ondes dans les plasmas dispersifs et faiblement non linéaires, tel que l'équation non linéaire de Schrodinger (ENLS). Cette équation est omniprésente en physique non linéaire où elle régit la propagation d'enveloppe d'ondes ou les ondes scélérates (physique de plasma, l'optique,... etc). Pour étudier ces ondes nous considérons que le potentiel électrostatique  $\phi$  peut être représenté sous forme d'un développement perturbatif suivant [74, 75]

$$\phi = \sum_{n=1}^{\infty} \epsilon^n \sum_{l=-\infty}^{\infty} \phi_l^{(n)}(\zeta, \eta) \exp il(kX - \omega T), \quad (6.19)$$

$\omega$  et  $k$  représentent respectivement la pulsation et le vecteur d'onde scélérate. Le principe de la méthode NLS est de chercher une solution qui dépend d'un ensemble de variables associées à ces différentes échelles de temps et de l'espace. Il faut donc introduire les changements de variable suivants :

$$\begin{aligned} \zeta &= \epsilon(X + \Lambda T), \\ \eta &= \epsilon^2 T, \end{aligned} \quad (6.20)$$

selon le changement de variable que nous utilisons, on doit remplacer dans l'équation (6.15) les opérateurs de dérivés par d'autres opérateurs de la façon suivante

$$\frac{\partial}{\partial T} \rightarrow \frac{\partial}{\partial T} + \epsilon \Lambda \frac{\partial}{\partial \zeta} + \epsilon^2 \frac{\partial}{\partial \eta}, \quad (6.21)$$

$$\frac{\partial}{\partial X} \rightarrow \frac{\partial}{\partial X} + \epsilon \frac{\partial}{\partial \zeta}, \quad (6.22)$$

$$\frac{\partial^3}{\partial X^3} \rightarrow \left( \frac{\partial}{\partial X} + \epsilon \frac{\partial}{\partial \zeta} \right)^3, \quad (6.23)$$

Substituant les équations (6.19)-(6.23) dans l'équation (6.15), on obtient

$$\left[ -il\omega\phi_l^{(n)} + \Lambda \frac{\partial\phi_l^{(n-1)}}{\partial\zeta} + \frac{\partial\phi_l^{(n-2)}}{\partial\eta} + A \sum_{n'=1}^{\infty} \sum_{l'=-\infty}^{\infty} \left( ilk\phi_{l'}^{(n')} \phi_{l-l'}^{(n-n')} + \phi_{l-l'}^{(n-n'-1)} \frac{\partial\phi_{l'}^{(n')}}{\partial\zeta} \right) + C \left( -il^3 k^3 \phi_l^{(n)} - 3l^2 k^2 \frac{\partial\phi_l^{(n-1)}}{\partial\zeta} + 3ilk \frac{\partial^2\phi_l^{(n-2)}}{\partial\zeta^2} + \frac{\partial^3\phi_l^{(n-3)}}{\partial\zeta^3} \right) \right] = 0, \quad (6.24)$$

Pour une approximation de premier ordre ( $n = 1$ ) avec la première harmonique ( $l = 1$ ), donne

$$\omega = -Ck^3, \quad (6.25)$$

pour la deuxième approximation ( $n = 2$ ) et pour ( $l = 1$ ), l'expression de la vitesse du groupe est donnée par

$$\Lambda = 3Ck^2, \quad (6.26)$$

pour la deuxième harmonique ( $l = 2$ ), nous avons

$$\phi_2^{(2)} = (A/6Ck^2)\phi_1^{(1)2}, \quad (6.27)$$

pour l'harmonique zéro ( $l = 0$ ), nous obtenons

$$\phi_0^{(2)} = (-A/\Lambda)|\phi_1^{(1)2}|, \quad (6.28)$$

finalement le troisième ordre ( $n = 3$  et  $l = 1$ ) donne la condition de compatibilité explicite à partir de laquelle nous pouvons dériver l'équation

$$i \frac{\partial \Psi}{\partial \eta} + \frac{1}{2} P \frac{\partial^2 \Psi}{\partial \zeta^2} + Q \Psi |\Psi|^2 = 0, \quad (6.29)$$

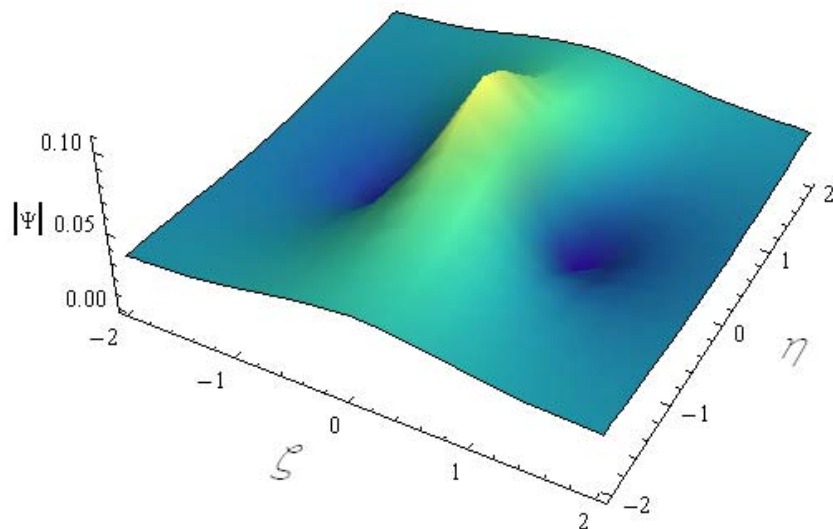
avec

$$P = 6Ck, \quad (6.30)$$

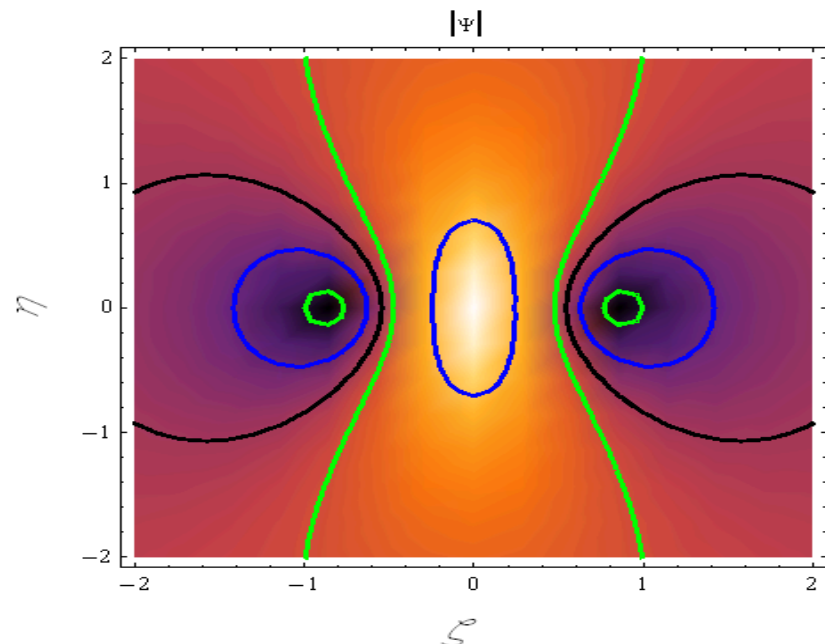
$$Q = \frac{A^2}{6Ck}, \quad (6.31)$$

où  $P$  et  $Q$  sont respectivement les coefficients de dispersion et non linéaire. Pour des raisons de simplification de l'écriture nous posons  $\phi_1^{(1)} \equiv \Psi$ . L'équation différentielle (6.29) est appelée équation de Schrödinger non linéaire (ENLS). Elle décrit l'apparition de l'onde acoustique électrostatique en fonction des coordonnées spatio-temporelle. Sa solution rationnelle localisée dans la direction de  $\eta$  et  $\zeta$  est donnée par [76, 46]

$$\Psi(\eta, \zeta) = \sqrt{\frac{P}{Q}} \left[ \frac{4(1 + 2iP\eta)}{1 + 4P^2\eta^2 + 4\zeta^2} - 1 \right] \exp(iP\eta), \quad (6.32)$$

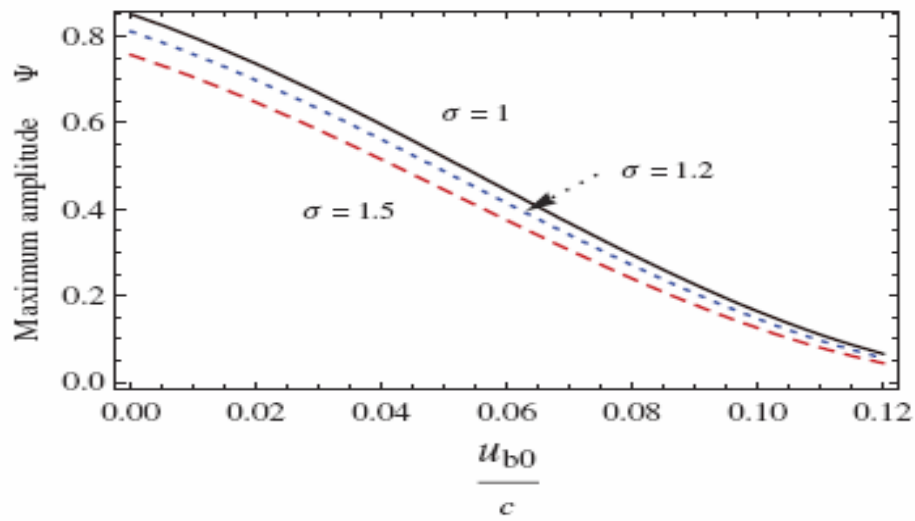


(a)

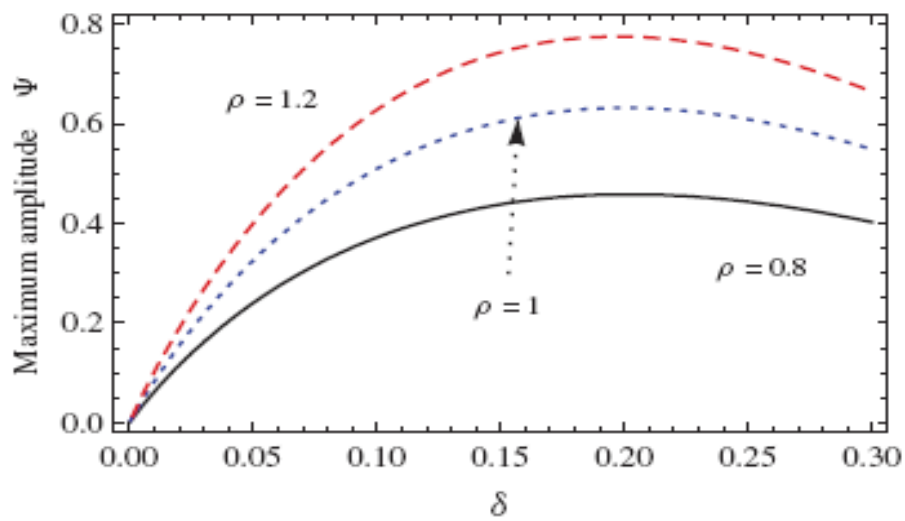


(b)

**Fig. 6.4** – La variation de l'onde scélérate en fonction du  $\eta$  et  $\zeta$  pour  $\rho = k = 0.9$ ,  $\sigma = 1$ ,  $\delta = 0.1$  et  $u_{b0}/c = 0.06$ .

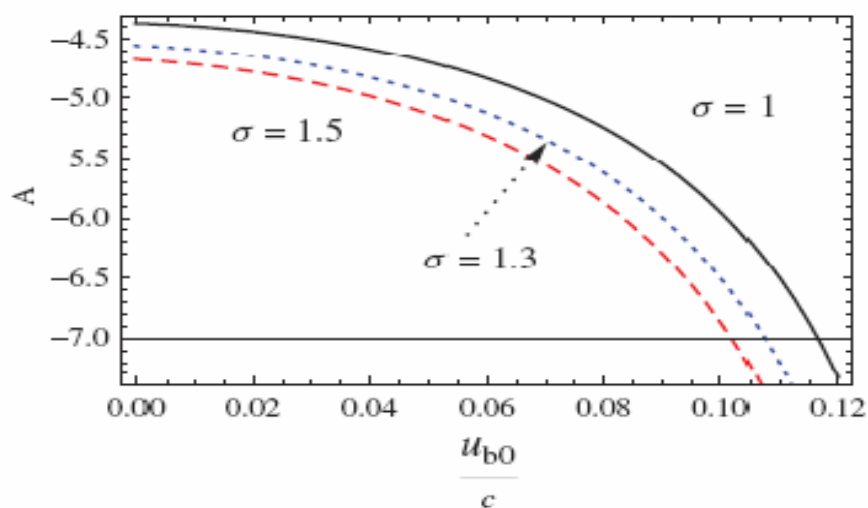


(a)

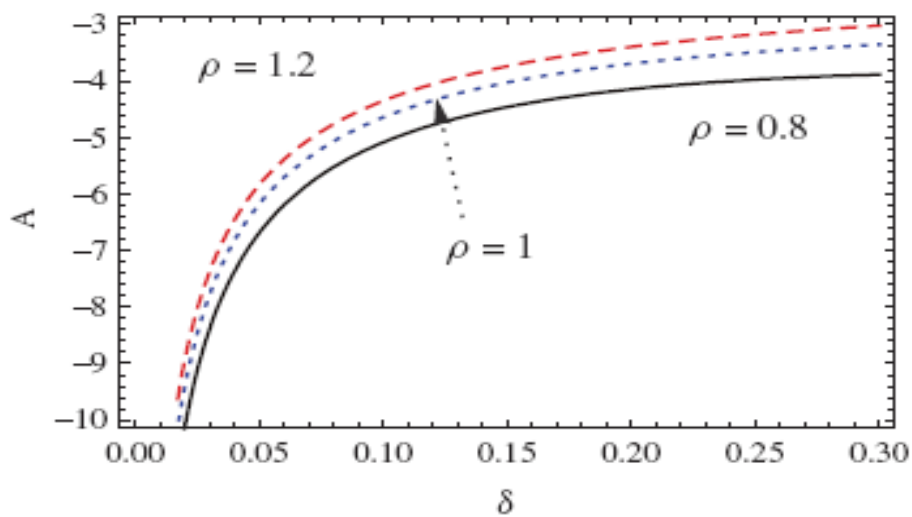


(b)

**Fig. 6.5** – (a) La variation de l’amplitude maximale de l’onde scélérat e  $\psi_0$  en fonction du facteur relativiste du faisceau d’électrons relativistes  $u_{b0}/c$  pour  $\rho = k = 0.9$  et  $\delta = 0.1$ . (b) La variation de l’amplitude maximale de l’onde scélérat e  $\psi_0$  en fonction du rapport de densité du faisceau d’électrons et d’électrons à l’équilibre  $\delta$  pour  $\sigma = k = 0.9$  et  $u_{b0}/c = 0.06$ .



(a)



(b)

**Fig. 6.6** – (a) La variation du coefficient non linéaire  $A$  en fonction du facteur relativiste du faisceau d'électrons relativistes  $u_{b0}/c$  pour  $\rho = k = 0.9$  et  $\delta = 0.1$ . (b) La variation du coefficient non linéaire  $A$  en fonction du rapport de densité du faisceau d'électrons et d'électrons à l'équilibre  $\delta$  pour  $\rho = k = 0.9$  et  $u_{b0}/c = 0.06$ .

## 6.5 Discussion des ondes électrostatiques scélérates ( $ERW_s$ )

Généralement, l'onde scélérate est une onde porteuse de plusieurs ondes planes (paquets d'onde). Ces ondes apparaissent à la surface du plasma c'est pour cette raison qu'on les appelle ondes de surfaces ou bien l'enveloppe solitons, dans les quelles la longueur de cette onde est plus petite par rapport a celle de la région centrale de l'enveloppe. La solution de l'équation (6.32) représente le profil de l'onde scélérate à l'intérieur de la région instable de notre modèle. Cette région est appelée "région instable modulationnelle". L'apparition de cette région sur la surface du plasma est due à la localisation spatiale de l'énergie (comme représenté sur les figures : **Fig. 6.4 (a)** et **Fig. 6.4 (b)**). Noter que la couleur éclairée (région du centre sur la **Fig. 6.4 (b)**) correspond à la région de forte amplitude. Elle concentre une importante quantité d'énergie dans une zone relativement petite dans l'espace. Donc les ondes scélérates se génèrent dans notre modèle du plasma. La région sombre correspond à la zone profonde par rapport au niveau de la surface du plasma. Les propriétés non linéaires de la solution, nous permet d'expliquer l'apparition des ondes électrostatiques scélérates solitaires ( $ERW_s$ ) dans un plasma composé d'électrons, de positrons et du faisceau d'électrons. La relation de dispersion pour l'onde scélérate est  $\omega = k^2 P - Q|\Psi_0|^2$ , avec  $k$  et  $\Psi_0$  sont respectivement le vecteur et l'amplitude de l'onde. À partir de cette relation on constate que la pulsation de l'onde scélérate dépend non seulement de sont vecteur d'onde mais aussi de son amplitude. Cette solution qui existe quelque soit le signe du produit  $PQ$  est instable pour  $PQ > 0$ . Cette condition correspond à une situation dans laquelle l'énergie tend à se localiser spontanément dans le système grâce au phénomène d'instabilité modulationnelle. Les équations (6.30) et (6.31) montrent clairement que les coefficients de dispersion  $P$  et non linéaire  $Q$  possèdent une polarité positive.

Maintenant, nous allons analyser numériquement la solution en onde enveloppe et voir comment la vitesse, la température et la densité du faisceau d'électrons et les autres paramètres du plasma peuvent changer et influencer le profil de l'onde électrostatique scélérate. Nos résultats sont représentés par les figures (**Fig. 6.5 (a)**) et (**Fig. 6.5 (b)**). Ils montrent que l'amplitude de cette onde  $\Psi_0$  est réduite par l'augmentation de la vitesse et de la température du faisceau d'électrons. Nous constatons que les ondes scélérates dans un plasma

d'électrons-positrons ciblé par un faisceau peuvent s'amortir si la vitesse du faisceau d'électrons est supérieure à  $0.12 \times c$  (**Fig. 6.5 (a)**). Par ailleurs, il est clair que l'amplitude de l'onde électrostatique scélérate augmente à mesure que les paramètres du plasma  $\delta$  et  $\rho$  augmentent (**Fig. 6.5 (b)**). Physiquement parlent, l'augmentation de l'amplitude est due à la concentration d'une quantité importante d'énergie dans une région du plasma, notée par les coordonnées  $\Psi(0, 0)$ . D'après la figure (**Fig. 6.6 (a)**), il est évident que l'augmentation de la température et de la vitesse du faisceau d'électrons entraînerait une réduction du coefficient non linéaire  $A$  de l'équation de KdV. D'autre part, l'augmentation des paramètres  $\delta$  et  $\rho$  entraîne une augmentation du coefficient  $A$  (**Fig. 6.6 (b)**), ce que signifie que la variation de l'amplitude de l'onde électrostatique scélérate est proportionnelle à la variation du coefficient non linéaire  $A$ . Nous constatons alors que l'apparition des ondes électrostatiques scélérates dans un plasma d'électrons, de positrons et du faisceau d'électrons est due aux effets non linéaires de ce type du plasma.

## Conclusion

Le travail présenté dans cette thèse a porté essentiellement sur la modélisation et la caractérisation des ondes non linéaires dans un plasma correspondant à la magnétosphère terrestre, en vue de l'identification des ondes et l'étude des propriétés du plasma afin de trouver des liens entre les ondes et les particules du plasma.

Après avoir défini dans la première partie de cette thèse, la magnétosphère terrestre et de rappeler quelques propriétés générales sur les plasmas, et la propagation des ondes dans ces milieux, nous avons présenté les modèles mathématiques. Nous avons focalisé notre recherche sur les modes électrostatiques non linéaires.

Nous avons étudié, dans la deuxième partie, l'influence du facteur relativiste du faisceau d'électrons  $u_{b0}/c$ , l'influence du rapport de température  $\rho$  des positrons et des électrons, ainsi que le rapport de température  $\sigma$  du faisceau d'électrons et des électrons dans le cas des perturbations transversales. Ces dernières concernent les ondes acoustiques électrostatiques d'un plasma composé d'électrons, de positrons et d'un faisceau d'électrons. La théorie de perturbation réductive a été utilisée pour ramener l'ensemble des équations de base à une équation de type Kadomtsev-Petviashvili (KP). Cette dernière équation, gouverne la dynamique des ondes solitaires au cas de faible amplitude. La condition d'existence des ondes solitaires a été examinée numériquement. L'analyse montre que dans ce système, il existe deux modes de pulsations ; des pulsations rapides et lentes. Le mode de pulsations rapides existe pour les valeurs très élevées du facteur relativiste du faisceau d'électrons  $u_{b0}/c$  et peut supporter un potentiel négatif. Par contre, le mode de pulsations lentes existe pour les faibles valeurs de ce facteur et peut supporter un potentiel positif. Les effets des paramètres physiques sur les profils d'amplitude et de la largeur des ondes solitaires sont également analysés. Nos résultats numériques sont en bon accord avec ceux des références [43] et [44]. Finalement, les résultats actuels de cette étude nous motivent, d'une part, à comprendre la propagation des ondes acoustiques électrostatiques solitaires associées à un plasma d'élec-

trons et de positrons et d'un faisceau d'électrons relativistes. Et d'autre part, par le fait que ce type d'ondes sont fréquemment observées dans la région de la magnétosphère terrestre.

La troisième partie a été consacrée à la généralisation d'une étude faite par Moslem sur les ondes acoustiques ioniques d'un plasma à deux fluides composé d'ions positifs et négatifs. La contribution de notre travail consiste à considérer un processus adiabatique pour étudier l'effet de transfert d'énergie dans un plasma ionosphérique. Nous avons alors établi une équation de type Korteweg- de Vries (KdV) qui nous a servi de base pour l'analyse des structures associées à la perturbation du système. Nos résultats ont montré que, dans un tel plasma, des ondes acoustiques ioniques de raréfaction spatialement localisées peuvent exister et dont les caractéristiques (la largeur et l'amplitude) dépendent sensiblement de la variation du coefficient polytropique  $\gamma$ .

La quatrième partie a été dédiée à l'étude des structures non linéaires dans un plasma relativiste à trois fluides composé d'électrons, de positrons et d'un faisceau d'électrons faiblement relativistes. Cette partie comprend deux sections, la première concerne l'étude des propriétés non linéaires des ondes électrostatiques acoustiques solitaires ( $EAW_s$ ) et la seconde concerne l'étude des propriétés non linéaires des ondes électrostatiques scélérates ( $ERW_s$ ). La première étude est basée sur l'analyse de l'équation de type Korteweg- de Vries (KdV) qui gouverne la dynamique des ondes solitaires de faible amplitude. Nos résultats ont révélé que des ondes électrostatiques solitaires stationnaires peuvent se propager dans un plasma à trois fluides. Dans l'étude des ondes scélérates, l'analyse de l'équation non linéaire de Schrödinger (ESNL) nous a permis de déduire les propriétés de ces ondes. Nous avons constaté dans cette étude que dans certaines conditions les ondes acoustiques électrostatiques scélérates sous la forme d' $ERW_s$  (the electrostatic rogue wave soliton) apparaissent dans ce modèle du plasma. L'investigation numérique a permis d'établir que l'amplitude de l'onde électrostatique scélérate est proportionnelle à la variation du coefficient non linéaire. Nous avons constaté que ce dernier génère l'apparition de l'onde électrostatique scélérate dans un plasma d'électrons-positrons-faisceau d'électrons.

Les perspectives de la présente thèse sont nombreuses, nous nous proposons à l'avenir d'étendre l'étude faite dans la deuxième et la quatrième parties, de ce travail, en incluant un champ magnétique variable d'une part et de prendre en considération la présence et la variation spatiale de la charge.

# Bibliographie

- [1] R. W. Schunk and A. F. Nagy, *Ionospheres, Physics, Plasma physics and Chemistry*, Cambridge University Press, 2009.
- [2] S. Chapman and J. Bartels, *Geomagnetism*, Oxford University Press, New York, 1940.
- [3] J. P. Macfadden, *Geophys. Res. Lett.* **108**, 8018 (2003).
- [4] G. T. Delory, *Geophys. Res. Lett.* **25**, 2069 (1998).
- [5] S. Kuhn, *Phy. Plasmas* **13**, 013503 (2010).
- [6] C. T. Russell, *Adv. Space. Res.* **28**, 897 (2001).
- [7] C. T. Russell, K. K. Khurana, C. S. Arridge, and M. K. Dougherty, *Adv. Space. Res.* **41**, 1310 (2008).
- [8] S. Juraca, R. E. Johnsonb, J. D. Richardsona, and C. Paranicasd, *Planetary and Space Science.* **49**, 319 (2001).
- [9] F. Bagenal, *J. Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics.* **69**, 387 (2007).
- [10] E. J. Bunce, S. W. H. Cowley, and J. A. Wild, *Annales Geophysicae.* **21**, 1709 (2003).
- [11] e. G. Paschmann, *J. Geophys. Res.* **A4 86**, 2159 (1982).
- [12] T. J. Stubbs, *Annales Geophysicae.* **19**, 1 (2001).
- [13] D. Jankovicova, Z. Voros, and J. Simkanin, *Nonlin. Processes Geophys.* **15**, 53 (2008).
- [14] E. of Astronomy and Astrophysics, *Solar Wind*, Nature Publishing, Hampshire., 2001.
- [15] Y. I. Yermolaev, G. N. Zastenker, and N. S. Nikolaeva, *Cosmic Research.* **38**, 527 (2000).
- [16] H. Hasegawa, *letters to nature.* **430**, 755 (2004).

- [17] W. H. Cowley, *Encyclopedia of Geomagnetism and Paleomagnetism*, The Earths Magnetosphere, University of Leicester, 2003.
- [18] C. T. Russell, *Reviews of Geophysics and Space Physics*. **13**, 1 (1975).
- [19] E. N. Parker, *J. Geophys. Res.* **A5 101**, 58 (1996).
- [20] J. H. Shue, *J. Geophys. Res.* **A8 103**, 691 (1998).
- [21] I. Langmuir, *Proceedings of the National Academy of Sciences*. **14**, 627 (1928).
- [22] A. Mezeghrane, *Caractérisation des plasmas froids d'hydrocarbure azote/ méthane et argon/ méthane*, PhD thesis, Université UMM Tizi ousou, 2010.
- [23] T. Boyd and J. Sanderson, *The Physics of Plasmas*, Cambridge University Press, 2003.
- [24] K. Seki, *letters to nature*. **10**, 422 (2003).
- [25] J. G. Doyle, I. I. Roussev, and M. S. Madjarska, *Astronomy and Astrophysics*. **A 418**, L9 (2004).
- [26] V. S. Sonwalkar, *J. Geophys. Res.* **A7 102**, 14,363 (1997).
- [27] A. Dyson, *Plasma Phys.* **38**, 505 (1996).
- [28] J. Delcroix and A. Bers, *Physique des Plasmas 2*, Inter Editions and CNRS Editions, 1994.
- [29] J. M. Kindel and C. Kennel, *Journal of Geophysical Research*. **76**, 3055 (1971).
- [30] M. Lee and S. Kuo, *Radio Science*. **20**, 539 (1985).
- [31] I. Kourakis<sup>1</sup> and P. K. Shukla, *Nonlinear Processes in Geophysics*. **12**, 407 (2005).
- [32] L. Tonks and I. Langmuir, *Phys. Rev.* **33**, 195 (1929).
- [33] P. Deeskow, *Phys. Fluids*. **B 30**, 2703 (1987).
- [34] M. Ouazene and R. Annou, *Phys. Plasmas*. **18**, 114502 (2011).
- [35] P. Goldreich and W. H. Julian, *J. Astrophys.* **157**, 869 (1969).
- [36] F. C. Michel, *Rev. Mod. Phys.* **1**, 54 (1982).
- [37] H. R. Miller and P. J. Witta, *Active Galactic Nuclei*, Springer-Verlag, Berlin, 1987.
- [38] C. M. Surko, *Rev. Sci. Instrum.* **57**, 1862 (1986).

- [39] P. Helander and D. J. Ward, Phys. Rev. Lett. **90**, 135004 (2003).
- [40] A. D. Rogava, S. M. Mahajan, and V. I. Berezhiani, Phys. Plasmas. **3**, 3545 (1996).
- [41] L. Stenflo, P. K. Shukla, and M. Y. Yu, Astrophys. Space Sci. **117**, 303 (1985).
- [42] T. Kitanishi, K. N. J. Sakai, and J. Zhao, Phys. Rev. **E 53**, 6376 (1996).
- [43] S. Mahmood and H. Ur-Rehman, Phys. Lett. **A 373**, 2255 (2009).
- [44] E. F. El-Shamy and N. A. El-Bedwehy, Phys. Lett. **A 374**, 4425 (2010).
- [45] W. M. Moslem, Phys. Plasmas. **14**, 082308 (2007).
- [46] W. M. Moslem, Phys. Plasmas. **18**, 032301 (2011).
- [47] M. Temerin, K. Cerny, W. Lotko, and F. S. Mozer, Phys. Rev. Lett. **48**, 1175 (1982).
- [48] R. Bostrom, Phys. Rev. Lett. **61**, 82 (1988).
- [49] A. O. Benz, *Astrophysics and Space Science*, Kluwer academic publishers, New York, 2002.
- [50] F. L. Scarf, J. Geophys. Res. **76**, 5126 (1971).
- [51] R. R. Anderson, J. Geophys. Res. **86**, 4493 (1981).
- [52] P. C. Filbert and P. J. Kellogg, J. Geophys. Res. **84**, 1369 (1981).
- [53] H. Washimi and T. Taniuti, Phys. Rev. Lett. **17**, 996 (1966).
- [54] R. Lundin, Geophys. Res. Lett. **14**, 443 (1987).
- [55] D. S. Hall, J. Geophys. Res. **96**, 7869 (1991).
- [56] J. R. Asbridge, S. J. Bame, and I. B. Strong, J. Geophys. Res. **73**, 5777 (1968).
- [57] R. Lundin, Nature (London). **341**, 609 (1989).
- [58] B. Krane, Plasma Sources Sci. Technol. **19**, 034007 (2010).
- [59] S. ur Rehman, N. Akhtar, and A. Shah, Phys. Plasmas. **18**, 032303 (2011).
- [60] S. K. El-Labany, Phys. Plasmas. **18**, 042306 (2011).
- [61] S. Kuhn, Phys. Plasmas. **13**, 013503 (2006).
- [62] T. S. Gill et al., Eur. Phys. J. **D 31**, 91 (2004).
- [63] P. H. Yoon, T. Rhee, and C. M. Ryu, J. Geophysical Research. **111**, A09106 (2006).

- [64] P. H. Yoon, T. Rhee, and C. M. Ryu, *Phys. Lett.* **A 373**, 2255 (2009).
- [65] S. K. El-Labany, *Astrophys. Space Sci.* **3**, 338 (2012).
- [66] H. Bailung, S. K. Sharma, and Y. Nakamura, *Phys. Rev. Lett.* **107**, 255005 (2011).
- [67] C. Kharif, E. Pelinovsky, and A. Slunyaev, *Rogue Waves in the Ocean*, Springer, Heidelberg, 2009.
- [68] D. R. Solli, C. Ropers, P. Koonath, and B. Jalali, *Nature (London)*. **450**, 1054 (2007).
- [69] A. N. Ganshin, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 065303 (2008).
- [70] S. K. E. Labany, *Astrophys. Space. Sci.* **3**, 923 (2011).
- [71] D. Lareder, *Phys. Lett.* **A 375**, 3997 (2011).
- [72] T. M. Vasilieva and D. V. Bayandina, *Instrum. Exp. Tech.* **53**, 288 (2010).
- [73] W. M. Moslem, F. Bencheriet, R. Sabry, and M. Djebli, *Phys. Plasmas.* **19**, 042105 (2012).
- [74] S. A. El-labany, N. A. El-Bedawehy, and H. N. AbdEl-Razek, *Phys. Plasmas.* **14**, 103704 (2007).
- [75] U. M. Abdelsalam, W. M. Moslem, A. H. Khater, and P. K. Shukla, *Phys. Plasmas.* **18**, 092305 (2011).
- [76] A. Ankiewicz, N. Devine, and N. Akhmediev, *Phys. Lett.* **A 373**, 3997 (2011).