

N° d'ordre : 33/2004 – M/PH

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTERE D'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE
UNIVERSITE DES SCIENCES ET DE LA TECHNOLOGIE
«HOUARI BOUMEDIEN »
FACULTE DE PHYSIQUE



THESE

Présentée pour l'obtention du diplôme de Magister
En : Physique
Spécialité : Electronique Quantique

Par : M^r AMROUN Mokrane

Sujet

*Sur quelques effets non-linéaires dans les
plasmas poussiéreux*

Soutenue le : 11/ 10/ 2004, devant le jury suivant :

M ^r Belkacem FERHAT	Professeur, (USTHB)	Président
M ^r Rachid ANNOU	Maître de conférences, (USTHB)	Directeur de thèse
M ^r Ahmed CHOUCHAOUI	Professeur, (USTHB)	Examineur
M ^r Nadir BELDJOUDI	Maître de conférences, (USTHB)	Examineur

Sciences sans conscience, n'est que ruine de l'âme

Remerciement

Je tiens à remercier Prof. Belkacem FERHAT, pour avoir bien voulu accepter d'assurer la présidence du jury d'évaluation de la thèse.

J'exprime toute ma gratitude au Dr. Rachid ANNOU, qui a bien voulu me prendre sous sa direction, après un long périple. Il m'a proposé un sujet à la pointe de l'art, et j'ai eu l'honneur de publier dans une revue prestigieuse. Je peux me considéré faisant partie des précurseurs de notre faculté dans le domaine de la physique des plasmas poussiéreux. Que Dr. R.ANNOU trouve ici l'expression de mon respect pour son expertise dans le domaine et son efficace supervision.

Je remercie également Prof. Ahmed CHOUCHAOUI et Dr. Nadir BELDJOUDI, pour avoir bien voulu faire partie du Jury.

Mes remerciements vont aussi à tous les membres du laboratoire de Physique Théorique pour l'aide dans la frappe de cette thèse et leur patience à mon égard, et tous les membres du laboratoire de Spectroscopie Laser pour m'avoir accueilli dans leur laboratoire.

Que Mlle. S. BAHAMIDA et Mr. M. ISHAK-BOUSHAKI soient remerciés pour leur soutien. Ainsi que tous ceux qui m'on aidé de loin ou de près.

Enfin, un grand MERCI à mes parents pour leur patience et leur soutien moral.

SOMMAIRE

Notations & Symboles

CHAP. I : INTRODUCTION

INTRODUCTION.....	1
LACONTRIBUTION DE LA PRESENTE THESE	9
REFERENCES.....	13

CHAP. II : CONTROLE DE LA CONTAMINATION DES PLASMAS POUSSIEREUX, A L'AIDE DE LA FORCE PONDEROMOTRICE GENEREE PAR UNE ONDE CYCLOTRONIQUE

INTRODUCTION.....	15
FORMULATION.....	17
CONCLUSION	27
REFERENCES.....	28

CHAP. III : ANALYSE NUMERIQUE DU PROCEDURE DE DECONTAMINATION DES PLASMAS POUSSIEREUX BASE SUR L'EFFET PONDEROMOTIF

INTRODUCTION.....	29
-------------------	----

EQUATIONS DE BASE.....	30
SOLUTION NUMÉRIQUE	33
CONCLUSION.....	36
REFERENCES.....	37

CHAP. IV : L'EFFET DE LA VARIATION DE LA CHARGE DU GRAIN DE POUSSIERE SUR LA FORCE PONDEROMOTRICE

INTRODUCTION.....	38
FORMULATION.....	41
DETERMINATION DES PARAMETRES.....	46
CONCLUSION.....	54
REFERENCES.....	56

ANNEXE

Publications/Communications

[1] M. Amroun et R. Annou, Phys. Plasmas, **8**, 1 (2001)

[2] M. Amroun, M.Djebli and R. Annou,

AIP CP649, IIIrd ICPDP, Eds..Bharuthram *et al.*

(2002) p269.

[3] M. Amroun, R. Annou and K. Annou 31st EPS Conference

on Plasma Phys. London, **28** June – **2** July, 2004 ECA Vol. **28G**,

P- 4.093 (2004).

Notations et Symboles

λ_D \equiv La longueur de Debye.	Z \equiv La charge normalisée du grain.
N_D \equiv Le nombre de particules dans une sphère de Debye.	\tilde{z} \equiv La coordonnée normalisée.
$\omega_{p\sigma}$ \equiv La fréquence plasma pour l'espèce σ .	\tilde{z}_c \equiv La distance critique.
m_d \equiv La masse du grain de poussière (dust).	I_σ \equiv Courant de charge de l'espèce σ
DC \equiv Direct current.	β_σ \equiv La fréquence d'attachement de l'espèce σ .
RF \equiv Radio fréquence.	V_z \equiv La composante de la vitesse .selon l'axe \hat{z} .
q \equiv La charge du grain de poussière.	$V_{\sigma\perp}$ \equiv La composante perpendiculaire à \hat{z} de la vitesse \vec{V} de l'espèce σ .
\tilde{n}_σ \equiv Densité numérique normalisée de l'espèce σ	$\in(0)$ \equiv Amplitude du champ électrique normalisé initiale.

CHAPITRE I

INTRODUCTION

Le plasma est une collection de particules chargées suffisamment dense pour que des effets de la charge d'espace résulte un comportement fortement cohérent. Par conséquent, un milieu ionisé ne peut être considéré comme un plasma que lorsque les critères suivants sont vérifiés, à savoir:

i/ La dimension du système doit excéder la longueur de Debye, qui est la distance parcourue par une particule chargée se déplaçant à la vitesse thermique et ce pendant une oscillation plasma afin d'assurer la dominance de l'énergie ordonnée en l'occurrence les effets collectifs, sur l'énergie désordonnée.

ii/ Par ailleurs, pour éviter que le milieu ne se recombine, l'énergie cinétique moyenne devrait excéder l'énergie potentielle inter-particules. Ce qui se traduit par la condition $N_D \gg 1$, i.e., le nombre de particules dans une

Sphère de Debye dont le rayon est égal à la longueur de Debye, doit impérativement être élevé.

iii/ Enfin, pour que survivent des oscillations plasmas de fréquence ω_p , il faut que les collisions entre particules ne soient pas à même de les détruire, i.e., $\omega_p > \nu_{ei}$, avec ν_{ei} étant la fréquence de collision électron-ion [1].

Dans de nombreuses situations réelles rencontrées dans la nature ou dans l'industrie, le plasma électron-ion ordinaire est contaminé par des impuretés. Ces dernières peuvent être des grains de poussière massifs atteignant des masses de l'ordre de $m_d/m_i \sim 10^{12}$, et pouvant acquérir des charges élevées de l'ordre de $Q/e \sim 10^4$. Ces grains de poussière peuvent être de nature diélectrique ou métallique. Ces plasmas sont appelés plasmas poussiéreux (dusty plasmas) et sont en fait, présents et se manifestent dans d'innombrables environnements. En effet, l'espace interstellaire est rempli de gaz et de poussière qui peut être à l'origine de l'effondrement du gaz et la formation par conséquent de nouvelles étoiles. De même, le système solaire, à travers l'espace interplanétaire, les comètes, les

anneaux planétaires (Jupiter, saturne,...) et l'atmosphère terrestre, sont des exemples de l'universalité de la poussière, dont l'origine peut-être les débris de l'espace, les éjections lunaires, la pollution occasionnée par l'homme, etc. Quant aux environnements relatifs aux laboratoires et à l'industrie, on peut citer les décharges DC et RF, les réacteurs plasma de traitement des matériaux, les machines à fusion, etc. (c.f. Réfs. [2, 11]).

Les grains de poussière peuvent être introduits dans le plasma ou peuvent s'y former d'une manière naturelle. En effet, dans la première phase ou nucléation, à partir d'atomes ils se forment des amas de quelques nanomètres ou protoparticules. Au-delà d'une densité critique, une croissance rapide s'en suit: c'est la phase de l'agglomération où les particules ont désormais une taille de quelques dizaines de nanomètres (~ 50 nm). En phase ultime, grâce à l'accrétion de monomères neutres ou ioniques, ces particules croissent davantage jusqu'à aboutir à des tailles de quelques microns [2, 3].

Le trait saillant des plasmas poussiéreux demeure la charge des grains. Elle est le résultat de plusieurs processus de charge tels que : la collection des électrons et des ions par le grain, la photo-émission, l'émission secondaire, l'émission thermo-ïonique, etc. Mais alors, toute perturbation des courants de charge s'écoulant vers le grain, provoque d'une manière self-consistante des fluctuations de la charge de ce grain de poussière. Par conséquent, la charge devient dépendante du temps et doit désormais être considérée comme une variable dynamique couplée aux autres variables telles que la densité numérique et le potentiel électrostatique.

La présence de grains de poussière dont la charge peut être variable dans le plasma, perturbe fortement les propriétés diélectriques de ce milieu. En effet il a été prédit et mis en évidence expérimentalement l'existence d'un mode acoustique de très basse fréquence (dust-acoustic mode) pour lequel les ions sont thermiques. Les modes ioniques acoustiques sont affectés à leur tour. La vitesse de phase se voit modifiée. Par ailleurs, il a été

montré que les fluctuations de charge des grains introduisaient la dissipation des ondes, ainsi que l'atténuation du taux de croissance de certains processus paramétriques. Des instabilités peuvent même être excitées dans les systèmes faisceaux-plasma. Par exemple, lorsque les ions possèdent une vitesse d'écoulement par rapport aux grains, une instabilité d'écoulement en résulte, laquelle en vérité ne peut apparaître dans un plasma ordinaire, i.e., libre de poussière [4, 8].

Par surcroît, il est opportun de citer l'effet subit par les structures cohérentes dans les plasmas poussiéreux telles que les ondes de choc, les doubles couches et les solitons. L'amplitude, la largeur ainsi que les nombres de Mach autorisés, sont fortement modifiés. Quand la distribution de taille des grains est prise en compte, on peut montrer qu'une transition s'opère dans le domaine des solutions oscillatoires bornées, en l'occurrence, les solitons se transforment en une classe plus générale de solutions, à savoir, les ondes snoïdales [12, 13].

Encore plus spectaculaire car intimement lié à la technologie, est l'effet néfaste de la poussière sur l'industrie des semi-conducteurs qui sont à la base des puces, des transistors, etc. Ces puces peuvent contenir une densité élevée de transistors (e.g., un million de transistors), d'où la nécessité de contrôler efficacement tous les paramètres préjudiciables à cette entreprise [10]. Deux causes majeures à la perte de rendement relative à la fabrication des couches minces sont répertoriées, viz., les défauts dus à la contamination par des impuretés et la non-uniformité de l'opération qui est désormais prouvée être intimement liée à ladite contamination. Par exemple, une puce peut-être perdue si un des coins du bord est affecté par la non-uniformité. Dans le cas des réacteurs plasma, les grains peuvent être introduits de la manière suivante: certaines aspérités du mur de l'enceinte acquièrent une charge négative due au bombardement de ces surfaces internes de l'enceinte par les flux d'ions et d'électrons, ensuite évoluent jusqu'à ce que le champ

électrique de la gaine puisse être capable de les extraire sous forme de grains [14].

Citons pour clore, un autre environnement où cette poussière est indésirable, viz., les machines à fusion [15]. En effet, dans les réacteurs à fusion, les grains de poussière sont le résultat bien entendu de l'interaction plasma/matière. Le dépôt de hautes puissances peut occasionner l'éjection d'agglomérats de carbone, dans la mesure où les murs sont en graphite. En fait, pour chaque machine, il correspond un mode de formation de ces grains. Ces grains peuvent affecter la stabilité du plasma confiné quand ils le pénètrent. En outre, l'apparition de la poussière réduit la transmission optique des fenêtres (hublots) de diagnostique.

Afin de contrôler cette contamination, Jana *et al.* [5], suggèrent d'utiliser à bon escient, la nature anisotropique du spectre des ondes ioniques. Quant à Goree [16], il propose de charger positivement les grains de poussière, en illuminant le plasma par la lumière UV, ce qui équivaut à charger les grains par photo-mission, ou en chauffant le

milieu par micro-ondes afin d'extraire des électrons du grains. Dans la mesure où les grains dont la charge est positive, ont la faculté de fuir la décharge électrique. Par contre ceux dont la charge est négative, sont confinés dans cette même décharge.

Il est utile enfin, de noter que le contrôle de la contamination lorsqu'il s'agit des semi-conducteurs, revient à transporter les grains loin des substrats ou à empêcher les grains d'atteindre une taille nuisible lors de leur formation.

LA CONTRIBUTION DE LA PRESENTE THESE

Cette thèse contient les résultats de l'étude d'un des effets non-linéaires dans un plasma poussiéreux, à savoir, l'effet pondéromoteur en présence d'un champ magnétique. A la lumière de ces résultats, il apparaît possible l'utilisation de ces données en vue de décontaminer le plasma poussiéreux dont les grains de poussière peuvent être un facteur préjudiciable dans des situations multiples, à savoir, l'industrie des puces, les machines à fusion, etc.

L'essence de cette thèse consiste à proposer une technique pour décontaminer le plasma de ses impuretés. La présente thèse s'étale sur quatre chapitres. Dans le chapitre I, nous donnons une introduction générale permettant de positionner le problème. Alors qu'au chapitre II, les bases du modèle sont établies et une solution analytique est proposée en négligeant les forces pondéromotrices électroniques et ioniques. Ces mêmes forces sont réintroduites dans le chapitre III et une résolution numérique est effectuée. Enfin, le chapitre IV

est réservé à l'étude de l'effet de la variation de la charge du grain sur la force pondéromotrice responsable de la séparation des grains du milieu plasma.

Le **chapitre I** contient l'introduction qui expose une vue d'ensemble des plasmas poussiéreux, lesquels représentent un champ intéressant et dont l'évolution est jugée rapide. L'opportunité des plasmas poussiéreux, l'origine des grains, ainsi que l'effet de leur dynamique et de la fluctuation de leurs charges sur les propriétés du plasma sont développées.

Le **chapitre II** traite de la technique proposée pour extraire les grains de poussière du plasma électron-ion. En effet, il est proposé d'imposer un champ d'induction magnétique \vec{B}_0 , et de lancer une onde électromagnétique cyclotronique. Les particules chargées se mettront par voie de conséquence, à tourner autour des lignes de champ, et leurs rayons de giration s'accroîtront en fonction du temps. L'idée maîtresse est d'œuvrer autour de la résonance, en l'occurrence, choisir la fréquence du rayonnement proche de la fréquence cyclotronique du

grain. Ainsi le rayon de giration du grain pourra croître d'une façon résonante, alors que les rayons de giration des électrons et des ions évolueront très lentement. Mais alors, on aboutit à une séparation spatiale des constituants du plasma. Une solution analytique exacte a été obtenue loin de la source.

Dans le chapitre précédent, la solution analytique fut obtenue dans le cadre d'un modèle où les forces pondéromotrices électroniques et ioniques ont été négligées, et à juste titre, dans la mesure où la condition de résonance est invoquée. Dans le **chapitre III**, nous réintroduisons ces termes et résolvons numériquement le système d'équations différentielles régissant l'interaction plasma poussiéreux-onde cyclotronique. Les résultats du chapitre II sont confirmés et de surcroît, il apparaît qu'il existerait des zones alternées où s'effectue cette séparation.

En ce qui concerne le dernier chapitre, à savoir, le **chapitre IV**, il est réservé à une investigation de l'effet de la charge du grain de poussière sur le procédé proposé au

chapitre II. En effet, la charge du grain est acquise par le biais de collisions multiples avec les flux d'électrons et d'ions, ce qui aboutit à des termes additifs de perte dans les équations de continuité et de quantité de mouvement. La force pondéromotrice est recalculée et un terme supplémentaire qui dépend de la fréquence d'attachement des électrons et des ions, apparaît. En présence de l'attachement, la séparation s'accélère.

REFERENCES

- [1] F. Chen, *Introduction to plasma physics*, Plenum Press, New York (1977).
- [2] O.Ch.Hollenstein, *Plasma Phys. Control. Fusion* **2**, R93 (2000) .
- [3] J. M. Greenberg, *Physica Scripta*, **T 11**, 14 (1985)
- [4] M. Djebli, R. Annou and T. H. Zerguini, *Phys. Plasmas* **8**, 1493 (2001)
- [5] M. R. Jana, A. Sen and P. K. Kaw, *Phys. Rev, E* **48**, 3930 (1993)
- [6] R. Annou and V. K. Tripathi, *Phys. Plasmas* **5**, 1 (1998).
- [7] C. B. Dwivedi, *Phys. Plasmas*, **4**, 3427 (1997).
- [8] J. R. Bhatt and B. P. Pandey, *Phys. Rev. E* **50**, 3980 (1994).
- [9] P. R. Willmott and J. R. Huber, *Rev. Mod. Phys*, **72**, 315 (2000).
- [10] A. Gallagher, *Phys. Rev. E* **62**, 2690 (2000).
- [11] M. K. Mahanta and K. S. Goswami, *Phys. Plasmas*, **8**, 665 (2000).

- [12] R. Annou and V. K. Tripathi, Phys. Lett. A (1997)
- [13] M. I. Boushaki, S. Bahamida and R. Annou, Phys. Plasmas **10**, 1 (2003)
- [14] J. Goree and T. E. Sheridan, J. Vac. Sci. Technol. **A10**,3540 (1992).
- [15] M. Rubel *et al.*, Nucl. Fusion, **41**, 1087 (2001).
- [16] J. Goree, plasma Sources Sci. Technol. **3**, 400 (1994).

CHAPITRE II

CONTROLE DE LA CONTAMINATION DES PLASMAS POUSSIÉREUX, A L'AIDE DE LA FORCE PONDEROMOTRICE GÉNÉRÉE PAR UNE ONDE CYCLOTRONIQUE

INTRODUCTION

Les plasmas poussiéreux ou ``dusty plasmas``, sont des plasmas contenant une troisième composante, qui peut être introduite artificiellement ou peut être simplement le résultat d'accrétion de particules, et elle consiste en des grains de poussière de charge pouvant atteindre $|Q|/e \approx 10^4$ et de masse très élevées e.g., $m_d \approx 10^{12} m_i$. Ces plasmas complexes, sont omniprésents dans divers environnements, comme les atmosphères planétaires et les processus industriels [1]. L'effet de la dynamique et de la fluctuation de la charge de ces grains de poussière sur les propriétés diélectriques du plasma,

est mis en évidence lors de l'atténuation de certains modes et l'excitation d'autres modes d'oscillation dans le plasma [2,3]. De surcroît, la poussière a une influence néfaste en particulier sur la production dans l'industrie des semi-conducteurs [4]. Il a été démontré en effet, que la présence de poussière donne lieu nécessairement aux défauts des couches minces, et occasionne la non-uniformité du procédé, lesquels sont les deux causes majeures de la perte de matériau. L'impact financier étant évident. Mais alors il est nécessaire de penser une méthode pour contrôler la contamination du plasma par les impuretés. Dans cet esprit, il fut proposé par Jana, Sen et Kaw (c.f. Ref. [2]), de mettre à profit la nature anisotrope du spectre des modes ioniques, pour chasser les grains de poussière. Dans la référence [5], l'idée reposerait plutôt sur le fait que les grains chargés positivement sont exclus du volume de la décharge, alors que ceux chargés négativement y sont confinés.

Dans ce chapitre, nous nous proposons d'étudier l'effet pondéromoteur, qui est la manifestation de

l'interaction non-linéaire entre le plasma et une onde électromagnétique assez puissante, laquelle est dans notre cas une onde cyclotronique, sur un plasma poussiéreux. Le résultat est assez intéressant, à savoir, il y a possibilité de séparation des particules.

FORMULATION

Considérons (c.f.Ref.[6]) une onde électromagnétique polarisée circulaire à gauche et représentée par le champ $\vec{E} = E(z)(\hat{x} + i\hat{y})e^{i\omega t} + cc$, de fréquence ω et se propageant dans un plasma poussiéreux plongé dans un champ homogène d'induction magnétique $B_0 \hat{z}$. L'amplitude complexe du champ électrique, peut être écrite sous la forme $E(z) = |E(z)| e^{i\phi(z)}$ La dynamique du plasma sous l'effet de l'onde est régie par les équations de conservation de la quantité de mouvement et de la masse, et qui sont couplées aux équations de Maxwell lesquelles exprimant les lois de Faraday et d'Ampère :

$$\frac{\partial n_d}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (n_d \vec{V}_d) = 0 \quad (1-a)$$

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (n_e \vec{V}_e) = 0 \quad (1-b)$$

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (n_i \vec{V}_i) = 0 \quad (1-c)$$

$$m_d \left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{V}_d \cdot \vec{\nabla} \right) \vec{V}_d = q [\vec{E} + \vec{V}_d \times (\vec{B} + \vec{B}_0)] - \frac{\vec{\nabla} P_d}{n_d} \quad (2-a)$$

$$m_e \left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{V}_e \cdot \vec{\nabla} \right) \vec{V}_e = -e [\vec{E} + \vec{V}_e \times (\vec{B} + \vec{B}_0)] - \frac{\vec{\nabla} P_e}{n_e} \quad (2-b)$$

$$m_i \left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{V}_i \cdot \vec{\nabla} \right) \vec{V}_i = e [\vec{E} + \vec{V}_i \times (\vec{B} + \vec{B}_0)] - \frac{\vec{\nabla} P_i}{n_i} \quad (2-c)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (3)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu_0 \vec{J} + \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (4)$$

Afin d'obtenir des solutions exactes, nous prenons $V_z = 0$, ce qui aboutit pour la composante basse fréquence selon l'axe \hat{z} à :

$$n_d q \frac{\partial U}{\partial z} - n_d F_d + k_B T_d \frac{\partial n_d}{\partial z} = 0 \quad (5-a)$$

$$-n_e e \frac{\partial U}{\partial z} - n_e F_e + k_B T_e \frac{\partial n_e}{\partial z} = 0 \quad (5-b)$$

$$n_i e \frac{\partial U}{\partial z} - n_i F_i + k_B T_i \frac{\partial n_i}{\partial z} = 0 \quad (5-c)$$

où U est le potentiel électrostatique et $\vec{F}_\sigma = \vec{F}_\sigma \hat{z} = q(\text{Re } \vec{V}_{\sigma\perp} \times \text{Re } \vec{B})$ étant la force pondéromotrice, où $\sigma = d, e, i$; et $\text{Re}(x)$ est la partie réelle de x . La composante perpendiculaire $\vec{V}_{\sigma\perp}$ est calculée à partir de l'équation suivante :

$$\frac{\partial \vec{V}_{\sigma\perp}}{\partial t} + \vec{\Omega} \times \vec{V}_{\sigma\perp} = \frac{q_\sigma}{m_\sigma} \vec{E} \quad (6)$$

où $\Omega_\sigma = \frac{q_\sigma}{m_\sigma} B_0$ étant la fréquence cyclotron.

Par ailleurs, l'équation d'onde, compte tenu de la définition donnée plus haut, de l'amplitude du champ \vec{E} , se réduit à :

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} + \frac{1}{2} \left(\frac{1}{|E|} \frac{\partial |E|}{\partial z} \right) \frac{\partial \phi}{\partial z} = 0 \quad (7)$$

$$\frac{\partial^2 |E|}{\partial z^2} - |E| \left(\frac{\partial \phi}{\partial z} \right)^2 + \frac{\omega^2}{c^2} \left[1 - \sum_\sigma \frac{\omega_{p\sigma}^2}{\omega(\omega - \Omega_\sigma)} \right] |E| = 0 \quad (8)$$

où $\omega_{p\sigma}$ est la fréquence plasma pour chaque espèce.

L'idée comme indiqué plus haut, repose sur le fait de choisir pour ω la fréquence cyclotron du grain, tel que

$$\alpha = \frac{\omega - \Omega_d}{\Omega_d} \text{ soit un terme très petit, et ceci dans le but de}$$

nourrir préférentiellement les grains en énergie (absorption résonante). Cela se traduit par une croissance du rayon de giration des grains au détriment de ceux électronique et ionique. Il est clair, que dans l'espace il en résulterait une séparation des grains et des particules plasma. Les électrons et les ions sont assujettis à se déplacer sous l'effet entre autres des forces pondéromotrices correspondantes, qui sont négligeables par rapport à celle qui s'exerce sur les grains.

$$\text{Nous avons donc } F_d = -\frac{m_d}{2\alpha(1+\alpha)B_0^2} \frac{\partial |E|^2}{\partial z}, \quad F_i \ll F_d \text{ et}$$

$$F_e \ll F_d.$$

Les calculs ayant trait à la détermination de la force pondéromotrice seront développés plus en détail au

chapitre IV.

Afin de déterminer l'équation d'évolution de la densité nous reprenons l'équation (5) pour chaque espèce, ce qui donne lieu à :

$$\frac{\partial U}{\partial z} = \frac{F_d}{q} - \frac{k_B T_d}{n_d q} \frac{\partial n_d}{\partial z} \quad (9)$$

$$\frac{\partial U}{\partial z} = \frac{F_i}{e} - \frac{k_B T_i}{n_i e} \frac{\partial n_i}{\partial z} \quad (10)$$

$$\frac{\partial U}{\partial z} = -\frac{F_e}{e} + \frac{k_B T_e}{n_e e} \frac{\partial n_e}{\partial z} \quad (11)$$

A l'aide des équations (5.a-5.c), l'on obtient :

$$(n_d q + n_i e - n_e e) \frac{\partial U}{\partial z} - (n_d F_d + n_i F_i + n_e F_e) + k_B T_d \frac{\partial n_d}{\partial z} + k_B T_i \frac{\partial n_i}{\partial z} + k_B T_e \frac{\partial n_e}{\partial z} = 0 \quad (12)$$

Eu égard à condition de quasi-neutralité, on est en mesure de réécrire l'équation (12) sous la forme suivante :

$$-(n_d F_d + n_i F_i + n_e F_e) + \frac{\partial n_i}{\partial z} (k_B T_i + k_B T_e) + \frac{\partial n_d}{\partial z} \left(k_B T_d + \frac{q}{e} k_B T_e \right) = 0 \quad (13)$$

Par ailleurs, retranchons l'équation (9) de l'équation (10) pour obtenir,

$$\frac{\partial n_d}{\partial z} = \frac{n_d q}{k_B T_d} \left(\frac{F_d}{q} - \frac{F_i}{e} + \frac{k_B T_i}{n_i e} \frac{\partial n_i}{\partial z} \right) \quad (14)$$

Après quelques opérations d'algèbre, nous arrivons aux résultats suivants, obtenus par résolution du système

d'équations (9), (10) et (11) où $\frac{\partial n_d}{\partial z}$ et $\frac{\partial n_i}{\partial z}$ sont supposés variables.

$$\frac{\partial n_i}{\partial z} = \frac{n_d F_d + n_i F_i + n_e F_e - \left[1 + (q/e) \frac{T_e}{T_d} \right] \left[n_d F_d - n_d F_i \frac{q}{e} \right]}{k_B T_d + k_B T_e + \frac{n_d q}{n_i e} \frac{T_i}{T_d} [k_B T_d + (q/e) k_B T_e]} \quad (15-a)$$

$$\frac{\partial n_d}{\partial z} = \frac{n_d q}{k_B T_d} \left[\frac{F_d}{q} - \frac{F_i}{e} \right] + \frac{n_d F_d + n_i F_i + n_e F_e - \left[1 + \frac{q}{e} \frac{T_e}{T_d} \right] \left[n_d F_d - n_d F_i \frac{q}{e} \right]}{\frac{n_i e}{n_d q} \frac{T_d}{T_i} [k_B T_d + k_B T_e] + \left[k_B T_d + k_B T_e \frac{q}{e} \right]} \quad (15-b)$$

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial \tilde{z}^2} + \frac{2}{|E|} \frac{\partial |E|}{\partial \tilde{z}} \frac{\partial \phi}{\partial \tilde{z}} = 0 \quad (16)$$

on a remplacé dans l'équation (14), $\frac{\partial n_i}{\partial z}$ par son expression (15-

a) pour obtenir (15-b)

$$\frac{\partial^2 |E|}{\partial z^2} - |E| \left(\frac{\partial \phi}{\partial z} \right)^2 + |E| \left(\frac{\Omega_d}{c} \right)^2 \left[1 - \frac{\omega_{pd}^2 / \Omega_d^2}{\alpha(1+\alpha)} \right] (1+\alpha)^2 = 0 \quad (17)$$

obtenue à partir de (8) en tenant compte du fait que

$$\alpha = \frac{\omega - \Omega_d}{\Omega_d} \quad \text{et} \quad \omega_{pi} \approx \omega_{pe} \rightarrow 0$$

Les particularités du plasma poussiéreux , à savoir, la charge et la masse élevées du grain de poussière, permet de réduire le très système d'équations (15-17) pour obtenir un simple système d'équations adimensionnées,

$$\frac{\partial \tilde{n}_d}{\partial \tilde{z}} \approx 0 \quad (18-a)$$

$$\frac{\partial \tilde{n}_i}{\partial \tilde{z}} \approx - \frac{\tilde{n}_i}{\alpha(1+\alpha)} \frac{\partial \epsilon^2}{\partial \tilde{z}^2} \quad (18-b)$$

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial \tilde{z}^2} + \frac{2}{\epsilon} \frac{\partial \epsilon}{\partial \tilde{z}} \frac{\partial \phi}{\partial \tilde{z}} = 0 \quad (19)$$

$$\frac{\partial^2 \epsilon}{\partial \tilde{z}^2} - \epsilon \left(\frac{\partial \phi}{\partial \tilde{z}} \right)^2 + \epsilon \left[1 - \frac{\tilde{n}_d}{\alpha(1+\alpha)} \right] (1+\alpha)^2 = 0 \quad (20)$$

$$\text{où, } T_i \approx T_e, \tilde{n}_\sigma = \frac{n_\sigma}{n^*}; n^* = \frac{\epsilon_0 B_0^2}{m_d}; \epsilon = \frac{|E|}{\lambda}; \lambda^2 = \frac{2k_B T_e |q| B_0^2}{e m_d};$$

$$\tilde{z} = \frac{z}{L} \text{ et } L = \frac{c}{\Omega_d}.$$

Une solution analytique est alors possible. Des équations (18-a) et (18-b), on trouve,

$$\tilde{n}_d(\tilde{z}) \approx \tilde{n}_d(0) \quad (21)$$

$$\frac{\partial \tilde{n}_d}{\partial \tilde{z}} \approx 0 \Rightarrow \tilde{n}_d = \text{conte} \Rightarrow \forall \tilde{z}, \quad \tilde{n}_d(\tilde{z}) \approx \tilde{n}_d(0)$$

et la résolution de l'équation différentielle (18-b) donne

$$\tilde{n}_i(\tilde{z}) = \tilde{n}_i(0) \exp\left[-\frac{\epsilon^2 - \epsilon^2(0)}{\alpha(1 + \alpha)}\right]. \quad (22)$$

De l'équation (19), il vient:

$$\frac{\partial \phi}{\partial \tilde{z}} = \frac{K}{\epsilon^2} \quad (23)$$

Mais alors, l'équation (20) se réduit à,

$$\frac{\partial^2 \epsilon}{\partial \tilde{z}^2} - \frac{a}{\epsilon^3} + b \epsilon = 0 \quad (24)$$

où $a = K^2$ et $b = (1 + \alpha)^2 \left(1 - \frac{\tilde{n}(0)}{\alpha(1 + \alpha)}\right)$ sont des constantes.

On multiplie l'équation (24) par $\frac{\partial \epsilon}{\partial \tilde{z}}$ et on intègre, pour

trouver le résultat suivant :

$$\frac{1}{2} \left(\frac{\partial \epsilon}{\partial \tilde{z}} \right)^2 + \frac{a}{2\epsilon^2} + \frac{b}{2} \epsilon^2 = \frac{c}{2}, \quad (25)$$

où, $c = \frac{a}{\epsilon^2(0)} + b\epsilon^2(0)$

L'intégration de l'équation (25), est simple et donne

$$\tilde{z} + const = \frac{1}{2} \int \frac{d\epsilon^2}{\sqrt{-b\epsilon^4 + c\epsilon^2 - a}} \quad (26)$$

ou,

$$Ae^{\beta\tilde{z}} = \left| B + 8\beta^2\epsilon^2 + 4\beta\sqrt{4\beta^2\epsilon^4 + B\epsilon^2 - \epsilon^4(0)} \right|, \quad (27)$$

où,

$$\beta = (1 + \alpha) \left(2 \times \sqrt{\frac{\tilde{n}_d(0)}{\alpha(1 + \alpha)} - 1} \right)^{-1} \approx \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\tilde{n}_d(0)}{\alpha}}$$

$$B = \left\{ 1 + (1 + \alpha)^2 \left[1 - \frac{\tilde{n}_d(0)}{\alpha(1 + \alpha)} \right] \right\} \epsilon^2(0) \simeq \epsilon^2(0) [1 - 4\beta^2] \simeq - \frac{\tilde{n}_d}{\alpha \epsilon^2(0)},$$

$$A = \epsilon^2(0) [1 + 4\beta^2] \simeq \epsilon^2(0) \left[1 + \frac{\tilde{n}_d(0)}{\alpha} \right].$$

L'équation (27), se réduit pour $\tilde{z} \gg 1$, à savoir, loin de la source , à:

$$\left[\frac{\epsilon(\tilde{z})}{\epsilon(0)} \right]^2 \approx \frac{(1 + e^{\beta\tilde{z}})^2}{4e^{\beta\tilde{z}}} \quad (28)$$

Mais alors, à partir des équations (21), (22) et (28) et en un point sur l'axe (z), la densité numérique évolue en fonction de z selon la formule suivante :

$$\tilde{n}_d(\tilde{z}) - \tilde{n}_i(\tilde{z}) = \tilde{n}_d(0) \left[1 - \frac{\tilde{n}_i(0)}{\tilde{n}_d(0)} \exp \left\{ - \frac{\epsilon^2(0)}{\alpha(1 + \alpha)} \left[\frac{(1 + e^{\beta\tilde{z}})^2}{4e^{\beta\tilde{z}}} - 1 \right] \right\} \right] \quad (29)$$

Mais alors, à partir des équations (21), (22) et (28) et en un point sur l'axe (z), la densité numérique évolue en fonction de z selon la formule suivante :

$$\tilde{n}_d(\tilde{z}) - \tilde{n}_i(\tilde{z}) = \tilde{n}_d(0) \left[1 - \frac{\tilde{n}_i(0)}{\tilde{n}_d(0)} \exp \left\{ - \frac{\epsilon^2(0)}{\alpha(1+\alpha)} \left[\frac{(1+e^{\beta\tilde{z}})^2}{4e^{\beta\tilde{z}}} - 1 \right] \right\} \right] \quad (28)$$

Cette densité numérique tend vers la valeur relative, $\frac{\tilde{n}_d - \tilde{n}_i}{\tilde{n}_d} \rightarrow 1$, loin de la source, sachant que $\tilde{n}_i \approx \tilde{n}_e$.

Il est clair par conséquent, qu'il apparaît une zone qui se vide des ions et des électrons, en l'occurrence, une zone où les grains de poussière se séparent des particules du plasma. Cet effet, pourrait être, pense-t-on, mis à profit pour décontaminer le plasma, viz., on sépare les grains des autres particules, pour pouvoir les extraire si on le désire.

CONCLUSION

Pour conclure, on rappelle que les grains de poussière peuvent influencer les propriétés du plasma. En effet, ils peuvent être à l'origine de signaux parasites en général et sont aussi en particulier la cause de la perte du rendement dans la fabrication des semi-conducteurs. A cet fin, une méthode a été proposée pour balayer les impuretés qui sont des grains de poussières, en imposant un champ magnétique et en lançant une onde polarisée circulaire avec une fréquence proche de la fréquence cyclotron des grains de poussière. Dans la représentation réelle (3D), le grain de poussière tournerait d'une manière résonante autour du champ magnétique, permettant ainsi la croissance du rayon de giration avec le temps de ce grain de poussière. Les autres composantes du plasma observeront un petit rayon de giration et le grain de poussière se séparera *de facto* des électrons et des ions.

REFERENCE

- [1] E. C. Whipple, T. G. Northrop and D. A. Mendis, J. Geophys. **90**,7405 (1985).
- [2] M. R. Jana, A. Sen and P. K. Kaw, Phys. Rev. **E 48**, 3930 (1993).
- [3] R. Annou and V. K. Tripathi, Phys. Lett. **A 131** (1997).
- [4] G. S. Selwyn, in *The physics of dusty plasmas*, Eds. P. K. Shukla, D. A. Mendis and V. W. Chow, **177** (World scientific Singapore 1996).
- [5] N. Fiedler- Ferrari and R. M. D. Galvaõ , Plasma Phys. Control. Fusion, **28**,515 (1986).

CHAPITRE III

ANALYSE NUMERIQUE DU PROCEDE DE DECONTAMINATION DES PLASMAS POUSSIÉREUX BASE SUR L'EFFET PONDEROMOTIF

INTRODUCTION

Quand un plasma contient des grains de poussière d'une taille de l'ordre du micron ou de quelques fractions du micron, de charge et de masse très élevées, ses propriétés sont fortement affectées. L'effet des grains à travers la dynamique et la fluctuation de leur charge a été largement étudié. En particulier, dans l'industrie des semi-conducteurs, la présence des grains de poussière entraîne nécessairement des défauts dans les couches minces, ce qui constitue une perte de matière. Mais alors, il est impératif de contrôler cet effet néfaste. En effet, une technique a été proposée à cette fin par Amroun et Annou [2], où la séparation des constituants

Du plasma s'effectue lorsque l'on impose un champ magnétique et on envoie une onde cyclotronique, telle que sa fréquence soit choisie proche de la fréquence cyclotron du grain. Dans ce cas, le rayon de

giration du grain va croître d'une façon résonante alors que celui des électrons et des ions reste presque constant. En invoquant la condition de résonance, il a été possible de négliger les forces pondéromotrices s'exerçant sur les électrons et les ions. Dans ce chapitre on réintroduit les termes négligés dans le chapitre précédent et on conduit une analyse numérique pour déterminer la solution sur toute la plage des valeurs possibles des positions (z) par rapport à la source. La séparation des constituants du plasma est efficace au delà d'une distance critique de la source.

EQUATIONS DE BASE

Nous considérons un plasma à trois composantes; à savoir, les ions de masse m_i et de charge e , les électrons

de masse m_e et de charge $-e$ et des grains de poussière chargés négativement, de masse m_d et de charge $-Ze$. Le plasma poussiéreux est immergé dans un champ magnétique homogène $B_0\hat{z}$ et dans lequel se propage une onde polarisée circulaire à gauche

$\vec{E} = E(z)(\hat{x} + i\hat{y})e^{i\omega t} + c.c.$. En vertu des équations de Faraday et d'Ampère, et sachant $E(z) = |E(z)|e^{i\phi(z)}$, l'on obtient:

$$\frac{\partial^2 |E|}{\partial z^2} - |E| \left(\frac{\partial \phi}{\partial z} \right)^2 + \frac{\omega^2}{c^2} \left[1 - \sum_{\sigma} \frac{\omega_{p\sigma}^2}{\omega(\omega - \Omega_{\sigma})} \right] |E| = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} + 2 \left(\frac{1}{|E|} \frac{\partial |E|}{\partial z} \right) \frac{\partial \phi}{\partial z} = 0, \quad (2)$$

$$n_{\sigma} q_{\sigma} \frac{\partial U}{\partial z} + k_B T_{\sigma} \frac{\partial n_{\sigma}}{\partial z} - n_{\sigma} F_{\sigma} = 0, \quad (3)$$

où, $\omega_{p\sigma}^2 = (n_{\sigma} q_{\sigma}^2 / \varepsilon m_{\sigma})^{1/2}$ est la fréquence plasma et $\Omega_{\sigma} = q_{\sigma} B_0 / m_{\sigma}$ est la fréquence cyclotron.

La force pondéromotrice est donnée par,

$$F_{\sigma} = - \frac{q_{\sigma}^2}{2m_{\sigma}} \frac{1}{\omega(\omega - \Omega_{\sigma})} \frac{d|E|^2}{dz} \quad (4)$$

Des équations.(1-3) nous trouvons,

$$\frac{\partial^2 \tilde{\phi}}{\partial \tilde{z}^2} + 2 \left(\frac{1}{\epsilon} \frac{\partial \epsilon}{\partial \tilde{z}} \right) \frac{\partial \tilde{\phi}}{\partial \tilde{z}} = 0, \quad (5)$$

$$\frac{\partial^2 \epsilon}{\partial \tilde{z}^2} - \epsilon \left(\frac{\partial \tilde{\phi}}{\partial \tilde{z}} \right)^2 + (1 + \alpha)^2 \left[1 - \frac{\tilde{n}_d}{\alpha} + \frac{2 \tilde{n}_i}{Z(1 + \alpha)} \right] \epsilon = 0, \quad (6)$$

$$\frac{\delta_i}{\tilde{n}_i} \frac{\partial \tilde{n}_i}{\partial \tilde{z}} + \frac{\delta_d}{\tilde{n}_d} \frac{\partial \tilde{n}_d}{\partial \tilde{z}} + \frac{(1-\alpha)}{Z\alpha(1+\alpha)} \frac{\partial \epsilon^2}{\partial \tilde{z}} = 0, \quad (7)$$

$$(1+\delta_i) \frac{\partial \tilde{n}_i}{\partial \tilde{z}} - (Z - \delta_d) \frac{\partial \tilde{n}_d}{\partial \tilde{z}} - \left[\frac{2}{Z(1+\alpha)} \tilde{n}_i - \frac{1}{\alpha} \tilde{n}_d \right] \frac{\partial \epsilon^2}{\partial \tilde{z}} = 0 \quad (8)$$

Toutes les quantités utilisées dans les équations (5-8) sont

normalisées comme suit, $n^* = \frac{\epsilon_0 B_0^2}{m_d}$, $\epsilon^2 = \frac{|E|^2}{\lambda^2}$, $\lambda^2 = \frac{2k_B T_e Z B_0^2}{m_d}$, $Z = \frac{|q|}{e}$,

$$\tilde{z} = \frac{z}{L} \text{ et } L = \frac{c}{\Omega_d}, \quad \delta_i = \frac{T_i}{T_e} \text{ et } \delta_d = \frac{T_d}{T_e}.$$

Nous avons choisi la fréquence de l'onde proche de la fréquence cyclotron des grains de poussière pour transférer l'énergie d'une manière résonante et exclusive aux grains de poussière.

SOLUTION NUMERIQUE

Nous résolvons l'ensemble des équations non-linéaires (5-8), numériquement avec les conditions $T_e = T_i$ et $T_d = T_e/10$, nous traçons $X = (\tilde{n}_d - \tilde{n}_i)/\tilde{n}_d$ en fonction de la coordonnée de l'espace normalisée.

Dans la Figure.1 nous avons considéré le cas $Z=100$. Il est clairement montré que la densité ionique diminue très fortement au

delà de $\tilde{z} = z/L = 3.6$ pour atteindre à partir de $\tilde{z}_c > 4.35$ une région où $X \rightarrow 1$, en l'occurrence $\tilde{n}_d \gg \tilde{n}_i$. Le champ électrique est un accélérateur de la séparation. En effet, la position critique à partir de laquelle il y a séparation totale est $\tilde{z}_c = 4.35$ pour $\varepsilon(0) = 10^{-4}$ et $\tilde{z}_c = 2.5$ pour $\varepsilon(0) = 10^{-3}$.

Dans la Figure.2 nous avons maintenu les mêmes valeurs utilisées pour tracer la Figure.1, et pris la charge de grain de poussière petite, $Z = 10$. Le point critique \tilde{z}_c est plus proche de la source, à savoir, $\tilde{z}_c = 1.2$ pour $\varepsilon(0) = 10^{-4}$ et $\tilde{z}_c = 0.9$ pour $\varepsilon(0) = 10^{-3}$.

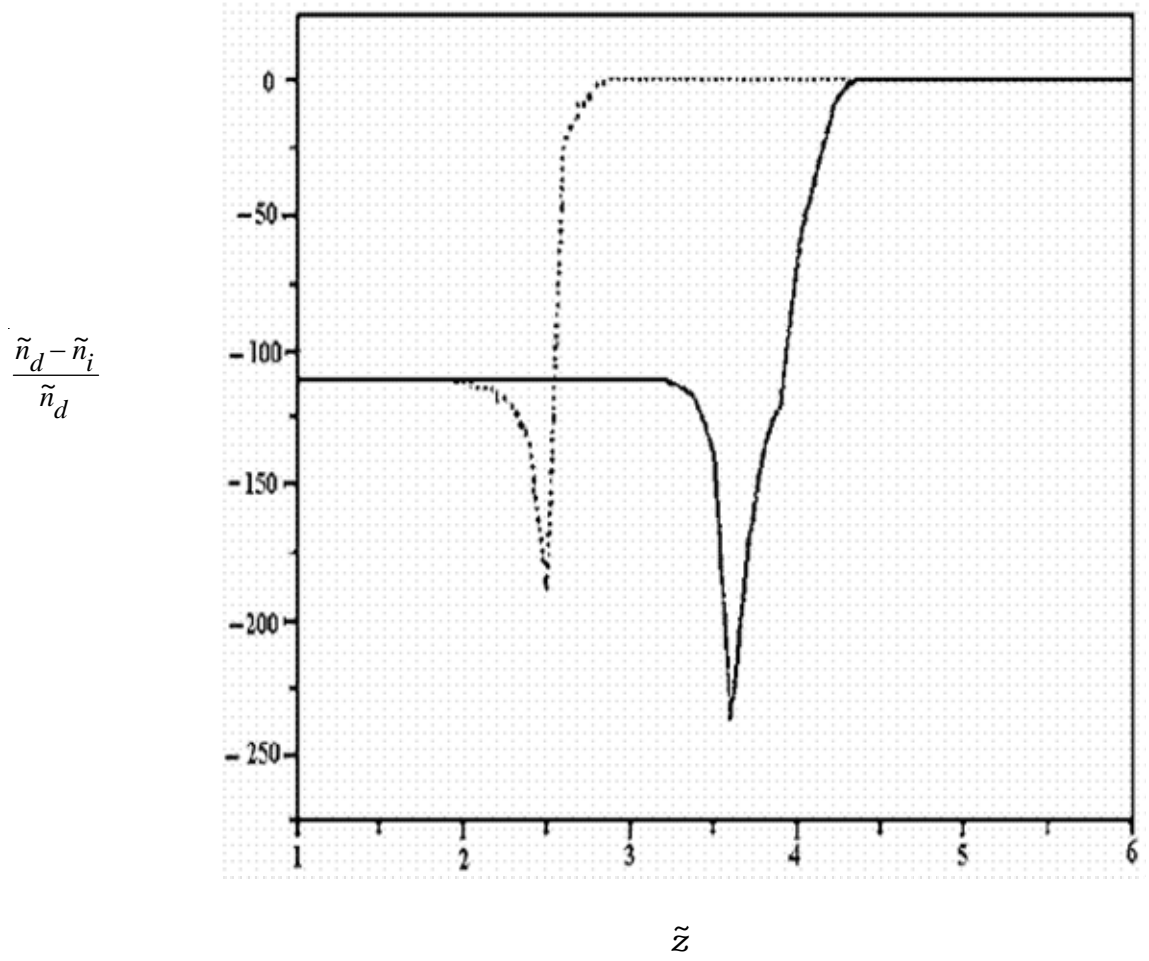


Fig.1: $\alpha = 0.01$, $\delta_d = 0.1$, $n_e = n_i/10$, $Z = 100$. Le trait plein correspond à $\epsilon(0) = 10^{-4}$ et le trait en tiret à $\epsilon(0) = 10^{-3}$.

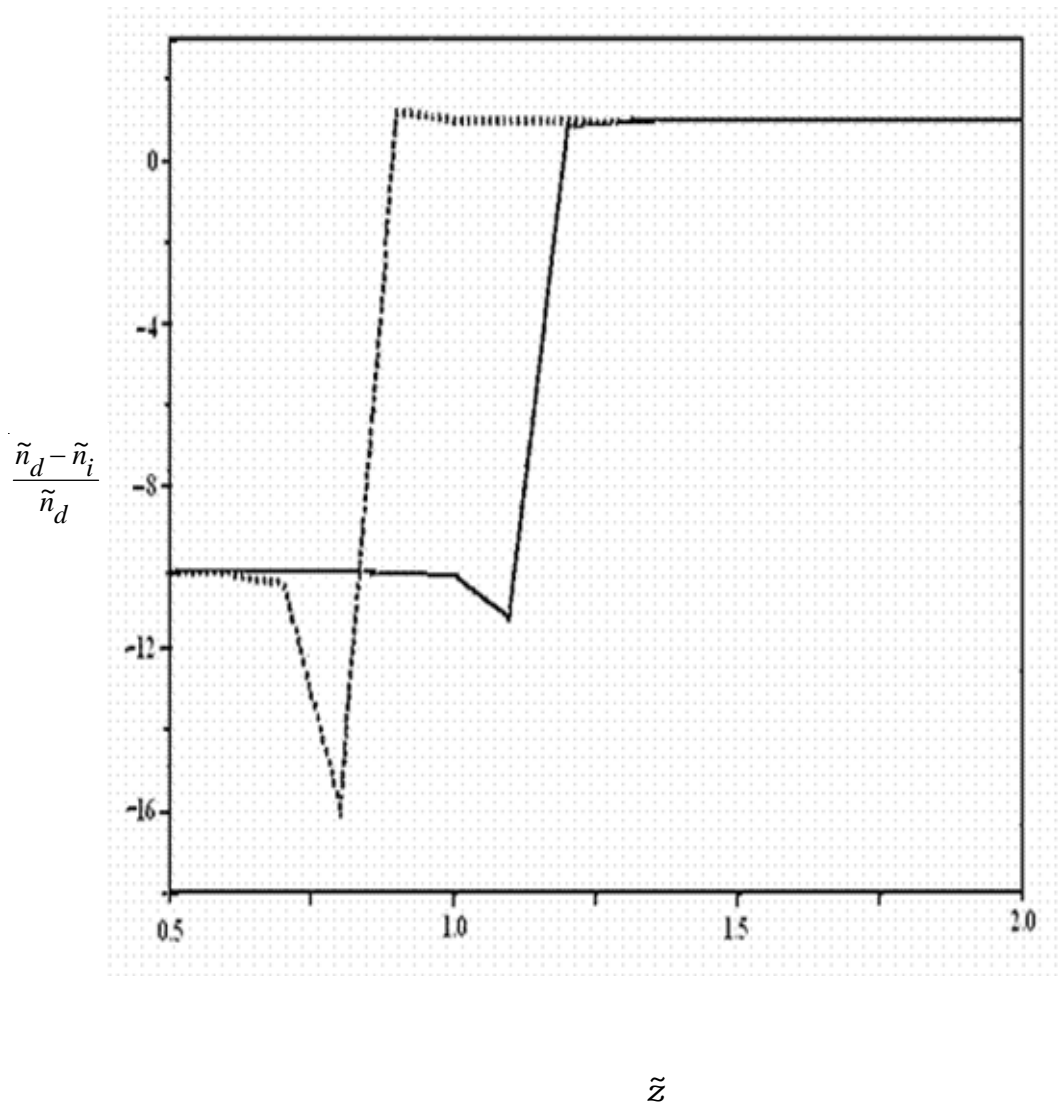


Fig.2.: $\alpha = 0.01$, $\delta_d = 0.1$, $n_e = n_i/10$, $Z = 10$. Le trait plein correspond $\epsilon(0) = 10^{-4}$ et le trait en tiret à $\epsilon(0) = 10^{-3}$.

CONCLUSION

Pour conclure, rappelons qu'on s'est proposé de mettre à profit la force pondéromotrice générée par une onde cyclotron pour séparer les grains de poussières des électrons et des ions du plasma.

Le calcul montre la faisabilité de l'idée proposée. Le système des équations différentielles non- linéaires régissant l'évolution du plasma, où les forces pondéromotrices électronique et ionique sont réintroduites, est établi et résolu numériquement.

En effet au delà d'une distance critique $z_c = L \tilde{z}_c$ on trouve une zone vide d'ions c-à-d, $\tilde{n}_d \gg \tilde{n}_i$ et ceci en accord avec les résultats analytiques et approximatifs du chapitre précédent. De surcroît nous avons conduit une comparaison entre des situations à différentes valeurs du champ électrique. Le champ électrique accentue la séparation.

REFERENCES

- [1] G. S. Selwyn, *In the physics of dusty plasmas*, Ed. World Scientific Singapore, p 177 (1996)
- [2] M. Amroun et R. Annou, *Phys. Plasmas*, **8**, 1 (2001)

- [3] N. fiedler-Ferrari et R. M. D. Galvão, Plasma Phys and control.fusion., **28**, 3 (1986)

CHAPITRE IV

L'EFFET DE LA VARIATION DE LA CHARGE DU GRAIN DE POUSSIERE SUR LA FORCE PONDEROMOTRICE

INTRODUCTION

Un grain de poussière injecté (ou produit) dans un plasma électron-ion, acquiert la charge par attachement d'électrons et d'ions. Les ions s'écoulent en direction des grains pour s'échouer sur leur surface et s'y neutraliser : c'est l'échange de charge. Les électrons incidents sur ces grains sont par contre absorbés. Par conséquent, la charge du grain est régie par l'équation de charge suivante [1],

$$\frac{dq_d}{dt} = I_e(q_d, n_e) + I_i(q_d, n_i) \quad (1)$$

où, I_e et I_i sont les courants de charge. Ces courants s'obtiennent en calculant des intégrales sur les fonctions

de distribution électronique et ionique à la surface du grain [2]. La charge du grain dépend de i) l'état des électrons et des ions définis par la distribution de vitesse qui est en première approximation

Maxwellienne, et ii) la forme et la taille du grain, qui peut être sphérique, cylindrique ou autre. La fonction de distribution est obtenue par un traitement cinétique self- consistant [3], où l'aspect collisionnel de l'interaction électron/grain et ion/grain est pris en compte. La fonction de distribution peut ne pas être Maxwellienne. Cependant, il est permis de se supposer la fonction de distribution Maxwellienne comme cela fut conjecturé dans les travaux de Whipple et *al.* [2], et Jana et *al.* [1]. Cette conjecture fut soutenue dans les travaux de Sitenko et *al.* [4], où il a été remarqué que la fonction de distribution est proche de la distribution de Maxwell. En outre, il a été signalé par Dubin [5] que lorsque le plasma est faiblement collisionnel, la description de Vlasov où l'opérateur de collision est négligé, est la plus appropriée. Les collisions électron/atome neutre et ion/atome neutre qui affectent

les courants de charge peuvent être négligés dans la mesure où le nombre de Knudsen est assez grand. Le nombre de Knudsen est le rapport du libre parcours moyen des collisions avec les neutres au rayon du grain, $K_n = \lambda/r \gg 1$, [6]. En tout état de cause, la charge du grain doit être introduite d'une manière self- consistante afin d'assurer

la conservation de la charge électrique globale du système [7]. Ceci implique, par voie de conséquence, l'apparition de termes sources dans les équations de continuité et de la quantité de mouvement mais il est à noter que pour un plasma infini, il est permis de le supposer couplé à un réservoir qui constituerait une source d'électrons [8], d'où la possibilité de négliger les termes sources sus- cités.

Cependant, le plasma que nous étudions peut être de dimensions finies, d'où la nécessité d'introduire les termes sources dans les équations de base, ce sont en fait des termes de pertes pour les électrons et les ions. On démontre que la prise en compte de l'effet de perte dans le précédent modèle affecte la force pondéromotrice en

faisant apparaître un terme supplémentaire dans l'expression de cette force, et qui dépend des fréquences d'attachement et de la dérivée de la phase du champ électrique par rapport au temps. La force pondéromotrice est calculée et une forme finale est proposée en tenant compte néanmoins de quelques approximations jugées recevables. La solution finale donnant la densité numérique relative des grains de poussières est nécessairement affectée.

FORMULATION

Nous reprenons les équations régissant la dynamique du plasma soumis à l'onde électromagnétique de champ électrique $\vec{E} = E(z)(\hat{x} + i\hat{y})e^{i\omega t} + c.c$, tout en introduisant la variation de la charge du grain de poussière à travers l'équation de charge du grain et les termes de collision électron/grain et ion/grain. L'évolution du système est régie par les équations suivantes :

$$\frac{\partial n_d}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot n_d \vec{V}_d = 0 \quad (2-a)$$

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot n_i \vec{V}_i = 0 \quad (2-b)$$

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot n_e \vec{V}_e = 0 \quad (2-c)$$

$$m_d \left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{V}_d \cdot \vec{\nabla} \right) \vec{V}_d = -\frac{\vec{\nabla} P_d}{n_d} + q \left[\vec{E} + \vec{V}_d \times (\vec{B} + \vec{B}_0) \right] + \frac{m_e n_e}{n_d} \nu_e (\vec{V}_e - \vec{V}_d) + \frac{m_i n_i}{n_d} \nu_i (\vec{V}_i - \vec{V}_d) \quad (3-a)$$

$$m_i \left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{V}_i \cdot \vec{\nabla} \right) \vec{V}_i = -\frac{\vec{\nabla} P_i}{n_i} + e \left[\vec{E} + \vec{V}_i \times (\vec{B} + \vec{B}_0) \right] - m_i \nu_i (\vec{V}_i - \vec{V}_d) \quad (3-b)$$

$$m_e \left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{V}_e \cdot \vec{\nabla} \right) \vec{V}_e = -\frac{\vec{\nabla} P_e}{n_e} - e \left[\vec{E} + \vec{V}_e \times (\vec{B} + \vec{B}_0) \right] - m_e \nu_e (\vec{V}_e - \vec{V}_d)$$

(3-c)

$$\frac{\partial q}{\partial t} + \vec{V}_d \cdot \nabla q = \frac{e}{n_d} (v_i n_i - v_e n_e) \quad (4)$$

$$v_i = \pi r_0^2 \sqrt{\frac{8 T_i}{\pi m_i}} \left(1 - \frac{e q}{C T_i} \right) n_d \quad (5-a)$$

$$v_e = \pi r_0^2 \sqrt{\frac{8 T_e}{\pi m_e}} \exp\left(\frac{e q}{C T_e}\right) n_d \quad (5-b)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (6)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu_0 \vec{J} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (7)$$

où, v_i et v_e sont les fréquences d'attachement des ions et des électrons respectivement.

La force pondéromotrice étant fonction de la composante perpendiculaire de la vitesse, viz.; $\vec{F} = F\hat{z} = q[\text{Re}\vec{V}_\perp \times \text{Re}\vec{B}]$, nous procédons en premier lieu, au calcul de la composante perpendiculaire de la vitesse des trois espèces, en l'occurrence, les électrons, les ions et les grains :

$$\frac{\partial \vec{V}_{d\perp}}{\partial t} + \vec{\Omega}_d \times \vec{V}_{d\perp} = \frac{q}{m_d} \vec{E} + \frac{m_i n_i}{m_d n_d} v_i (\vec{V}_{i\perp} - \vec{V}_{d\perp}) + \frac{m_e n_e}{m_d n_d} v_e (\vec{V}_{e\perp} - \vec{V}_{d\perp}) \quad (8-a)$$

$$\frac{\partial \vec{V}_{i\perp}}{\partial t} + \vec{\Omega} \times \vec{V}_{i\perp} = \frac{e}{m_i} \vec{E} - \nu_i (\vec{V}_{i\perp} - \vec{V}_{d\perp}) \quad (8-b)$$

$$\frac{\partial \vec{V}_{e\perp}}{\partial t} + \vec{\Omega} \times \vec{V}_{e\perp} = -\frac{e}{m_e} \vec{E} - \nu_e (\vec{V}_{e\perp} - \vec{V}_{d\perp}) \quad (8-c)$$

En conjecturant la dépendance $e^{i\omega t}$, les équations (8.a-8.c) se réduisent à :

$$(i\omega + \bar{\nu}_e + \bar{\nu}_i) \vec{V}_{d\perp} + \vec{\Omega}_d \times \vec{V}_{d\perp} - \frac{q}{m_d} \vec{E} = \bar{\nu}_i \vec{V}_{i\perp} + \bar{\nu}_e \vec{V}_{e\perp} \quad (9-a)$$

$$(i\omega + \nu_i) \vec{V}_{i\perp} + \vec{\Omega}_i \times \vec{V}_{i\perp} - \frac{e}{m_i} \vec{E} = \nu_i \vec{V}_{d\perp} \quad (9-b)$$

$$(i\omega + \nu_e) \vec{V}_{e\perp} + \vec{\Omega}_e \times \vec{V}_{e\perp} + \frac{e}{m_e} \vec{E} = \nu_e \vec{V}_{d\perp} \quad (9-c)$$

où, $\bar{\nu}_i = [(m_i n_i)/(m_d n_d)] \nu_i$ et $\bar{\nu}_e = [(m_e n_e)/(m_d n_d)] \nu_e$

Multiplions vectoriellement l'équation. (9-c) par $\vec{\Omega}_e$ pour obtenir,

$$\vec{V}_{e\perp} \times \vec{\Omega}_e = -\frac{1}{i\omega + \nu_e} \left[\Omega_e^2 \vec{V}_{e\perp} + \frac{e}{m_e} \vec{E} \times \vec{\Omega}_e - \nu_e \vec{V}_{d\perp} \times \vec{\Omega}_e \right]. \quad (10)$$

On réintroduit l'expression (10) dans (9-c) pour obtenir la valeur de la composante perpendiculaire de la vitesse des électrons,

$$\vec{V}_{e\perp} = -\frac{i\omega + \nu_e}{\Omega_e^2 + (i\omega + \nu_e)^2} \left\{ \frac{(e/m_e)}{i\omega + \nu_e} \vec{E} \times \vec{\Omega}_e + \frac{e}{m_e} \vec{E} - \nu_e \vec{V}_{d\perp} - \frac{\nu_e}{i\omega + \nu_e} \vec{V}_{d\perp} \times \vec{\Omega}_e \right\} \quad (11)$$

De même, la vitesse des ions est écrite comme suit :

$$\vec{V}_{i\perp} = \frac{i\omega + \nu_i}{\Omega_i^2 + (i\omega + \nu_i)^2} \left\{ \frac{(e/m_i)}{i\omega + \nu_i} \vec{E} \times \vec{\Omega}_i + \frac{e}{m_i} \vec{E} + \nu_i \vec{V}_{d\perp} + \frac{\nu_i}{i\omega + \nu_i} \vec{V}_{d\perp} \times \vec{\Omega}_i \right\} \quad (12)$$

Des équations (9-a), (11) et (12), nous obtenons l'équation suivante pour le grain,

$$\alpha \vec{V}_{d\perp} + \vec{\tilde{\Omega}} \times \vec{V}_{d\perp} = \vec{A} \quad (13)$$

$$\text{où, } \alpha = i\omega + \bar{\nu}_i + \bar{\nu}_e - \frac{\nu_i \bar{\nu}_i (i\omega + \nu_i)}{\Omega_i^2 + (i\omega + \nu_i)^2} - \frac{\nu_e \bar{\nu}_e (i\omega + \nu_e)}{\Omega_e^2 + (i\omega + \nu_e)^2}$$

$$\text{et } \vec{\tilde{\Omega}} = \vec{\Omega}_d + \frac{\nu_i \bar{\nu}_i \vec{\Omega}_i}{\Omega_i^2 + (i\omega + \nu_i)^2} + \frac{\nu_e \bar{\nu}_e \vec{\Omega}_e}{\Omega_e^2 + (i\omega + \nu_e)^2} = \beta \hat{z}$$

d'où,

$$\vec{A} = \frac{q}{m_d} \vec{E} + \frac{(e/m_i) \bar{\nu}_i (i\omega + \nu_i)}{\Omega_i^2 + (i\omega + \nu_i)^2} \left[\vec{E} + \frac{\vec{E} \times \vec{\Omega}_i}{i\omega + \nu_i} \right] - \frac{(e/m_e) \bar{\nu}_e (i\omega + \nu_e)}{\Omega_e^2 + (i\omega + \nu_e)^2} \left[\vec{E} + \frac{\vec{E} \times \vec{\Omega}_e}{i\omega + \nu_e} \right] = \gamma \vec{E}$$

La résolution de l' équation (13), aboutit à :

$$\vec{V}_{d\perp} = \frac{\alpha \vec{A} - \vec{\tilde{\Omega}} \times \vec{A}}{\alpha^2 + \vec{\tilde{\Omega}}^2} \quad (14)$$

$$\text{Or, } a) \vec{E} \times \vec{\Omega}_e = \Omega_e \vec{E} \times \hat{z} = i \Omega_e \vec{E}$$

$$b) \quad \vec{\tilde{\Omega}} \times \vec{A} = \beta \gamma \times \vec{E} \times \hat{z} = -i \beta \gamma \vec{E}$$

et c) $\left(\vec{\tilde{\Omega}} \times \vec{A} \right) \times \vec{\Omega}_\sigma = \Omega_\sigma \beta \gamma \vec{E}$

Ainsi l'Eq.(14) se réduit à,

$$\vec{V}_{d\perp} = \frac{\alpha + i\beta}{\alpha^2 + \beta^2} \vec{A} = \frac{\alpha + i\beta}{\alpha^2 + \beta^2} \gamma \vec{E} \quad (15-a)$$

où, $\beta^2 = \tilde{\Omega}^2$

Mais alors, les composantes perpendiculaires des vitesses électronique et ionique se déduisent comme suit :

$$\vec{V}_{e\perp} = -\frac{v_e + i(\omega + \Omega_e)}{\Omega_e^2 + (v_e + i\omega)} \left[\frac{e}{m_e} - \gamma \frac{v_e}{\alpha - i\beta} \right] \vec{E} \quad (15-b)$$

$$\vec{V}_{i\perp} = \frac{v_i + i(\omega + \Omega_i)}{\Omega_i^2 + (v_i + i\omega)} \left[\frac{e}{m_i} + \gamma \frac{v_i}{\alpha - i\beta} \right] \vec{E} \quad (15-c)$$

Détermination des paramètres

A/ Sachant que les fréquences cyclotron des grains de poussière, des ions et des électrons sont respectivement, $\Omega_d = q B_0/m_d$, $\Omega_i = e B/m_i$

et $\Omega_e = -e B_0/m_e$, on trouve $|\Omega_d/\Omega_e| = (m_e/m_d)Z \ll 1$, pour

$$m_d \sim 10^{12} m_H \approx 2.10^5 m_e \quad Z = |q|/e \sim 10^4.$$

B/ On considère les conditions, $\omega \sim \Omega_d < v_{i(e)} < \Omega_i, \Omega_e$, où, $\bar{v}_i/v_i \ll 1$ et

$$\bar{v}_e/v_e \ll 1$$

On obtient alors les paramètres approximés suivants :

$$\alpha \sim \Omega_d \left(i + \frac{\bar{v}_i + \bar{v}_e}{\Omega_d} \right)$$

$$\beta \sim \Omega_d$$

et
$$\gamma \sim \frac{q}{m_d} \left(1 + i \frac{\bar{v}_i + \bar{v}_e}{\Omega_d} \right)$$

Pour déterminer $\vec{v}_{d\perp}$ nous procédons au calcul de $\frac{\alpha + i\beta}{\alpha^2 + \beta^2} \gamma$. Sachant,

$$\alpha + i\beta = A + iB$$

$$\alpha^2 + \beta^2 = C + iD$$

et
$$\gamma = E' + iF'$$

où,
$$A = 2(\bar{v}_i + \bar{v}_e) ; B = 2\Omega_d ; C = (\bar{v}_i + \bar{v}_e)^2$$

$$D = 2\Omega_d(\bar{v}_i + \bar{v}_e) ; E' = q/m_d ; F' = E'A/B$$

$$C = (A/2)^2 \text{ et } D = BA/2$$

Nous obtenons,
$$\frac{(\alpha + i\beta)}{(\alpha^2 + \beta^2)} \gamma = \psi_1 + i\psi_2$$

où,
$$\psi_1 = \frac{(AC + DB)E' - F'(CB - AD)}{C^2 + D^2} = \frac{q}{m_d} \frac{1 + (A/B)^2}{A[1 + (A/2B)^2]}$$

et

$$\psi_2 = \frac{(AC + DB)F' + E(CB - AD)}{C^2 + D^2} = \frac{q}{m_d} \frac{1 + (A/B)^2}{B[1 + (A/2B)^2]} = (A/B)\psi_1$$

Mais alors,

$$\vec{V}_{d\perp} = (\psi_1 + i\psi_2)\vec{E} = \psi_1(1 + iA/B)[\text{Re } \vec{E} + i \text{Im } \vec{E}] \quad (15)$$

La partie réelle de la vitesse étant donc donnée, en vertu de l'Eq.(15),
par :

$$\text{Re } \vec{V}_{d\perp} = \delta_1 \text{Re } \vec{E} + \delta_2 \text{Im } \vec{E} \quad (16)$$

ou, $\delta_1 = \psi_1$ et $\delta_2 = -(A/B)\psi_1$

La partie réelle de l'induction magnétique est de même définie par

$$\begin{aligned} \omega \text{Re } \vec{B} = & \left[\cos(\omega t + \phi) \frac{\partial |E|}{\partial z} - \sin(\omega t + \phi) |E| \frac{\partial \phi}{\partial z} \right] \hat{x} \\ & - \left[\sin(\omega t + \phi) \frac{\partial |E|}{\partial z} + \cos(\omega t + \phi) |E| \frac{\partial \phi}{\partial z} \right] \hat{y} \end{aligned}$$

Finalement, la force pondéromotrice s'exerçant sur les grains de
poussières peut être exprimée comme suit :

$$\vec{F}_d = F_d \hat{z} = q \left(\text{Re } \vec{V}_{d\perp} \times \text{Re } \vec{B} \right) = \frac{q}{\omega} \left(\frac{\delta_2}{2} \frac{\partial |E|^2}{\partial z} + \delta_1 |E|^2 \frac{\partial \phi}{\partial z} \right) \hat{z}$$

Ou, en définitif :

$$\vec{F}_d = -\frac{q\psi_1}{\omega} \left(-\frac{A}{2B} \frac{\partial |E|^2}{\partial z} + |E|^2 \frac{\partial \phi}{\partial z} \right) \hat{z} \quad (17)$$

Il apparaît un nouveau terme par rapport à la force déterminée dans le Chapitre II.

Afin de déterminer la force ponderomotrice, nous procédons d'abord au calcul du rapport $\frac{q\psi_1}{\omega}$,

$$\frac{q\psi_1}{\omega} = \frac{q^2}{m_d} \frac{1 + (A/B)^2}{(AB/2)(1 + (A/2B)^2)} \quad (18)$$

Dans le cas où $|A/B| \ll 1$, le relation (18) se réduit à:

$$\frac{q\psi_1}{\omega} \approx \frac{(2q^2/m_d)}{AB} = \frac{(q^2/m_d)}{2(\bar{v}_i + \bar{v}_e)\Omega_d} \quad (19)$$

On trouve en fin de compte, la forme suivante pour la force pondéromotrice :

$$\vec{F}_d = \left(\frac{m_d}{4B_0^2} \frac{\partial |E|^2}{\partial z} - \frac{m_d B}{2B_0^2 A} |E|^2 \frac{\partial \phi}{\partial z} \right) \hat{z} \quad (20)$$

Après avoir calculé la force pondéromotrice s'exerçant sur le grain de poussière, nous déterminons la densité numérique des grains en fonction de la distance par rapport à la source. En effet, en projetant sur l'axe \hat{z} , les équations de base, nous obtenons en particulier :

$$n_d q \frac{\partial U}{\partial z} - n_d F_d + k_B T_d \frac{\partial n_d}{\partial z} + n_d m_d V_{dz} \frac{\partial V_{dz}}{\partial z} = 0 \quad (21-a)$$

$$n_i e \frac{\partial U}{\partial z} - n_i F_i + k_B T_i \frac{\partial n_i}{\partial z} + n_i m_i V_{iz} \frac{\partial V_{iz}}{\partial z} = 0 \quad (21-b)$$

$$-n_e e \frac{\partial U}{\partial z} - n_e F_e + k_B T_e \frac{\partial n_e}{\partial z} + n_e m_e V_{ez} \frac{\partial V_{ez}}{\partial z} = 0 \quad (21-c)$$

Sachant,

$$\frac{\partial n_e V_{ez}}{\partial z} = -v_e n_e, \quad (22-a)$$

et,

$$\frac{\partial n_i V_{iz}}{\partial z} = -v_i n_i, \quad (22-b)$$

il devient clair qu'il n'est plus permis d'invoquer la nullité de la composante selon l'axe \hat{z} de la vitesse \vec{V} . Cependant, il est possible de conjecturer une variation lente selon \hat{z} de l'énergie cinétique des particules chargées, ce qui justifie l'élimination du terme non-linéaire additionnel dans les équations (21.a-21.c), à savoir :

$$m_\sigma V_{\sigma z} \frac{\partial V_{\sigma z}}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{2} m_\sigma V_{\sigma z}^2 \right) \approx 0 \quad (23)$$

Mais alors, on se rapproche avec ces approximations, du cas traité dans le chapitre II, à savoir, la physique du phénomène est régie par le système :

$$\frac{\partial n_d}{\partial z} \approx 0 \quad (24-a)$$

$$\frac{\partial n_i}{\partial z} = - \frac{n_i}{k_B T_e Z} F_d, \quad (24-b)$$

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} + \frac{2}{|E|} \frac{\partial |E|}{\partial z} \frac{\partial \phi}{\partial z} = 0 \quad (25)$$

$$\frac{\partial^2 |E|}{\partial z^2} - |E| \left(\frac{\partial \phi}{\partial z} \right)^2 + \frac{\Omega_d^2}{c^2} (1 + \alpha)^2 \left[1 - \frac{(\omega_{pd}/\Omega)^2}{\alpha(1 + \alpha)} \right] |E| = 0 \quad (26)$$

où la différence avec le modèle du chapitre II réside dans l'expression de la force pondéromotrice, viz.,

$$F_d = a \frac{\partial |E|^2}{\partial z} + b |E|^2 \frac{\partial \phi}{\partial z}.$$

où, $a = m_d/4B_0^2$ et $b = -B m_d/4AB_0^2$.

Le système (24.a-26) normalisé s'écrit comme suit :

$$\frac{\partial \tilde{n}_d}{\partial z} = 0, \quad (27-a)$$

$$\frac{\partial \tilde{n}_i}{\partial z} = -\tilde{n}_i \left(\tilde{a} \frac{\partial \epsilon^2}{\partial \tilde{z}^2} + \tilde{b} \epsilon^2 \frac{\partial \tilde{\phi}}{\partial \tilde{z}} \right) \quad (27-b)$$

$$\frac{\partial^2 \tilde{\phi}}{\partial \tilde{z}^2} + \frac{2}{\epsilon} \frac{\partial \epsilon}{\partial \tilde{z}} \frac{\partial \tilde{\phi}}{\partial \tilde{z}} = 0 \quad (28)$$

$$\frac{\partial^2 \epsilon}{\partial \tilde{z}^2} - \epsilon \left(\frac{\partial \tilde{\phi}}{\partial \tilde{z}} \right)^2 + (1 + \alpha)^2 \left[1 - \frac{\tilde{n}}{\alpha(1 + \alpha)} \right] \epsilon = 0 \quad (29)$$

La résolution du système précédent nous donne :

$$\tilde{n}_d = \tilde{n}_d(0), \quad (30)$$

$$\frac{d\tilde{\phi}}{d\tilde{z}} = \frac{K}{\epsilon^2}, \quad (31)$$

$$\tilde{n}_i = \tilde{n}_i(0) \exp \left\{ -\left(\tilde{\alpha} [\epsilon^2 - \epsilon^2(0)] + \int \tilde{b} K d\tilde{z} \right) \right\}, \quad (32)$$

Loin de la source, viz., $\tilde{z} \gg 1$, l'équation (29) se réduit à :

$$\left(\frac{\epsilon}{\epsilon(0)} \right)^2 \approx \frac{(1 + e^{\beta\tilde{z}})^2}{4 e^{\beta\tilde{z}}}, \quad (33)$$

où, $\beta = (1 + \alpha)(2 \times \sqrt{(\tilde{n}_d(0)/\alpha(1 + \alpha)) - 1})^{-1}$.

Le coefficient \tilde{b} étant fonction de la charge q qui elle même dépend de la position, la résolution du problème nécessite alors un traitement self-consistent. Cependant, après détermination de la force pondéromotrice en tenant compte

de la variation de la charge, nul n'est besoin de déterminer la solution exacte dans le contexte de cette thèse. La solution approximée

déterminée loin de la source est alors privilégiée. Il est légitime loin de la source de supposer que le grain de poussière a atteint sa charge maximale.

Mais alors,

$$\int \tilde{b} K d\tilde{z} \approx \tilde{b} K \tilde{z}. \quad (34)$$

La densité numérique ionique se réduit donc à :

$$\tilde{n}_i \approx \tilde{n}_i(0) \exp \left(-\epsilon^2(0) \left\{ \tilde{a} \left[\frac{(1 + e^{\beta\tilde{z}})^2}{4 e^{\beta\tilde{z}}} - 1 \right] - \frac{\tilde{b}K}{\epsilon^2(0)} \tilde{z} \right\} \right). \quad (35)$$

Cette relation peut se mettre sous la forme :

$$\tilde{n}_i \approx \tilde{n}_i(0) \exp \left(-\tilde{a} \frac{\epsilon^2(0)}{4} e^{\beta\tilde{z}} \right) \exp(-\tilde{b}K\tilde{z}). \quad (36)$$

Par conséquent, la densité numérique relative tend vers l'unité, viz.,

$$\frac{\tilde{n}_d - \tilde{n}_i}{\tilde{n}_d} \rightarrow 1.$$

Le terme relatif à l'attachement des particules chargées par les grains (ou terme dû aux collisions), accélère l'apparition de la zone vide de grains.

CONCLUSION

Quand une onde polarisée circulaire se propage dans un plasma poussiéreux magnétisé, les électrons, les ions et les grains de poussière, tournent autour des lignes de champ. Par conséquent, si on choisit une onde d'une fréquence proche de la fréquence cyclotron du grain, le rayon de giration du grain augmente jusqu'à séparation spatiale de toutes les particules chargées. Cependant, les plasmas poussiéreux (dusty) sont des plasmas complexes constitués d'électrons, d'ions et de grains de poussières. Leur trait saillant étant la charge des grains qui s'avère être une grandeur dynamique. La dynamique des grains de même que la fluctuation de leurs charges influence notablement les propriétés du plasma. Ce chapitre analyse l'effet de la charge du grain de poussière sur le procédé proposé dans cette thèse. En effet, la charge du grain est acquise par le biais de collisions multiples avec les flux d'électrons et d'ions, ce qui aboutit à des termes additifs de perte dans les équations de continuité et de la

quantité de mouvement. La force pondéromotrice est recalculée et un terme supplémentaire qui dépend de la fréquence

d'attachement des électrons et des ions, apparaît. Le terme supplémentaire dans la force pondéromotrice s'écrit dans la gamme

$\omega > \frac{\bar{\nu}_e + \nu_i}{2}$, en tenant compte de l'effet de perte comme suit :

$$F_d^{\text{sup}} \propto -\frac{\tilde{B}}{\tilde{A}} |\epsilon|^2 \frac{\partial \tilde{\phi}}{\partial \tilde{Z}}, \quad \text{où, } \tilde{B}/\tilde{A} = \Omega_d / (\bar{\nu}_e + \bar{\nu}_i), \quad \Omega_d \text{ étant la fréquence}$$

cyclotron du grain, alors que $\bar{\nu}_e$ et $\bar{\nu}_i$ sont les fréquences redéfinies de l'attachement des électrons et des ions par les grains de poussière. La solution finale est pondérée par un terme, viz., $\exp[-f(\bar{\nu}_e, \bar{\nu}_i, B, \Omega_d, m_d)\tilde{z}]$, qui est à l'origine de l'accélération de la séparation loin de la source.

REFERENCES

- [1] M. R. Jana. A. Sen. P. K. Kaw. Phys. Rev. E. **48**, 3930 (1993).
- [2] E.C.Whipple *et al.* J.Geophys. **90**, 7405(1985).
- [3] G.S.Selwyn, in *The Physics of Dusty Plasmas*, Eds. P.K.Shukla, D.A.Mendis, and V.W.Chow (World scientific, Singapore, 1996), p.177.
- [4] A.G.Sitenko, A.G.Zagorodny, Yu.I.Chutov, P.Schram and V.N.Tsyтовich, Plasma Phys.Control.Fusion, **38**, A105(1996).
- [5] D.H.E. Dubin, Proceedings of the VI Workshop on the Physics of Dusty Plasmas, Eds.P.K. Shukla, D.A. Mendis and V.W. Chow (World Scientific, Singapore, 1996).
- [6] M.Amroun, and R. Annou, Phys. Plasmas, **8**, 1 (2001).
- [7] J. R. Bhatt and B. P. Pandey, Phys. Rev, E **48**, 3930 (1994).
- [8] M. Widner, I. Alexeef and W.D. Jones, Phys. Fluids, **14**, 795 (1971); M.Djebli, R. Annou and T. H. Zerguini, Phys. Plasmas, **8**, 1493 (2001).

ANNEXE

Publications/Communications

Impurity contamination control by an ion-cyclotron wave generated ponderomotive force in dusty plasmas

M. Amroun and R. Annou

Department of Physics, Faculty of Sciences, USTHB-Algiers, Algeria

(Received 7 May 2001; accepted 3 July 2001)

A dust contamination control procedure in plasmas is proposed. The ponderomotive force generated by an ion-cyclotron wave is used to separate dust grains from electrons and ions. The relevance of the process to semiconductors technology is pointed out. © 2001 American Institute of Physics. [DOI: 10.1063/1.1407286]

Dusty plasmas are plasmas containing a third component that is introduced artificially or is the result of particles accretion, and consists of highly charged ($Q \sim 10^4 e$) and very massive ($m \sim 10^{12} m_i$) dust grains. These plasmas are omnipresent in numerous environments, such as planetary atmospheres as well as industrial processes.¹ The effect of the dynamics and the charge fluctuation of dust particulates on the dielectric properties of the plasma is revealed by a damping of some modes and excitation of others, along with an influence on soliton characteristics.^{2,3} Moreover, dust has a spurious influence on the product yield in semiconductor manufacturing.⁴ It is demonstrated that the presence of dust grains leads necessarily to the thin films defect and process nonuniformity, which are two major causes of material yield loss, with subsequent financial impact; hence the need to control the particle contamination. With this end in mind, it has been proposed in Ref. 2, to use the anisotropic nature of the spectrum of ion waves to sweep dust grains. Whereas, in the present Brief Communication we propose to separate dust grains from other constituents of the plasma by the ponderomotive force caused by an ion-cyclotron wave.

Following Fiedler–Ferrari and Galvão,⁵ we consider a left-handed, circularly polarized wave $\mathbf{E} = E(z)(\hat{x} + i\hat{y})e^{i\omega_0 t} + \text{c.c.}$, propagating in a dusty plasma immersed in a homogeneous magnetic field $B_0 \hat{z}$.

The complex amplitude of the electric field may be set as $E(z) = |E(z)|e^{i\phi(z)}$.

By virtue of the moment balance equations, along with Faraday's and Ampère's laws, one gets the wave equation and the low frequency component of the momentum equation,

$$\frac{\partial^2 |E|}{\partial z^2} - |E| \left(\frac{\partial \phi}{\partial z} \right)^2 + \frac{\omega^2}{c^2} \left[1 - \sum_{\sigma} \frac{\omega_{p\sigma}^2}{\omega(\omega - \Omega_{\sigma})} \right] |E| = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} + 2 \left(\frac{1}{|E|} \frac{\partial |E|}{\partial z} \right) \frac{\partial \phi}{\partial z} = 0, \quad (2)$$

$$n_{\sigma} q_{\sigma} \frac{\partial U}{\partial z} - n_{\sigma} F_{\sigma} + k T_{\sigma} \frac{\partial n_{\sigma}}{\partial z} = 0, \quad (3)$$

where U is the electrostatic potential, $\Omega_{\sigma} = q_{\sigma} B_0 / m_{\sigma}$ the cyclotron angular frequency, $\mathbf{F} = F_{\sigma} \hat{z} = q_{\sigma} (\text{Re} \mathbf{V}_{e\perp} \times \text{Re} \mathbf{B})$ the ponderomotive force, the subscript σ corresponds to e , i , and d , and $\text{Re}(x)$ stands for the real part of x .

The frequency of the wave is taken close to the dust gyrofrequency, i.e., $\alpha = (\omega - \Omega_d) / \Omega_d$ is a vanishingly small quantity, to drive resonantly the dust grains only. The distance between the dust grains and the ions and electrons will grow to lead to a dust-free space. Therefore, the neglect of the ponderomotive forces experienced by the ions and electrons is justified. After some algebra, where the quasi-neutrality condition has been invoked, Eqs. (1)–(3) yield

$$\frac{\partial n_i}{\partial z} = \left\{ n_i F_i + n_d F_d + n_e F_e - \left(T + T_e \frac{q_d}{e} \right) \frac{n_d q_d}{T_d} \left(\frac{F_d}{q_d} - \frac{F_i}{e} \right) \right\} \quad (4)$$

$$\times \left\{ T_i + T_e + \left(T + T_e \frac{q_d}{e} \right) \frac{T_i q_d n_d}{T_d e n_i} \right\}^{-1}, \quad (5)$$

$$\frac{\partial n_d}{\partial z} = \left(\frac{F_d}{q_d} - \frac{F_i}{e} \right) \frac{n_d q_d}{T_d} \quad (6)$$

$$+ \frac{n_i F_i + n_d F_d + n_e F_e - \frac{n_d q_d}{T_d} \left(\frac{F_d}{q_d} - \frac{F_i}{e} \right) \left(T_d + \frac{q_d}{e} T_e \right)}{\frac{T_d e}{T_i q_d n_d} (T_i + T_e) + T_d + T_e \frac{q_d}{e}},$$

$$\frac{d^2 \phi}{dz^2} + \frac{2}{|E|} \frac{d|E|}{dz} \frac{d\phi}{dz} = 0, \quad (7)$$

$$\frac{d^2 |E|}{dz^2} - |E| \left(\frac{d\phi}{dz} \right)^2 + |E| \left(\frac{\Omega_d}{e} \right)^2 \left\{ 1 - \frac{1}{\alpha(\alpha + 1)} \frac{\omega_{pd}^2}{\Omega_d^2} \right\} \times (\alpha + 1)^2 = 0, \quad (8)$$

where $F_d = [m_d / 2\alpha(\alpha + 1) B_0^2] (\partial |E|^2 / \partial z)$, and F_i / F_d , $F_e / F_d \ll 1$.

Due to the peculiarities of the dust grains, viz. a high electric charge and mass ($q/e \sim -10^3$; $m/m_p \sim 10^{12}$), the system of equations may be reduced further, to obtain a very simple dimensionless system, where $T_i \approx T_e$ is assumed,

$$\frac{\partial \tilde{n}_d}{\partial \tilde{z}} \approx 0, \quad (9)$$

$$\frac{\partial \tilde{n}_i}{\partial \tilde{z}} = -\frac{\tilde{n}_i}{\alpha(\alpha+1)} \frac{\partial \epsilon^2}{\partial \tilde{z}}, \quad (10)$$

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial \tilde{z}^2} + \frac{2}{\epsilon} \frac{\partial \epsilon}{\partial \tilde{z}} \frac{\partial \phi}{\partial \tilde{z}} = 0, \quad (11)$$

$$\frac{\partial^2 \epsilon}{\partial \tilde{z}^2} - \epsilon \left(\frac{\partial \phi}{\partial \tilde{z}} \right)^2 + (\alpha+1)^2 \epsilon \left[1 - \frac{\tilde{n}}{\alpha(\alpha+1)} \right] = 0, \quad (12)$$

where $\tilde{n}_d = n_d/n^*$; $\tilde{n}_i = n_i/n^*$; $n^* = \epsilon_0 B_0^2/m_d$; $\epsilon^2 = |E|^2/\lambda^2$; $\lambda^2 = 2T_e Z B_0^2/m_d$; $Z = |q|/e$; $\tilde{z} = z/L$; and $L = c/\Omega_d$.

An analytic solution is therefore possible, that is given by

$$\tilde{n}_d = \tilde{n}_d(0), \quad (13)$$

$$\tilde{n}_i = \tilde{n}_i(0) \exp \left\{ -\frac{\epsilon^2 - \epsilon^2(0)}{\alpha(\alpha+1)} \right\}, \quad (14)$$

$$A e^{\beta \tilde{z}} = |B + 8\beta^2 \epsilon^2 + 4\beta \sqrt{4\beta^2 \epsilon^4 + B\epsilon^2 - \epsilon^4(0)}|, \quad (15)$$

with $\beta = (\alpha+1)/2 \sqrt{\tilde{n}_d(0)/\alpha(\alpha+1) - 1} \approx \frac{1}{2} \sqrt{\tilde{n}_d(0)/\alpha}$, $B = \{1 + (\alpha+1)^2 [1 - \tilde{n}_d(0)/\alpha(\alpha+1)]\} \epsilon^2(0) \approx \epsilon^2(0) [1 - 4\beta^2] \approx -\tilde{n}_d(0)/\alpha \epsilon^2(0)$, and $A = \epsilon^2(0) (1 + 4\beta^2) \approx (1 + \tilde{n}_d(0)/\alpha) \epsilon^2(0)$.

For $\tilde{z} \gg 1$, Eq. (15) may be cast as

$$\left(\frac{\epsilon}{\epsilon(0)} \right)^2 \approx \frac{(1 + e^{\beta \tilde{z}})^2}{4e^{\beta \tilde{z}}}. \quad (16)$$

Therefore, a region is produced where the ion density damps out, i.e., a region where the ions and dust grains that have to be extracted afterwards are separated.

Indeed, using Eqs. (13), (14), and (16), one gets

$$\tilde{n}_d - \tilde{n}_i = \tilde{n}_d - \tilde{n}_i(0) \exp \left\{ -\frac{\epsilon^2(0)}{\alpha(1+\alpha)} \left[\frac{(1 + e^{\beta \tilde{z}})^2}{4e^{\beta \tilde{z}}} - 1 \right] \right\}. \quad (17)$$

It is clear that $\tilde{n}_d - \tilde{n}_i \rightarrow \tilde{n}_d$ far away from the source.

In summary, dust grains may influence the properties of a plasma. Indeed dust may be at the root of spurious signals as well as material that yields a loss in semiconductor manufacturing. A method is proposed to get rid of dust impurities, by imposing a magnetic field and launching a circularly polarized wave with a frequency close to the dust gyro-frequency. In a three-dimensional picture, the dust grain would gyrate resonantly around the magnetic field, allowing the gyro-radius to grow with time (to exceed the substrate dimensions). The other constituents will keep a small gyro-radius, and dust grains will consequently be spatially separated from electrons and ions.

¹E. C. Whipple, T. G. Northrop, and D. A. Mendis, *J. Geophys.* **90**, 7405 (1985).

²M. R. Jana, A. Sen, and P. K. Kaw, *Phys. Rev. E* **48**, 3930 (1993).

³R. Annou and V. K. Tripathi, *Phys. Lett. A* **131**, ■■■ (1997).

⁴G. S. Selwyn, in *The Physics of Dusty Plasmas*, edited by P. K. Shukla, D. A. Mendis, and V. W. Chow (World Scientific, Singapore, 1996), p. 177.

⁵N. Fiedler-Ferrari and R. M. D. Galvaõ, *Plasma Phys. Controlled Fusion* **28**, 515 (1986).

Numerical Investigation of Ponderomotive Force Effect Based Contamination Control in Dusty Plasmas

M. Amroun*, M. Djebli† and R. Annou†

*Quantum Electronics Lab., Physics Department, U.S.T.H.B, Algiers, Algeria
†Theoretical Physics Lab., Physics Department, U.S.T.H.B, Algiers, Algeria

Abstract. An impurity control scheme in plasmas [M. Amroun and R. Annou, Phys. Plasmas 8, 5331(2001)] where electrons ions and dust grains get separated when experiencing a cyclotron wave generated ponderomotive force, is numerically investigated. The electron and ion ponderomotive forces are included and the system of differential equations is solved. It is shown, that plasma-impurity separation is effective beyond a critical distance from the source.

INTRODUCTION

When plasma contains small solid micro to submicron sized dust grains with high charge ($Q \sim 10^4 e$) and mass ($m \sim 10^{12} m_i$), its properties get strongly affected. The effect of dust grains through their dynamics and charge fluctuations, has been greatly studied [1]. In particular, the presence of dust in semi-conductor manufacturing devices, leads to thinfilms defects that is a cause of material yield loss. There is a need to get rid of the dust component. It has been proposed to this end, by Amroun and Annou [2] to separate dust grains from plasma particles by imposing a magnetic field and launching a cyclotron wave, where its frequency matches the grain cyclotron frequency. Hence, the grain gyroradius grows resonantly whereas the electron and ion ones stay almost constant. Far from the source, an analytical solution has been derived. In this note, a numerical resolution is conducted taking into account electron and ion ponderomotive forces.

BASIC EQUATIONS

We consider a plasma consisting of three components namely, ions with mass m_i and charge e , electrons with mass m_e and charge $-e$ and negatively charged dust grains with mass m_d and charge $-Ze$.

The dusty plasma is immersed in an homogeneous magnetic field $B_0 \hat{z}$ which propagates a left hand circularly polarized wave $\vec{E} = E(z)(\hat{x} + i\hat{y})e^{i\omega t} + cc$. By virtue of

Faraday's and Ampere's laws, and putting $E(z) = |E(z)|e^{i\phi(z)}$, one finds, [1]

$$|E| \left(\frac{\partial \phi}{\partial z} \right)^2 + \frac{\partial^2 |E|}{\partial z^2} + \frac{\omega^2}{c^2} \left[1 - \sum_{\sigma} \frac{\omega_{p\sigma}^2}{\omega(\omega - \Omega_{\sigma})} \right] |E| = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} + 2 \left(\frac{1}{|E|} \frac{\partial |E|}{\partial z} \right) \frac{\partial \phi}{\partial z} = 0 \quad (2)$$

$$n_{\sigma} q_{\sigma} \frac{\partial \phi}{\partial z} - n_{\sigma} F_{\sigma} + k T_{\sigma} \frac{\partial n_{\sigma}}{\partial z} = 0 \quad (3)$$

where $\omega_{p\sigma} = \left(\frac{n_{\sigma} q_{\sigma}^2}{m_{\sigma} \epsilon_0} \right)^{1/2}$ is the plasma frequency, $\Omega_{\sigma} = q_{\sigma} B_0 / m_{\sigma}$ is the cyclotron frequency, ϕ the electrostatic potential and \vec{F}_{σ} being the ponderomotive force.

From Eqs. (1) -- (3) and the expression of the ponderomotive force given by,

$$F_{\sigma} = - \frac{q_{\sigma}^2}{2m_{\sigma}\omega(\omega - \Omega_{\sigma})} \frac{dE^2}{dz} \quad (4)$$

we find,

$$\frac{\partial^2 \tilde{\phi}}{\partial \tilde{z}^2} + 2 \left(\frac{1}{\tilde{\epsilon}} \frac{\partial \tilde{\epsilon}}{\partial \tilde{z}} \right) \frac{\partial \tilde{\phi}}{\partial \tilde{z}} = 0 \quad (5)$$

$$\frac{\partial^2 \tilde{\epsilon}}{\partial \tilde{z}^2} - \tilde{\epsilon} \left(\frac{\partial \tilde{\phi}}{\partial \tilde{z}} \right)^2 + (1 + \alpha)^2 \left[1 + \frac{2\tilde{n}_i}{Z(\alpha + 1)} - \frac{\tilde{n}}{\alpha} \right] \tilde{\epsilon} = 0 \quad (6)$$

$$\frac{\delta_i}{\tilde{n}_i} \frac{\partial \tilde{n}_i}{\partial \tilde{z}} + \frac{\delta_d}{\tilde{n}} \frac{\partial \tilde{n}}{\partial \tilde{z}} + \frac{(1 - \alpha)}{(1 + \alpha)\alpha Z} \frac{\partial \tilde{\epsilon}^2}{\partial \tilde{z}} = 0 \quad (7)$$

$$(1 + \delta_i) \frac{\partial \tilde{n}_i}{\partial \tilde{z}} + (\delta_d - Z) \frac{\partial \tilde{n}}{\partial \tilde{z}} - \left(\frac{2}{(1 + \alpha)Z} \tilde{n}_i - \frac{1}{\alpha} \tilde{n} \right) \frac{\partial \tilde{\epsilon}^2}{\partial \tilde{z}} = 0 \quad (8)$$

The quantities used in Eqs. (5)–(8) are normalized as follows: $\tilde{n} = n_d/n^*$; $\tilde{n}_i = n_i/n^*$; $n^* = \epsilon_0 B_0^2 / m_d$; $\tilde{\epsilon}^2 = |E|^2 / \lambda^2$; $\lambda^2 = 2T_e Z B_0^2 / m$; $Z = |q|/e$; $\tilde{z} = z/L$ and $L = c/\Omega_d$. δ_i and δ_d stand respectively for T_i/T_e and T_d/T_e . We have chosen the frequency of the wave close to the dust gyrofrequency, to drive resonantly the dust grains only.

NUMERICAL SOLUTION AND CONCLUSION

We solve the set of nonlinear differential equations (5)–(8) numerically in the case where $T_i = T_e$ and $T_d = T_e/10$ and plot $X = (\tilde{n} - \tilde{n}_i) / \tilde{n}$ versus normalized space coordinate \tilde{z} .

In Figure.1 we have considered the case $Z = 100$. It is clearly shown that the ion density decreases very strongly beyond $\tilde{z} = z/L = 3.6$ to reach a region where $X \rightarrow 1$, i.e., $\tilde{n} \gg \tilde{n}_i$ beyond $\tilde{z}_c > 4.35$. The effect of the electric field is to accelerate the separation, the limit is reached for $\tilde{z}_c = 4.35$ when $\epsilon_0 = 10^{-4}$ and $\tilde{z}_c = 2.5$ for $\epsilon_0 = 10^{-3}$.

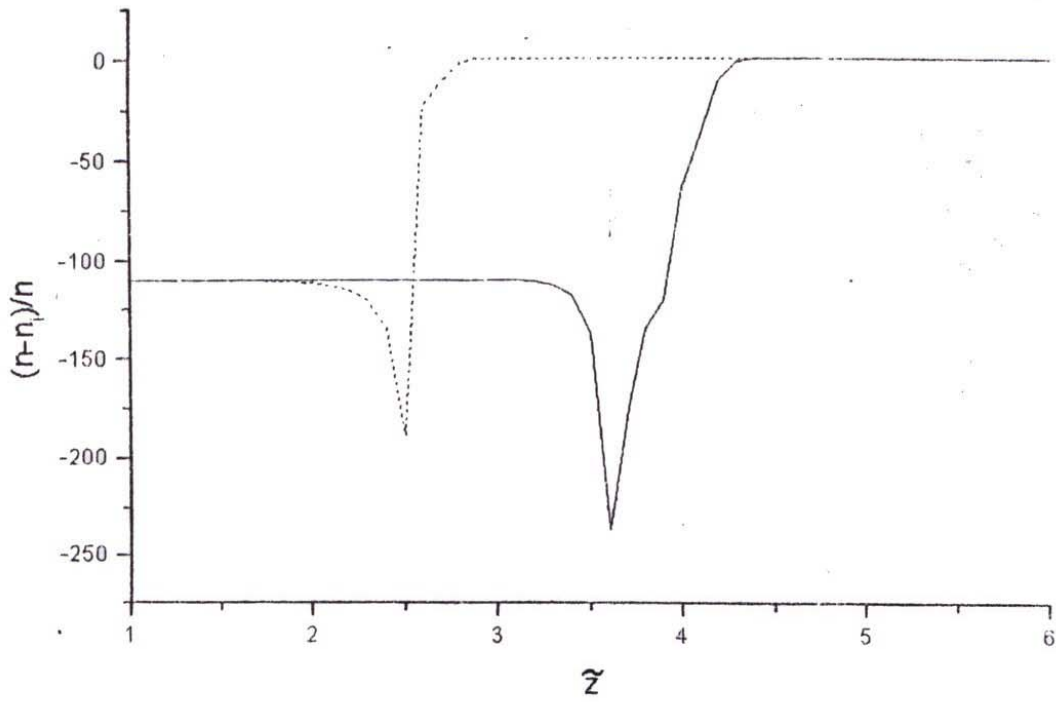


FIGURE 1. $\alpha = 0.01, \delta_i = 1, \delta_d = 0.1, n_e = n_i/10, Z = 100$. The solid line corresponds to $\epsilon_0 = 10^{-4}$ and the dashed one to $\epsilon_0 = 10^{-3}$.

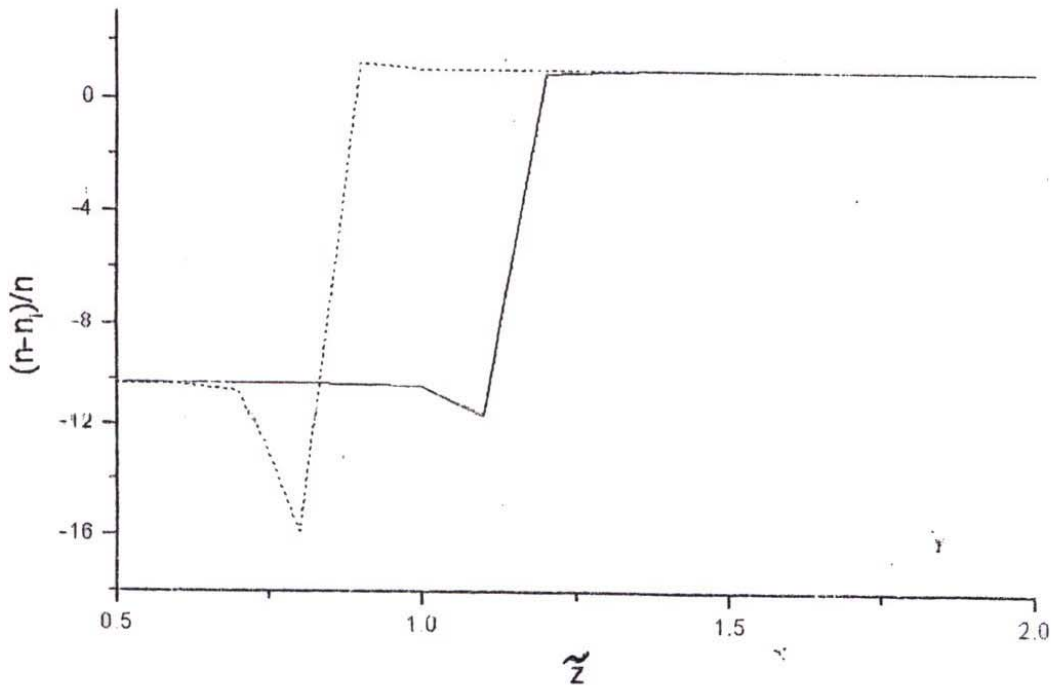


FIGURE 2. $\alpha = 0.01, \delta_i = 1, \delta_d = 0.1, n_e = n_i/10, Z = 10$. The solid line corresponds to $\epsilon_0 = 10^{-4}$ and the dashed one to $\epsilon_0 = 10^{-3}$.

separation, the limit is reached for $\bar{z}_c = 4.35$ when $\epsilon_0 = 10^{-4}$ and $\bar{z}_c = 2.5$ for $\epsilon_0 = 10^{-3}$. In Fig.2 we have kept the same values as in Fig.1 and have considered a smaller dust charge ($Z = 10$). The critical point \bar{z}_c is found to be close to the origin ($\bar{z}_c = 1.2$ for $\epsilon = 10^{-4}$ and $\bar{z}_c = 0.8$ for $\epsilon_0 = 10^{-3}$).

To conclude, the use of a cyclotron wave generated pondermotive force in plasma particles-dust grains separation is clearly shown. The set of non-linear differential equations in the presence of the the pondermotive force is established and solved numerically. There is a critical distance $z_c = \bar{z}_c L$ beyond which $\tilde{n} \gg \tilde{n}_i$ that is a dust free space. This result is in accordance with the asymptotic analytical solution. The effect of the electric field is to accelerate the separation.

REFERENCES

1. Selwyn, G. S., *In The Physic of Dusty Plasmas*, 177 (1996).
2. Amroun, M., and Annou, R., *Phys.Plasmas*, 8 (2001).

Impurity variable charge effect on the ponderomotive force based contamination control in plasmas

M. Amroun, R. Annou and K. Annou
Faculty of physics, USTHB-Algiers, ALGERIA

Abstract

The impurity decontamination method in dusty plasmas proposed by Amroun and Annou [Phys. Plasmas 8, 1 (2001)] is revisited. The charging process of the grain is dealt with through appropriate sink terms in the governing equations. An additional term arises in the ponderomotive force that is at the root of the acceleration of the plasma components separation

Introduction

Solid sub-micron sized grains acquire an electric charge by attracting electrons and ions if immersed in a plasma [1]. Due to its high value as well as its dynamical character the grain charge greatly affects the modes of oscillations allowed to propagate in the plasma. This influence may be spurious in many industrial situations, such as, semi-conductors manufacturing industry, fusion reactors etc. [2]. In order to separate dust grains from electrons and ions of the plasma, it has been suggested to impose a magnetic field \vec{B}_0 and to launch a circularly polarized wave of a frequency that is chosen so to ensure an energy resonant feeding of the grain [3]. The gyro-radius of the grain grows whereas the electron and ion gyro-radii remain almost static, up to complete spatial separation. Indeed, it has been analytically shown through a compact solution away from the source, the feasibility of the proposed technique. Although the solution proves, in principle the possibility of the contamination control, it remains approximate since on one hand the ponderomotive forces generated by the wave and experienced by electrons and ions are neglected, and on the other the grain charge has been considered constant. The electrons and ions ponderomotive forces are reintroduced in Ref. (4) and the system of the governing equations is numerically solved. The results confirm the separation of the plasma constituents beyond a critical distance.

In this note we reconsider the charge of the grain that's self-consistently introduced. The grain charge equation is taken into account along with the loss effect experienced by electrons and ions through appropriate sink terms in the continuity and momentum equations.

It turns out, that an additional term that depends on the attachment frequency, appears in the ponderomotive force. This term accelerates the separation of the plasma constituents.

Modeling

Let's consider a left-handed circularly polarized wave, $\vec{E} = E(z)(\hat{x} + i\hat{y})\exp(i\omega t) + c.c$, where $E(z) = |E(z)|\exp(i\phi z)$, propagating in a magnetized dusty plasma.

The governing equations are given by,

$$m_d \left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{V}_d \cdot \nabla \right) \vec{V}_d = q(\vec{E} + \vec{V}_d \times (\vec{B} + \vec{B}_0)) - \frac{\nabla P_i}{n_d} + \frac{m_e n_e}{n_d} v_e (\vec{V}_e - \vec{V}_d) + \frac{m_i n_i}{n_d} v_i (\vec{V}_i - \vec{V}_d) \quad (1)$$

$$m_e \left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{V}_e \cdot \nabla \right) \vec{V}_e = -e(\vec{E} + \vec{V}_e \times (\vec{B} + \vec{B}_0)) - \frac{\nabla P_e}{n_e} - m_e v_e (\vec{V}_e - \vec{V}_d) \quad (2)$$

$$m_i \left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{V}_i \cdot \nabla \right) \vec{V}_i = e \left(\vec{E} + \vec{V}_i \times (\vec{B} + \vec{B}_0) \right) - \frac{\nabla p_i}{n_i} - m_i v_i (\vec{V}_i - \vec{V}_d) \quad (3)$$

$$\frac{\partial n_d}{\partial t} + \nabla \cdot (n_d \vec{V}_d) = 0 \quad (4)$$

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \cdot (n_e \vec{V}_e) = -v_e n_e \quad (5)$$

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \nabla \cdot (n_i \vec{V}_i) = -v_i n_i \quad (6)$$

$$v_e = \pi r_0^2 \sqrt{\frac{8T_e}{\pi m_e}} \exp\left(\frac{eq}{CT_e}\right) n_d \quad (7)$$

$$v_i = \pi r_0^2 \sqrt{\frac{8T_i}{\pi m_i}} \left(1 - \frac{eq}{CT_i}\right) n_d \quad (8)$$

$$\frac{\partial q}{\partial t} + \vec{V}_d \cdot \nabla q = \frac{e}{n_d} (v_i n_i - v_e n_e) \quad (9)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (10)$$

$$\nabla \times \vec{B} = \mu_0 \vec{j} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (11)$$

The different quantities have their usual meaning while r_0 , C are the grain radius and capacitance. The ponderomotive force responsible for particles separation is defined as, $\vec{F} = q(R_e \vec{V} \times R_e \vec{B})$ where $\text{Re}(x)$ stands for real part of x . After some lengthy algebra, the perpendicular component of the velocities of each particle is given by,

$$\vec{V}_{d\perp} = \frac{1}{\alpha^2 + \tilde{\Omega}_d^2} \left\{ \alpha \vec{A} - \tilde{\Omega} \times \vec{A} \right\} = \frac{\alpha + i\beta}{\alpha^2 + \beta^2} \gamma \vec{E} \quad (12)$$

where, $\bar{v}_i = \frac{m_i n_i}{m_d n_d} v_i$; $\bar{v}_e = \frac{m_e n_e}{m_d n_d} v_e$; $\Omega_\sigma = q_\sigma B_0 / m_\sigma$ for $\sigma = e, i, d$

$$\alpha = i\omega + \bar{v}_e + \bar{v}_i - \frac{v_e \bar{v}_e (i\omega + v_e)}{\Omega_e^2 + (i\omega + v_e)^2} - \frac{v_i \bar{v}_i (i\omega + v_i)}{\Omega_i^2 + (i\omega + v_i)^2},$$

$$\tilde{\Omega} = \tilde{\Omega}_d + \frac{v_e \bar{v}_e}{\Omega_e^2 + (i\omega + v_e)^2} \tilde{\Omega}_e + \frac{v_i \bar{v}_i}{\Omega_i^2 + (i\omega + v_i)^2} \tilde{\Omega}_i = \beta \hat{z},$$

$$\vec{A} = \frac{q}{m_d} \vec{E} - \frac{e \bar{v}_e (i\omega + v_e)}{\Omega_e^2 + (i\omega + v_e)^2} \left\{ \vec{E} + \frac{\vec{E} \times \tilde{\Omega}_e}{i\omega + v_e} \right\} + \frac{e \bar{v}_i (i\omega + v_i)}{\Omega_i^2 + (i\omega + v_i)^2} \left\{ \vec{E} + \frac{\vec{E} \times \tilde{\Omega}_i}{i\omega + v_i} \right\} = \gamma \vec{E}.$$

$$\bar{V}_{e\perp} = -\frac{\nu_e + i(\omega + \Omega_e)}{\Omega_e^2 + (i\omega + \nu_e)^2} \left\{ \frac{e}{m_e} - \frac{\gamma\nu_e}{\alpha - i\beta} \right\} \bar{E} \quad (13)$$

$$\bar{V}_{i\perp} = \frac{\nu_i + i(\omega + \Omega_i)}{\Omega_i^2 + (i\omega + \nu_i)^2} \left\{ \frac{e}{m_i} + \frac{\gamma\nu_i}{\alpha - i\beta} \right\} \bar{E} \quad (14)$$

By considering the following conditions viz, $|\Omega_d/\Omega_e| \ll 1$, $\bar{\nu}_e/\nu_e \ll 1$, $\bar{\nu}_i/\nu_i \ll 1$ and $\Omega_d < \nu_e$, $\nu_i < \Omega_i$ and using Eqs.(10)-(12), we determine the ponderomotive force experienced by the dust grains,

(15)

$$\text{where, } \text{Re } \bar{V}_{d\perp} = \delta_1 \text{Re } \bar{E} + \delta_2 \text{Im } \bar{E}, \delta_1 \approx \frac{q}{m_d} \frac{1 + \left(\frac{\bar{\nu}_e + \bar{\nu}_i}{\Omega_d} \right)^2}{2(\bar{\nu}_e + \bar{\nu}_i) \left[1 + \left(\frac{\bar{\nu}_e + \bar{\nu}_i}{2\Omega_d} \right)^2 \right]}, \delta_2 \approx -\delta_1 \frac{\bar{\nu}_e + \bar{\nu}_i}{\Omega_d}$$

An additional term appears that depends on the phase derivative. It turns out that this term accelerates the separation process. The low frequency component of the governing equations, where the electron and ion ponderomotive forces are neglected, are given by the following

system provided the kinetic energy is slowly varying, viz, $\left(\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{2} m_\sigma V_{\sigma z} \right) \approx 0 \right)$,

$$\frac{dn}{dz} \approx 0, \quad (16)$$

$$\frac{dn_i}{dz} = -n_i \left(a \frac{d\epsilon^2}{dz} + b \epsilon^2 \frac{d\phi}{dz} \right), \quad (17)$$

$$\frac{d^2 \tilde{\phi}}{dz^2} + \frac{2}{\epsilon} \frac{d\epsilon}{dz} \frac{d\phi}{dz} = 0, \quad (18)$$

$$\frac{d^2 \epsilon}{dz^2} - \epsilon \left(\frac{d\phi}{dz} \right)^2 + \epsilon \left(1 - \frac{n_d}{\alpha} \right) \approx 0, \quad (19)$$

where, $n = n/(\epsilon_0 B_0^2/m_d)$, $\epsilon^2 = |E|^2/2T_e Z B_0^2/m_d$, $Z = \frac{|q|}{e}$, and $\alpha = (\omega - \Omega_d)/\Omega_d$.

The ion density away from the source is given by,

$$n_i(z) \approx n_i(0) \exp \left\{ -\frac{\epsilon^2(0)}{4} \exp(\beta z) \right\} \exp \left(\frac{bk}{\epsilon^2(0)} z \right), \quad (20)$$

where, $\epsilon^2 \frac{d\phi}{dz} = k$. Away from the source the solution tends to $\frac{n_d - n_i}{n_d} \approx 1$. The additional term

$\exp \left(\frac{bk}{\epsilon^2(0)} z \right)$ that accelerates the separation process, is due to particles attachment by the grain.

Conclusion

In summary, when a circularly polarized wave propagates in a magnetized dusty plasma, electrons, ions and dust grains gyrate around the field lines. However, if one chooses a wave frequency close to the grain cyclotron frequency, the dust gyro-radius grows and a dust void develops. However, it is established that when a dust grain is immersed in the plasma, it acquires an electric charge by way of electrons and ions attachment. The grain charge is then a dynamical variable, which has been proved to be very influential on plasma properties. In this note, it is shown that an additional term arises in the expression of the ponderomotive force generated by the wave and experienced by the grains. In the range $(\bar{\nu}_e + \bar{\nu}_i) < 2\omega$ the correction to the ponderomotive force reduces to $\frac{\Omega_d}{\bar{\nu}_e + \bar{\nu}_i} |E|^2 \frac{\partial \phi}{\partial z}$ and happens to give rise to an acceleration of the void formation (separation process).

References

- 1-E.C.Whipple *et al.* J.Geophys. **90**, 7405(1985).
- 2-G.S.Selwyn, in *the physics of dusty plasmas*, Eds. P.K.Shukla, D.A.Mendis, and V.W.Chow (world scientific, Singapore, 1996), p.177.
- 3-M. Amroun and R. Annou, Phys. Plasmas 8, 1 (2001)
- 4-M.Amroun, M.Djebli and R. Annou, Proc.III CPDP, Eds.R.Bharuthram *et al.*p269 (2002).