



REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET
POPULAIRE



MINISTRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE
SCIENTIFIQUE
UNIVERSITE AKLI MOHAND OULHADJ DE BOUIRA

Faculté des Sciences et des Sciences Appliquées
Département de physique

Mémoire de fin d'études En vue de l'obtention du diplôme
de Master en physique

Spécialité : Physique théorique

Thème :

**Effet des électrons énergétique sur l'expansion d'un plasma
poussiéreux dans le vide**

Présenté par :

- ✓ *Yettou Fatiha*
- ✓ *Mahfoud Hadjira*

Soutenu le: ... / ... / 2020

Devant le jury composé de :

Mr.Khalfane Hocine	M.C.B	Univ.bouira	Président
Mr.Bacha Mustapha	M.C.A	Univ.STHB	Rapporteur
Mr.Benaiche Salim	M.A.A	Univ.Bouira	Co Encadreur
Mr.Boukhalfa Soufiane	M.A.A	Univ.Bouira	Examineur
Mr.Merriche Abderezake	M.A.A	Univ.Bouira	Examineur

Année Universitaire : 2019/2020

Remerciements

*Nous remercions **DIEU**, tout puissant, nos avoir donné la force pour suivre, ainsi que pour dépasser toutes les difficultés pour réaliser ce mémoire.*

*Nous adressons nos vifs remerciements à nos Encadreur **D.r Mustapha BACHA** et Coencadreur Monsieur **Ben AICH Salim** pour nos avoir constamment guidé tout long de nos projet et pour les conseils précieux qu'il leurs on données, et pour leurs serviabilités, leurs disponibilités et leurs conseil constructifs.*

*Nous tenons à remercier Monsieur **KHALFANE Hocine** de m'avoir fait l'honneur d'être président et de participer à ce jury. Nous remercions vivement Monsieur **MERRICHE Abderezak** et Monsieur **BOUKHALFA Soufiane** pour avoir prix leurs temps de lire et de juger mon travail.*

Nous remercions aussi tous les étudiants et enseignants de la spécialité Physique pour leur aide et leur soutien, sans oublier tout le staff administratif du département.

Nous remercions infiniment tous ceux qui ont contribué de près ou de loin de la réalisation ce mémoire.

Dedicace

Je dédie ce modeste travail à :

Mes parents :

Ma chère mère : honorable, aimable, Tu représentes pour moi le symbole de la bonté par excellence, la source de tendresse et l'exemple du dévouement qui n'a pas cessé de m'encourager et de prier pour moi.

Mon père : Rien au monde ne vaut les efforts fournis jour et nuit pour mon éducation et mon bien être. Ce travail est le fruit de tes sacrifices que tu as consentis pour ma formation.

A mon frère : **Hicham fares**

Mes chères soeurs : **Feriel, Maroua, Zahra**

A ma sœur : **Linda** et son mari **Nourddine** et sa enfant **Nesrine** Pour leurs encouragements permanents, et leur soutien moral.

A toute ma famille pour leur soutien tout au long de mon parcours universitaire Que ce travail soit l'accomplissement de vos vœux tant allégués, et le fruit de votre soutien infailible

Merci d'être toujours là pour moi

A mon binôme : **Mahfoud Hadjira** sa famille respectable.

A tous ceux qui m'ont encouragé tout au long de mes études

A toutes les enseignants du département de science et technologie

Et à tous ce qui ont enseigné moi du long de ma vie scolaire.

Dédicace

Je dédie ce mémoire :

Mes parents :

A ma chère mère: *Tu représentes pour moi le symbole de la bonté par excellence, la source de tendresse et l'exemple du dévouement qui n'a pas cessé de m'encourager et de prier pour moi.*

Je te dédie ce travail en témoignage de mon profond amour. Puisse Dieu, le tout puissant, te préserver et t'accorder santé, longue vie et bonheur.

A mon Père : *Aucune dédicace ne saurait exprimer l'amour, l'estime, le dévouement et le respect que j'ai toujours eu pour vous.*

A mes chers frères : *Mohamed et Boubeker*

Et mon frère Brahim et son marie Fatima.

A mes chères soeurs : *Nawel ,Razika et ses enfants Assil et Heithem.*

A mon marie *Zouar Salah.*

A mon binôme : *Yettou Fatiha et toute sa famille respectable.*

A toutes mes chers amis intimes et mes collègues de l'université de Akli Ouhand Oulhadj de Bouira.

A toutes les enseignants du département de Physique et tous ce qui enseigné moi de long de ma vie scolaire .

Table des matières

Table des matières	2
Liste des figures	3
Introduction générale	4
1 Généralités sur les plasmas	5
1.1 Définition d'un plasma	5
1.2 Paramètres d'un plasma	6
1.2.1 Degré d'ionisation	6
1.2.2 Longueur de Debye	6
1.2.3 Fréquences plasma	7
1.3 Plasma poussiéreux	7
1.3.1 Caractéristiques des plasmas poussiéreux	9
1.3.2 Charge de grain de poussière	12
1.4 Modèles de description d'un plasma	13
1.4.1 Description cinétique	13
1.4.2 Description fluide	14
2 Expansion d'un plasma	16
2.1 Formation et expansion d'un plasma produit par interaction laser-matière . .	16
2.1.1 Interaction laser-cible et formation de la vapeur	17
2.1.2 Interaction laser-vapeur et formation du plasma	17
2.1.3 Expansion du plasma dans le vide	17
2.2 Formulation mathématique	18
2.2.1 Plasma électrons-ions	18
2.2.2 Plasma poussiéreux (grains- ions- électrons)	20

3	Expansion d'un plasma poussiéreux dans le vide en présence d'électrons suprathermiques	24
3.1	Modèle théorique	24
3.2	Expansion self similaire	27
3.3	Résultats numériques et discussion	29
4	Conclusion	32
	Bibliographie	33

Liste des figures

Figure 1 : Schéma de l'accélération des ions par interaction laser- matière.

Figure 2: Etape d'une expansion d'une plume d'ablation laser dans le vide.

Figure 3: Variation de la vitesse du son C_s dans le plasma en fonction de la variable self similaire η pour différentes valeurs du paramètre κ .

Figure 4: Variation de la densité des grains N_d en fonction de la variable self similaire η pour différentes valeurs du paramètre κ .

Figure 5: Variation de la vitesse des grains U_d en fonction de la variable self similaire η pour différentes valeurs du paramètre κ .

Figure 6: Variation du potentiel électrostatique Ψ en fonction de la variable self similaire η pour différentes valeurs du paramètre κ .

Introduction générale

En 1928 I. Langmuir a introduit pour la première fois le terme plasma [1] lorsqu'il observait le comportement du gaz ionisé dans des tubes à décharges. Le plasma considéré comme étant le quatrième état de la matière d'un gaz partiellement ou totalement ionisé, constitué d'électrons et d'ions à charge positive. Il fait suite à l'état solide, liquide et gaz à l'échelle des températures. Il est admis que la majeure partie de l'univers visible est à l'état plasma à l'exemple des atmosphères, des nébuleuses, des étoiles, la foudre [2].... Notre planète est elle-même entourée d'un plasma à une distance comprise entre 90 et 500 km de sa surface. La maîtrise des plasmas a donné lieu aux tubes à néon, aux écrans à plasma, au découpage des métaux par chalumeau à plasma,.... Le plasma est aussi créé artificiellement dans des laboratoires comme le plasma produit par laser et arc électrique [3]. L'interaction laser-matière provoque la formation d'un plasma en expansion. Ce phénomène d'expansion peut avoir lieu lorsque le plasma s'étend d'un milieu très dense vers un autre milieu moins dense.

Dans ce travail, l'expansion non linéaire d'un plasma poussiéreux quasi-neutre dans le vide sera étudiée. Nous allons considérer d'abord le modèle théorique qui a été proposé en 1991 par Rao et al. Pour cela on considère un plasma composé de trois espèces de particules, à savoir les grains de poussière froids, les ions et les électrons en équilibre thermodynamique, donc obéissant à la distribution des vitesses de Maxwell-Boltzmann. En réalité les électrons existant dans ce plasma peuvent être très énergétiques, et dans ce cas, ils seront décrits par des distributions non maxwelliennes. Ce travail consiste à généraliser ce modèle de Rao et al. en présence des électrons très énergétiques et d'étudier les effets de ces derniers sur le phénomène d'expansion de ce type de plasma dans le vide. C'est pourquoi après avoir défini quelques éléments de base et des généralités sur les plasmas dans le premier chapitre, nous allons décrire le phénomène de l'expansion du plasma dans le deuxième chapitre. Le troisième chapitre de ce mémoire sera consacré à l'étude de l'expansion du plasma dans le vide en présence des électrons énergétiques suprathermiques. Enfin, nous terminerons ce travail par une conclusion.

1

Généralités sur les plasmas

1.1 Définition d'un plasma

Un plasma est un gaz totalement ou partiellement ionisé, constitué d'électrons et d'ions de charge positives et/ou des neutres. Ces composantes répondent collectivement aux forces électromagnétiques et constituent un milieu globalement neutre. La différence principale entre un gaz et un plasma réside dans la nature des interactions entre les particules de ces deux milieux respectifs. Dans un gaz classique, les collisions entre particules neutres qui régissent la dynamique globale du fluide sont régies par des forces à courte portée qui est la force de Van Der Waals. Par contre, dans un plasma, les interactions qui interviennent entre les particules sont électromagnétiques et à longue portée.

Les plasmas sont classés en deux catégories:

Les plasmas chauds ou plasmas en équilibre thermodynamique: ils sont caractérisés par la même température pour toutes les espèces (ions, électrons et neutres), i.e $T_i \simeq T_e \simeq T_n$. Ils sont utilisés comme source d'espèces réactives à hautes températures ($\sim 10^8$ K) dans la fusion thermonucléaire.

Les plasmas froids ou plasmas hors équilibre thermodynamique: les espèces n'ont pas la même température. Les électrons sont plus énergétiques que les ions et les neutres. ($T_e > T_i > T_n$). Les températures des électrons est proche de $10^4 k$ mais celles des ions et des neutres sont inférieures à celle des électrons.

Notons qu'en physique des plasmas, l'énergie cinétique (thermique) des particules est donnée en température.

1.2 Paramètres d'un plasma

Les plasmas sont caractérisés par différents paramètres physiques qui sont degré d'ionisation, longueur de Debye...

1.2.1 Degré d'ionisation

En général, un plasma est un milieu macroscopiquement neutre. Il est constitué d'électrons e , d'ions i et des neutres n (molécules ou atomes) de densité respectives n_e , n_i et n_n . La densité étant le nombre de particules par unité de volume. Le degré d'ionisation α d'un plasma est défini par:

$$\alpha = \frac{n_{ch}}{n_{ch} + n_n}$$

où n_{ch} est la densité des particules chargées (ions ou électrons). Pour $\alpha \leq 10^{-4}$, le gaz est dit faiblement ionisé et il est considéré comme un plasma froid. Pour une valeur de $\alpha \approx 1$, le plasma est complètement ionisé et il est considéré comme un plasma chaud.

1.2.2 Longueur de Debye

Dite aussi longueur critique d'interaction collective, elle constitue l'échelle spatiale caractérisant l'hypothèse de la quasi-neutralité et le phénomène d'écrantage électrique. La longueur de Debye est un paramètre physique important dans un plasma, c'est la plus petite distance au-delà de laquelle le champ de Coulomb d'une particule chargée est atténué (écranté) par le nuage électronique à l'intérieur du plasma. Les particules chargées se réarrangent afin d'écranter tous les champs électrostatiques sur cette distance de Debye. Considérant un modèle simple pour décrire le phénomène d'écrantage. On suppose qu'une charge électrique positive quelconque placée dans un plasma composé d'électrons de charge $q_e = -e$ et d'ions positifs de charge $q_i = +e$. Ces derniers sont considérés immobiles à cause de leur masse par rapport aux électrons. Le potentiel électrostatique ϕ autour de cette charge est donné par l'équation de Poisson:

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} = -\frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (1.2.1)$$

où ρ est la densité de charge du plasma, $\rho = q_e n_e + q_i n_i$. et ϵ_0 est la permittivité du vide ($= 1/4\pi$ en système d'unité cgs). En prenant la distribution de Boltzmann pour les électrons, leur densité est alors donnée par:

$$n_e = n_{e0} \exp\left(\frac{e\phi}{k_B T_e}\right) \quad (1.2.2)$$

avec T_e est la température des électrons et n_{e0} est la densité des électrons à $\phi = 0$. La solution de l'équation de Poisson qui représente physiquement le potentiel électrostatique autour de la charge teste, est donnée par:

$$\phi(x) = \phi_0 \exp\left(-\frac{|x|}{\lambda_D}\right) \quad (1.2.3)$$

avec

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T_e}{n_{e0} e^2}}$$

λ_D représente la longueur de Debye. ϕ_0 est le potentiel électrostatique au voisinage de l'origine de cette charge qui est en réalité le potentiel de Coulomb. Le terme exponentiel manifeste cet effet d'écran qui réduit fortement la portée qu'aurait eu le potentiel électrostatique dans le vide. Par conséquent, la décroissance de ce potentiel est plus rapide dans un plasma que dans le vide.

1.2.3 Fréquences plasma

Dans un plasma électriquement neutre, une perturbation locale sous forme d'excès de charges électriques produit des oscillations de particules chargées autour de leur état d'équilibre. Les ions plus lourds que les électrons restent pratiquement immobiles. L'agitation thermique et les oscillations des ions et en générale négligeables. La fréquence des oscillations des électrons, appelée fréquence plasma électronique ou fréquence de Longmuir, est donnée par la relation suivante [3] :

$$\omega_{pe} = \left(\frac{n_{e0} e^2}{\epsilon_0 m_e}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (1.2.4)$$

où m_e est la masse des électrons. De la même façon, la fréquence plasma ionique est donnée par:

$$\omega_{pi} = \left(\frac{n_{e0} e^2}{\epsilon_0 m_i}\right)^{\frac{1}{2}} = \sqrt{\frac{m_e}{m_i}} \omega_{pe} \quad (1.2.5)$$

La fréquence plasma est l'une des caractéristiques fondamentales d'un plasma car elle traduit le caractère collectif des forces électrostatiques.

1.3 Plasma poussiéreux

Un plasma poussiéreux (ou plasma complexe) est un plasma habituel qui contient, en plus des électrons et des ions, une autre espèce de particule plus massive et hautement chargée appelée grain de poussière. La taille de ces grains de poussière peut varier du nanomètre

au micromètre [4]. Les plasmas poussiéreux sont présents dans différentes parties de notre système solaire, à savoir le milieu interplanétaire, les nuages interstellaires, les queues et chevelures des comètes et les anneaux planétaires. Ils sont aussi présents dans les dispositifs de laboratoires et les procédés industriels [5].

Le trait saillant des plasmas poussiéreux demeure la charge des grains de poussière. Elle est le résultat de plusieurs processus de charge telles que la collection des électrons et des ions par le grain, la photo-émission, l'émission secondaire, l'émission thermo-ionique etc. Ainsi 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 tels que la densité 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. Des instabilités peuvent même 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 sans grains de poussière [6], [7].

Des observations expérimentales de l'existence des grains de poussière dans les plasmas [8] ont suscité un intérêt particulier pour étudier et proposer des modèles physiques pour les plasmas poussiéreux. La présence de grain de poussière rend le plasma plus complexe et modifie considérablement le comportement de ce milieu [9], [10]. Aussi, la présence de ces grains de poussière donne lieu aux nouveaux phénomènes dans les plasmas, à savoir l'apparition de nouveaux modes d'oscillations (dust ion acoustic waves DIA et dust acoustic waves DA) [11], [12]. Ces nouveaux phénomènes ne peuvent pas être interprétés par l'interaction gravitationnelle mais plutôt par des interactions électromagnétiques [13], [14].

Dans les expériences de laboratoire, les plasmas poussiéreux sont créés encore en injectant artificiellement des particules massives ou des molécules dans le plasma ou en les fabriquant au sein même de celui-ci. Cette dernière méthode utilise soit des gaz réactifs [15] soit le phénomène de pulvérisation des surfaces exposées au plasma [16]. Dans les deux cas, des molécules réactives sont injectées dans la phase gazeuse et donnent lieu à une suite de réactions chimiques et physiques entraînant la croissance des grains de poussière [17]. Ces derniers se chargent alors électriquement en capturant une partie des électrons libres du plasma. Ce processus déstabilise le plasma et donne lieu à de nombreuses instabilités non linéaires.

Les plasmas poussiéreux se rencontrent à l'état naturel dans l'espace à savoir, l'espace entre les étoiles, l'espace interplanétaire, les comètes, les anneaux planétaires tels que, Jupiter, Saturne, Uranus et Neptune tels que, Jupiter, Saturne, Uranus et Neptune la haute atmosphère terrestre. Les nuages noctiluents sont aussi l'exemple naturel par excellence des plasmas poussiéreux dans l'environnement terrestre, qui se forment en été dans la mésosphère au dessus de l'Arctique, à une altitude située approximativement entre 80 à 110 km. Ces nuages sont visibles au-dessus de l'horizon après le coucher du soleil, car à cette altitude ils restent éclairés par la lumière de soleil, pendant que la terre et les couches inférieures de l'atmosphère sont dans l'obscurité de la nuit. Les particules de ces nuages sont formées de glace. Etant les plus hautes nuages de l'atmosphère terrestre à une altitude situées dans l'ionosphère, où il y'a des électrons libres, les grains de glace les formant peuvent capturer ces électrons et générer ainsi un plasma poussiéreux dans l'ionosphère.

1.3.1 Caractéristiques des plasmas poussiéreux

Il y'a plusieurs caractéristiques de base des plasmas poussiéreux comme la longueur de Debye, la neutralité macroscopique, l'espace inter-grains, le paramètre de couplage coulombien et les fréquences caractéristiques. Ces caractéristiques sont définies ci-après:

Longueur de Debye

En présence des grains de poussière dans le plasma, la longueur de Debye est donnée par [4]

$$\lambda_D = \frac{\lambda_{De}\lambda_{Di}}{\sqrt{\lambda_{De}^2 + \lambda_{Di}^2}}$$

où λ_{De} et λ_{Di} respectivement la longueur de Debye électronique et ionique respectivement:

$$\lambda_{De} = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T_e}{n_{e0} e^2}} \text{ et } \lambda_{Di} = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T_i}{n_{i0} e^2}}. \quad (1.3.1)$$

Pour déterminer ce paramètre, nous résolvons l'équation de Poisson suivante:

$$\nabla^2 \phi = 4\pi (e n_e - e n_i - q_d n_d) \quad (1.3.2)$$

où n_e , n_i et n_d sont les densités des électrons, des ions et des grain, respectivement, $q_d = -Z_d e$ est la charge du grain de poussière, Z_d est le nombre d'électrons se trouvant sur la surface du grain et ϕ est le potentiel électrostatique.

A l'équilibre (à $\phi = 0$), les densités des particules chargées sont liées par la contrainte de la quasi-neutralité suivante:

$$e n_{i0} - e n_{e0} - e Z_d n_{d0} = 0 \quad (1.3.3)$$

Les électrons et les ions sont distribués suivant la distribution de Maxwell-Boltzmann et leurs densités sont données respectivement par:

$$n_e = n_{e0} \exp\left(\frac{e\phi}{k_B T_e}\right) \quad (1.3.4)$$

$$n_i = n_{i0} \exp\left(-\frac{e\phi}{k_B T_i}\right) \quad (1.3.5)$$

où T_e et T_i sont les températures électronique et ionique respe.

Au-dela de la longueur critique, où l'énergie thermique des particule est très grande devant leur énergie potentielle, dans ce cas on suppose que $e\phi \ll k_B T_e$ et $e\phi \ll k_B T_i$ et les densités des électrons et des ions peuvent être développées en série de Taylor:

$$n_e = n_{e0} \exp\left(\frac{e\phi}{k_B T_e}\right) \simeq 1 + \left(\frac{e\phi}{k_B T_e}\right) + \dots \quad (1.3.6)$$

$$n_i = n_{i0} \exp\left(-\frac{e\phi}{k_B T_i}\right) \simeq 1 - \frac{e\phi}{k_B T_i} + \dots \quad (1.3.7)$$

Et l'équation de Poisson Eq.(1.3.2) peut être réécrite sous cette forme:

$$\nabla^2 \phi = 4\pi \left(\frac{1}{\lambda_{De}^2} + \frac{1}{\lambda_{Di}^2} \right) \phi = 4\pi \frac{1}{\lambda_D^2} \phi \quad (1.3.8)$$

où

$$\lambda_{De} = \sqrt{\frac{k_B T_e}{4\pi n_{e0} e^2}} \quad \text{et} \quad \lambda_{Di} = \sqrt{\frac{k_B T_i}{4\pi n_{i0} e^2}}$$

Ce qu'il nous donne la définition de la longueur de Debye λ_D dans un plasma poussiéreux comme suit:

$$\lambda_D = \frac{\lambda_{De} \cdot \lambda_{Di}}{\sqrt{\lambda_{De}^2 + \lambda_{Di}^2}}. \quad (1.3.9)$$

Quand les grains de poussière sont hautement chargés positivement la longueur de Debye sera $\lambda_D = \lambda_{Di}$. Dans le cas contraire s'ils sont chargés négativement la longueur de Debye sera $\lambda_D = \lambda_{De}$.

Neutralité macroscopique

La présence de grains de poussière modifie les paramètres du plasma et affecte les processus collectifs dans ce dernier. En particulier, les grains de poussière peuvent collecter efficacement des électrons et des ions du plasma et ce chargeant alors par le biais de collection de particule. Une tendance à la quasi-neutralité se produit car un plasma conventionnel n'a pas d'énergie interne suffisante pour devenir non neutre sur des distances plus grandes qu'une

longueur de Debye. La condition de quasi-neutralité de la charge électrique dans un plasma poussiéreux dont les grains portent une charge négative s'écrit sous forme:

$$n_{i0} = n_{e0} - Z_d n_{d0} \quad (1.3.10)$$

Les quantités n_{e0} , n_{i0} et n_{d0} représentent, respectivement, les densités des électrons, des ions et des grains de poussière non perturbées (à l'équilibre, à la limite de $\phi = 0$) et Z_d est le nombre des électrons collés sur la surface du grain de poussière.

La distance inter-grains

Dans un plasma poussiéreux, le rayon r_d des grains de poussière est plus petit que la longueur de Debye λ_D . Les grains de poussière séparés par une distance donnée d , peuvent être traités d'un point de vue dynamique de la particule. Lorsque $r_d \ll \lambda_D \ll d$ nous parlons de plasma poussiéreux contenant des grains de poussière isolés. Par ailleurs, les effets collectifs entre grains chargés deviennent importants et significatifs lorsque $r_d \ll d \ll \lambda_D$. Dans ce cas, les particules de poussière chargées peuvent être assimilées à des particules ponctuelles massives semblables à des ions à charge multiple dans un plasma à plusieurs espèces.

Paramètre de couplage Coulombien

Les grains de poussière chargés peuvent être faiblement ou fortement corrélés selon la valeur du paramètre de couplage coulombien Γ_d donné par:

$$\Gamma_d = \frac{q_d^2}{dk_B T_d} \exp\left(-\frac{d}{\lambda_d}\right) \quad (1.3.11)$$

où $d = \left(\frac{3n_{d0}}{4\pi}\right)^{\frac{1}{3}}$ est la distance inter-grains, n_{d0} est la densité initiale des grains de poussière, $k_B T_d$ est l'énergie thermique (température) du grain. Lorsque $\Gamma_d \gg 1$ le plasma poussiéreux est fortement couplé et les grains peuvent s'arranger sous forme de structures ordonnées pour donner un plasma cristallin. Par ailleurs lorsque $\Gamma_d \leq 1$, le plasma poussiéreux est considéré comme faiblement couplé et se trouve dans un état gazeux.

Fréquence caractéristique

De même qu'un plasma habituel, un plasma poussiéreux est aussi neutre macroscopiquement. La perturbation d'un tel plasma de sa position d'équilibre entraîne un mouvement collectif des particules. Un champ de charge d'espace interne se crée alors, lequel tend à rétablir la neutralité, ce qui se manifeste en fin de compte par une oscillation collective des

particules du plasma autour de leur position d'équilibre. Ces oscillations collectives sont caractérisées par la fréquence ω_p , dite fréquence plasma.

L'expression de la fréquence plasma est obtenue en tenant compte de l'équation de continuité, d'équation de la quantité de mouvement et de l'équation de Poisson pour les trois espèces:

$$\omega_p^2 = \sum_s \frac{4\pi n_s q_s^2}{m_s} = \sum_s \omega_{ps}^2 \quad (1.3.12)$$

où l'indice s représente l'espèce de la particule s , ($=e$) pour les électrons, ($=i$) pour les ions et ($=d$) pour les grains de poussière.

1.3.2 Charge de grain de poussière

Un grain de poussière dans un plasma acquiert une charge électrique qui peut valoir plusieurs milliers de fois celle de l'électron; cela dépend de la taille du grain et des grandeurs définissant le plasma. Cette charge de grain est le résultat d'un concours de plusieurs processus physique tels que l'interaction des grain de poussière avec les particules du plasma ambiant, l'émission photo-électrique, l'émission thermoélectronique et l'émission électronique secondaire, etc. [4].

Emission photo-électrique

Quand un rayonnement ultraviolet ayant une énergie $h\nu$ plus grande que le travail d'extraction du grain, la surface de ce dernier émet des photo-électrons. Dans ce cas le grain de poussière se charge positivement. La photo-émission dépend de la longueur d'onde des photons incidents, de la surface du grain et de la nature du grain de poussière.

Emission secondaire des électrons

Lorsqu'une particule énergétique du plasma (électrons ou ion) entre en collision avec la surface d'un grain de poussière, elle perd de l'énergie de manière totale ou partielle. Cette énergie permet à certains électrons de quitter la surface du grain. La libération de ces électrons secondaires du grain de poussière rend la surface du grain positive. Ce processus est connu sous le nom d'émission secondaire des électrons.

Collection de particules

Dans ce cas, les électrons atteignent la surface du grain les premiers car la vitesse thermique des électrons est beaucoup plus grande que celle des ions. Le grain acquiert une charge négative. En conséquence, son potentiel extérieur au niveau de la surface devient négatif.

1.4 Modèles de description d'un plasma

1.4.1 Description cinétique

Dans cette description statistique, il est nécessaire de connaître la fonction de distribution qui donne le nombre moyen de particules de type s et de masse m_s qui se trouvent dans un volume élémentaire dr^3 autour d'un point r . Les extrémités du vecteur vitesse se trouvent dans un volume de l'espace des vitesses dv^3 autour du point v . On cherche les équations qui gouvernent l'évolution de cette distribution dans l'espace des phases (\vec{r}, \vec{v}) . L'équation de Vlasov est la plus simple équation cinétique qui exprime cette évolution en l'absence de collision [18]

$$\frac{\partial f_s}{\partial t} + \vec{v} \cdot \frac{\partial f_s}{\partial r} + \frac{q_s}{m_s} \left(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B} \right) \cdot \frac{\partial f_s}{\partial \vec{v}} = 0 \quad (1.4.1)$$

En supposant que les interactions binaires entre particules proches sont les plus dominantes, on obtient l'équation de Boltzmann:

$$\frac{\partial f_s}{\partial t} + \vec{v} \cdot \frac{\partial f_s}{\partial r} + \frac{q_s}{m_s} \left(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B} \right) \cdot \frac{\partial f_s}{\partial \vec{v}} = \frac{\partial f_s}{\partial t} \Big|_{\text{collisions}} \quad (1.4.2)$$

L'une des solutions de cette dernière équation de Boltzmann est la fonction de distribution des vitesses est Maxwellienne suivante:

$$f_s(r, v, t) = n_s(r, t) \left(\frac{m_s}{2\pi k_B T_s} \right)^{\frac{3}{2}} \exp \left(-\frac{m_s v^2}{2k_B T_s} \right) \quad (1.4.3)$$

Cette dernière représente la distribution des particules en fonction de leurs vitesse à l'équilibre thermodynamique.

Cependant, pour des particules énergétiques qui sont hors équilibre thermodynamique, celles-à n'obeissent pas à la fonction de distribution maxwellienne. Par conséquent, il est toutefois possible de définir une fonction de distribution des particules hors équilibre thermodynamique qui est non-maxwellienne telle que la fonction de distribution de type "kappa" dite la fonction de distribution suprathermique ou bien lorentzienne généralisée [19] qui est donnée par:

$$f(v_s) = \frac{1}{\pi^{\frac{3}{2}} \Theta^3} \frac{\Gamma(\kappa + 1)}{\kappa^{\frac{3}{2}} \Gamma(\kappa - \frac{1}{2})} \left[1 + \frac{v_s^2}{\kappa \Theta^2} \right]^{-\kappa-1} \quad (1.4.4)$$

où

$$\Theta^2 = \left(\frac{T_s}{m_s} \frac{\kappa - \frac{3}{2}}{\kappa/2} \right) = v_{th_s}^2 \frac{\kappa - \frac{3}{2}}{\kappa/2}$$

par analogie à la vitesse thermique maxwellienne $v_{th_s} = (T_s/m_s)^{1/2}$, la quantité Θ est considérée comme une vitesse thermique généralisée en fonction de κ . Γ est la fonction Gamma qui s'écrit sous la forme suivante:

$$\Gamma(x) = \int_0^{\infty} t^{x-1} \exp(-t) dt$$

l'indice spectral $\kappa > 3/2$ est un paramètre qui mesure le degré de la déviation de la particule de son équilibre thermodynamique [4]. La distribution *kappa* tend vers une Maxwellienne lorsque $k \rightarrow \infty$. Notons que l'application de cette fonction de distribution *kappa* en physique des plasmas a connu un grand succès ces dernières années, de nombreux travaux théoriques ont porté sur l'influence des particules suprathermiques sur différents types de processus collectifs linéaires et non-linéaires dans les plasmas[20]- [45] à deux ou plusieurs composantes.

En integrant cette fonction de distribution sur tout l'espace des vitesses on peut définir:

-La densité des particules d'espèce s :

$$n_s = \iiint f_s dv^3 = \int_0^{\infty} 4\pi v^2 f_s dv \quad (1.4.5)$$

-La vitesse moyenne des particules d'espèce s :

$$\bar{v} = \frac{1}{n_s} \iiint v f_s dv^3 = \frac{1}{n_s} \int_0^{\infty} 4\pi v^3 f_s dv \quad (1.4.6)$$

-L'énergie cinétique des particules d'espèce s :

$$E_c = \frac{1}{2} m_s \langle v_s^2 \rangle = \frac{1}{n_s} \iiint v_s^2 f_s dv_s^3 = \frac{1}{n_s} \int_0^{\infty} 4\pi v_s^4 f_s dv_s \quad (1.4.7)$$

1.4.2 Description fluide

Dans ce cas, on suit le mouvement d'un volume suffisamment petit de plasma pour que la description spacial soit précise. A l'équilibre thermodynamique, on peut le décrire par sa densité, sa vitesse moyenne et sa température, qui obéissent à des équations d'évolution spatio-temporelle, appelées "équations fluides" (*d'Euler*), qui traduisent la conservation du nombre total de particules et de la quantité de mouvement:

$$\frac{\partial n_s}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (n_s \vec{v}_s) = 0 \quad (1.4.8)$$

$$\frac{\partial \vec{v}_s}{\partial t} + (\vec{v}_s \cdot \vec{\nabla}) \vec{v}_s = \frac{q_s}{m_s} (\vec{E} + \vec{v}_s \times \vec{B}) - \frac{\vec{\nabla} P_s}{m_s n_s} + \vec{F}_g \quad (1.4.9)$$

Ces deux sont couplées à l'équation de Poisson suivante:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (1.4.10)$$

avec $\vec{E} = -\vec{\nabla} \phi$ est le champ électrostatique qui est égale au gradient du potentiel électrostatique du plasma. P_s étant la pression exercée par les particules d'espèce s et elle est donnée par

$$P_s \propto n_s^{\gamma_s} \quad \text{avec} \quad \gamma_s = (\nu_s + 2) / 2$$

où γ_s et ν_s sont respectivement l'indice polytropique et le nombre de degré de liberté pour l'espèce s .

2

Expansion d'un plasma

2.1 Formation et expansion d'un plasma produit par interaction laser-matière

L'expansion des plasmas relève de différentes disciplines de la physique [46]. L'expansion peut avoir lieu lorsque le plasma s'étend d'un milieu très dense vers un autre milieu moins dense [47]. L'expansion fait partie aussi des phénomènes d'accélération des particules [48]. L'expansion à l'intérieur du plasma produit un courant qui chauffe les ions, la séparation de charge crée un champ électrique qui tire les ions dans la direction de l'expansion et les accélère.

L'expansion est un phénomène qui intervient chaque fois qu'un ensemble de particules est confiné dans un volume fini, puis quitte ce volume sous l'effet d'un faisceau laser, vers un autre volume moins dense. Breech et Cross ont montré, en 1962, qu'il est possible d'éjecter des atomes d'une cible solide en l'irradiant par un faisceau laser [49]. Ce processus correspond à la formation d'un plasma au dessus d'une cible solide par interaction laser-matière, qui peut être observée dans les expériences de laboratoire. La création du plasma avec l'interaction laser-matière se fait en trois étapes: a) Interaction laser-cible et la formation d'une vapeur métallique. b) Interaction laser-vapeur et la formation d'un plasma. c) Expansion du plasma dans le vide. Ces étapes de formation et d'expansion du plasma sont représentées par figure (fig 1).

Figure 2.1.1 : Figure1 : Schéma de l'accélération des ions par interaction laser-matière [50]

2.1.1 Interaction laser-cible et formation de la vapeur

Lorsque le laser frappe la surface de la cible, une partie de son énergie est absorbée par les électrons de la cible, et il permet de les accélérer jusqu'à atteindre des hauts niveaux d'énergie de l'ordre de quelques *Mev* [51]. L'énergie absorbée par les électrons est instantanément convertie en forme de chaleur, la cible est alors rapidement et localement chauffée jusqu'à la vaporisation.

2.1.2 Interaction laser-vapeur et formation du plasma

Le volume chauffé (vapeur) continue à absorber l'énergie du faisceau laser, ceci conduit à atténuer fortement son énergie avant qu'elle n'atteigne la surface de la cible. Sous l'effet de la séparation de charges, un champ électrique intense se crée, ce champ ionise les molécules de la face arrière de la cible, puis accélère les ions jusqu'à des énergies très importantes [51]. Cette couche mène à une expansion dirigée suivant la direction perpendiculaire à la surface de la cible en raison d'un fort gradient de pression [52]. Lorsque de nombreuses collisions ont lieu entre les diverses particules, le plasma peut être considéré dans un équilibre thermodynamique local [53].

2.1.3 Expansion du plasma dans le vide

Cette étape débute juste à l'arrêt de l'impulsion laser. Compte tenu de la très forte densité électronique, le plasma métallique existant en fin d'impulsion laser est caractérisé par une température de surface de l'ordre de 10^4 à 10^5 K [54]. L'énergie accumulée dans le plasma pendant les deux premières étapes se répartit entre énergie interne (excitation, ionisation) et énergie cinétique. Le plasma, du fait de sa composition et de sa température, possède une densité d'énergie importante qui va nourrir son expansion et maintenir sa luminosité après la fin de l'impulsion laser [55]. Dans le vide, les atomes de la plume finissent par avoir une distribution de vitesse maxwellienne. Dès la fin de l'impulsion laser, il n'y a plus d'interaction laser-plasma et on observe peu de transfert d'énergie et de masse au plasma. Il n'y a plus de particules éjectées depuis la surface. L'expansion du plasma peut être alors essentiellement considérée comme adiabatique et la température peut être reliée aux dimensions du plasma par une équation d'état. La durée de vie des plasmas varie de quelques centaines de nanosecondes à quelques dizaines de microsecondes. Les électrons et les ions se recombinent et les états excités disparaissent.

Figure 2.1.2 : Figure 2 : Étapes de l'expansion d'une plume d'ablation laser dans le vide [56]

2.2 Formulation mathématique

Le mécanisme de l'expansion d'un plasma dans un vide génère l'accélération des ions. Cette accélération des ions se fait à l'interface plasma-vide dans la plupart des situations étudiées. Gurevich et al. ont été les premiers à étudier le problème de l'expansion d'un plasma dans le vide, en s'appuyant sur un modèle quasi-neutre et isotherme, avec une distribution Maxwellienne des électrons. Ce modèle donne des solutions self similaires à l'expansion et suggère une vitesse des ions qui croît infiniment dans l'espace.

2.2.1 Plasma électrons-ions

Nous considérons un plasma composé d'ions positifs fluides et d'électrons de densité et de charges électriques n_i , n_e , $q_i = +e$ et $q_e = -e$, respectivement. Les électrons sont supposés en équilibre thermodynamique, leur densité est donnée par [4] :

$$n_e = n_{e0} \exp\left(\frac{e\phi}{k_B T_e}\right)$$

avec n_{e0} est la densité des électrons à l'équilibre, T_e représente la température (en terme d'énergie) des électrons, ϕ est le potentiel électrostatique du plasma et k_B est la constante de Boltzmann. Sur l'échelle temporelle de la dynamique des ions, notre plasma est décrit par les équations fluides suivantes:

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{\partial(n_i v_i)}{\partial x} = 0 \quad (2.2.1)$$

$$\frac{\partial v_i}{\partial t} + v \frac{\partial v_i}{\partial x} + \frac{e}{m_i} \frac{\partial \phi}{\partial x} = 0 \quad (2.2.2)$$

où $n_i(x, t)$, $v_i(x, t)$, m_i et $\phi(x, t)$ sont respectivement la densité, la vitesse, la masse des ions positifs et le potentiel électrostatique du plasma. Si la longueur caractéristique locale de la densité ionique est plus grande que la longueur locale de Debye, il est en effet raisonnable de supposer la quasi-neutralité du plasma qui est donnée par:

$$n_i - n_e = 0 \quad (2.2.3)$$

Une solution analytique de ce système d'équations a été obtenue pour la première fois par Gurevich puis par Allen & Andrews pour le cas d'un plasma quasi-neutre et isotherme.

Pour résoudre le système d'équations régissant l'expansion du plasma, nous utilisons la variable self-similaire adimensionnelle suivante [57]

$$\zeta = \frac{x}{c_s t} \quad (2.2.4)$$

où $c_s = \sqrt{k_B T_e / m_i}$ est la vitesse acoustique ionique. Les opérateurs différentiels se réécrivent alors:

$$\frac{\partial}{\partial x} = \frac{1}{c_s t} \frac{d}{d\zeta} \text{ et } \frac{\partial}{\partial t} = -\frac{\zeta}{t} \frac{d}{d\zeta}$$

Les variables dynamiques normalisées sont données par:

$$N_i = \frac{n_i}{n_{i0}}, V_i = \frac{v_i}{c_s} \text{ et } \Phi = \frac{e\phi}{T_e}$$

Les équations fluides précédentes (Eqs.(2.2.1)-(2.2.3)) décrivant la dynamique du plasma peuvent s'écrire sous leur forme normalisée suivante:

$$(V_i - \zeta) \frac{dN_i}{d\zeta} + N_i \frac{dV_i}{d\zeta} = 0 \quad (2.2.5)$$

$$(V_i - \zeta) \frac{dV_i}{d\zeta} + \frac{d\Phi}{d\zeta} = 0 \quad (2.2.6)$$

utilisant la condition de la quasi-neutralité de la charge (Eq. (2.2.3)):

$$n_i = n_e = \exp(\Phi) \text{ avec } n_{i0} = n_{e0}$$

on aura

$$\frac{d\Phi}{d\zeta} = \frac{1}{\exp(\Phi)} \frac{dN_i}{d\zeta} \quad (2.2.7)$$

Le système d'équations Eq.(2.2.5) et Eq.(2.2.6) admet une solution si seulement si:

$$(V_i - \zeta)^2 = \frac{N_i}{\exp(\Phi)} \quad (2.2.8)$$

La solution correspondante à une expansion dans la direction des x croissants est donnée par:

$$V_i(\zeta) = \zeta \pm C_s = \zeta \pm 1 \quad (2.2.9)$$

où C_s est la vitesse du son dans le plasma, elle est donnée par:

$$C_s = \pm 1$$

Dans notre cas, nous allons choisir la solution positive qui correspond à l'expansion du plasma. Car ce dernier se trouve initialement dans la région des $x < 0$ et son expansion se fait vers le vide, donc dans le sens des x croissant. Donc la vitesse du son dans un plasma électrons ions est constante et égale à l'unité. Notons qu'à $t = 0$, le plasma est à l'équilibre et non perturbé, tel que $N_i = 1$, $V_i = 0$ et $\Phi = 0$ et on aura donc $\zeta_0 = -1$. Donc, initialement à l'équilibre, le plasma est au repos et il se trouve à la position $\zeta_0 = -1$.

2.2.2 Plasma poussiéreux (grains- ions- électrons)

Dans le but d'examiner l'effet de ces grains de poussière sur l'expansion d'un plasma dans le vide, nous allons reprendre l'étude précédente pour un plasma poussiéreux quasi-neutre. En plus des électrons et des ions du modèle plasma précédent, il y a une présence de grain de poussière massifs et chargés négativement. K. E. Lonngren a montré que l'expansion d'un plasma poussiéreux est régie par la dynamique des grains de poussière à cause de leur inertie [58]. Lonngren avait proposé une solution self similaire pour résoudre le problème de l'expansion non-linéaire dans le cas de l'approximation quasi-neutre. Dans ce modèle, nous supposons que les grains ont une charge uniforme invariante par rapport au temps lors de l'expansion. Le mouvement collectif des grains de poussière est régi par les équations fluides (de continuité et du mouvement). Les ions et les électrons sont supposés en équilibre thermodynamique, ils sont décrit alors par une distribution maxwellienne. L'hypothèse de la quasi neutralité est imposée afin de trouver le potentiel électrostatique. Pour une situation plus générale, cette condition est remplacée par l'équation de poisson.

Equations de base:

Considérons le modèle de plasma proposé par N. N. Rao et R. Bharutharam [57] qui consiste à un plasma poussiéreux composé de grains de poussière fluides de densité (n_d) et de charge $q_d = -Z_d e$, d'électrons (n_e , $q_e = -e$) et d'ions positifs (n_i , $q_i = +e$) en équilibre thermodynamique. La dynamique des grains de poussière est décrite par l'équation de continuité et de mouvement qui représentent respectivement la conservation de la quantité de la matière et la conservation de la quantité de mouvement. Elles sont données par:

$$\frac{\partial n_d}{\partial t} + \frac{\partial(n_d v_d)}{\partial x} = 0 \quad (2.2.10)$$

$$\frac{\partial v_d}{\partial t} + v_d \frac{\partial v_d}{\partial x} = \frac{Z_d e}{m_d} \frac{\partial \phi}{\partial x}. \quad (2.2.11)$$

où n_d , m_d , Z_d et v_d sont la densité, la masse, le nombre d'électrons résidant sur la surface du grain et la vitesse des grains et ϕ étant le potentiel électrostatique. Dans le cas où l'énergie potentielle est inférieure à l'énergie thermique, les ions et les électrons sont en équilibre thermodynamique et leurs densités sont données par [4] :

$$n_i = n_{i0} \exp\left(-\frac{e\phi}{T_i}\right) \quad (2.2.12)$$

$$n_e = n_{e0} \exp\left(\frac{e\phi}{T_e}\right) \quad (2.2.13)$$

avec n_{i0} et n_{e0} sont les densités des ions et des électrons en équilibre, T_i et T_e sont les températures des ions et des électrons. La condition de quasi-neutralité est donnée par:

$$n_i \approx n_e + Z_d n_d \quad (2.2.14)$$

Substituant les densités n_i et n_e dans l'équation (2.2.14) et en la dérivant une fois, on aura:

$$Z_d \frac{\partial n_d}{\partial x} = \frac{\partial n_i}{\partial x} - \frac{\partial n_e}{\partial x} = -e \left[\frac{n_i}{T_i} + \frac{n_e}{T_e} \right] \frac{\partial \phi}{\partial x} \quad (2.2.15)$$

En éliminant la densité des électrons à l'aide l'équation (2.2.14):

$$Z_d \frac{\partial n_d}{\partial x} = -e \left[\frac{n_i}{T_i} + \frac{n_i - Z_d n_d}{T_e} \right] \frac{\partial \phi}{\partial x} \quad (2.2.16)$$

on aura le système d'équations suivant:

$$\frac{\partial n_d}{\partial t} + \frac{\partial(n_d v_d)}{\partial x} = 0 \quad (2.2.17)$$

$$\frac{\partial v_d}{\partial t} + v_d \frac{\partial v_d}{\partial x} + \frac{Z_d T_i}{m_d n_i} \frac{\partial n_i}{\partial x} = 0 \quad (2.2.18)$$

$$Z_d \frac{\partial n_d}{\partial x} - \left[\frac{n_i}{T_i} + \frac{n_e}{T_e} \right] \frac{T_i}{n_i} \frac{\partial n_i}{\partial x} = 0 \quad (2.2.19)$$

Normalisation des équations

Pour réécrire le système d'équations (2.2.17)-(2.2.19) précédent sans dimension, nous allons introduire la variable self-similaire suivante [58], [57] :

$$\zeta = \frac{x}{c_d t} \quad \text{avec} \quad c_d = \sqrt{\frac{k_B T_i}{M_d}}$$

où M_d est la masse du grains.

Les opérateurs différentiels en fonction de la nouvelle variable self similaire sont donnés par:

$$\frac{\partial}{\partial x} = \frac{1}{c_d t} \frac{d}{d\zeta} \quad (2.2.20)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} = -\frac{\zeta}{t} \frac{d}{d\zeta} \quad (2.2.21)$$

Les densités sont normalisées par rapport à leur densité d'équilibre, et la vitesse est normalisée par la vitesse thermique des grains de poussière. On pose:

$$n_d(x, t) = N_d(\zeta), \quad n_i(x, t) = N_i(\zeta), \quad v_d(x, t) = c_d V_d(\zeta) \quad (2.2.22)$$

En faisant tous ces changements, nous obtenons les équations sans dimensions régissant l'expansion du plasma poussiéreux dans le vide, suivantes:

$$(V_d - \zeta) \frac{dN_d}{d\zeta} + N_d \frac{dV_d}{d\zeta} = 0 \quad (2.2.23)$$

$$(V_d - \zeta) \frac{dV_d}{d\zeta} + \frac{Z_d}{N_i} \frac{dN_i}{d\zeta} = 0 \quad (2.2.24)$$

$$Z_d \frac{dN_d}{d\zeta} - \left[1 + \sigma \left(1 - Z_d \frac{N_d}{N_i} \right) \right] \frac{dN_i}{d\zeta} = 0 \quad (2.2.25)$$

avec $\sigma = T_i/T_e$. De l'équation(2.2.25), on aura:

$$\frac{dN_i}{d\zeta} = \frac{Z_d}{\left[1 + \sigma \left(1 - Z_d \frac{N_d}{N_i} \right) \right]} \frac{dN_d}{d\zeta}$$

En substituant cette expression dans l'équation (2.2.24), cette dernière devient:

$$(V_d - \zeta) \frac{dV_d}{d\zeta} + \frac{Z_d^2}{[N_i(1 + \sigma) - ZN_d]} \frac{dN_d}{d\zeta} = 0 \quad (2.2.26)$$

L'expansion de notre de plasma dans le vide est régie par le système d'équations suivant:

$$(V_d - \zeta) \frac{dN_d}{d\zeta} + N_d \frac{dV_d}{d\zeta} = 0 \quad (2.2.27)$$

$$\frac{Z_d^2}{[N_i(1 + \sigma) - ZN_d]} \frac{dN_d}{d\zeta} + (V_d - \zeta) \frac{dV_d}{d\zeta} = 0 \quad (2.2.28)$$

Ce système admet des solutions non triviales si et seulement si:

$$(V_d - \zeta)^2 = \frac{N_d Z_d^2}{[N_i(1 + \sigma) - ZN_d]} \quad (2.2.29)$$

Ce qui nous permet de trouver l'expression de la vitesse V_d des grains de poussière dans le plasma en expansion qui sera donnée par:

$$V_d = \zeta + C_s = \zeta + \sqrt{\frac{N_d Z_d^2}{[N_i(1 + \sigma) - ZN_d]}} \quad (2.2.30)$$

Donc

$$C_s = \sqrt{\frac{N_d Z_d^2}{[N_i (1 + \sigma) - Z_d N_d]}}$$

La vitesse du son C_s dans un plasma poussiéreux en expansion n'est pas constante, elle est en fonction de variable self-similaire à cause de la présence des grains de poussière dans le plasma. Ce n'est pas facile de trouver le potentiel électrostatique self-similaire et de suivre l'évolution de la densité et de la vitesse des particules du plasma en expansion dans notre cas. C'est ce qui nécessite une résolution numérique des systèmes d'équations (2.2.5)-(2.2.6) pour le plasma ordinaire (électrons-ions) et (3.2.1)-(3.2.2) pour le plasma poussiéreux. Ce n'est pas l'objectif de notre travail, cette partie de travail consiste juste pour formuler le problème mathématiquement. Cependant, nous pouvons trouver une solution analytique self-similaire pour le cas où l'énergie thermique des électrons et des ions est très grande devant leurs énergies potentielles et ça sera l'objectif du chapitre suivant.

3

Expansion d'un plasma poussiéreux dans le vide en présence d'électrons suprathermiques

Dans ce chapitre nous allons suivre les mêmes démarches précédentes pour étudier l'expansion d'un plasma poussiéreux dans le vide en présence d'électrons énergétiques suprathermiques. Afin de pouvoir résoudre analytiquement le système d'équations qui régit l'expansion de notre modèle plasma dans le vide, nous allons considérer le cas où les électrons ainsi que les ions ont une énergie thermique supérieure à leurs énergies potentielles. Puis, nous allons analyser l'effet de ces électrons énergétiques sur l'évolution de la densité, de la vitesse et du potentiel électrostatique self-similaires.

3.1 Modèle théorique

Nous considérons un plasma poussiéreux composé de grains de poussière froids, d'ions positifs et d'électrons de densités n_d , n_i et n_e , respectivement. La charge électrique des grains de poussière est $q_d = -eZ_d$, avec Z_d est le nombre d'électrons résidant sur la surface du grains ($-e$ est la charge élémentaire de l'électron). Sur l'échelle temporelle de la dynamique des grains de poussière, les ions sont moins inertiels ($m_d \gg m_i \gg m_e$) et leur fonction de distribution des vitesses suit la loi de Maxwell- Boltzmann [4] :

$$f_i(v_i) = n_{i0} \left(\frac{m_i}{2\pi T_i} \right) \exp \left(-\frac{m_i v_i^2}{2k_B T_i} - \frac{e\phi}{k_B T_i} \right) \quad (3.1.1)$$

et les électrons sont supposés énergétiques, leur fonction de distribution des vitesses est donnée par la fonction de distribution suprathermique suivante [59]-[61]:

$$f_e(v_s) = \frac{1}{\pi^{\frac{3}{2}} \Theta^3} \frac{\Gamma(\kappa + 1)}{\kappa^{\frac{3}{2}} \Gamma(\kappa - \frac{1}{2})} \left[1 + \frac{v_e^2}{\kappa \Theta^2} - \frac{2e\phi}{m_e \kappa \Theta^2} \right]^{-\kappa-1} \quad (3.1.2)$$

où

$$\Theta^2 = \left(\frac{k_B T_e}{m_e} \frac{\kappa - \frac{3}{2}}{\kappa/2} \right)$$

La quantité Γ est la fonction Gamma qui s'écrit sous la forme suivante

$$\Gamma(x) = \int_0^{\infty} t^{x-1} \exp(-t) dt$$

L'indice spectral $\kappa > 3/2$ est un paramètre qui mesure le degré de la déviation de la particule de son équilibre thermodynamique. Notons que l'équilibre thermodynamique s'établit pour des grandes valeurs de κ ($\kappa \rightarrow +\infty$). n_{i0} et n_{e0} sont les densités des ions et des électrons à l'équilibre; m_i , T_i , m_e et T_e représentent la masse et la température (en terme d'énergie) des ions et des électrons, respectivement; ϕ est le potentiel électrostatique du plasma. et k_B est la constante de Boltzmann. L'intégration des fonctions de distribution (3.1.1) et (3.1.2) sur tout l'espace des vitesses nous permis d'obtenir les expressions des densités ionique et électronique, respectivement [61]:

$$n_i = n_{i0} \exp\left(-\frac{e\phi}{k_B T_i}\right) \quad (3.1.3)$$

$$n_e = n_{e0} \left[1 - \frac{e\phi}{\left(\kappa - \frac{3}{2}\right) k_B T_e} \right]^{-\kappa + \frac{1}{2}} \quad (3.1.4)$$

Dans le but d'étudier l'expansion d'un plasma poussiéreux dans le vide. Nous supposons qu'à l'instant initial $t = 0$, le plasma occupe la moitié de l'espace $x \leq 0$. A $t > 0$, le plasma s'étend toujours dans la direction des x positifs, donc il s'étend vers le vide. Pendant cette expansion du plasma, on s'intéresse au mouvement des grains de poussière. Par conséquent, leur dynamique unidimensionnelle est régie par les équations fluides suivantes

$$\frac{\partial n_d}{\partial t} + \frac{\partial (u_d n_d)}{\partial x} = 0 \quad (3.1.5)$$

$$\frac{\partial u_d}{\partial t} + u_d \frac{\partial u_d}{\partial x} = \frac{Z_d e}{m_d} \frac{\partial \phi}{\partial x} \quad (3.1.6)$$

où n_d , u_d et m_d représentent la densité, la vitesse et la masse du grain de poussière respectivement. Généralement la longueur caractéristique de la variation de la densité du

plasma est plus grande que la longueur d'écrantage de Debye. Dans ce cas, le plasma reste quasi-neutre et il obéit à la relation de la quasi-neutralité de la charge suivante:

$$n_i = n_e + Z_d n_d \quad (3.1.7)$$

A l'équilibre thermodynamique, le potentiel électrostatique ϕ est nul et on aura la condition $n_{i0} = n_{e0} + Z_d n_{d0}$. L'indice "0" dénote les quantités non perturbées. On suppose maintenant que l'énergie thermique des ions et des électrons est très grande devant leur énergie potentielle. Ce qui nous permet de développer en série de Taylor les densités n_i et n_e comme suit:

$$n_i \simeq n_{i0} - n_{i0} \frac{e\phi}{k_B T_i} + \dots \quad (3.1.8)$$

$$n_e \simeq n_{e0} + n_{e0} \frac{\kappa - 1/2}{\kappa - 3/2} \frac{e\phi}{k_B T_e} + \dots \quad (3.1.9)$$

En substituant les densités (3.1.8) et (3.1.9) dans la relation (3.1.7), nous obtenons le potentiel électrostatique en fonction de la densité des grains de poussière:

$$\frac{e\phi}{k_B T_e} = \frac{1 - \frac{n_d}{n_{d0}}}{\frac{\mu_i}{\sigma} + \frac{\kappa - 1/2}{\kappa - 3/2} \mu_e} \quad (3.1.10)$$

où $\mu_i = \frac{n_{i0}}{Z_d n_{d0}}$, $\mu_e = \frac{n_{e0}}{Z_d n_{d0}}$ et $\sigma = \frac{T_i}{T_e}$. Pour la suite de ce travail, nous introduisons les nouvelles variables normalisées suivantes

$$N_d = \frac{n_d}{n_{d0}}, U_d = \frac{u_d}{C_d}, \Psi = \frac{e\phi}{k_B T_e}, T = \omega_{pd} t, X = \frac{x}{\lambda_d} \quad (3.1.11)$$

avec $\omega_{pd} = (4\pi n_{d0} Z_d^2 e^2 / m_d)^{1/2}$ est la fréquence du plasma poussiéreux, $\lambda_d = (T_e / 4\pi n_{d0} Z_d e^2)^{1/2}$ est la longueur de Debye et $C_d = (Z_d k_B T_e / m_d)^{1/2}$ est la vitesse acoustique poussiéreuse qui correspond à la vitesse du son dans le plasma poussiéreux.

Les équations fluides précédentes peuvent être réécrites sous leur forme adimensionnelle suivante:

$$\frac{\partial N_d}{\partial T} + \frac{\partial (U_d N_d)}{\partial X} = 0 \quad (3.1.12)$$

$$\frac{\partial U_d}{\partial T} + U_d \frac{\partial U_d}{\partial X} = \frac{\partial \Psi}{\partial X} \quad (3.1.13)$$

et l'équation (3.1.10) nous donne l'expression du potentiel électrostatique normalisé suivante:

$$\Psi = \frac{1 - N_d}{\left(\frac{\mu_i}{\sigma} + \frac{\kappa - 1/2}{\kappa - 3/2} \mu_e \right)} \quad (3.1.14)$$

3.2 Expansion self similaire

L'expansion d'un plasma poussiéreux dans le vide est décrite par une solution self similaire [58]. Les variables spatiale x et temporelle t sont combinées en une seule variable [58],[57] comme suite:

$$\eta = \frac{x}{C_d t} = \frac{X}{T}$$

Ce qui nous donne les transformations suivantes

$$\frac{\partial}{\partial X} = \frac{1}{T} \frac{d}{d\eta} \quad \text{et} \quad \frac{\partial}{\partial T} = -\frac{\eta}{T} \frac{d}{d\eta}$$

En utilisant (3.1.14) et ces dernières transformations, les équations du mouvement précédentes (3.1.12) et (3.1.13) peuvent être réécrites en fonction du paramètre self similaire η de la sorte:

$$(U_d - \eta) \frac{dN_d}{d\eta} + N_d \frac{dU_d}{d\eta} = 0 \quad (3.2.1)$$

$$(U_d - \eta) \frac{dU_d}{d\eta} + H \frac{dN_d}{d\eta} = 0 \quad (3.2.2)$$

avec

$$H = \frac{1}{\left(\frac{\mu_i}{\sigma} + \frac{\kappa-1/2}{\kappa-3/2} \mu_e \right)}$$

Ces équations peuvent s'écrire sous forme matricielle:

$$\underbrace{\begin{bmatrix} N_d & U_d - \eta \\ U_d - \eta & H \end{bmatrix}}_{=M} \times \begin{bmatrix} \frac{dU_d}{d\eta} \\ \frac{dN_d}{d\eta} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \end{bmatrix}$$

La solution non triviale de ce système peut être obtenue en prenant le déterminant de la matrice M égale à zero. On trouvera donc

$$U_d = \eta \pm C_s = \eta \pm \sqrt{\frac{N_d}{\left(\frac{\mu_i}{\sigma} + \frac{\kappa-1/2}{\kappa-3/2} \mu_e \right)}} \quad (3.2.3)$$

d'où

$$C_s = \pm \sqrt{\frac{N_d}{\left(\frac{\mu_i}{\sigma} + \frac{\kappa-1/2}{\kappa-3/2} \mu_e \right)}} \quad (3.2.4)$$

avec le signe plus pour une expansion et le signe moins pour une contraction. Dans notre cas nous prenons le signe plus qui correspond à une expansion du plasma dans le vide.

Au temps initial $t = 0$ le plasma est non perturbé, donc $\Psi = 0$, $U_d = 0$ et $N_d = 1$. A cet instant, le plasma est au repos et non perturbé et il se trouve à la position

$$\eta_0 = -\sqrt{\frac{1}{\left(\frac{\mu_i}{\sigma} + \frac{\kappa-1/2}{\kappa-3/2}\mu_e\right)}}. \quad (3.2.5)$$

donc

$$U_d = \eta - \eta_0 N_d^{1/2} \quad (3.2.6)$$

Injectant l'expression de U_d dans les équations (3.2.1) et (3.2.2), ces deux dernière nous donnent l'équation suivante:

$$\frac{dN_d^{1/2}}{d\eta} = \frac{1}{3\eta_0} \quad (3.2.7)$$

$$N_d^{-1/2} \frac{dN_d}{d\eta} = \frac{2}{3\eta_0} \quad (3.2.8)$$

L'intégration de celle-ci nous donne:

$$N_d^{1/2} = \frac{1}{3\eta_0} \eta + C^{ste} \quad (3.2.9)$$

où C^{ste} est cte d'intégration

Pour déterminer cette constante, on utilise les conditions initiales: à $t = 0$, $N_d = 1$, $U_d = 0$, $\Psi = 0$ et $\eta = \eta_0$. On obtient alors:

$$C^{ste} = \frac{2}{3}$$

d'où

$$N_d^{1/2} = \frac{1}{3\eta_0} \eta + \frac{2}{3}$$

L'expression de N_d s'exprime ainsi

$$N_d = \frac{(2\eta_0 + \eta)^2}{9\eta_0^2} \quad (3.2.10)$$

et les expressions de U_d et Ψ seront données par:

$$U_d = \frac{2}{3} (\eta - \eta_0) \quad (3.2.11)$$

$$\Psi = \eta_0^2 - \frac{(2\eta_0 + \eta)^2}{9} \quad (3.2.12)$$

La dérivation du potentiel électrostatique par rapport à η donne l'expression du champ électrique suivante:

$$E = -\frac{2}{9} (\eta + 2\eta_0) \quad (3.2.13)$$

3.3 Résultats numériques et discussion

Procédons maintenant à la présentation de nos résultats numériques. Le but de cette analyse est de voir comment l'expansion self-similaire d'un plasma poussiéreux dans le vide peut être influencée par la suprathermalité qui est due à la présence des électrons énergétique dans notre modèle de plasma. Pour ce faire, nous avons tracé graphiquement les expressions de la vitesse du son C_s (Eq. (3.2.4)), de la densité N_d (Eq. (3.2.10)) et la vitesse U_d (Eq. (3.2.11)) des grains de poussière et du potentiel électrostatique Ψ donné par (3.2.12) pour des paramètres typiques d'un plasma poussiéreux [62] avec $Z_d = 10^3$, $n_{i0} = 1.64 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$, $n_{e0} = 1.48 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$, $T_i = 0.03 \text{ eV}$ et $\sigma = 0.1$ et pour différentes valeurs du paramètre suprathermique: $\kappa = 1.6$ pour la courbe rouge, $\kappa = 1.7$ pour la courbe bleue, $\kappa = 3$ pour la courbe noire. Il est utile de noter que les effets suprathermiques sont importants pour des petites valeurs du paramètre κ ($\kappa \rightarrow 3/2$) et ces effets diminuent avec l'augmentation du paramètre κ ($\kappa \rightarrow \infty$), cette limite représente l'état d'équilibre thermique des électrons. La variation de la vitesse du son C_s dans le plasma en fonction du paramètre self-similaire η est illustrée sur la figure 3. Cette dernière montre que la vitesse C_s diminue à mesure que η augmente pour différentes valeurs du paramètre suprathermique κ . Une augmentation du paramètre κ , i.e. l'évolution des électrons vers leur équilibre thermique, entraîne une augmentation de C_s . Par conséquent, la suprathermalité des électrons agit de telle manière à diminuer la vitesse du son dans le plasma. Nous avons tracé la densité N_d des grains de poussière en fonction du paramètre self-similaire η pour différentes valeurs de κ sur la figure 4. Notre résultat montre la décroissance de la densité normalisée des grains de poussière et cette décroissance est plus rapide quand la suprathermalité est importante ($\kappa = 1.6$) et que l'expansion du plasma s'étend sur une large distance à mesure que les électrons évoluent vers leur équilibre thermique. Par conséquent, la présence de ces électrons énergétiques rétrécit l'intervalle de l'expansion du plasma dans le vide. On constate aussi, d'après la figure 5, que le plasma poussiéreux se délate sur une grand distance quand les vitesse communiquées aux gains de poussière sont importantes, et la présence des électrons énergétique agit de telle manière à limiter ou inhiber l'accélération des grains de poussière. L'évolution du potentiel électrostatique en fonction du paramètre η pour différentes valeurs du paramètre suprathermique κ est tracée sur la figure 6. Notre résultat indique clairement que le potentiel électrostatique Ψ est maintenu sur une plus grande distance lorsque κ augmente, i.e. quand les électrons perdent leur caractère énergétique, ce qui permet au grains de poussière de s'étendre sur une grande distance.

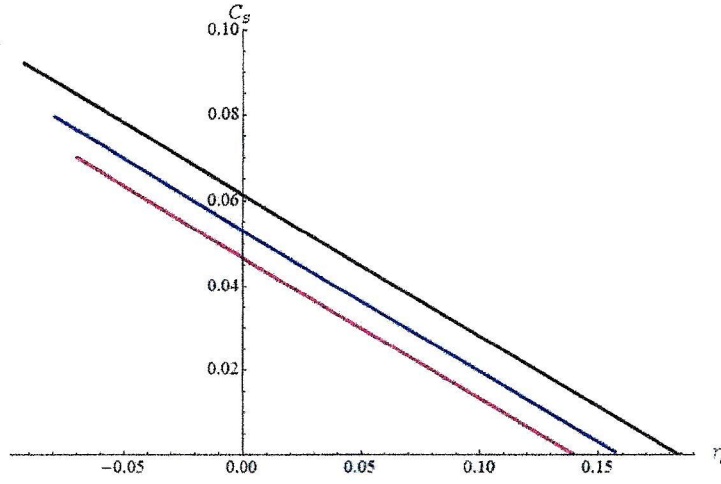


Figure 3: Variation de la vitesse du son C_s dans le plasma en fonction de la variable self-similaire η pour différentes valeur du paramètre $\kappa_{\mathcal{W}}$ ($\kappa = 1.6$ courbe rouge), ($\kappa = 1.7$ courbe bleue), ($\kappa = 3$ courbe noire), pour $Z_d = 10^3$, $n_{i0} = 1.64 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$, $n_{e0} = 1.48 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$, $T_i = 0.03 \text{ eV}$ et $\sigma = 0.1$.

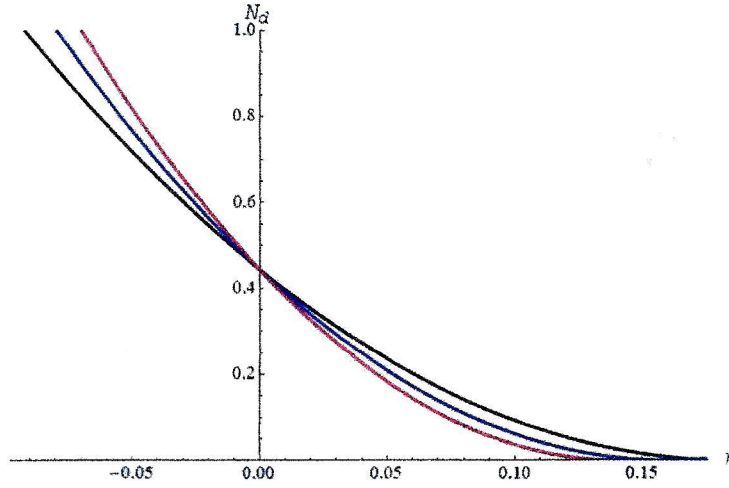


Figure 4: Variation de la densité des grains de poussière N_d en fonction de la variable self-similaire η pour différentes valeur du paramètre $\kappa_{\mathcal{K}}$ ($\kappa = 1.6$ courbe rouge), ($\kappa = 1.7$ courbe bleue), ($\kappa = 3$ courbe noire), pour $Z_d = 10^3$, $n_{i0} = 1.64 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$, $n_{e0} = 1.48 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$, $T_i = 0.03 \text{ eV}$ et $\sigma = 0.1$.

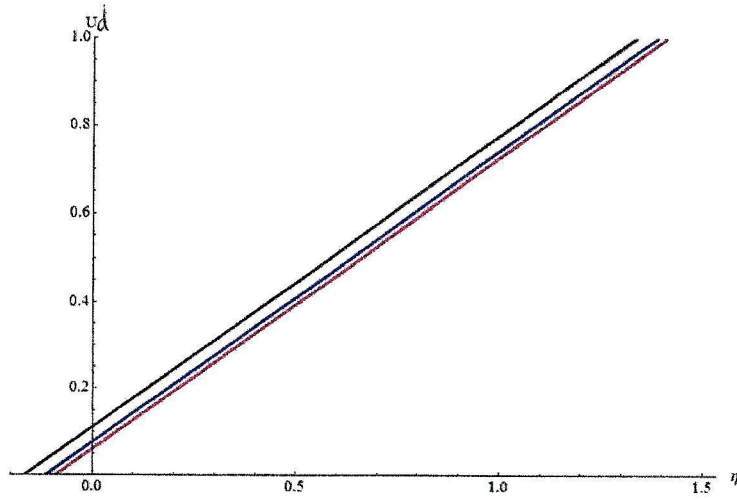


Figure 5: Variation de la vitesse des grains U_d dans le plasma en fonction de la variable self similaire η pour différentes valeur du paramètre κ , pour $\sigma = 0.5$ ($\kappa = 1.6$ courbe rouge), ($\kappa = 1.7$ courbe bleue), ($\kappa = 3$ courbe noire), pour $Z_d = 10^3$, $n_{i0} = 1.64 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$, $n_{e0} = 1.48 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$, $T_i = 0.03 \text{ eV}$ et $\sigma = 0.5$.

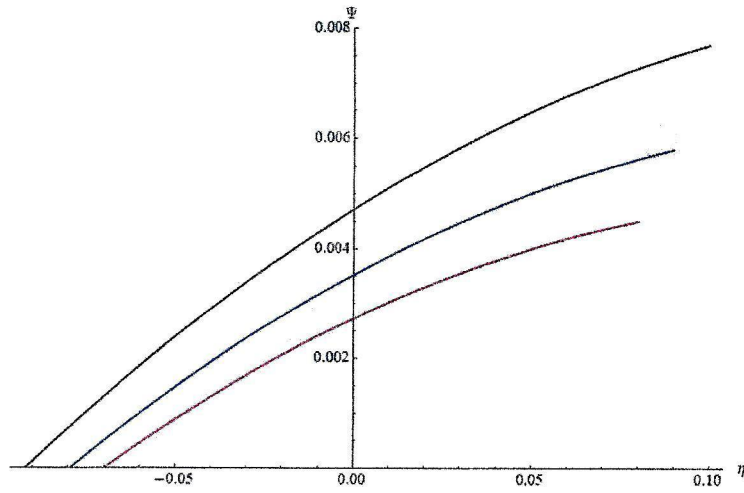


Figure 6: Variation du potentiel électrostatique Ψ en fonction de la variable self similaire η pour différentes valeur du paramètre κ ($\kappa = 1.6$ courbe rouge), ($\kappa = 1.7$ courbe bleue), ($\kappa = 3$ courbe noire), pour $Z_d = 10^3$, $n_{i0} = 1.64 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$, $n_{e0} = 1.48 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$, $T_i = 0.03 \text{ eV}$ et $\sigma = 0.1$.

4

Conclusion

Le travail présenté dans ce mémoire porte sur l'expansion non linéaire d'un plasma poussiéreux quasi-neutre dans le vide en présence des électrons suprathermiques. Dans le premier chapitre nous avons présenté des généralités sur les plasmas, puis nous avons décrit le phénomène de l'expansion du plasma dans le deuxième chapitre. Le troisième chapitre de ce mémoire a été consacré à l'étude de l'expansion du plasma dans le vide en présence des électrons énergétiques suprathermiques. En premier lieu, nous avons considéré un modèle quasi-neutre et isotherme, avec une distribution maxwellienne d'électrons et des ions fluides, puis nous avons examiné l'effet des grains de poussière massifs et chargés négativement sur l'expansion d'un plasma dans le vide où ce n'est pas facile et évident de trouver la solution analytique self-similaire du potentiel électrostatique pour ce modèle de plasma. C'est pour cela nous avons proposé, dans le dernier chapitre, de considérer le cas où l'énergie thermique des électrons et des ions est très grande devant leur énergie potentiel, où nous avons pris en compte l'effet de la présence des électrons énergétiques suprathermique sur l'évolution de la densité, de la vitesse et du potentiel électrostatique self-similaires. Nos résultats numériques révèlent que la suprathermalité des électrons agit de telle manière à diminuer la vitesse du son dans le plasma et elle rétrécit l'intervalle de l'expansion du plasma dans le vide, et que la présence des électrons énergétique agit de telle manière à limiter ou inhiber l'accélération des grains de poussière, ce qui permet au grains de poussière de s'étendre sur une grande distance.

Bibliographie

- [1] Langmuir, G. Found et A. F. Dittmer, Science, N. Y. **60**, 392 (1924).
- [2] C. K. Goertz, Rev. Geophys. **27**, 271 (1989).
- [3] B. Held, Physique des Plasmas Froids, Massons Paris (1994).
- [4] P. K. Shukla et A. A. Mamun, *Introduction to dusty plasma physics* (IOP Publishing 2002, UK).
- [5] V. N. Tsytovich, G. E. Morfill, S. V. Vladimirov et H. M. Thomas, *Elementary physics of complex plasmas*, Lect. Notes Phys. 731 (Springer 2008, Berlin Heidelberg).
- [6] V. Fortov, I. Iakubov et A. Khrapak, *Physics of strongly coupled plasmas* (Clarendon Press 2006, Oxford).
- [7] M. Djebli, R. Annou et T. H. Zerguini, Phys. Plasmas **8**, 1493 (2001).
- [8] J. R. Bhatt et B. P. Pandey, Phys. Rev. E **50**, 3980 (1994).
- [9] A. Simon et W. B. Thompson, editor, *Advances in Plasma Physics*, volume **4**, 219 (1971).
- [10] J.R. Bhatt and B. P. Pandey, Phys. Rev. E **50**, 4 (1994).
- [11] P.K.Shukla, Phy. Plasmas **10**, 1619 (2003).
- [12] M. Djebli R. Annou et T. H. Zerguini, 25th EPS *Conference on contr. Fusion and Plasma Phys.* Praha, Vol. **22C**, (1998).
- [13] M. Djebli et T. H. Zerguini, 3^{me} *Congrès National de la Physique et de ces Applications*, Oran 10-12 (1998).
- [14] R. L. Merlino, A. Barkan, C. Thompson et N. D'angelo, Phys. Plasmas **5**, 1607 (1998).

-
- [15] R. Annou et V. K. Tripathi, *Physics Lett. A* **5**, 2813 (1997).
- [16] M.Djebli, R. Annou et T. H. Zerguini, *The XIII International Conference on Gas Discharge and Their Applications* GLASGOW (1998).
- [17] R. Bharuthram et N. N. Rao, *Planet Space Sci.* **43**, 1079 (1995).
- [18] P. M. Bellan, *Fundamentals of Plasma Physics*, (Pasadena 2004, California).
- [19] P. H. Yoon, T. Rhee et C. M. Ryu, *Journal of Geophysical Research* **111**, A09106 (2006).
- [20] E. Marsch et S. Livi, *Phys. Fluids* **28**, 1379 (1985).
- [21] D. Summers, S. Xue et R. M. Thorne, *Phys. Plasmas* **1**, 2012 (1994).
- [22] R. L. Mace et M. A. Hellberg, *Phys. Plasmas* **2**, 2098 (1995).
- [23] C. Venugopal, J. K. Varughese, S. Antony, C. P. Anilkumar et G. Renuka, *Phys. Plasmas* **4**, 3455 (1997).
- [24] J. S. Yoon et Y. D. Jung, *Phys. Plasmas* **6**, 1627 (1999).
- [25] A. V. Milovanov et L. M. Zelenyi, *Nonlinear Proces. Geophys.* **7**, 211 (2000).
- [26] H. Gunell et F. Skiff, *Phys. Plasmas* **8**, 3550 (2001).
- [27] M. P. Leubner et N. Schupfer, *Nonlinear Proces. Geophys.* **9**, 75 (2002).
- [28] Y. D. Jung, *Phys. Plasmas* **10**, 1215 (2003).
- [29] S. Zaheer, G. Murtaza et H. A. Shah, *Phys. Plasmas* **11**, 2246 (2004).
- [30] M. N. S. Qureshi, H. A. Shah, G. Murtaza, S. J. Schwartz et F. Mahmood, *Phys. Plasmas* **11**, 3819 (2004).
- [31] R. J. Dumont, C. K. Phillips et D. N. Smithe, *Phys. Plasmas* **12**, 042508 (2005).
- [32] M. A. Sarwar et A. M. Mirza, *Phys. Plasmas* **12**, 062108 (2005).
- [33] A. Mushtaq et H. A. Shah, *Phys. Plasmas* **13**, 012303 (2006).
- [34] M. A. Sarwar, A. M. Mirza et A. A. Malik, *Phys. Plasmas* **13**, 072107 (2006).

-
- [35] N. Rubab, G. Murtaza et A. Mushtaq, Phys. Plasmas **13**, 112104 (2006).
- [36] H. Abassi et H. H. Pajouh, Phys. Plasmas **14**, 012307 (2007).
- [37] M. J. Lee, Phys. Plasmas **14**, 032112 (2007).
- [38] M. A. Sarwar, A. M. Mirza et M. S. Qaisar, Phys. Plasmas **14**, 073702 (2007).
- [39] L. N. Hau et W. Z. Fu, Phys. Plasmas **14**, 110702 (2007).
- [40] K. Aoutou, M. Tribeche et T. H. Zerguini, Phys. Plasmas **15**, 013702 (2008).
- [41] S. C. Na et Y. D. Jung, Phys. Plasmas **15**, 024501 (2008).
- [42] S. Younsi et M. Tribeche, Phys. Plasmas **15**, 073706 (2008).
- [43] K. Aoutou, M. Tribeche et T. H. Zerguini, Phys. Plasmas **16**, 083701 (2009).
- [44] M. Tribeche et N. Boubakour, Phys. Plasmas **16**, 084502 (2009).
- [45] N. Boubakour, M. Tribeche et K. Aoutou, Phys. Scr. **79**, 065503 (2009).
- [46] B. M. Smirnov, Physics of Ionized Gases, Russian Academy of Sciences, 2001.
- [47] M. Widner, I. Alexeef et W. D. Jone, phys. Fluids **14**, 765 (1971).
- [48] C.Chan. Phys. fluids **27**, 266 (1984).
- [49] F. Breech et I. Cross, Appl. Spectrosc. **16**, 59 (1962).
- [50] Abdourahmane Diaw, *Etude théorique et numérique de l'expansion dans le vide d'un plasma créé par laser : cas d'une fonction de distribution des électrons bi-Maxwellienne*. Thèse de Doctorat en Physique des plasmas, Ecole Polytechnique X, ffpastel-00789762, (2013).
- [51] S. C. Wilks et al., Phys. Plasmas **8**, 542 (2001).
- [52] M. Borghesi, J. Fuchs, S. V. Bulanov, A. J. Mackinnon, P. K. Patel et M. Roth, Fusion Sci. Technol. **49**, 412 (2006).
- [53] R. Kelly et R. W. Dreyfus, Surface Science **198**, 263 (1988).
- [54] A. Vertes, P. Juhazy, M. Dewolf et R. Gibels, International Journal of Mass Spectroscopy and Ion Processes **94**, 63 (1989).

- [55] Y. B. Zeldovich et Y. P. Raizer, *Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena*, (Academy of Sciences 2001, Russian).
- [56] R. Fermous, *Etude des profils en expansion d'un plasma produit par interaction d'un laser avec une cible métallique*, Thèse de Doctorat, USTHB d'Alger, (2016).
- [57] N. N. Rao et R. Bharutharam, *Planet. Space Sci.* **43**, 1087 (1995).
- [58] K. E. Lonngren, *Planet. Space Sci.* **38**, 1457 (1990).
- [59] D. Summers et R. M. Thorne, *Phys. Fluids B* **3**, 1835 (1991).
- [60] M. Tribeche et M. Bacha, *Phys. Plasmas* **17**, 073701(2010).
- [61] M. Bacha et M. Tribeche, *Phys. Plasmas* **19**, 123706 (2012).
- [62] K. Bantabet et M. Tribeche, *Phys. Plasmas* **24**, 013703 (2017).

Résumé

L'objet de ce mémoire est l'étude de l'expansion d'un plasma ionisé dans le vide. En utilisant un modèle mathématique qui couple les équations fluides à la condition de quasi-neutralité, puis on a pu examiner l'effet de la présence des grains sur l'expansion du plasma. On a aussi élaboré un autre modèle qui donne les solutions self-similaires pour résoudre le problème de l'expansion non-linéaire dans le cas de l'approximation quasi-neutre . puis on a continué avec ce modèle de plasma poussiéreux où les électrons énergétique suprathermique sont hors équilibre thermodynamique et de voir numériquement l'effet de la degré de déviation de particule de son équilibre sur la densité, la vitesse et le potentiel électrostatique des grains.

Abstract:

In this present work, we have using a mathematical model to study the non-linear expansion of plasma into a vacuum has coupling the non-linear equations of continuity with the quasi-neutrality assumption. we used another model to study the non-linear expansion of a quasi-neutral dusty plasma into a vacuum shown that the expansion can be described with a self-similar solution .we continued with the same model when the energetic electrons are hors equilibrium and to know the effect of deviation degree on the speed, density and electrostatic potential of dust.

ملخص:

مضمون هذه المذكرة يدور حول دراسة توسع البلازما المتأينة في الفراغ باستعمال نموذج رياضي معادلة السوائل و معادلة شبه حيادية واستعملنا نموذج رياضي ثان يدرس تأثير تواجد حبوب الغبار على توسع البلازما الذي يسمح بإيجاد حلول رياضية لإشكالية التوسع غير الخطي . نكمل بنفس النموذج لنعيد دراسة البلازما المركبة في حال الإلكترونات الطاقوية غير مستقرة و تأثير معامل انحراف الجزيئات عن استقرارها على الكثافة والسرعة والجهد.