



ETUDE DU PHENOMENE D'AUTOFOCALISATION D'UN FAISCEAU LASER DANS UN PLASMA

N. Larbi Daho bachir, W. Benstaali et A. Belasri

Laboratoire de Physique des Plasmas, Matériaux Conducteurs et leurs Applications U.S.T.O Faculté des Sciences. Département de Physique U.S.T.O El M'NAOUR B.P. 1505 Oran (ALGERIE)

Résumé

La propagation d'un rayonnement lumineux de champ intense dans un milieu plasma engendre différents effets non-linéaires. L'effet majeur de ces mécanismes est l'autofocalisation où le faisceau lumineux se crée à lui-même une sorte de lentille qui le focalise et conduit à une modification des paramètres du plasma dont la densité de particules, la permittivité électrique et l'indice de réfraction du milieu. Ce phénomène est dû à l'action d'une force pondéromotrice qui se traduit par une poussée latérale des électrons de la région de plus forte intensité vers le plasma. Dans ce travail, on présente une étude des propriétés du phénomène d'autofocalisation d'un faisceau laser de champ électrique de forme Gaussienne, à l'état d'équilibre, lors de sa propagation dans un plasma chaud et non collisionnel.

Mots clés : Plasmas Chaud, Laser, Autofocalisation, Interaction, Régime hydrodynamique, Force Pondéromotrice.

Abstract:

The propagation of a luminous radiation of intense field in a plasma generates different non-linear effects. The major effect of these mechanisms is the self-focusing where the laser beam creates to itself a lentil, which focalise it and induce a modification of plasma parameters; let's mention the density of particles, the electric permittivity and the refractive index of the medium. This phenomenon is due to the action of a ponderomotive force that induces a lateral drive of electrons from the region of stronger intensity toward plasma. In this work, we present an analytic survey of the phenomenon of self-focusing of a laser beam with a Gaussien electric field, to the equilibrium state, at the time of its propagation in a hot and non-collisionnel plasma.

Introduction :

Les techniques des lasers intenses ont donné aux physiciens l'opportunité d'étudier divers

effets non linéaires originaires de l'effet pondéromotif. En fait, lorsqu'une onde de champ électrique suffisamment intense, se propage dans un plasma, des couplages non linéaires peuvent être établis entre l'onde et le plasma ce qui va affecter la propagation du faisceau laser. L'effet majeur de ces mécanismes non linéaires est l'autofocalisation du faisceau incident[1], d'où l'intérêt de l'étude de ce phénomène. Dans le vide, le faisceau laser a une divergence naturelle due à sa largeur finie ce qui s'explique par la diffraction. Ce faisceau, étant plus intense au centre que sur ses bords, se crée lui-même un guide d'onde dans le plasma[2], ce qui peut l'empêcher de diverger pour une puissance critique, mais si sa puissance est supérieure, l'indice de réfraction, étant dépendant de l'intensité par l'effet d'expulsion des charges due à la force pondéromotrice, peut augmenter suffisamment au centre du faisceau pour que les rayons transportant une intensité plus grande cheminent plus lentement que ceux situés vers l'extérieur et les fronts d'onde vont s'incurver de façon à ce que le faisceau converge en un point, on aura donc une autofocalisation du faisceau laser[3-7]. Cette force pondéromotrice est l'origine de certaines instabilités telles que : la diffusion, la décroissance paramagnétique, l'autofocalisation.

2. MODELE PHYSIQUE

2.1 Description macroscopique

Dans la description macroscopique[8-10], on considère l'évolution des quantités physiques telles que la densité, la vitesse

moyenne du fluide, l'énergie moyenne et le tenseur de pression cinétique. Ces grandeurs sont couplées entre elles par le système d'équation suivant :

- L'équation de conservation des densités des particules chargées:

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

-L'équation de quantité de mouvement :

$$n_e m_e \left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{V}_e \cdot \vec{\nabla} \right) \vec{V}_e = n_e q (\vec{E} + \vec{V}_e \wedge \vec{B}) - \vec{\nabla} P - \nu_{ei} n_e m_e (\vec{V}_e - \vec{V}_i) \quad (2)$$

avec n_e la densité électronique, m_e la masse de l'électron, \vec{V}_e la vitesse des électrons, \vec{V}_i la vitesse des ions, q la charge des électrons, ν_{ei} la fréquence de collision ion-électron et P la pression thermique.

2.2 Force pondéromotrice

Le couplage d'une onde électromagnétique avec une onde plasma électronique par les fluctuations de la densité est un phénomène de base qui peut être très significatif si les fluctuations de densité sont très importantes. En effet, lors de l'interaction laser-plasma l'onde plasma va osciller avec l'onde électromagnétique pour générer des variations de la pression lumineuse due au champ électrique. Ce gradient de pression donne naissance à une force pondéromotrice[10]. La relation de cette force est déduite en résolvant l'équation de quantité de mouvement (2), dans le cas d'un plasma froid $\vec{\nabla} P = \vec{0}$ et non collisionnel $\nu_{ei} = 0$.

$$n_e m_e \left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{V}_e \cdot \vec{\nabla} \right) \vec{V}_e = q n_e (\vec{E} + \vec{V}_e \wedge \vec{B}) \quad (3)$$

Après linéarisation de l'équation (3), la séparation des composantes à variation lente des composantes à variation rapide et en calculant la moyenne temporelle sur une période on obtient la relation de la force pondéromotrice:

$$\vec{F}_P = -n_e m_e \langle (\vec{V}_0 \cdot \vec{\nabla}) \vec{V}_0 \rangle + n_e q \langle \vec{V}_0 \wedge \vec{B} \rangle \quad (4)$$

En se basant sur l'équation de Maxwell, on trouve la relation de la force pondéromotrice en fonction du champ électrique :

$$\vec{F}_P = - \frac{\omega_p^2 \epsilon_0}{\omega_0^2} \vec{\nabla} \langle \vec{E}_2 \rangle \quad (5)$$

Avec $\omega_p^2 = \frac{n_e q^2}{\epsilon_0 m_e}$ est la fréquence de

plasma, et $\omega_0^2 = \frac{n_c q^2}{\epsilon_0 m_e}$ la fréquence de

l'onde incidente tel que ϵ_0 la permittivité électrique du vide et n_c la densité critique pour laquelle on a une oscillation plasma.

2.3 Modèle mathématique

L'autofocalisation d'un faisceau laser dans un plasma a pour effet la variation, en fonction de l'intensité du champ électrique incident, de la densité électronique, la constante diélectrique et donc l'indice optique de réfraction du milieu traversé par l'onde. On traitera, alors, analytiquement les variations de ces grandeurs pour un faisceau laser de champ électrique de forme gaussienne, qui s'écrit sous la forme :

$$E(r,z) = E_0 \frac{W_0}{W(Z)} \exp\left(-\frac{r^2}{W_2(Z)}\right) \quad (6)$$

où W est la tache du faisceau.

L'équation de quantité de mouvement pour un plasma chaud non collisionnel est donnée par :

$$n_e m_e \frac{\partial}{\partial t} \vec{V}_e = n_e q (\vec{E} + \vec{V}_e \wedge \vec{B}) - \vec{\nabla} P \quad (7)$$

A l'état stationnaire, on aura équilibre entre la force pondéromotrice et le gradient de pression

$$\vec{\nabla} P = n_e e (\vec{E} + \vec{V}_e \wedge \vec{B}) = \vec{F}_P \quad (8)$$

avec $\vec{\nabla} P = \vec{\nabla} (n k T_e)$

D'où, on trouve l'équation différentielle qui lie la densité électronique du plasma et le champ électrique de l'onde incidente :

$$\frac{1}{n_e} \frac{\partial n_e}{\partial r} + \frac{\epsilon_0}{2n_e k T} \frac{\partial}{\partial r} E_2 = 0 \quad (9)$$

la résolution de cette équation, nous donne la densité électronique:

$$n_e(r) = n_0 \exp\left(-\frac{\epsilon_0 \langle E_2 \rangle}{2n_e k T}\right) \quad (10)$$

Sachant que la constante diélectrique d'un plasma est donnée par la relation :

$$\epsilon_r = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \quad (11)$$

et dans le cas d'une perturbation, on a :

$$\epsilon_r = 1 - \frac{n_0}{n_c} \exp\left(-\frac{\epsilon_0 \langle E_2 \rangle}{2n_c kT}\right) \quad (12)$$

pour un développement au premier ordre de cette constante diélectrique, l'indice de réfraction du plasma sera donné par la relation :

$$N_r = N_r^0 + \frac{n_0 \epsilon_0}{4n_c^2 kT} \langle E_2 \rangle \quad (13)$$

avec N_r^0 : l'indice de réfraction sans perturbation. Cette dernière relation nous donne la variation de l'indice de réfraction en fonction de l'intensité de lumière incidente.

3. RESULTATS

Dans ce travail nous avons calculé les variations de la densité électronique, l'indice de réfraction optique, la constante diélectrique du milieu plasma pour le cas d'une densité électronique initial de $n_0 = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, une densité critique de $n_c = 10^{21} \text{ cm}^{-3}$. Les calculs sont fait pour une gamme de température variant de 0.5 eV à 2 eV, pour trois intensités de champ électrique de $E_0 = 5.10^9, 10^{10}, 1.510^{10} \text{ V/cm}$ et une tache de $W_0 = 0.01 \text{ cm}$.

3.1 Variations de la densité électronique du plasma

Les Figures 1 et 2 représentent les variations du champ électrique et de la densité électronique en fonction de la distance radiale r pour différentes distances axiales Z . La diminution du champ électrique lors de l'augmentation de r et Z est due, en premier lieu, au fait que le laser est plus intense au centre que vers les bords puis au fait que l'onde, en se propageant, a tendance de diminuer en intensité. L'augmentation de la densité électronique vers les bords et à travers le plasma en profondeur a pour cause la diminution de l'effet de la force pondéromotrice due à la diminution de l'intensité du champ. Les Figures 3 et 4 représentent l'influence de la température électronique et de l'intensité du champ électrique incident sur la variation de la densité électronique du plasma. Ces figures illustrent la croissance de la densité

électronique du plasma avec la température électronique, et sa diminution avec la croissance de l'intensité du champ électrique. En effet la croissance de la température électronique a pour effet d'augmenter la création des électrons, Par contre, lorsque l'intensité du champ augmente, l'effet de la force pondéromotrice devient important, et les électrons seront d'avantage chassés de la zone lumineuse vers l'extérieur d'où la diminution de la densité électronique.

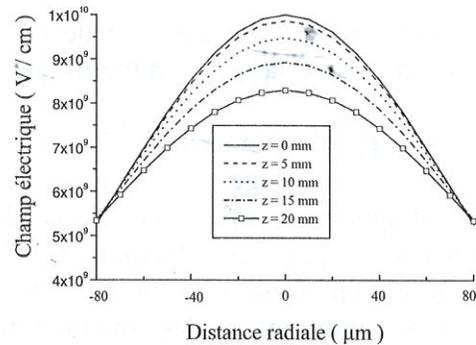


Figure.1. Variation spatiale du champ électrique

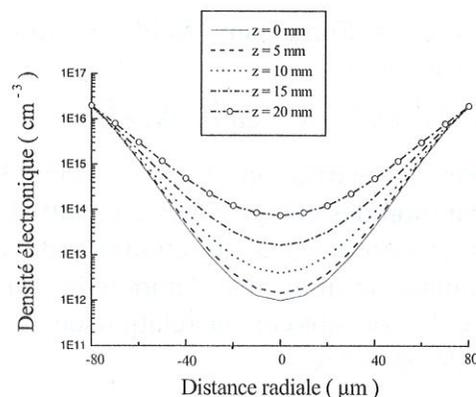


Figure .2. Variation spatiale de la densité électronique pour une température de 1keV et une intensité de champ électrique de 10^{10} V/cm .

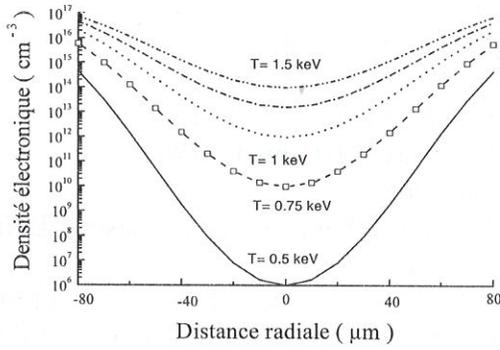


Figure .3. Variation spatiale de la densité électronique pour plusieurs températures électroniques.

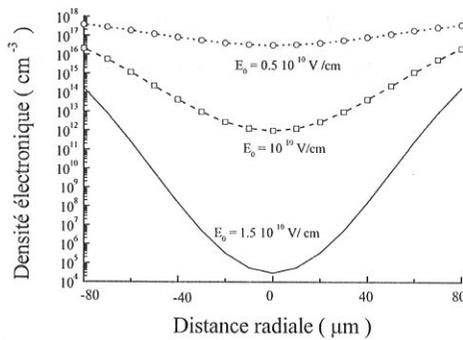


Figure .4. Variation spatiale de la densité électronique à $Z = 0$ mm pour différentes valeurs de l'intensité du champ électrique.

3.2 Variations de l'indice optique du milieu plasma

Les Figures 5 et 6 montrent les variations de la constante diélectrique et de l'indice optique en fonction de r pour différentes valeurs de Z . Lorsque la densité électronique augmente à travers le plasma et vers les bords du faisceau sous l'action de la force pondéromotrice, la constante diélectrique, et l'indice optique, diminuent. L'indice de réfraction du milieu plasma est donc maximal au centre du faisceau, et diminue en profondeur et vers les bords. L'effet de la température électronique et l'intensité du champ électrique incident sur l'indice optique du milieu est représenté dans Les Figures 7 et 8. Les effets non linéaires deviennent moins importants avec la croissance de la température ce qui induit une diminution de l'indice optique. Par contre; avec la croissance de l'intensité du

champ électrique l'indice optique augmente ce qui rend le milieu plus opaque.

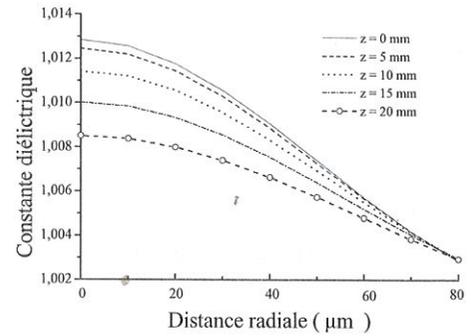


Figure .5. Variation spatiale de la constante diélectrique du plasma.

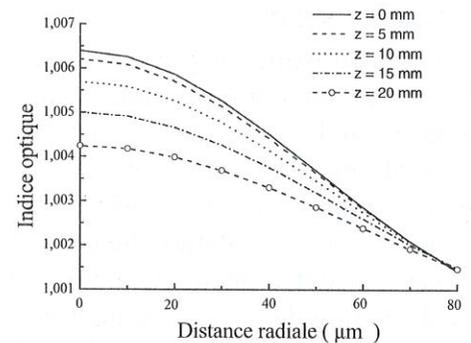


Figure .6. Variation spatiale de l'indice optique.

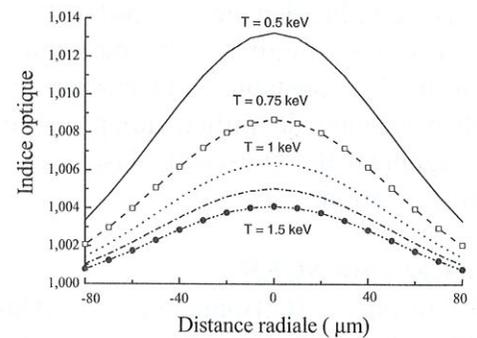


Figure .7. Variation spatiale de l'indice optique en fonction de la température électronique

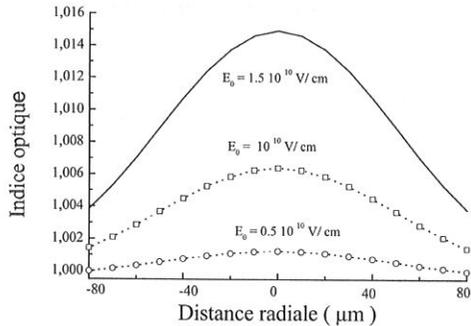


Figure .8. Variation spatiale de l'indice optique à $Z = 0$ mm et en fonction de l'intensité du champ électrique.

4. CONCLUSION

Dans ce travail, on présente une étude analytique du phénomène d'autofocalisation d'un faisceau laser lors de sa propagation dans un plasma chaud non collisionnel. Cette étude a été faite par un modèle physique basé sur une représentation macroscopique pour gaz ionisé. Ce phénomène non linéaire est dû à l'action de la force pondéromotrice, qui se traduit par une poussée latérale des électrons de la région de plus forte intensité vers le plasma. Dans ce cas, un champ de charge d'espace apparaît entraînant également les ions par diffusion ambipolaire. Dans leur mouvement, les particules laissent derrière elles un tube de lumière de faible densité de matière.

Les résultats montrent en particulier la variation la constante diélectrique et de l'indice optique du milieu qui provoque la convergence du faisceau laser et son autofocalisation.

5. REFERENCES

- [1]A.Chiron, G.Bonnaud, A.Dulieu, J.L.Miquel, G.Malka, M.Louis-Jaquet and G.Mainfray, *Phys. Plasmas.* **3** (1996), 1373.
- [2]M.Milchberg, T.R.Clark, C.G.DurfeeIII, T.M.Antonsen and P.Mora. *Phys. Plasmas.* **3** (1996), 2149.
- [3] L.Dettwiller ' Qu'est-ce que l'optique géométrique ?' Dunod Université. (1990).
- [4]P.Monot,T.Auguste, P.Gibbon, F.Jakober,G.Mainfray, A. Dulieu, M.

Louis-Jacquet, G. Malka and J.L. Miquel. *Phys. Rev. Lett.* **74** (1995), 2953.

[5]Luc Bergé and Jens. Juul Rasmussen. *Phys. Plasmas.* **3** (1996), 824.

[6]G. Bonnaud, H.S. Brandi, C.Manus, G.Mainfray, T.Lehner. *Phys. Plasmas.* **1** (1994), 968.

[7]R.Farcy ' Applications des lasers' Edition Masson. (1993).

[8]F.F. Chen ' Introduction to plasmas physics and controlled fusion '. Edition Plenum Press, New York and London. (1963)

[9]J.L.Delcroix and A.Bers, 'Physique des plasmas' Inter Editions / CNRS Editions, Paris. (1994)

[10]W.L.Kruer, ' The physics of laser plasma interactions' Edition Mir, Moscow. (1998).