

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET
POPULAIRE

MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA
RECHERCHE SCIENTIFIQUE

UNIVERSITE DE BATNA

FACULTE DES SCIENCES
DEPARTEMENT DE PHYSIQUE

Mémoire de Magister

Spécialité : Physique des Rayonnements

Présenté par :

BEKHOUCHE MOHAMED

ETUDE DES INSTABILITES ELECTROMAGNETIQUES DANS LES PLASMAS CREES PAR LASER

Soutenu le 28/06/2009, devant le jury composé de :

S. TOBBECHE	Maître de conférences (UB)	Président
A. SID	Maître de conférences (UB)	Rapporteur
A. BOULDJEDRI	Professeur (UB)	Examineur
A. BENDIB	Professeur (USTHB)	Examineur
D. BAHLOUL	Maître de conférences (UB)	Examineur

ملخص

الأعمال التي عرضت في هذه المذكرة تندرج في إطار الاندماج النووي الحراري بالقصور الذاتي. في الفصلين الأولين قدمت دراسة مفصلة بما يكفي عن الاندماج بالقصور الذاتي وكذا الظواهر الفيزيائية المتعلقة بالتفاعل ليزر- بلازما خاصة ظاهرة الا استقرار الكسر ومغناطيسي. مساهمتنا العلمية تتمثل في دراسة لا استقرار ويبيل في البلازما الإكليلية التي تنشأ نتيجة الاندماج النووي الحراري الليزري. في هذه الدراسة دالة التوزيع الإلكتروني المختبرية ماكسويلية مزدوجة محليا. البرامترات الفيزيائية لا استقرار في إطار هذا النموذج عبر عنها بدلالة برامترات نبضة الليزر من خلال قوانين معيارية. أعطيت تطبيقات عددية للنموذج.

Résumé.

Le travail présenté dans cette mémoire entre dans le cadre de la fusion thermonucléaire inertielle.

Nous avons présenté dans les deux premiers chapitres une étude suffisamment détaillée sur la fusion inertielle et les phénomènes physique mis en jeu dans l'interaction laser plasma ; spécialement l'instabilité électromagnétique.

Notre contribution scientifique consiste à étudier l'instabilité de Weibel excitée dans le plasma coronal, créé lors de la fusion thermonucléaire par laser.

Dans cette étude la fonction de distribution électronique non perturbée est supposée une bi-maxwellienne locale. Les paramètres physiques de l'instabilité dans le cadre de ce modèle sont exprimés via des lois d'échelles en fonction des paramètres de l'impulsion laser.

Des applications numériques typiques de ce modèle sont présentées.

Abstract.

The work presented in this memory falls within the framework of the inertial thermonuclear fusion.

We have presented in the first two chapters a study, in sufficient detail, on the inertial fusion and the physical phenomena involved in the laser plasma interaction, mainly the electromagnetic instability.

Our scientific contribution is to study the Weibel instability in the coronal plasma created by the laser thermonuclear fusion.

In this study the non perturbed electronic distribution function is assumed to be a local bi-Maxwellian.

The physical parameters of the Weibel instability, in the framework of this model, are expressed through scaling laws.

Numerical applications are given for typical physical parameters.

SOMMAIRE

Introduction générale.....	p7
----------------------------	----

Chapitre I: Généralités sur la fusion

I.1. Introduction.....	p10
I.1.2. Réaction de fusion	p11
I.1.3. Conditions nécessaires.....	p11
I.2. La fusion par confinement magnétique (FCM).....	p14
Les modes de chauffage du plasma.....	p16
I.3. La fusion par confinement inertiel (FCI).....	p17
I.3.1. La fusion inertielle classique.....	p17
a) L'attaque directe.....	p17
b) L'attaque indirecte.....	p19
I.3.2. L'allumeur rapide.....	p21
I.3. Conclusion.....	p22
Références.....	p24

Chapitre II : l'interaction laser plasma dans le contexte de la FCI par laser

II.1. Introduction.....	p25
II.2. Couplage de l'énergie laser avec la cible.....	p25
II.3. Mécanismes d'interaction	P26
3.1. L'absorption collisionnelle ou Bremsstrahlung inverse.....	p26
3.2. L'absorption résonnante	p31
3.3. Les instabilités paramétriques	p32
Diffusion Brillouin stimulée	p32
Diffusion Raman stimulée	p33
Instabilité de filamentation.....	p35
3.4. L'instabilité de Rayleigh-Taylor.....	p36

RT dans la phase de l'ablation	p38
RT dans la phase de décélération	p40
II.4.Conclusion.....	P41
Références.....	p42

**Chapitre III : Etude des instabilités électromagnétiques dans les
plasmas créés par laser**

III.1. Introduction.....	p43
III.2. Principe de l'instabilité électromagnétique.....	p43
III.3. Instabilité de Weibel.....	p46
III.4. Résultats sur l'instabilité de Weibel dans les plasmas créés par laser	p48
III.4.1. Transport thermique	p49
III.4.2. Expansion de la couronne	p51
III.4.3. Absorption collisionnelle	p52
III.5. Instabilité de Weibel dans une couronne bi-maxwellienne	
III.5.1. Introduction.....	p54
III.5.2. Fonction de distribution	p55
III.5.3. Analyse de l'instabilité de Weibel.....	P58
III.5.4. Lois d'échelle ...	p59
III.6 Conclusion.....	p66
Références.....	p67
Conclusion générale.....	p68

INTRODUCTION GENERALE

Ce travail entre dans le cadre de la fusion thermonucléaire inertielle qui consiste à irradier les couches externes d'une cible contenant du combustible thermonucléaire. Des méthodes expérimentales sont développées dans le souci de déposer de l'énergie laser sur une cible solide de façon optimum et d'uniformiser l'éclairement laser sur sa surface. Le premier procédé d'irradiation, qualifié de direct ou attaque directe est basé sur un recouvrement des faisceaux incidents sur l'enveloppe de la cible. La focalisation et le lissage optique des faisceaux utilisés pour atténuer la cohérence spatio-temporelle du rayonnement et les surintensités dues aux interférences, ne suffisent malheureusement pas à obtenir la symétrie et la stabilité nécessaire à l'implosion. Une autre voie à priori préférable, appelée attaque indirecte, est issue de la conversion du rayonnement laser en un rayonnement X. la cible sphérique est ici placée dans une cavité cylindrique constituée d'un matériau de numéro atomique élevé. S'apparentant au rayonnement d'un corps noir à haute température (200-400 eV), les rayons X créés par l'interaction des faisceaux avec la cavité diffusent facilement dans le plasma et assurent ainsi une meilleure isotropie d'éclairement. L'inconvénient de cette méthode, qui pourtant utilise des lasers mégajoules, se situe dans l'énergie supplémentaire à investir pour réaliser la conversion.

Le rayonnement laser, direct ou indirect, irradie la surface de la cible et la transforme dans un temps très inférieur à la durée d'une impulsion en un plasma chaud complètement ionisé. Ce plasma subit une détente rapide dans le vide conduisant par inertie à une onde de choc qui se propage vers le centre de la cible. Par conséquent, l'impulsion laser va interagir avec un plasma en expansion. La propagation de l'énergie incidente s'effectue ainsi dans le nuage de matière ionisée formée appelée couronne par analogie à la couronne solaire. La relation reliant le nombre d'onde, k_L , à la pulsation, w_L , de l'onde incidente et à celle du plasma locale w_{pe} est donnée par la relation de dispersion : $w_L^2 = w_{pe}^2 + k_L^2 c^2$. Ainsi, le rayonnement pénètre le plasma, caractérisé par une pulsation $w_{pe} = n_e e^2 / \epsilon_0 m_e$, et une densité, n_e , croissante dans la direction de propagation, jusqu'à ce que cette densité induise la réflexion des rayons. Ce phénomène se produit lorsque la densité atteint une

valeur critique, n_c , correspond à la condition : $w_{pe}=w_L$. Le domaine $n_e < n_c$ est appelé couronne sous dense par opposition à la zone $n_e > n_c$, dite sur-dense. C'est dans cette dernière que se produisent les mécanismes de conduction thermique qui perpétueront l'ablation. Le dépôt d'énergie s'arrête au niveau de la couche critique ($n_e = n_c$), et le flux d'énergie sera ensuite partiellement véhiculé par la population d'électrons. Ce processus de conduction électronique sera très vite limité lorsque le libre parcours moyen des électrons devient supérieur aux longueurs caractéristiques des gradients de température et de densité. Un second mécanisme de conduction est la conduction radiative résultant de l'émission intense de rayons X induits par cette zone de densité et de température élevées. La cible est ainsi ionisée et chauffée à son tour sur des distances supérieures à celle de la conduction thermique. L'interaction à l'intérieur de la zone sous dense est, quant à elle, beaucoup plus difficilement descriptible. Elle est le siège de diverses instabilités entraînant une absorption et une diffusion de l'énergie laser au détriment du rendement de l'implosion. En effet, l'onde mère se décompose en une onde électromagnétique de pulsation inférieure et une onde plasma, électronique dans le cas d'une diffusion Raman ou acoustique dans le cas d'une diffusion Brillouin. Ceci s'explique par les fluctuations de densité du plasma induites par l'onde incidente qui excite ainsi les modes propres du plasma ; il s'agit d'une interaction collective. Proche de la surface critique, le rayonnement subit également une absorption résonnante et une absorption collisionnelle due aux collisions des électrons avec les ions dite aussi Bremsstrahlung inverse. Le phénomène de filamentation présente lui aussi un inconvénient pour la bonne symétrie de l'implosion. Il est issu de l'auto focalisation du rayonnement dans le plasma ; une surpression thermique ou radiative est créée par la surintensité du faisceau. La densité du plasma diminue ainsi alors que l'indice optique s'accroît. La réfraction du faisceau augmente la surintensité et le faisceau laser se fractionne en filaments. On peut noter également l'apparition d'électrons suprathermiques engendrés par ces instabilités et qui ont une énergie suffisante pour venir préchauffer le cœur de la cible.

Nous nous sommes intéressés dans cette thèse à l'étude de l'instabilité électromagnétique dans les plasmas créés lors de la fusion thermonucléaire inertielle d'une cible solide, L'importance de l'étude de cette instabilité vient en plus de sa négative influence sur le rendement en énergie, de champs magnétiques intenses

produites par cette instabilité peuvent inhiber la conduction thermique et modifient les paramètres de l'implosion.

Ce travail est organisé comme suit : le premier chapitre est consacré à l'étude de la fusion inertielle. Dans un premier paragraphe nous avons présenté les réactions de fusion nucléaires et les conditions nécessaires pour réaliser ces réactions. Dans un deuxième paragraphe, nous avons présenté l'aspect technologique de la fusion inertielle ; Notamment l'attaque directe l'attaque indirecte et l'allumage rapide. Le deuxième chapitre correspond à l'interaction laser plasma dans le contexte de la fusion inertielle par laser en appuyant sur les modes d'absorption de l'énergie laser que sont l'absorption collisionnelle et l'absorption résonnante. Dans le troisième chapitre, une étude sur les instabilités électromagnétiques est donnée. Enfin, nous terminerons ce travail par une conclusion qui résume les résultats obtenus dans cette thèse.

CHAPITRE I

GENERALITES SUR LA FUSION

I.1. INTRODUCTION

La fusion, à l'état naturel, existe dans les milieux extrêmement chauds que sont les étoiles, tel le Soleil. Les réactions thermonucléaires qui se produisent spontanément au cœur du Soleil expliquent la très haute température qui y règne (une quinzaine de millions de degrés). Une très petite partie de l'énergie rayonnée par la surface du soleil atteint la terre et y permet la vie.

Dans sa course à l'énergie, l'homme a tenté de maîtriser les réactions nucléaires : la fission et la fusion sont les deux voies pour extraire de l'énergie d'un noyau atomique. La fission est la "cassure" d'un noyau très lourd en deux noyaux de taille moyenne. Elle est plus facile à réaliser sur terre que la fusion qui consiste à agglomérer deux noyaux légers. Cette réaction libère beaucoup plus d'énergie que la fission, mais nécessite de chauffer la matière à des millions de degrés. Cet extraordinaire dégagement d'énergie est mis en œuvre dans les armes dites thermonucléaires.

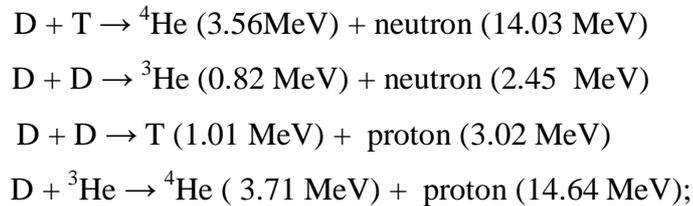
Depuis l'explosion de la première bombe thermonucléaire H en 1952, c'est un rêve de l'humanité de maîtriser cette forme d'énergie dont les ressources sont inépuisables sur des temps historiques (dans 300 litres d'eau de mer, on trouve 1 gramme de deutérium ; l'eau de mer assure la consommation d'énergie de l'humanité sur des temps de l'ordre du milliard d'années !). Contrairement à la fission qui fut maîtrisée en quelques années après sa découverte, la fusion en soit encore au stade prospectif plus de cinquante ans après sa première utilisation terrestre.

Comme avantage énergétique, l'intérêt de la fusion réside d'une part dans la source intarissable des produits initiaux (Hydrogène) et dans l'absence de contrainte de type masse critique. D'autre part un dispositif de fusion ne présente pas les risques d'accident nucléaire rencontrés dans les dispositifs à fission.

1.2. REACTIONS DE FUSION

Les réactions de fusion des noyaux légers sont fortement exo énergétiques. Pratiquement, pour réaliser ces réactions, nous nous trouvons en face d'un problème majeur. Il s'agit de la répulsion coulombienne entre les noyaux chargés positivement. Donc, il faut fournir de l'énergie pour franchir la barrière coulombienne et de rapprocher les noyaux à fusionner à des distances de l'ordre de la portée des forces nucléaires (Figure I.1).

Les réactions de fusion souvent utilisées sont celles qui font apparaître les isotopes d'Hydrogène caractérisés par une section efficace de fusion relativement importante :



où le Deutérium ($D\equiv{}^2\text{H}$) et le Tritium ($T\equiv{}^3\text{H}$) sont des isotopes de l'Hydrogène respectivement de masses atomiques 2 et 3.

Parmi ces réactions envisageables, la première a été retenue car elle a la section efficace, ou plus simplement la probabilité, la plus élevée à la température de travail envisagée pour le futur réacteur (Figure I.2).

1.3. CONDITIONS NECESSAIRES

Pour franchir la barrière de répulsion électrostatique entre noyaux, il faut fournir de l'énergie cinétique. Le calcul montre que cette énergie est énorme (700 KeV pour les isotopes d'Hydrogène). Mais les réactions de fusion peuvent se produire pour des énergies de l'ordre de 5 KeV par effet tunnel. Ceci trouve son explication dans le cadre de la théorie quantique. Même une énergie de 5 KeV est énorme et il est pratiquement impossible de fournir au combustible une énergie de cet ordre de grandeur que sous forme d'une énergie thermique dans un milieu plasma chaud. La température correspondante est dite la température d'allumage.

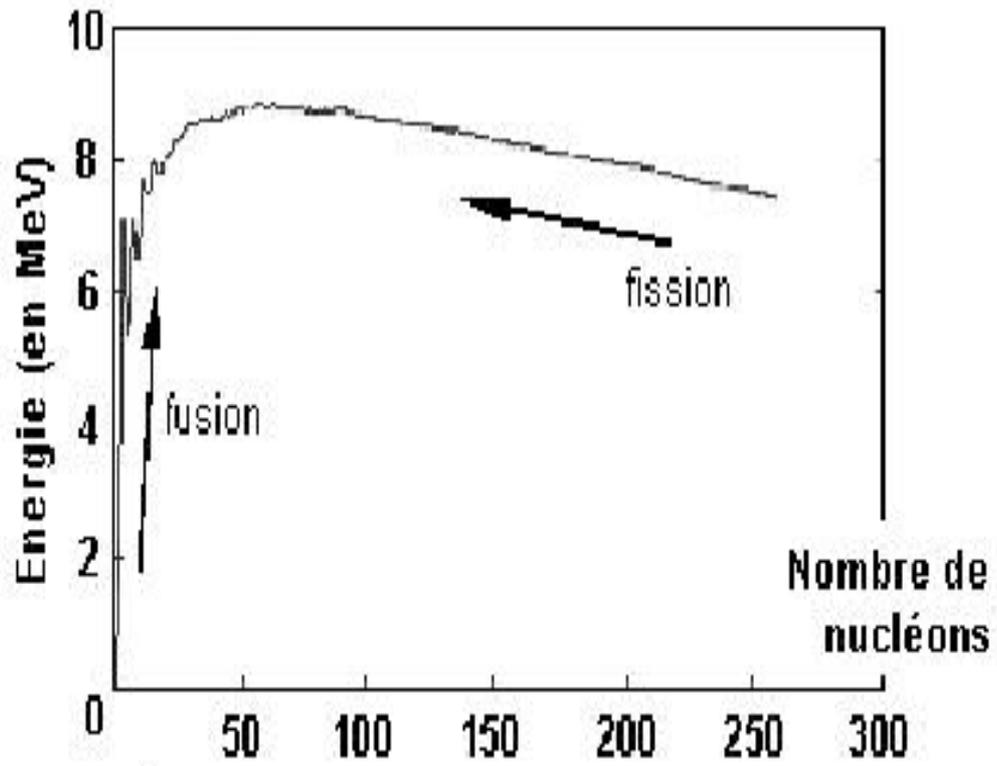


FIG. I.1

Energie de liaison par nucléon des noyaux en fonction du nombre de masse.

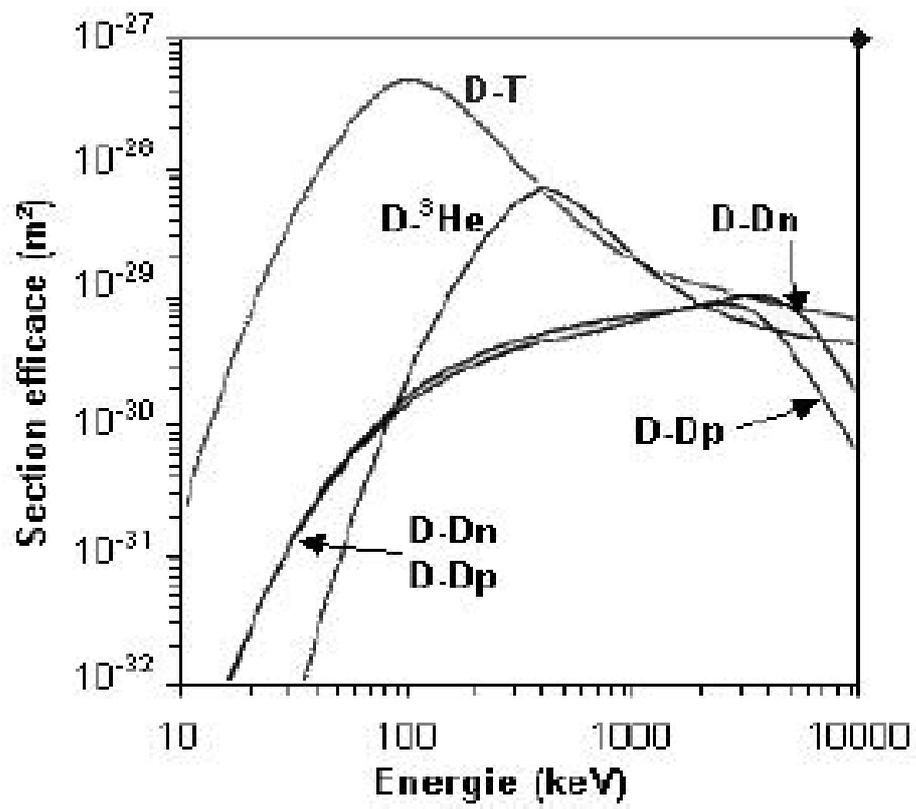


FIG. I.2

Section efficace des principales réactions de fusion envisagées.

Pour avoir une source réelle d'énergie, il ne suffit pas simplement que les ions du combustible sont chauffés à la température d'allumage, mais il faut aussi que le bilan d'énergie soit globalement positif (l'énergie produite par les réactions nucléaires soit supérieure à l'énergie investie dans le plasma du combustible). Pour cela il faut en plus d'une température supérieure à la température d'allumage d'avoir une densité élevée, n , pour assurer une grande probabilité de collisions. Ceci dans un temps, τ , dit le temps de confinement.

Ces conditions s'appellent le critère de Lawson, qui se présente d'une forme simplifiée pour la réaction D-T à la température d'allumage de l'ordre de 10 KeV comme suit:

$$n \cdot \tau \sim 3 \times 10^{14} \text{ [s/cm}^3\text{]},$$

Deux voies principales sont envisagées pour essayer de résoudre ce problème et d'établir les conditions de fusion. Il s'agit de la voie magnétique qui utilise des champs magnétiques intenses (toroïdaux ou hélicoïdaux ou les deux en même temps) pour confiner le plasma (tokamak, stellarateur ..etc.) [1] et de la voie inertielle qui maintiennent le plasma en utilisant soit un rayonnement électromagnétique soit des particules chargés (confinement par laser, ions lourds,..etc) [2]. La voie magnétique mise sur un plasma de faible densité (10^{14} cm^{-3}) confiné sur un temps assez long, tandis que la voie inertielle FCI confine un plasma de haute densité ($n_e \sim 10^{26} \text{ cm}^{-3}$) pendant des temps très courts ($\sim 10 \text{ ps}$), temps de maintien inertielle du plasma, avant la détente hydrodynamique.

I.2. LA FUSION PAR CONFINEMENT MAGNETIQUE

Comme le plasma est formé de particules chargées, les champs magnétiques peuvent interagir sur celles-ci. Le confinement magnétique consiste donc à utiliser la pression exercée par des champs magnétiques pour lutter contre la pression cinétique du plasma. En pratique, la pression magnétique doit être 10 fois plus grande que la pression du plasma afin d'éviter certains phénomènes d'instabilités hydrodynamiques. Ainsi, avec un champ magnétique de 5 à 10 teslas et des températures de 10 à 20 keV, la densité limite est de 10^{20} m^{-3} .

Lorsque le plasma baigne dans un champ magnétique rectiligne, les particules chargées décrivent des trajectoires hélicoïdales autour d'une ligne de champ magnétique et ne peuvent plus atteindre les parois latérales. Afin d'éviter les pertes aux extrémités, on referme la boîte magnétique en créant un tore. Le champ magnétique ainsi créé par une série d'électro-aimants entourant le plasma s'appelle le champ magnétique toroïdal. Cependant, ce confinement n'est pas tout à fait suffisant. En effet, les ions et les électrons sont soumis à une lente dérive transverse, dont la direction dépend de leur charge, à cause de la force centrifuge et du gradient du champ magnétique au sein de la section du tore. Il faut donc modifier à nouveau les lignes de champs de telle sorte qu'elles adoptent une trajectoire hélicoïdale. L'effet de dérive est ainsi compensé en moyenne. Ceci est réalisé en ajoutant au champ toroïdal un autre champ magnétique appelé champ poloïdal, qui lui est perpendiculaire. En pratique, il existe deux solutions pour obtenir cette configuration :

- Dans un tokamak, un ensemble de bobines produit un champ magnétique dans la direction du tore, auquel vient s'ajouter le champ magnétique créé par un courant intense axial circulant dans le plasma lui-même. Les deux champs génèrent la structure hélicoïdale des lignes de champ. Cette configuration a fait des progrès considérables depuis son invention dans les années 1960 par des chercheurs russes. C'est actuellement la voie de recherche la plus étudiée.
- Dans un stellarator, la configuration magnétique repose entièrement sur des courants circulant dans des bobines en hélice. Même si la forme complexe de ces bobines rend difficile leur construction, cette option est toujours envisagée car elle présente une qualité intrinsèque indéniable en cas de disruption : il n'y a pas de courant intense circulant dans le plasma.

Le moyen de base pour produire le courant dans le plasma consiste à le générer par induction. On place un bobinage constitué de couches horizontales au milieu de la configuration (le bobinage est placé dans le trou du tore). Avec ce bobinage et à condition d'y faire varier le courant, on engendre par induction, le courant du plasma exactement comme dans un transformateur électrique. Ce type de fonctionnement peut s'effectuer sans noyau de fer. Le problème de ce transformateur est qu'il a une capacité limitée, et que par conséquent, il n'est pas possible de maintenir un courant continu dans le plasma indéfiniment. Cependant, l'utilisation d'aimants supraconducteurs permet de résoudre en partie le problème.

Les modes de chauffage du plasma

Pour satisfaire le critère de Lawson, il est nécessaire d'amener le plasma à des températures extrêmement élevées, typiquement de l'ordre d'une centaine de millions de degrés. On comprend dès lors la nécessité de chauffer le plasma. On utilise pour ce faire trois méthodes de chauffage externe, en plus du chauffage intrinsèque assuré par la réaction elle-même (l'énergie des noyaux d'hélium qui restent confinés dans le plasma). Ce dernier mode intrinsèque devrait à l'avenir devenir le mode dominant pour des régimes de fonctionnement avec $Q > 5$.

Le premier mécanisme de chauffage est appelé chauffage ohmique et résulte de l'effet Joule lié au courant circulant dans le plasma, celui-ci montant alors en température. Ce phénomène n'apparaît que pour la configuration du Tokamak. Le courant qui circule dans le plasma est de l'ordre de 1 MA. La puissance dissipée est également proportionnelle à la résistance du plasma. Celle-ci diminuant lorsque la température augmente et le régime ohmique ne permet d'atteindre que des températures de l'ordre de 10 millions de degrés. Il faut donc prévoir d'autres moyens de réchauffer le plasma.

La première grande classe de chauffages additionnels est appelée l'injection de neutres. Il s'agit d'injecter des particules énergétiques qui, par collision avec le plasma, vont augmenter la température de ce dernier. Cette injection est réalisée en créant et en accélérant des ions, puis en les neutralisant afin de leur permettre de franchir la barrière que constitue le confinement magnétique. On parvient ainsi à fournir des puissances de 20 à 30 MW.

La seconde grande classe de chauffages additionnels est le chauffage par résonance électromagnétique. En effet, le plasma peut absorber l'énergie d'ondes électromagnétiques aux fréquences caractéristiques du milieu. Ce chauffage par ondes électromagnétiques est transmis au plasma par des antennes qui tapissent une partie de l'enceinte de confinement.

1.3. LA FUSION PAR CONFINEMENT INERTIEL (CI)

Le principe de la fusion par confinement inertiel (FCI) consiste à comprimer par laser ou un rayonnement thermique, les éléments de combustibles, constitués par une petite capsule de l'ordre d'un millimètre de diamètre [3], pour obtenir des conditions de température et de densité suffisamment hautes afin d'amorcer les réactions nucléaires.

1.3.1. La fusion inertielle classique

Dans la fusion inertielle classique on essaye de réaliser la compression et le chauffage en même temps. Pour cela on chauffe la coquille de la capsule contenant le combustible (appelée ablateur) en utilisant des faisceaux laser de puissance (de durée de l'ordre de la nano seconde, ns) ou du rayonnement X (figure I.3, à gauche). La coquille est instantanément vaporisée et ionisée en formant un plasma de plusieurs dizaines de millions de degrés. Ce plasma commence alors à se détendre sous l'effet de sa pression cinétique importante. Par réaction, le combustible reçoit violemment un mouvement radial centripète qui produit une onde de choc dans la même direction (figure I.3, à droite). Cette onde comprime fortement le combustible et se converge vers le centre de micro cible où un point chaud dû à la transformation de l'énergie de compression en énergie interne se forme. Ce point chaud doit avoir des conditions suffisantes pour amorcer les réactions de fusion. Une fois le point chaud allumé, les réactions nucléaires doivent se produire en chaîne, fournissant aussi la température nécessaire pour le reste du combustible. En pratique on ajuste l'intensité du rayonnement en fonction du temps, pour qu'elle suive l'évolution du front d'ablation, afin que la compression soit la plus efficace possible (isentropique).

Il existe deux schémas différents pour réaliser le chauffage du combustible avec les lasers de puissance: *l'attaque directe* [4] et *l'attaque indirecte* [5].

a) L'attaque directe

Dans l'attaque directe le ballon est irradié directement par les faisceaux laser (figure I.4). On peut avoir plusieurs faisceaux ns disposés symétriquement autour du micro-ballon. Le transfert en énergie est satisfaisant, mais par contre la symétrie d'éclairement s'avère très critique. Pour s'affranchir de ce problème on envisage le schéma de l'attaque indirecte.

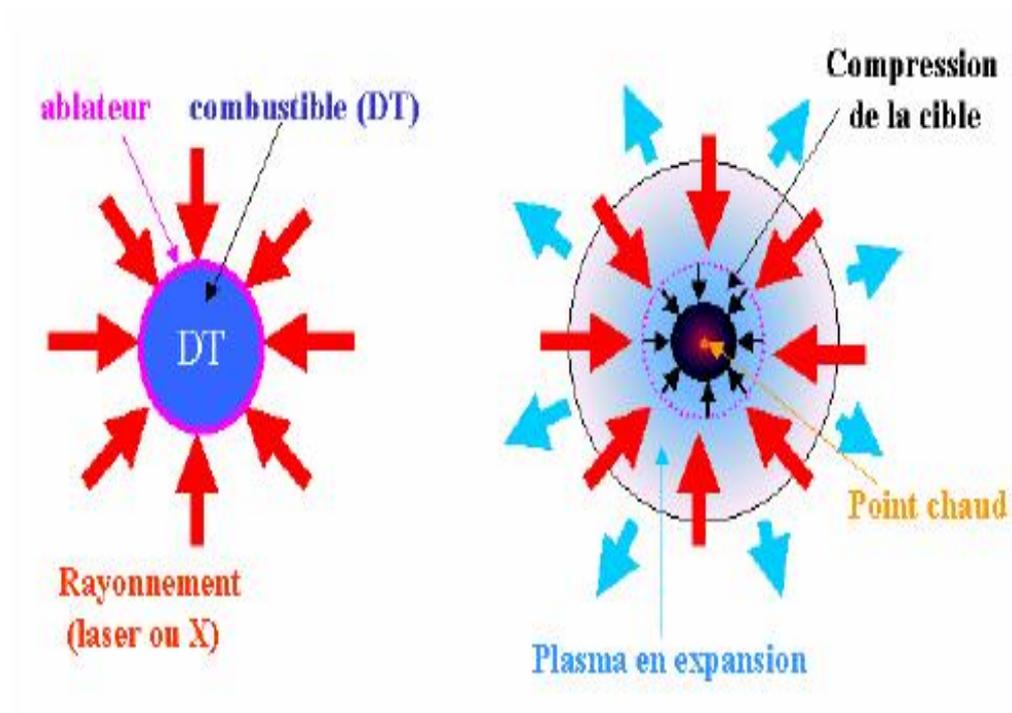


FIG.1.3.

Principe de la fusion par confinement inertiel.

b) L'attaque indirecte

L'attaque indirecte utilise le rayonnement X pour comprimer le micro-ballon combustible. Pour cela on utilise une cavité auxiliaire rempli de gaz au milieu duquel se trouve le micro-ballon (figure 1.5). Les faisceaux laser irradient les parois de la cavité, produisant un très fort flux de rayonnement X. Le matériau de la cavité doit avoir un grand numéro atomique (d'habitude l'or) pour réaliser une conversion efficace laser-X. Le rôle du gaz est d'empêcher la détente du plasma des parois vers le ballon. L'avantage de ce montage est que le rayonnement X est très uniforme, réalisant une compression bien symétrique. Par contre le gros inconvénient est la conversion laser-rayonnement X dont le rendement est relativement faible.

Avec les lasers actuels l'obtention d'un point chaud par compression s'avère difficile pour plusieurs raisons. Les dimensions du plasma entourant le combustible sont de l'ordre de quelques mm, ce qui favorise l'apparition des instabilités paramétriques.

Ces instabilités ont des conséquences diverses, en général négatives. Des ondes plasma γ sont produites, absorbant une partie importante de l'énergie laser (diffusion Raman stimulée, diffusion Brillouin stimulée) [6]. En plus, des instabilités peuvent chauffer le combustible avant la phase finale de la compression, ce qui réduit son efficacité. Finalement, la non uniformité de l'éclairage empêche une compression non uniforme, conduisant à un mélange du plasma chaud avec le combustible froid (instabilité Rayleigh-Taylor) [7].

Afin de s'affranchir de tous ces problèmes, des grosses installations sont maintenant en construction en France (laser MégaJoule du Bordeaux) et aux Etats-Unis (NIF – National Ignition Facility).

Avec cet ordre de grandeur d'énergies sur cible (\sim MJ), ces lasers devront permettre l'obtention de l'ignition.

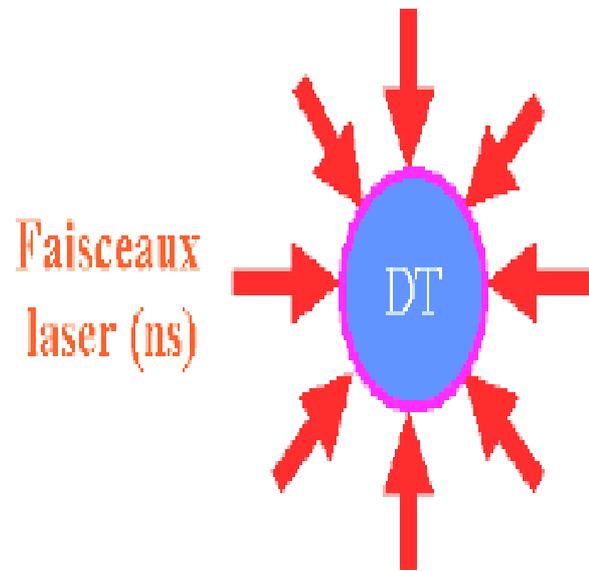


FIG.I.4.

Schéma de l'attaque directe.

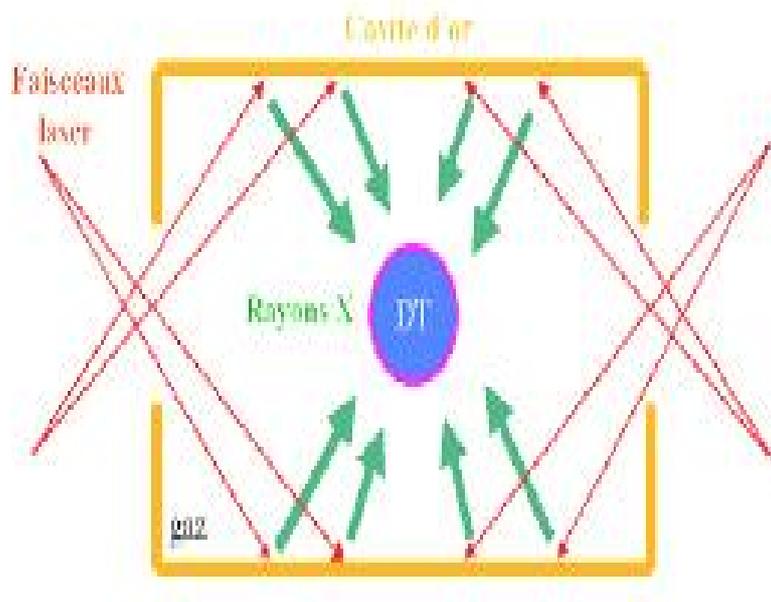


FIG.I.5.

Schéma de l'attaque indirecte.

1.3.2. L'allumeur rapide

L'allumeur rapide est un concept relativement récent [8] qui dissocie les phases de compression et de chauffage. Ce concept a l'avantage de relâcher les contraintes sur la symétrie de l'éclairement, baissant ainsi l'énergie laser nécessaire à la fusion.

D'abord on réalise une compression modérée (adiabatique), avec des lasers de puissance en régime ns; cette compression n'a pas vocation à créer un point chaud (figure I.6.a), ce qui relâche sensiblement les conditions énergétiques sur le laser ns.

Dans une deuxième étape, après un temps suffisamment court (temps de stagnation pour que la cible soit toujours comprimée), un premier faisceau laser à ultra-haute intensité (UHI), de 100 ps de durée et d'une intensité de 10^{18} W/cm², interagit avec la couronne du plasma (de longueur millimétrique) entourant le cœur comprimé et creuse un canal dans le plasma (figure I.6.b). Le canal est formé par l'expulsion latérale et la pression du plasma. L'expulsion latérale est induite par le champ laser qui éjecte les électrons transversalement. Ces derniers entraînent aussi les ions par le champ statique de charge d'espace du plasma. La poussée longitudinale est réalisée par la pression du laser et peut être rallongée considérablement par transparence induite. Cette transparence induite est un effet relativiste, où la masse des électrons augmente et la fréquence plasma change, permettant au faisceau laser de pénétrer le plasma jusqu'à des densités de l'ordre de dix fois plus grandes que la densité critique classique. Ceci fait un gain de parcours de quelques dizaines de microns dans le plasma sur-critique.

Dans la dernière étape, une deuxième impulsion laser très courte ($>10^{20}$ W/cm², 10 ps) passe dans le canal, déjà créé par la première impulsion UHI, qui sert un guidage optique. Cette deuxième impulsion interagit avec le plasma sur-critique ($10 n_c$), qui se trouve à plusieurs dizaines de μm du cœur comprimé (figure I.6.c). Les photons ne pouvant traverser ce plasma très dense ($n > 10n_c$). Sont les électrons suprathermiques, créés par l'interaction du laser UHI avec le plasma dense, qui vont se propager sur une centaine de microns et atteindre la région périphérique du cœur,

où ils se thermalisent en déposant leur énergie sur une petite zone pour la rendre un le point chaud.

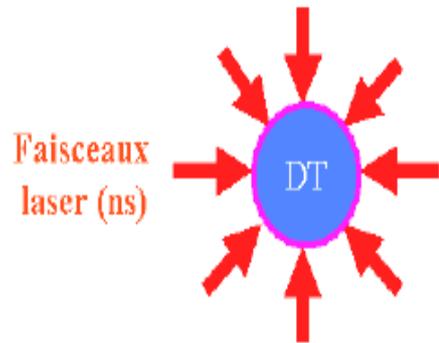
La température du combustible peut alors monter vers le seuil d'ignition. Pour déposer l'énergie dans une telle zone, il faut que les électrons aient un libre parcours moyen dans le DT dense compatible avec la distance à parcourir jusqu'au cœur. Les calculs de pouvoir d'arrêt des électrons dans le DT comprimé [9] montrent que les électrons doivent avoir une énergie approximative de 1.5 MeV pour déposer le maximum d'énergie dans un point chaud du cœur.

Pour que l'allumeur rapide soit capable d'apporter localement au niveau du cœur comprimé le supplément d'énergie, il faut que les électrons aient les propriétés suivantes:

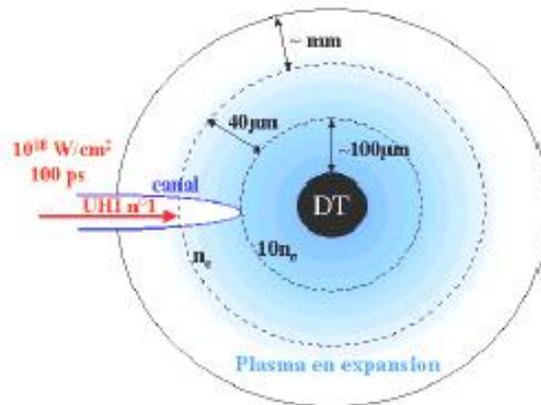
- propagation à travers le plasma dense sans perte d'énergie importante
- forte directivité du faisceau
- fort dépôt d'énergie au point chaud du DT comprimé

Conclusion

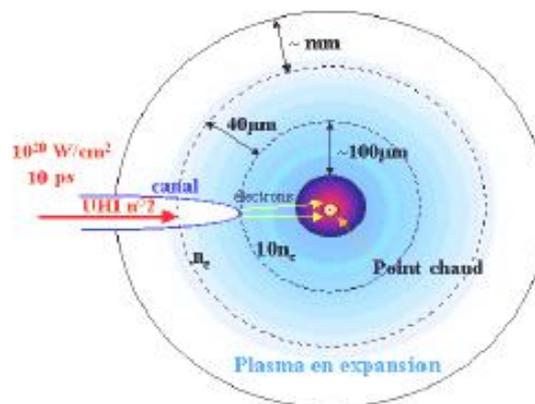
La fusion existe depuis toujours dans les milieux stellaires tel le soleil et celui qui conditionne notre existence. La production d'énergie à partir des réactions de fusion est possible si telles conditions sont achevées. Pour accomplir ces conditions deux voies sont proposées : la première est la fusion par confinement magnétique, la deuxième voie de fusion est le confinement inertiel. Cette dernière voie contient plusieurs méthodes selon la nature du driver et bien sûr les lasers de puissance qui présentent un bon driver susceptible d'atteindre l'objectif recherché. Dans ce contexte, des méthodes expérimentales et techniques développées sont présentées: la première est la fusion thermonucléaire par confinement inertiel classique où la compression et le chauffage soient réalisés en même temps (attaque directe et indirecte). La deuxième méthode est l'allumage rapide qui consiste à décomposé les phases de compression et de chauffage.



a)



b)



c)

FIG.I.6.

Schéma allumeur rapide: a) compression classique; b) creusement d'un canal dans le plasma; c) génération des électrons rapides qui traversent le plasma sur-critique

Références

- [1] F. Wagner et al, Phys. Rev. Lett. **49**, 1408 (1982).
- [2] F. Floux et al, Phys. Rev. A **1**, 821 (1970).
- [3] J. D. Lindl, R. L. McCrory and E. M. Campbell, , Physics Today **45**, 32 (1992).
- [4] J. Nuckolls, L. Wood, A. Thiessen and G. Zimmerman, Nature **239**, 139 (1972).
- [5] J. D. Lindl, Phys. Plasmas **2**, 3933 (1995).
- [6] W. L. Kruer, Phys. Fluids B **3**, 2356 (1991).
- [7] H. Takabe et al, Phys. Fluids **28**, 3676 (1985).
- [8] M. Tabak et al, Phys. Plasmas **1**, 1626 (1994).
- [9] C. Deutsch et al, Phys. Rev. Lett. **77**, 2483 (1996).

CHAPITRE II

INTERACTION LASER PLASMA DANS LE CONTEXTE de la FUSION PAR CONFINEMENT INERTIEL

II.1. INTRODUCTION

Dans la fusion par confinement inertiel laser, les faisceaux laser sont focalisés soit directement sur la cible remplie de combustible (irradiation directe), soit sur les parois entourant celle-ci (irradiation indirecte). Dans les deux cas, la matière s'ionise très rapidement, dans un temps de l'ordre de la picoseconde. Ainsi, un plasma est produit. La physique de l'interaction entre l'impulsion laser et ce plasma va régir les phénomènes physique mis en jeu. L'objectif visé par l'étude cette interaction laser-plasma est d'optimiser les conditions d'irradiation permettant d'obtenir une grande efficacité du dépôt de l'énergie laser dans le plasma avec un chauffage thermique et une grande uniformité de l'énergie déposée.

II.2. COUPLAGE DE L'ENERGIE LASER AVEC LA CIBLE

Le plasma produit par l'irradiation d'une cible solide par un laser est nécessairement inhomogène et présente un profil de densité représenté typiquement sur la figure (II.1). Il apparaît plusieurs zones de densité dans lesquels les mécanismes de transfert de l'énergie sont très différents.

La relation de dispersion de l'onde laser est $w_0^2 = w_{pe}^2 + k^2 c^2$, où w_0 et k représente la pulsation et le vecteur d'onde de l'onde laser incidente et w_{pe} la pulsation plasma électronique, $w_{pe}^2 = ne^2 / me_0$. Dans le cas de l'incidence normale, l'onde laser rencontre des densités croissantes. Par conséquent, le module du vecteur d'onde laser diminue, jusqu'au point où $w = w_{pe}$ où il s'annule. La condition $w = w_{pe}$ définit la densité critique, densité à laquelle il y a réflexion totale de l'onde en sens de l'optique géométrique. Le faisceau laser ne peut donc se propager que dans une zone

de densité électronique inférieure ou égale à la densité critique ; celle-ci dépend de la longueur d'onde laser selon l'expression, en unités pratiques : $n_c(m^{-3}) = \frac{1.1 \cdot 10^{27}}{\lambda_L^2(mm)}$, où λ_L étant la longueur d'onde dans le vide exprimée en microns (μm). Le domaine de densité inférieure à la densité critique est appelé couronne ou plasma sous-dense (sous-critique). Le plasma ici est caractérisé par une haute température (~ 1 KeV) et une densité relativement faible ($< 0,01$ g/cm³). C'est dans ce domaine que prend place l'interaction de l'onde laser avec le plasma. Les processus d'absorption et de réflexion se produisent dans cette région et particulièrement au voisinage de la densité critique. Le plasma ainsi chauffé subit une détente rapide dans le vide.

Au-delà de la densité critique, l'énergie est transportée principalement par conduction thermique électronique vers la surface d'ablation où l'évaporation se poursuit. Cette région (zone II = zone de conduction) est caractérisée par une pression élevée résultant de la combinaison d'une forte densité (0,01-0,2 g/cm³) et d'une haute température (30-1000 eV). La surpression se transmet ainsi à la cible dans laquelle une onde de choc prend naissance. On distingue encore deux zones : une région de densité très élevée ($10 \rho_0$) et d'une température faible (1-30 eV) correspondant au solide comprimé par le choc (zone III) et éventuellement une zone interne non perturbée.

II.3. MECANISMES D'INTERACTIONS

II.3.1. Absorption collisionnelle ou par bremsstrahlung inverse :

Dans un plasma en présence d'une onde électromagnétique, une partie de l'énergie de cette onde est absorbée par le plasma via les collisions coulombiennes électron-ion. Ce phénomène est connu par l'absorption collisionnelle ou par bremsstrahlung inverse. Ce mécanisme correspond d'un point de vue quantique à la transition libre-libre avec l'absorption d'un photon. Dans les plasmas créés par laser, caractérisés par des températures électroniques largement supérieures à l'énergie de photon, le traitement classique de ce mécanisme est suffisant.

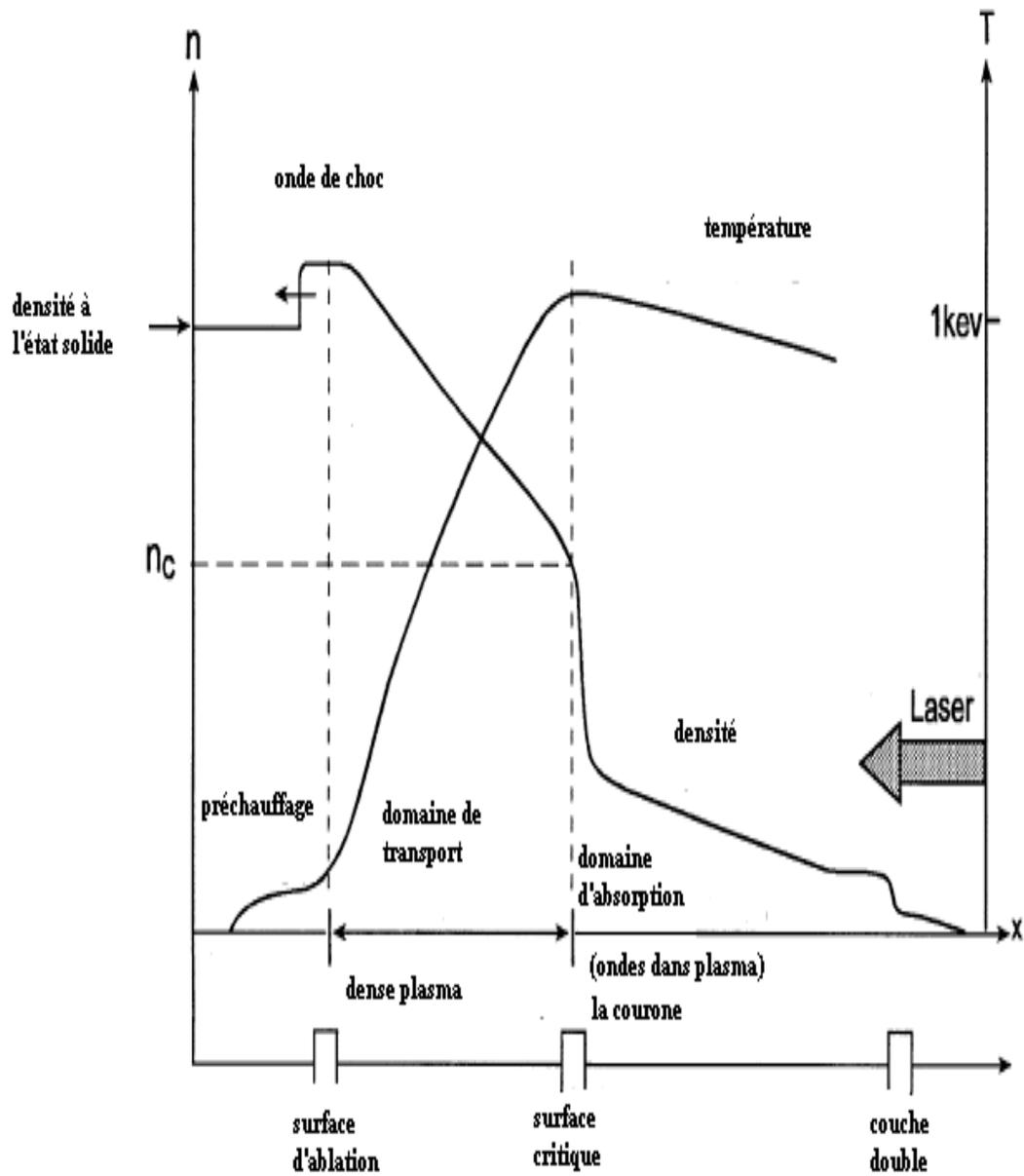


FIG.II.1.

Profils de densité et de température à un instant donné dans l'interaction d'un laser avec une cible solide.

Coefficient d'absorption

Généralement le calcul du coefficient d'absorption par bremsstrahlung inverse dans les plasmas créés par laser se fait dans le cadre hydrodynamique où l'équation de base est l'équation de mouvement perturbée par le champ électrique laser qui s'écrit sous la forme :

$$\frac{\partial \vec{V}(\vec{r}, t)}{\partial t} = -\frac{e}{m_e} \vec{E}(\vec{r}, t) + n_{ei}(\vec{r}, t) \vec{V}(\vec{r}, t) \quad (\text{II.1})$$

$n_{ei}(\vec{r}, t)$ est la fréquence de collision électron-ion [1.2] : $n_{ei} = \left(\frac{2}{3p}\right)^{1/2} \frac{v_t}{l_0}$, ou $v_t = \sqrt{\frac{T}{m_e}}$ est

la vitesse thermique, $l_0 = \frac{4pe_0T_e^2}{n_e e^4 Z \ln \Lambda}$ est le libre parcours moyen électronique et $\ln \Lambda$ est

le logarithme de coulomb.

La densité de courant perturbée, \vec{J} , est défini par :

$$\vec{j}(\vec{r}, t) = -n_0 e \vec{V}(\vec{r}, t),$$

où n_0 est la densité électronique non perturbée.

Le champ électrique, \vec{E} , dans l'équation (1.1) est décrit par les équations de Maxwell :

$$\vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r}, t) = -\frac{\partial \vec{B}(\vec{r}, t)}{\partial t} \quad (\text{II.2.a})$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{B}(\vec{r}, t) = m_0 \vec{J}(\vec{r}, t) + \frac{1}{c^2} \frac{\partial \vec{E}(\vec{r}, t)}{\partial t} \quad (\text{II.2.b})$$

La dépendance temporelle des quantités perturbées $(\vec{E}, \vec{B}, \vec{J}, \vec{V})$ est considérée sous forme des modes normaux, $\exp(i\omega_L t)$, où ω_L est la pulsation laser.

A partir des équations précédentes, on peut déduire l'équation d'onde qui décrit la variation spatiale du champ électrique $\vec{E}(x)$ dans un plasma inhomogène suivant Ox :

$$\frac{\partial^2 E(x)}{\partial t^2} + \frac{\omega_L^2}{c^2} \left(1 - \frac{\omega_p^2(x)}{\omega_L (\omega_L + i\nu_{ei}(x))} \right) E(x) = 0, \quad (\text{II.3})$$

où $\omega_p(x) = \left(\frac{n_e(x)e^2}{m_e \epsilon_0} \right)^{1/2}$ est la pulsation plasma électronique. Notant qu'on a supposé que l'onde laser a une incidence normale $(\vec{k} // \vec{\nabla} n_e)$.

A partir de l'équation (II.3), on déduit aisément la relation de dispersion de l'onde électromagnétique qui nous fournit le coefficient d'amortissement de l'onde laser correspondant à la partie imaginaire du nombre d'onde, soit:

$$K_i = \frac{\nu_{ei}}{c} \frac{\omega_p^2}{\omega_L^2} \frac{1}{\left(1 - \omega_{pe}^2 / \omega_L^2 \right)^{1/2}}. \quad (\text{II.4})$$

Pour un parcours P de l'onde laser dans un plasma inhomogène, le coefficient d'absorption par bremsstrahlung inverse est donné dans l'approximation de l'optique géométrique par l'expression :

$$A = 1 - \exp \left(\int_P K_i(x) dx \right) \quad (\text{II.5})$$

Dans le cas d'un profil de densité linéaire décrivant l'expansion de la couronne dans le vide du plasma créée par laser, $n(x) = n_c \frac{x}{L_n}$, où L_n est la longueur du gradient de densité et n_c est la densité critique $[\omega_p(n_c) = \omega_L]$. Ginsberg [3] a montré que le

coefficient d'absorption par Bremsstrahlung inverse dans ce cas de profile est donné par :

$$A = 1 - \exp\left(-\frac{32 n_{ei}(n_c)}{15 c} L_n\right), \quad (\text{II.6})$$

où $n_{ei}(n_c)$ est la fréquence des collisions à la couche critique.

Le tableau suivant donne la valeur du coefficient d'absorption pour un profil de densité linéaire en fonction de la longueur d'onde avec $Z=5$; $\ln\Lambda=5$; $L=10\text{mm}$;

$$T_e = 1\text{KeV}.$$

Les calculs ont été effectués lorsque les effets non linéaires sont négligés.

$l(\text{mm})$	10.6	1.06	0.53	0.26
A	0	16%	50%	94%

TAB.II.1.

Coefficient d'absorption en fonction de la longueur d'onde

Aussi Kruer [4] a démontré que pour un profile de densité exponentielle de la forme $n_e = n_c \exp(-x/l)$, le coefficient d'absorption par bremsstrahlung inverse devient :

$$A = 1 - \exp\left[-\frac{8 n_{ei}(n_c) l}{3 c}\right] \quad (\text{II.7})$$

Les deux expressions de l'absorption collisionnelle montre que celle ci est d'autant plus efficace que la longueur d'onde du laser est courte, que le numéro de charge de la cible est élevé, que la longueur caractéristique du gradient de densité est grande et que la température électronique est faible.

La prise en compte des effets non linéaires [5,6,7] contribue à réduire l'absorption de l'onde laser dans le plasma surtout pour des éclaircissements laser importants, où ces effets ne sont pas négligeables.

II.3.2 L'absorption résonnante

Le plasma formé par l'interaction laser avec une cible solide a un profil de densité inhomogène qui comprend deux régions : sous dense et sur dense. Quand la lumière rencontre un plasma avec ses caractéristiques, les ondes plasma sont excitées si l'une des composantes du champ électrique de l'onde laser coïncide avec la direction du gradient de densité. Dans ce cas le champ électrique devient très important près de la surface critique. Dans cette région les électrons oscillent dans le champ électrique laser avec une fréquence laser égale à la fréquence plasma. Par conséquent les ondes s'excitent par résonance [4,7]. L'énergie est donc transférée de l'onde électromagnétique (laser) aux ondes plasma.

L'énergie de l'onde plasma excitée sera convertie finalement en énergie thermique. Cette conversion se fait par les collisions ou par effet Landau qui est un mécanisme non collisionnel.

On distingue deux types d'incidence pour l'onde laser sur le plan de plasma formée : incidence normale où le vecteur d'onde laser est parallèle au gradient de densité ($k_L // \nabla n$), l'autre est l'incidence oblique où le vecteur d'onde laser incidente fait un angle q non nul avec le plan d'incidence. Ce dernier se subdivise en deux selon la polarisation d'onde :

- L'onde s ou onde ordinaire, a son champ électrique perpendiculaire au plan d'incidence (onde transverse électrique). Il agit dans des plans de densité uniforme. $\vec{E}(E_x, 0, 0)$, $\vec{B}(0, B_y, B_z)$, $\vec{k}(0, k \sin q, k \cos q)$.

- L'onde p ou extra ordinaire, a son champ électrique perpendiculaire au plan d'incidence (onde transverse magnétique). Ce champ a donc une composante parallèle au gradient de densité, ce qui produit des séparations

de charges et peut conduire à l'excitation d'ondes plasma à la coupure.

$$\vec{E}(0, E_y, E_z), \vec{B}(B_x, 0, 0), \vec{k}(0, k \sin q, k \cos q).$$

Il a été démontré dans la littérature que 50% de l'énergie de l'onde laser peut être absorbé par ce mécanisme [8]. Ce processus conduit à la formation d'électrons supra thermiques.

II.3.3. Les instabilités paramétriques :

Ce sont des processus non linéaires qui peuvent conduire à l'absorption ou à la réflexion de l'onde et peuvent s'interpréter en terme de décomposition de l'onde électromagnétique en ondes plasma (électroniques ou ioniques) ou (et) onde électromagnétique [9]. Ils peuvent être décrits par le couplage de 3 ou 4 ondes. Lorsque des ondes plasma électroniques sont excitées, il y a production d'électrons supra thermiques. Il s'agit principalement des diffusions Brillouin et Raman stimulée, de la décomposition à deux plasmons et de la filamentation.

II.3.3.1. La diffusion Brillouin stimulée

L'instabilité Brillouin peut être vue comme la désintégration résonnante d'un photon incident, d'énergie $\hbar\omega_0$ et de quantité de mouvement $\hbar\vec{k}_0$, en un photon 'Brillouin' diffusé, d'énergie $\hbar\omega_{DBS}$ et de quantité de mouvement $\hbar\vec{k}_{DBS}$ et un phonon (onde acoustique ionique), d'énergie $\hbar\omega_{pi}$ et de quantité de mouvement $\hbar\vec{k}_{pi}$.

L'onde électromagnétique incidente (onde transverse), caractérisée par son champ électrique E_0 , et son vecteur d'onde k_0 se propage dans un plasma dans lequel la densité présente des fluctuations dn associées à une onde acoustique ionique le long de la direction de propagation. Comme les électrons oscillent avec une vitesse $v_0 = eE_0/m\omega_0$, un courant transverse, $dJ = -ev_0dn$, est produit. Ce courant produit une onde diffusée d'amplitude $dE = E_{DBS}$. Le battement de cette onde diffusée avec l'onde incidente renforce l'onde acoustique ionique par l'intermédiaire de la force pondéromotrice qui correspond à la composante basse fréquence associée au battement de l'onde incidente et de l'onde diffusée, $\nabla(E_0^2) = 2\nabla(E_0dE)$. Ceci nécessite le couplage résonnant des trois ondes:

$$W_0 = W_{DBS} + W_{pi}$$

$$k_0 = k_{DBS} + k_{pi}$$

Le mécanisme physique de cette interaction se présente sous la forme d'une boucle à réaction positive schématisée sur la figure (II.2). Les conditions de résonance peuvent s'interpréter comme des conditions de conservation de l'énergie et de l'impulsion. Les pulsations et les nombres d'onde des différentes ondes sont reliés par la relation de dispersion.

Comme la pulsation de l'onde sonore est faible par rapport à la pulsation de l'onde électromagnétique, la fréquence de l'onde diffusée est très proche de celle de l'onde incidente et la diffusion Brillouin stimulée peut se produire dans tout le plasma sous-critique lorsque les conditions de seuil sont satisfaites. L'onde diffusée peut être émise vers l'arrière (rétro diffusion), sur les côtés (diffusion latérale), ou vers l'avant (diffusion avant).

Le taux de croissance maximum est donné par :

$$g_{Brillouin}^{rétro} = \frac{\sqrt{3}}{2} \left(\frac{k_0^2 v_{osc}^2}{2} \frac{W_{pi}^2}{W_0} \right)^{1/3} \quad (II.8)$$

II.3.3.2. La diffusion Raman stimulée

L'instabilité Raman est similaire à l'instabilité Brillouin. Elle résulte du couplage de l'onde laser de pulsation w_0 avec une onde plasma électronique de fréquence W_{pe} pour donner naissance à une onde transverse diffusée de pulsation w_{DRS} . La représentation physique est très semblable à celle du Brillouin en remplaçant l'onde acoustique ionique par une onde plasma électronique.

Les deux ondes filles ayant une pulsation supérieure ou égale à la pulsation plasma locale. La condition de couplage résonnant implique que $w_0 \geq 2w_{pe}$, qui se traduit par l'inégalité $n_e \geq n_c/4$. Donc, cette instabilité ne peut se développer que dans le domaine sous quart critique. Comme dans le cas du Brillouin, la diffusion peut avoir lieu vers l'arrière, l'avant ou sur les côtés.

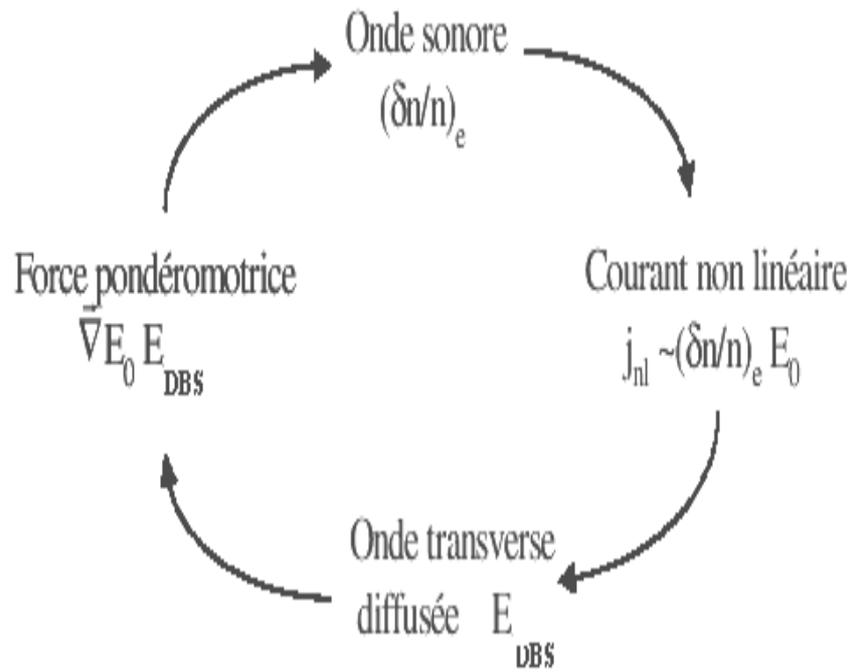


FIG.II.2

Schéma de la boucle de couplages non linéaires dans l'instabilité Brillouin

La croissance maximale se produit pour la retro diffusion est le taux de croissance g_{Raman}^{retro} donné par :

$$g_{Raman}^{retro} = \frac{1}{4} k v_{osc} \left(\frac{W_p}{W_{DRS}} \right)^{1/2} \quad (II.9)$$

où k est le nombre d'onde plasma électronique, v_{osc} est la vitesse d'oscillation d'électron dans le champ laser.

La diffusion avant a un faible taux de croissance et par conséquent elle est moins dangereuse pour les expériences de FCI. L'expression de taux de croissance est :

$$g_{Raman}^{avant} = \frac{v_{osc}}{W_0 c} \frac{W_{pe}^2}{2\sqrt{2}} \quad (II.10)$$

II.3.3.3. Les instabilités de filamentation

L'instabilité de filamentation résulte de la partie non linéaire de l'indice de réfraction qui est une fonction croissante de l'intensité locale du champ électrique laser. Dans les zones de champ élevé l'indice est supérieur à celui de la zone de champ plus faible. Ainsi, l'ensemble fonctionne comme une lentille concentrant l'énergie vers les zones de forte intensité ce qui renforce la surintensité initiale et donne lieu à l'instabilité dite de filamentation.

Dans les régimes considérés pour la fusion laser, deux mécanismes physiques peuvent donner lieu à l'instabilité de filamentation. La modulation de la densité par la force pondéromotrice des ondes transverses produit qui est responsable de la filamentation pondéromotrice. Les perturbations transverses à la direction du faisceau incident peuvent conduire à la fragmentation transverse du faisceau ou à son auto focalisation globale. Le chauffage local du plasma par l'absorption collisionnelle des ondes transverses peut provoquer une modulation de la densité conduisant à la filamentation thermique.

II.3.4. Instabilité de Rayleigh-Taylor.

L'instabilité classique de Rayleigh-Taylor est une instabilité de l'interface qui a lieu quand un fluide lourd se trouve au-dessus d'un fluide léger. Les deux travaux fondamentaux qui introduisent cette instabilité sont les articles de lord Rayleigh et de G.I. Taylor .

Pour mieux comprendre l'instabilité de R-T, on va considérer le cas le plus simple où une cible de rayon initial R_0 subit une implosion d'accélération constante a pendant le temps de l'implosion t . Dans ce cas, la valeur de R_0 peut être par la relation suivante:

$$R_0 = \frac{1}{2}at^2 \quad (\text{II.11})$$

Si l'implosion se fait avec une accélération non uniforme, une perturbation sur la surface est produite. Cette perturbation va évoluer dans le temps conduisant à l'instabilité dite de R-T. La présence d'une non uniformité, Δa , dans l'accélération conduit à une perturbation de la surface :

$$R_0 + R_{per} = \frac{1}{2}(a + \Delta a)t^2 .$$

Cette relation peut être simplifiée comme:

$$\frac{R_{per}}{R_0} = \frac{\Delta a}{a} .$$

La compression en volume C dépend donc du rapport $(R_0/R_f)^3$ où R_f est le rayon final. Tant que le rayon perturbé, R_{per} , ne peut pas être plus grand que le rayon final de la cible, donc la compression maximale est :

$$C_{\max} = \left(\frac{R_{per}}{R_0} \right)^3 = \left(\frac{\Delta a}{a} \right)^3 . \quad (\text{II.12})$$

Cette relation montre que la compression dépend fortement de la perturbation. La compression symétrique est plus possible tant que les perturbations sont faibles est vis versa. Mais, même cette perturbation est faible elle peut être amplifiée pendant l'implosion sous l'effet de l'instabilité de Rayleigh Taylor. Ceci demande un traitement plus complexe dans le cadre de la théorie hydrodynamique. Les équations hydrodynamiques s'écrivent, pour un plasma en compression avec une accélération, a , comme suit :

$$\begin{aligned}
\frac{\partial r}{\partial t} + v_x \frac{\partial r}{\partial x} + v_y \frac{\partial r}{\partial y} &= 0 \\
r \left(\frac{\partial v_x}{\partial t} + v_x \frac{\partial v_x}{\partial x} \right) &= -\frac{\partial P}{\partial x} - ra \\
r \left(\frac{\partial v_y}{\partial t} + v_y \frac{\partial v_y}{\partial y} \right) &= -\frac{\partial P}{\partial y} \\
\frac{\partial P}{\partial t} + v_x \frac{\partial P}{\partial x} + v_y \frac{\partial P}{\partial y} &= 0
\end{aligned} \tag{II.13}$$

Imaginons une situation, où une onde d'une certaine longueur λ perturbe le système. L'amplitude de cette perturbation peut être exprimé par :

$$f = f_1(x) \exp(iky + gt), \tag{II.14}$$

où $k=2\pi/\lambda$ est le nombre d'onde de l'instabilité.

Après un développement analytique, le taux d'instabilité est obtenu, soit :

$$g = \sqrt{ka} \tag{II.15}$$

Un paramètre utile dans l'étude de l'instabilité RT est le nombre d'exponentiation convective n_{max} donné par:

$$n_{\max} = \int g_{\max} dt \quad . \quad (\text{II.16})$$

En combinant les équations (II.11) et (II.15), pour une accélération constante, on trouve que:

$$n_{\max} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{R}{\Delta R}} \quad . \quad (\text{II.17})$$

Cela montre que le nombre d'exponentiation convective ou le taux de croissance des perturbations augmente avec le rapport $R/\Delta R$.

Pour une compression FCI le gradient de densité est continue varie sur une distance L comparable à la longueur de la perturbation et le taux de croissance est modifié :

$$g_{RT} = \sqrt{\frac{ka}{1+kL}} \quad , \quad (\text{II.18})$$

Où L est la longueur de gradient de densité.

Actuellement il y a deux phases dans la fusion par confinement inertiel par laser où l'instabilité Rayleigh-Taylor joue un rôle : la phase de compression initial où les processus d'ablation force le combustible vers le centre et la phase de décélération (ralentissement) où le combustible atteint ses derniers étapes de compression.

RT dans la phase de l'ablation :

Dans cette phase l'énergie est déposée dans une région étroite de faible densité ou un pression élevée est produit directement près de la couche critique de densité élevé qui est accéléré vers l'intérieur.

La détermination de taux de croissance de l'instabilité RT est très importante dans l'ordre de déterminer l'énergie de driver exigée. Plusieurs travaux on été faites pour estimer analytiquement cette énergie [10,11,12]. Une expression à été dérivé dans la référence [12] pour le taux d'instabilité en fonction de la vitesse d'ablation final v_{abl}^* et du gradient de densité, soit :

$$g_{RT} = \sqrt{\frac{ka}{1+kL}} - kv_{abl}^* \quad (\text{II.19})$$

Une autre expression à été dérivé dans la référence [14] y compris le chauffage et l'échange d'énergie :

$$g_{RT} = a \sqrt{\frac{ka}{1+kL}} - bkv_{abl}^* , \quad (\text{II.20})$$

où α et β sont des constantes ($\alpha, \beta = 3-4$), ici la vitesse d'ablation signifie la vitesse de l'ablation divisée par la densité à la surface critique.

Aujourd'hui l'expression du taux de croissance le plus utilisé est :

$$g_{RT} = \sqrt{\frac{ka}{1+kL}} - b_{RT} kv_{abl} \quad (\text{II.21})$$

Le terme $-b_{RT} kv_{abl}$ décrit l'effet de stabilisation d'ablation, où β_{RT} est un constant entre 1 et 3. $\beta_{RT} \sim 1$ correspond au scénario d'attaque indirect et $\beta_{RT} \sim 3$ correspond à l'attaque direct.

Le nombre maximum d'exponentiation convective pour les deux types d'attaques est [13] :

$$n_{\max}^{direct} \approx 8,5 \left(\frac{P}{P_f} \right)^{-2,5} \left(\frac{v}{3 \times 10^7} \right)^{1,4} I_{15}^{-1/5} . \quad (\text{II.22})$$

Par exemple, pour une longueur d'onde laser $\lambda = 1/3 \mu\text{m}$, le nombre d'exponentiation convective pour l'attaque indirect est donné par :

$$n_{\max}^{indirect} = \sqrt{\frac{kR}{1 + 0,2 kR(\Delta R/R)}} - 0,8 kR \frac{\Delta R}{R} , \quad (\text{II.23})$$

où ΔR est l'épaisseur moyen.

Pour $n_{max}^{ind} \sim 6$, le rapport $R/\Delta R$ est de l'ordre de 30. Ceci correspond à la valeur typique exigé pour la préparation de la plupart des cibles sphérique orientées à la fusion par laser.

RT dans la phase de décélération :

L'autre phase où les instabilités RT prennent place est la phase de la décélération qui est le stage final de la compression. La source qui déclenche les instabilités RT peut être les perturbations venant de l'intérieur de la coquille caractérisée par un Z élevé, ou les perturbations qui nourrissent à l'extérieur de la coquille.

Ici, le risque est le mixage entre la matière de l'ablateur à Z élevé et le combustible sous l'effet de l'instabilité. Cette mixage peut réduire l'efficacité de brûlure et donc baisser le gain en énergie dans les processus de la fusion.

Une étude empirique [7] prévoit que la cible devrait être conçue dans une telle façon que l'ignition a lieu avant que la ligne de l'abaissement libre de l'interface entre la matière de Z élevé et le combustible atteint le rayon du point chaud.

L'expression de taux de croissance est similaire à l'équation (II.21) avec $\beta \sim 1$:

$$g^{decel} = \sqrt{\frac{ka}{1+kL}} \quad (\text{II.24})$$

le gradient est typiquement $L \sim 0.2 r_{comp}$, pour une décélération a constante sur le rayon r . le nombre d'exponentiation maximum pour la phase de décélération est :

$$n_{max}^{decel} = \sqrt{\frac{2l}{1+0,2l}} \quad (\text{II.25})$$

II.4. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons balayé rapidement les bases de l'interaction d'une impulsion laser intense avec le plasma dans le contexte de la fusion par confinement inertiel laser. L'objectif est de donner les notions de base de cette interaction qui sont directement liés à la science et la technologie de la fusion inertielle par laser. Les phénomènes physiques mis en jeu sont présentés. Une importance est donnée aux instabilités. Notamment les instabilités paramétriques et l'instabilité Rayleigh-Taylor rencontrés dans les expériences de la fusion par laser et présentent un effet dommageable qui peut conduire à une implosion anisotrope et un gain en énergie réduit.

References

- [1] S. I. Braginski, in Reviews of Plasma Physics (M. A. Leontovich, Consultant Bureau, N. Y., 1958, Vol. 1).
- [2] I. P. Sharovsky et al, The Particles Kinetics of Plasmas (Addison-Wesley, Reading, Mass. 1966).
- [3] L. Ginsburg, Propagation of Electromagnetic Waves in Plasmas, (Gordon and Breach, N. Y., 1960).
- [4] W.L. Kruer, The Physics of Laser Plasma Interactions, (Addison-wesley, Redwood City., 1988)
- [5] V.P. Silin, Sov. Phys. JETP 20, 1510 (1965).
- [7] A. Sid, Physics of Plasmas, 1, 214 (2003).
- [6] A. Bruce Langdon, Phys. Rev. Lett. 44, 575 (1980).
- [7] J. J. Duderstadt, and G. A. Moses, Inertial Confinement Fusion (John Wiley & Sons, New York. 1982).
- [8] R. Sigel, Journal de Physique, C6-35 (1977).
- [9] W. L. Kruer, Phys. Fluids B 3, 2356 (1991).
- [10] J. Nuckolls, L. Wood, A. Thiessen, and G. Zimmerman. Nature ,139 (1972).
- [11] S. Bodner. Phys. Rev. Lett. 33 ,761 (1974)
- [12] E.G. Gamaly et al, Nuclear Fusion by Inertial confinement (CRC Press, Boca Raton 1993)
- [13] J.D. Lindl, Phys. Plasmas 2 ,3933 (1995).
- [14] H. Takabe et al , Phys. Fluids 28 ,3676 (1985)

CHAPITRE III

ETUDE DES INSTABILITES ELECTROMAGNETIQUES DANS LES PLASMAS CREEES PAR LASER.

III.1. INTRODUCTION

Des champs magnétiques d'ordre élevée (méga-gausse) dus à l'instabilité électromagnétique peuvent être auto-générés dans les plasmas créés lors de la fusion par confinement inertiel [1,2,3]. La présence de ces champs conduit à une compression inhomogène qui peut mener à une implosion anisotrope et un allumage non central du combustible. On s'intéresse dans ce chapitre à étudier les différents mécanismes de l'instabilité électromagnétique.

Ce chapitre contient deux parties, la première partie est consacrée à une étude bibliographique de l'instabilité électromagnétique. Dans cette partie nous avons présenté le principe physique est le travail de Weibel sur les instabilités électromagnétiques. Ensuite nous donnons les principaux résultats dans les plasmas créés par laser. Dans la deuxième partie nous présentons une étude sur cette instabilité dans une couronne de plasma créés par laser caractérisé par une fonction de distribution bi-maxwellienne. Nous avons développé cette fonction et nous avons calculé le taux de croissance en fonction d'un paramètre d'échelle, enfin des lois d'échelle sont obtenus dans cette partie. Nous terminerons ce chapitre par une conclusion.

III.2. PRINCIPE DE L'INSTABILITE ELECTROMAGNETIQUE

Des modes électromagnétiques instables dans un plasma peuvent être excités par une distribution anisotrope dans l'espace des vitesses. Le principe physique de cette instabilité est simplement expliqué par le schéma donné sur la figure (III.1) qui présente un flux de plasma mouvant suivant une direction Ox , avec une vitesse V , en

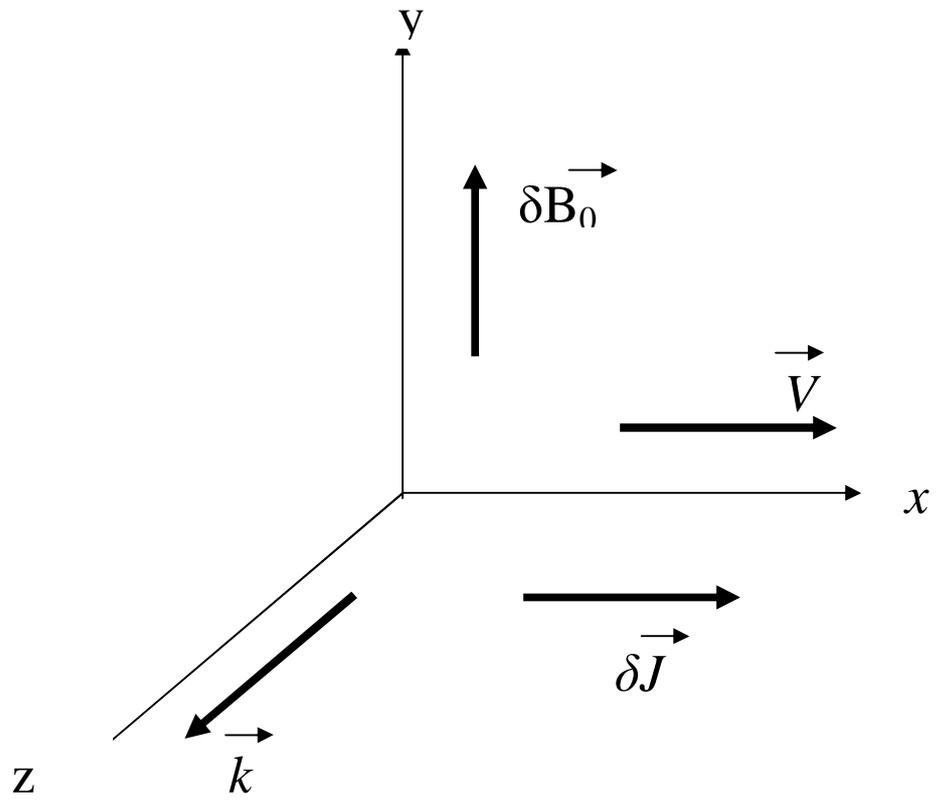


FIG.III.1

Principe physique de l'instabilité électromagnétique

présence d'un germe de champ magnétique, $d\vec{B}$, orienté dans la direction Oy, et modulé spatialement suivant la direction Oz :

$$d\vec{B} = dB_0 \exp(ikz)\vec{u}_y$$

La force de Lorentz définie par :

$$\vec{F} = -e\vec{V} \times d\vec{B}$$

agit sur les électrons du plasma et va modifier leur trajectoire et créer ainsi une densité électronique perturbée, dn_e , modulée spatialement suivant la même direction que le champ magnétique $d\vec{B}$:

$$dn_e \propto \exp(ikz).$$

La présence de la densité perturbée dans un plasma en mouvement est équivalente à une densité de courant électrique $d\vec{J}$ donnée par :

$$d\vec{j} = -e dn_e \vec{V}.$$

Selon la loi de Maxwell-Ampère :

$$\vec{\nabla} \times d\vec{B} = \mu_0 d\vec{J}$$

Cette densité de courant va créer un champ magnétique qui s'ajoute à la perturbation initiale. Par conséquent, cette dernière va évoluer dans le temps suivant un processus d'amplification appelé instabilité de Weibel.

III.3. INSTABILITE DE WEIBEL

Weibel a démontré qu'une distribution anisotrope dans l'espace des vitesses peut exciter des modes électromagnétiques instables [4]. Le calcul est fait dans le cadre de la théorie cinétique, où il suppose que le plasma non perturbé est caractérisé par une fonction de distribution bi-maxwellienne :

$$F_0(\vec{v}) = n_e \left(\frac{m_e}{2pT_x} \right)^{1/2} \frac{m_e}{2pT_\perp} \exp\left(-\frac{m_e v_x^2}{2T_x} - \frac{m_e v_\perp^2}{2T_\perp} \right), \quad (\text{III.1})$$

où T_x et T_\perp sont la température électronique dans la direction Ox et dans les directions perpendiculaires à Ox respectivement.

Le champ électromagnétique (\vec{dE}, \vec{dB}) est décrit par les équations de Maxwell :

$$\begin{aligned} \vec{\nabla} \cdot \vec{dE} &= \frac{\vec{r}}{e_0} \\ \vec{\nabla} \times \vec{dB} &\cong \vec{m}_0 \vec{J} = -e m_0 \int \vec{v} f(\vec{v}) d^3 \vec{v} \end{aligned} \quad (\text{III.2})$$

Weibel a considéré deux approximations dans son calcul :

-l'approximation linéaire qui consiste à développer la fonction de distribution à partir d'un état d'équilibre : $f = F_0 + df$, où la dépendance spatio-temporelle des quantités perturbées est donnée sous forme des modes normaux :

$(\vec{dJ}, \vec{dE}, \vec{dB}, df) \propto \exp(i\omega t - i\vec{k} \cdot \vec{r})$, où \vec{k} est le vecteur d'onde et ω est la pulsation complexe ($\omega = \omega_r + i\gamma$).

-l'approximation non collisionnelle qui consiste à considérer que l'évolution spatio-temporelle du plasma est décrite par l'équation de Vlasov perturbée :

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{v} \cdot \frac{\partial}{\partial \vec{r}} \right) df - \frac{e}{m_e} \left(d\vec{E} + \vec{v} \times d\vec{B} \right) \frac{\partial F_0}{\partial \vec{v}} = 0 . \quad (\text{III.3})$$

Pour la simplicité, le champ magnétique à l'ordre 0 est supposé nul. Ce qui correspond à un plasma non magnétisé.

$$\vec{B} = \left(\vec{B}_0 = 0 \right) + d\vec{B}$$

Le mode étudié est défini dans le système (Ox,Oy,Oz) par la géométrie suivante :

$$d\vec{E}=(dE,0,0), d\vec{k}=(0,dk,0), d\vec{B}=(0,0,dB).$$

A partir des équations (III.1), (III.2) et (III.3), la relation de dispersion suivante est obtenue :

$$c^2 k^2 - \omega^2 = \frac{e^2}{m_e \epsilon_0} \int \left(v_x \frac{\partial F_0}{\partial v_x} - \frac{kv_x^2 \frac{\partial F_0}{\partial v_y}}{kv_x - \omega} \right) d^3 \vec{v} \quad (\text{III.4})$$

En considérant une faible anisotropie en température. $\Delta T_e = \frac{2}{3}(T_x - T_e) \ll 1$, où

$T_x = T_e + \Delta T_e$ et $T_{\perp} = T_e - \frac{\Delta T_e}{2}$, la fonction bi-maxwellienne peut être écrite sous la

forme :

$$f = P_0(\mathbf{m}) f_M(v) + P_2(\mathbf{m}) \frac{m_e v^2}{2T_e} \frac{\Delta T_e}{T_e} f_M(v) \quad (\text{III.5})$$

où f_M est la fonction de distribution de Maxwell de température T_e et de densité n_e et $\mathbf{m} = \vec{v}_x/v$. Ce résultat montre que l'anisotropie en température correspond d'un point

de vue cinétique à la seconde anisotropie de la fonction de distribution projetée sur la base des polynômes de Legendre, $P_l(m)$.

le taux d'instabilité dans ce cas est proportionnel à l'écart en température ΔT_e :

$$g_{\max} = \left(\frac{2}{p}\right)^{1/2} \left(\frac{\Delta T_e}{T_e}\right)^{3/2} \frac{v_t}{c} W_p \quad (\text{III.6})$$

III.4. RESULTATS SUR L'INSTABILITE DE WEIBEL DANS LES PLASMA CREES PAR LASER

L'étude de l'instabilité de Weibel a connu un regain d'intérêt dans le contexte de la fusion inertielle étant donné l'importance des champs magnétiques auto générés dans les plasmas créés par laser.

Bien que les fonctions de distribution anisotropes dans l'espace des vitesses engendrent des modes électromagnétiques instables [4], pour des fonctions de distributions angulairement symétrique selon l'axe Ox $f(v_x, v_x)$.

Les deux modes k_x et k_{\perp} ont été étudiés dans les plasmas sur densité pour ($kl \ll 1$) [8] et aussi pour ($kl > 1$) par [7] où l est le libre parcours moyen donné par la relation :

$$l(n_e, T) = \frac{4p(e_0 k_B T)^2}{n_e e^4 (Z+1) \ln \Lambda}$$

T , n_e et e sont la température, la densité et la charge d'électron respectivement. Z est le numéro de charge d'ion. $\ln \Lambda$ correspond au logarithme coulombien.

Il a été démontré dans ces articles, que dans la zone de conduction les modes k_x sont stables, alors que les modes k_{\perp} sont modérément instables avec un taux de croissance de l'ordre de 10^9 s^{-1} .

En utilisant une simulation de Fokker-Planck il a été démontré dans la référence [6] des modes k_x stables dans la région de conduction et fortement instables dans le plasma sous dense avec un taux de croissance de l'ordre de 10^{11} s^{-1} au voisinage de la couche critique.

Plusieurs sources peuvent contribuer à l'excitation de l'instabilité de Weibel, Nous allons présenter dans ce qui suit les résultats trouvés sur l'instabilité de Weibel due au transport thermique, à l'expansion de la couronne [5,6,7] et à l'absorption collisionnelle [9, 10]

-La première source de l'instabilité de Weibel est le transport thermique, qui est due au déplétion du plasma au électrons de large $|v_x|$. Ce qui correspond à l'anisotropie de température ($T_x < T_\perp$).

-la deuxième source de l'instabilité Weibel est l'expansion de la couronne du plasma, qui est due à l'écoulement des électrons le long de l'axe Ox . Il résulte encore une anisotropie de température ($T_x < T_\perp$).

-la troisième source de l'instabilité Weibel est l'absorption Bremsstrahlung inverse due au chauffage préférentiel de plasma le long de la direction de champ électrique Ox .

III.4.1. Transport thermique

Le transport thermique a été intensivement étudié comme source importante de l'instabilité de Weibel dans les plasmas créés par laser. Dans la références [7] une étude analytique basée sur le développement de la fonction de distribution par rapport au paramètre d'échelle $e=I_0/L_T \ll 1$, où L_T est la longueur du gradient thermique, par la méthode de Chapman-Enskog, a été présentée. Cette étude fait état de modes k_x stables et de modes k_\perp modérément instables ($g \approx 10^9 \text{ s}^{-1}$) dans la zone de conduction.

Dans la référence [6], une simulation numérique Fokker-Planck décrivant les plasmas fortement inhomogènes ($I_0/L_T \geq 10^{-3}$) et utilisant une relation de dispersion semi-

collisionnelle, à partir de cette relation la vitesse de phase et le taux de croissance des modes Weibel instables sont donnés par :

$$v_g = \int_0^{+\infty} v^6 F f_1(v) / D dv$$

et

$$g(k) = \left[-\frac{3}{8p} \left(\frac{kc}{w_p} \right)^2 n_e v_t^4 + \frac{5}{6} \frac{l^2}{v_t^4} (ek_{\perp}^2 - k_x^2) \int_0^{\infty} v^{10} G f_2(v) dv \right] (lD)^{-1}$$

où

$$D = -\int_0^{\infty} \partial_v f_0 v^6 F dv, F = \frac{1}{2} [1 + (a/d)^2]^{-1/2},$$

$$G = \frac{2}{3} (1 + aa^2) F^2 / (1 + ba^2)(1 + 2F)$$

$$v_t = (k_B T_e / m_e)^{1/2}, a = 2kl(v/v_t)^4, d = \frac{3p}{2}, a = 30b/d^2 \text{ et } b = \left(\frac{5}{252} d^2 - \frac{3}{4} \right) / (d^2 - 30)$$

L'expression de la vitesse v_f de phase est décrit par la première fonction de distribution anisotrope f_1 , alors que dans l'expression du taux de croissance g , le premier terme représente les effets dissipatifs due à l'effet Landau et le deuxième terme représente la source de Weibel, qui dépend de la deuxième fonction de distribution anisotrope f_2 . Notez que les deux équations retrouvent les expressions dérivées par Ramani et Laval [7], dans la limite de faibles collisions ($kl \ll 1$).

Dans cette référence [6] les auteurs trouve des modes k_x fortement instables ($g \approx 10^{11} s^{-1}$) dans la couronne et des modes k_{\perp} instables ($g \approx 10^9 s^{-1}$) dans la zone de conduction.

Par ailleurs une approche analytique de l'étude de cette instabilité utilisant le transport non local dans la couronne des plasmas créés par laser a été développée dans la référence [9]. Cette étude retrouve les résultats de la simulation [6] valables pour

les manipulations relativement courtes ($t_L < 600ps$). Le formalisme mathématique utilisé dans cette étude est basé sur la méthode de ressommation du développement de Chapman-Enskog à l'aide des approximant de Padé. Dans cette référence [9], la vitesse de groupe et le taux d'instabilité des modes Weibel ont été explicitement calculé.

$$V_g = \frac{\sqrt{6}}{2} v_t \frac{M_1^{1/2}}{M_0^0} \quad (III.7)$$

$$g(k) = -\frac{n_e}{2p^2} \left(\frac{kc}{w_p} \right)^2 \frac{k}{v_t^2 M_0^0} - \frac{\sqrt{40}}{p} kv_t \frac{M_2^{1/2}}{M_0^0} \quad (III.8)$$

Le $n^{\text{ème}}$ moment de la fonction de distribution est défini comme :

$$M_i^n = \int_0^\infty y^n f_i dy$$

III.4.2. Expansion de la couronne

lors de sa détente dans le vide, le plasma créés par laser se refroidit suivant la direction d'expansion (Ox), créant ainsi une anisotropie en température ($T_x < T_\perp$). Cette anisotropie correspond d'un de vue cinétique à une seconde anisotropie négative ($f_2 < 0$). Cette source d'instabilité à été étudié intensivement dans la référence [9] il a été montré que le taux de croissance augmente avec la diminution de la longueur d'onde laser et que des modes k_x fortement instables ($g \approx 10^{11} s^{-1}$) pouvaient se développer au voisinage de la couche critique pour des longueurs d'onde laser $\lambda_L \sim 10 \mu m$ et dans le plasma sous dense $n_e \frac{n_c}{70}$ pour des longueurs d'onde laser $\lambda_L \leq 1 \mu m$. Cette étude est basée sur le développement de l'équation de Vlasov en utilisant des solutions self similaires des équations fluides électronique et ionique.

Dans cette étude, la fonction de distribution isotrope f_0 , la première anisotropie, f_1 , et la seconde anisotropie, f_2 , de la fonction de distribution développée sur la base des polynômes de Legendre, ont été explicitement exprimées en fonction du paramètre self similaire : $x = \frac{x}{C_s t}$, ou $C_s = v_i \left(\frac{Z m_e}{M_i} \right)^{1/2}$ est la vitesse acoustique ionique.

$$f_0 = \frac{1}{2} \int_{-1}^{+1} f dm = \frac{n_e}{(2p)^{3/2} v_i^3} \exp(x_c - x) \exp(-y) \quad (\text{III.9})$$

$$f_1 = \frac{\sqrt{3}}{2} \int_{-1}^{+1} m f dm = e \sqrt{\frac{3}{2}} \left[\frac{2}{5} y^{3/2} + (x - x_c) y^{1/2} \right] f_0 \quad (\text{III.10})$$

$$\begin{aligned} f_2 = 3\sqrt{5} \int \left(m^2 - \frac{1}{3} \right) f dm = -e \sqrt{\frac{5}{2}} & \left\{ (x - x_c + 1 + y)^{1/2} \left[\frac{(x - x_c + 1)(2 - x + x_c)}{8y} + \frac{(1 - x + x_c)}{4} \right] \right. \\ & + \left[\frac{(x - x_c + 1 + y)^{1/2} \left(x - x_c - 2 + \frac{2y}{3} \right)}{4y} \right] \\ & + \frac{(x - x_c + 1)}{4y^{1/2}} \left[\frac{(x - x_c + 1)(x_c - x + 2)}{2y} + (x_c - x + 1) \right] \\ & \left. \times \ln \left(\sqrt{\frac{y}{(x - x_c + 1)}} + \sqrt{\frac{y}{(x - x_c + 1)} + 1} \right) \right\} f_0 \quad (\text{III.11}) \end{aligned}$$

III.4.3. Absorption collisionnelle

L'absorption collisionnelle ou l'absorption par Bremsstrahlung inverse a été intensivement étudiée [9,10] comme une source importante de l'instabilité de Weibel pour la première fois [9] dans les plasmas créés par laser, il a été montré que les modes Weibel k_x sont fortement instables au voisinage de la couche critique.

L'étude est basée sur la décomposition de la fonction de distribution en deux parties : lentement variables f_s et l'autre de haute fréquence f_h . Dans cette étude, les paramètres significatifs pour l'instabilité Weibel tel la vitesse de groupe, le taux de

croissance maximum et le nombre d'exponentiation convective sont explicitement obtenus

$$V_g (m / s) = 1,84 \cdot 10^9 \left(\frac{Z+1}{Z} \right)^{1/2} \left(\frac{I_a}{10^{14} W / cm^2} \right)^{1/3} \left(\frac{I_L}{1mm} \right)^{2/3} \quad (\text{III.12})$$

$$g_{\max} (s^{-1}) = 7.20^9 \left(\frac{Z+1}{Z} \right) \left(\frac{I_a}{10^{14} W / cm^2} \right)^{5/63} \left(\frac{I_L}{1mm} \right)^{2/3} \left(\frac{L_n}{I_L} \right)^{1/2}$$

$$\times \left(\frac{2 - A_{ABI} + 2(1 - A_{ABI})^{1/2}}{A_{ABI}} \right)^{1/2} \exp \left(-0,69 \frac{n_t}{c} \frac{L_n}{I_L} \right) \quad (\text{III.13})$$

Le taux d'exponentiation convectif calculé dans l'approximation WKB est exprimé par :

$$C_{ABI} = 0,13 \left(\frac{g_{\max} (s^{-1})}{10^{11} s^{-1}} \right) \left(\frac{10^5 m / s}{V_g (m / s)} \right) L_n (mm) \left(1 - 6,3 \cdot 10^{-4} \frac{L_n}{I_L} \right) \quad (\text{III.14})$$

5. ETUDE DE L'INSTABILITE DE WEIBEL DANS UNE COURONNE BI-MAXWELLIENNE

III.5.1. INTRODUCTION

Dans les plasmas créés par laser, dans le contexte de la fusion par confinement inertiel, l'onde laser incidente peut produire une anisotropie en température dans le plasma formé. Ceci est due au chauffage du plasma dans la direction du champ électrique de l'onde laser. Cette anisotropie en température peut être interprétée, dans le cadre de la théorie cinétique comme une anisotropie dans la fonction de distribution en vitesses d'électrons [17,9,10]. Il a été démontré que cette anisotropie peut exciter les modes Weibel instables [4,6,7].

Si cette instabilité est excitée, des champs magnétique de giga gauss peuvent être générés dans la couronne. Sous l'effet de ces champs, les caractéristiques de l'implosion de la cible sont influencées. Ce qui conduit à des pertes en énergie.

Le travail de cette partie donne une étude théorique de l'instabilité Weibel excitée dans une couronne. Dans notre modèle les modes Weibel sont excités dans la couronne par l'effet direct du champ électrique laser sur le plasma sous dense. Ce dernier est caractérisé par une pulsation ω_p inférieure de la fréquence d'onde laser ω_L $\omega_p \ll \omega_L$, et c'est la région d'interaction directe entre l'impulsion laser incidente et le plasma formé.

Cette partie est organisée comme suit : Dans la section 2, nous présentons la fonction de distribution électronique supposée une bi maxwellienne. Dans la section 3, nous présentons l'analyse théorique des modes Weibel. La section 4 concerne les lois d'échelle pour les paramètres d'instabilité.

III.5.2 FOCTION DE DISTRIBUTION

Dans notre modèle la fonction de distribution non perturbée de la couronne f est supposé une bi-maxwellienne sous la forme :

$$f = \left(\frac{m_e}{2p} \right)^{3/2} \frac{n_e}{T_{\perp} T_{\parallel}^{1/2}} \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{mv_{\perp}^2}{T_{\perp}} \right) \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{mv_{\parallel}^2}{T_{\parallel}} \right) \quad (\text{III.15})$$

où $e, n_e, m_e, T_{\parallel}$ et T_{\perp} sont respectivement ; la charge , la densité, la masse d'électron, la température parallèle et la température perpendiculaire.

Ces deux températures sont liés, dans le cas d'une impulsion laser polarisée linéairement, par : $T_{\parallel} = T_{\perp} + W_0$. Dans ce cas le champ électrique est dirigé suivant la direction parallèle.

W_0 représente l'énergie moyenne d'oscillation de l'électron dans le champ électrique laser.

Dans le cas d'une impulsion laser polarisée circulairement où le le champ électrique oscille dans le plan perpendiculaire, les deux températures sont liées par :

$$T_{\parallel} = T_{\perp} - W_0$$

Dans le cadre de la théorie fluide, on a calculé l'énergie moyenne d'oscillation W_0 de l'électron dans le champ laser, à partir de l'équation de mouvement perturbée qui contient un terme due au champ électrique et un autre due au collision électron-ion [11,12,13,14], soit:

$$W_0 = \left(\frac{e^2}{2e_0 c m_e} \right) \frac{I}{w_L} \left[1 - \left(\frac{n_c}{w_L} \right)^2 \right] \quad (\text{III.16})$$

où ϵ_0, c, I et $n_c \propto n_e (T)^{3/2}$ sont respectivement la permittivité électrique dans le vide, la vitesse de la lumière dans le vide, intensité de l'impulsion laser et la fréquence de

collision, où $T = \frac{\int \frac{m_e v^2}{2} f d^3 \mathbf{v}}{\int f d^3 \mathbf{v}}$ est la température d'électrons.

Nous développons la fonction bi-Maxwellienne (eq (III.15)) sur les polynômes de

Legendre $P_l(m = \frac{v_{\parallel}}{v})$ [15] : $f = \sum_{l=0}^{\infty} P_l(m) f_l(v)$.

Alors la fonction de distribution isotrope, f_0 , la première anisotrope, f_1 et la second anisotropie, f_2 , sont calculées comme suit :

$$f_0(v) = n_e \left(\frac{m_e}{2pT_{\perp}} \right)^{3/2} e^{-y} \left\{ (1 + \tilde{w})^{-1/2} + \frac{y}{3} \tilde{w} (1 + \tilde{w})^{-3/2} \right\} \quad (\text{III.17})$$

$$f_1(v) = 0 \quad (\text{III.18})$$

$$f_2(v) = n_e \left(\frac{m_e}{2pT_{\perp}} \right)^{3/2} e^{-y} (1 + \tilde{w})^{-1/2} \frac{2y}{3} (\tilde{w}) \quad (\text{III.19})$$

où $y = \frac{m_e v^2}{2T_{\perp}}$ et $\tilde{W} = \frac{W}{T_{\perp}}$.

Nous avons présenté dans la figure (III.2), $f_0(y)$ pour plusieurs valeurs du paramètre \tilde{W}_0 .

$f_0(y)$ est proche de la Maxwellienne pour les faibles valeurs de \tilde{W}_0

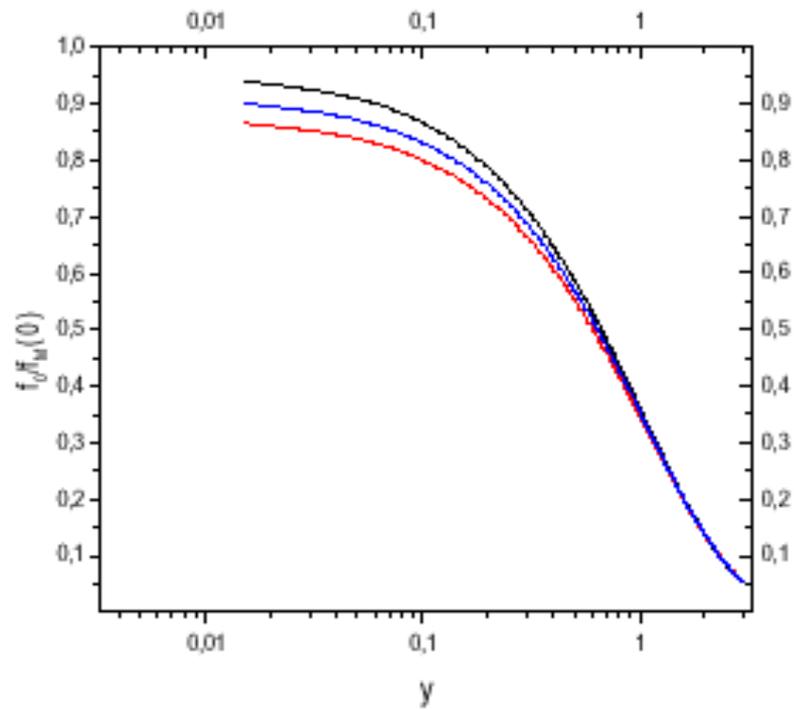


FIG III.2

Fonction isotrope f en fonction de y pour plusieurs valeurs de paramètre d'échelle

La courbe en rouge correspond à $\tilde{W}_0 = 0,01$

La courbe en bleu correspond à $\tilde{W}_0 = 0,02$

La courbe en noire correspond à $\tilde{W}_0 = 0,03$

III.5.3. L'ANALYSE DE L'INSTABILITE DE WEIBEL

Dans la référence [6], la relation de dispersion dans le régime semi collisionnel est établie. Cette relation de dispersion est valable dans tous le régime de collisions.

Elle est dérivé dans les deux approximations suivantes :

-l'approximation de gaz Lorentz (limite haute Z)

-approximation local $kL \ll 1$ où L est le longueur de l'inhomogénéité

Des expressions pratiques de la vitesse de groupe v_g et du taux de croissance g pour

les modes k_x les plus instables ont été calculés comme :

$$g_{\max} = \frac{2^{15/4}}{3^{3/2} \sqrt{p}} \frac{v_t^{5/4}}{\sqrt{n_e}} \frac{w_p}{c} \frac{\left[\int_0^{\infty} \sqrt{y} f_2 dy \right]^{3/2}}{\int_0^{\infty} f_0 dy} \quad (\text{III.20})$$

$$v_g = \frac{v_t}{\sqrt{2}} \frac{\int_0^{\infty} \sqrt{y} f_1 dy}{\int_0^{\infty} f_0 dy} \quad (\text{III.21})$$

où $v_t = \sqrt{T/m_e}$ est la vitesse thermique d'électrons. Par considération des expressions explicites de f_1 et f_2 (équations (III.17-III.18)), les équations précédentes peuvent être écrites en fonction du paramètre \tilde{W}_0 , soit :

$$\frac{g_{\max}}{10^{11} s^{-1}} = 4,4 \cdot 10^3 \sqrt{\frac{T}{KeV}} \sqrt{\frac{n_e}{cm^{-3}}} \frac{\tilde{W}_0^{3/2}}{(1 + \tilde{W}_0)^{-1/4} + \frac{1}{3} \tilde{W}_0 (1 + \tilde{W}_0)^{-3/4}} \quad (\text{III.22})$$

$$v_g = 0 \quad (\text{III.23})$$

L'analyse numérique de ces équations, (III.15-III.23), permis de l'analyse de l'instabilité de Weibel due à la présence du champ laser dans une couronne de plasma à fusion.

Les modes Weibel excités par ce mécanisme ne sont pas convectifs car $v_g \cong f_1 = 0$. Mais d'autres sources Weibel comme celles due au gradient de température et de densité dans la couronne peuvent participer à la convection de ces modes. Nous avons présenté sur la figure (III.3) le spectre du taux de croissance $g(kl)$, où k est le nombre d'onde du mode Weibel et l est le libre parcours moyen d'électrons.

Nous avons présenté dans la figure (III.4), g_{\max} en fonction de paramètre d'échelle, \tilde{W}_0 . Il a été montré que les modes Weibel instables sont non collisionnelles, $kl \ll 1$. Le taux de croissance des modes plus instables est de l'ordre de $g_{\max} \approx 10^{11} s^{-1}$ (eq III.22) au voisinage de la couche critique $w_L = w_p$. Le taux de croissance calculé dans ce modèle donne les résultats de simulation Fokker-Plank, spécialement pour les valeurs faibles du paramètre \tilde{W}_0

III.5.4. LOIS D'ECHELLE

Dans les expériences de fusion, les paramètres de plasma créée sont intimement liés avec les paramètres de l'impulsion laser incidente sur la cible, dans la référence [16], un loi d'échelle de la température d'électron est établi. Cette loi est obtenue par le calcul du bilan d'énergie à la surface critique, soit :

$$\frac{T_{ec}}{KeV} = 4,3 \cdot \left(\frac{I_a}{10^{14} W / cm^2} \right)^{2/3} \left(\frac{l_L}{mm} \right)^{4/3} . \quad (III.24)$$

La densité critique est donnée par :

$$\frac{n_c}{cm^{-3}} = 1,1 \cdot 10^{21} \left(\frac{l_L}{mm} \right)^{-2} \quad (III.25)$$

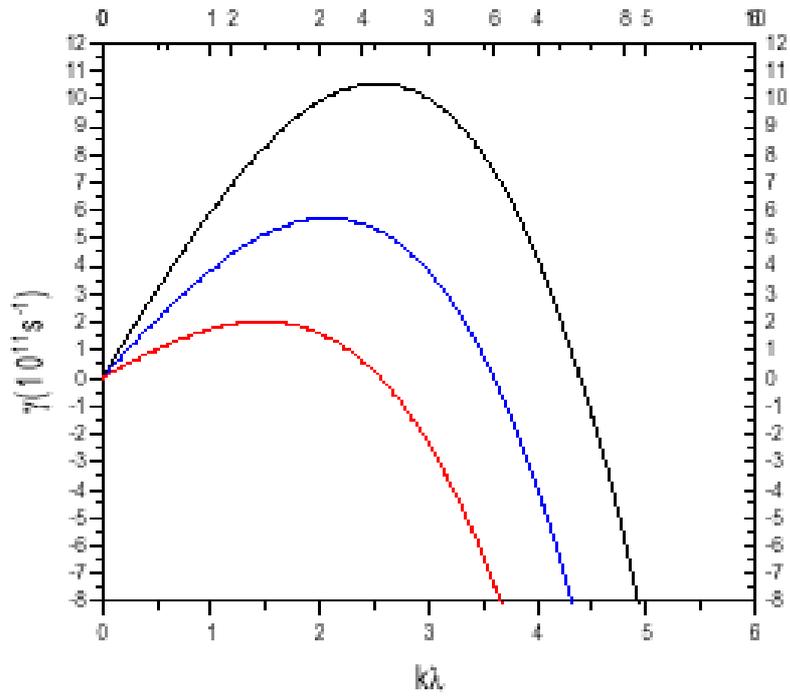


FIG III.3 Spectre du taux de croissance de l'instabilité de Weibel

$$T=1KeV, n_e=10^{21} cm^{-3}$$

La courbe en rouge correspond à $\tilde{W}_0=0,01$

La courbe en bleu correspond à $\tilde{W}_0=0,02$

La courbe noire correspond à $\tilde{W}_0=0,03$

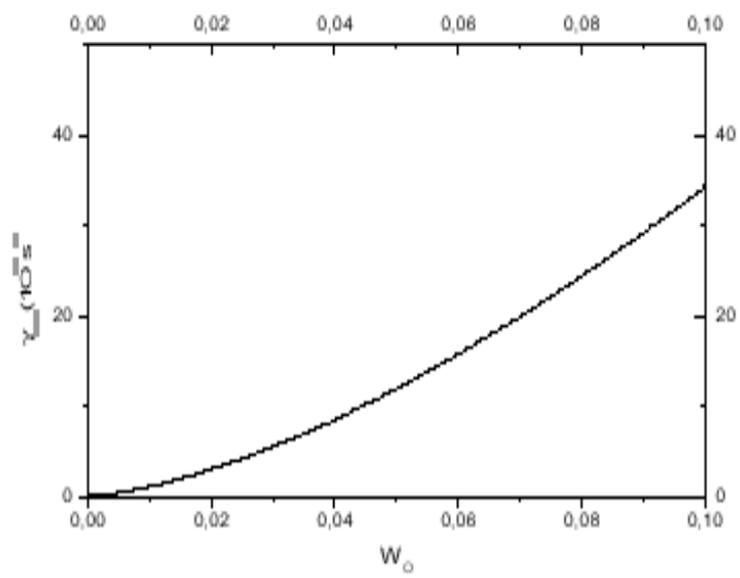


Fig.III.4 g_{max} en fonction du paramètre d'échelle \tilde{W}_0

La fréquence de collisions est donnée comme une fonction de la densité électronique, de la couronne et de la température :

$$\frac{n_c}{s^{-1}} = 3,4 \cdot 10^{-9} (Z + 1) \frac{n_e}{cm^{-3}} \left(\frac{T_e}{KeV} \right)^{-3/2} \ln \Lambda \quad (III.26)$$

$\ln \Lambda = \frac{I_D}{I_0}$ est le logarithme de Coulomb où I_D et I_0 signifient

respectivement la longueur de debye et le paramètre d'impact minimum dans les collisions électron-ion. Ce paramètre d'impact minimum peut être assimilé à la longueur d'onde moyenne associée à l'électron. Le logarithme de Coulomb varie lentement en fonction des paramètres du plasma et il est de l'ordre de $\ln \Lambda \approx 10$ dans le cas des plasmas de fusion par laser.

En tenant compte des équations (III.24) et (III.25), la fréquence de collisions dans la couche critique, pour une couronne isotherme peut être exprimée comme une fonction des paramètres laser comme suit:

$$n_c = 4,2 \cdot 10^{11} (Z + 1) \left(\frac{I_a}{10^{14} W / cm^2} \right)^{-1} \left(\frac{I_L}{mm} \right)^{-4} \quad (III.27)$$

$$\frac{n_c}{W_L} = 2,2 \cdot 10^{-5} (Z + 1) \left(\frac{I_a}{10^{14} W / cm^2} \right)^{-1} \left(\frac{I_L}{mm} \right)^{-3} \quad (III.28)$$

Cette équation montre que les collisions sont efficaces en tant que la longueur d'onde laser est plus courte.

Le paramètre d'échelle (eq.16) est donné donc par :

$$\tilde{W}_0 = 3,2 \cdot 10^{-3} \cdot \left(\frac{I}{10^{14} \text{ W / cm}^2} \right) \left(\frac{I_a}{10^{14} \text{ W / cm}^2} \right)^{-2/3} \left(\frac{I_L}{\text{mm}} \right)^{2/3} \\ \times \left[1 - 5 \times 10^{-10} (Z + 1)^2 \left(\frac{I_a}{10^{14} \text{ W / cm}^2} \right)^{-2} \left(\frac{I_L}{\text{mm}} \right)^{-6} \right] \quad (\text{III.29})$$

$I_a = AI_L$ est le flux laser absorbé, où I_L est l'intensité de l'impulsion laser et A est le coefficient d'absorption.

Le coefficient d'absorption due au Bremsstrahlung inverse [11,17], pour un profile de densité linéaire est obtenue dans l'approximation WKB par :

$$A_{IB} = 1 - \exp\left(-\frac{32}{15} \frac{v_t}{c} \frac{L_n}{I}\right) \quad (\text{III.30})$$

où $L_n = \left| \frac{\mathbf{r}}{\nabla n_e} \right|^{-1}$ est le longueur de gradient de densité.

Dans le cas ou nous pouvons considérer une expansion monodimensionnelle de la couronne, la longueur de gradient de densité est proportionnelle à la vitesse

d'expansion C_s et la durée d'impulsion laser, $L_n = C_s t$ où $C_s = \sqrt{\frac{Z T_e}{m_i}}$ est la

vitesse du son et t la duré d'impulsion. Z_i , T_e et m_i signifies respectivement le nombre d'ionisation, la température électronique et la masse d'ion.

Utilisant l'équation (III.24) L_n peut être donné par le paramètre d'échelle suivant :

$$\frac{L_n}{mm} = 9,4 \times 10^{11} \left(\frac{I_a}{10^{14} W / cm^2} \right)^{1/3} \left(\frac{I_L}{mm} \right)^{2/3} \frac{t}{s}. \quad (III.31)$$

L'absorption par bremsstrahlung inverse est donné par :

$$A_{IB} = 1 - \exp \left(-5,51 \times 10^2 \left(\frac{I_a}{10^{14} W / cm^2} \right)^{2/3} \left(\frac{I_L}{mm} \right)^{4/3} \frac{t}{s} \right) \quad (III.32)$$

Autres mécanismes participent à l'absorption de l'énergie laser dans la couronne. Notamment, le mécanisme d'absorption résonante à la couche critique. Alors l'absorption effective doit être supérieure à l'absorption par bremsstrahlung inverse (Eq (III.32)). $A > A_{IB}$ Donc, dans les expériences de la fusion en utilisant des durées d'impulsions de l'ordre de la nanoseconde et des longueurs d'onde : $I_L < mm$, nous pouvons considéré, par la bonne approximation, que l'énergie laser est totalement absorbée : $I_a = I_L$ et $A = 1$.

Il est important d'exprimer l'intensité laser locale I , comme fonction des paramètres d'impulsion laser. Pour cela on suppose que l'évolution spatiale dans la couronne du module de champ électrique laser $E_0(x)$ dans le cas d'un profile de densité linéaire est donnée par les fonctions d'Airy [10,11,17]

$$E_0(x) = 2\sqrt{p} \left(\frac{w_L L_n}{c} \right)^{1/6} E_v Ai(x) \exp \left(-\frac{n_c(x)}{w_L} \right), \quad (III.33)$$

Où E_v est l'amplitude du champ électrique laser à l'interface plasma-vide ($x=L_n$) et

$x = \frac{w_L L_n}{c} \left(\frac{x}{L_n} + i \frac{n_c(x)}{w_L} \right)$ est une coordonnée spatiale adimensionnelle.

L'intensité laser à la surface critique ($x=0$) est donné par :

$$I_c = 4p \left(\frac{w_L L_n}{c} \right)^{1/3} I_n Ai^2(0) \exp \left(- \frac{2n_c(0)}{w_L} \right) \quad (\text{III.34})$$

En tenant compte des équations (III.24), (III.25), (III.27) et (III.31), l'intensité laser à la couche critique s'exprime comme suit:

$$\begin{aligned} \frac{I_c}{W / \text{cm}^2} &= 2,8 \times 10^4 \cdot \left(\frac{I_L}{10^{14} W / \text{cm}^2} \right)^{1/9} \left(\frac{I_L}{\text{mm}} \right)^{-1/9} \left(\frac{t}{s} \right)^{1/3} \\ &\times \exp \left[- 4,4 \times 10^{-5} (Z + 1) \left(\frac{I_a}{10^{14} W / \text{cm}^2} \right)^{-1} \left(\frac{I_L}{\text{mm}} \right)^{-3} \right] \end{aligned} \quad (\text{III.35})$$

Les équations (III.24), (III.25), (III.29) et (III.35) nous permis d'établir une loi d'échelle pour le taux de croissance du mode Weibel le plus instables à la couche critique comme :

$$\begin{aligned} g_{\max} &= 1.08 (2 - A - 2\sqrt{1 - A})^{2/3} A^{-1/2} I_L^{1/2} t^{1/2} \times \\ &\exp \left[- 6,6 \times 10^{-5} (Z + 1) A^{-1} I_L I_L^{-3} \right] \end{aligned} \quad (\text{III.36})$$

Ici I_L est l'intensité de l'impulsion laser et A est le coefficient d'absorption, dans le cas d'absorption totale l'expression précédente a été simplifiée de cette façon :

$$g_{\max} = 1,08 I_L I_L^{1/2} t^{1/2} \exp \left[- 6,6 \times 10^{-5} (Z + 1) I_L^{-1} I_L^{-3} \right] \quad (\text{III.37})$$

$g_{\max} \propto I_L I_L^{1/2} t^{1/2}$. Ceci correspond au résultat de la référence [9] utilisant la théorie Fokker-Plank, Cette expression permet d'optimiser les paramètres laser utilisé dans la fusion afin de minimiser la perte d'énergie due à l'instabilité de Weibel.

III.6. CONCLUSION

Dans le travail présenté dans ce chapitre, l'instabilité de Weibel excitée dans la couronne du plasma créée lors de la fusion thermonucléaire inertielle a été étudiée, à travers un modèle théorique. La fonction de distribution non perturbée est assimilée à une bi-maxwellienne locale. Nous avons démontré que les modes Weibel excités sont fortement instables au voisinage de la couche critique, $g_{\max} \geq 10^{11} s^{-1}$. Le taux de croissance maximum pour les modes Weibel instables est proportionnel au paramètre de l'impulsion laser, $I_L I_L^{1/2} t^{1/2}$. Des lois d'échelle sont obtenues pour les paramètres de l'instabilité.

Les résultats de ce travail sont en bon accord avec les résultats de la simulation Fokker-Planck,[9]. Nous estimons que l'étude théorique, présentée dans la deuxième partie du chapitre, permet d'optimiser les paramètres de l'impulsion laser à l'ordre de minimiser les pertes d'énergie dans les expériences de la fusion par confinement inertiel.

Références

- [1] J.A. Stamper and B.H. Ripin, Phys. Rev. Lett. 34, 138 (1975).
- [2] A. Raven, O. Willi and P.T. Rumsby, Phys. Rev. Lett. 41,554 (1978).
- [3] A. Raven, P.T. Rumsby, J.A. Stamper, O. Willi, R. Illingworth and R. Thareja, Appl. Phys. Lett. 35,526 (1979).
- [4] E.S Weibel, Phys. Rev. Lett. 2, 83 (1959).
- [5] A. Bendib and J. F. Luciani, Phys. Fluids, 30, 1353 (1987).
- [6] J. P. Matte, A. Bendib and J. F. Luciani, Phys. Rev. Lett. 58, 2067 (1987).
- [7] A. Ramani and J. Laval, Phys. Fluids. 28, 980 (1978).
- [8] E. M. Epperlein and A. R. Bell, ibid. 29. 85 (1985)
- [9] K. Bendib, A. Bendib and A. Sid, Laser and Particle Beams, 16, 3 (1998)
- [10] A. Sid, Physics of Plasmas, 1, 214 (2003)
- [11] L. Ginsburg, Propagation of Electromagnétique Waves in Plasmas, (Cordon and Breach, N. Y., 1960).
- [12] V.P. Silin, Sov. Phys. JETP 20, 1510 (1965).
- [13] S. I. Braginski, in Reviews of Plasma Physics (M. A. Leonvich, Consultant Bureau, N. Y., 1958, Vol. 1).
- [14] A. Bruce Langdon, Phys. Rev. Lett. 44, 575 (1980).
- [15] M. Abramowitz and I. A. Stegun, Handbook of Mathematical Functions, (Dover, New York, 1965).
- [16] R. Fabbro, C. F. Max and E. Fabre, Phys. Fluids 28, 1463 (1985)
- [17] Hora, Laser Plasma and Nuclear Energy (Plenuim , New York , 1975).

CONCLUSION GENERALE

En conclusion du travail présenté dans cette mémoire, on peut dire que nous avons traité analytiquement un problème d'intérêt scientifique et technologique dans le contexte de la fusion thermonucléaire inertielle. Il s'agit de l'instabilité électromagnétique de Weibel.

Dans le premier chapitre, une étude bibliographique sur la fusion thermonucléaire a été présentée ou une importance est donnée à la fusion par confinement inertiel par laser. Nous avons présenté les différents schémas de la fusion par confinement inertiel par laser; notamment l'attaque directe de la cible, l'attaque indirecte et l'allumage rapide.

Dans le deuxième chapitre, nous avons présenté une étude qualitative et quantitative sur l'interaction d'une impulsion laser intense avec un plasma créé lors de la fusion par confinement inertiel. Nous avons cité les principaux des phénomènes physiques mis en jeu lors de cette interaction ; notamment l'absorption (collisionnelle et résonnante), les instabilités paramétriques de différents types ainsi que l'instabilité Rayleigh-Taylor.

Dans le troisième chapitre de cette mémoire, nous avons présenté une étude théorique sur l'instabilité Weibel dans les plasmas créés par laser qui est un mécanisme important responsable de la génération des champs magnétiques de l'ordre du Giga gauss rencontrés dans les expériences de la fusion par laser.

Dans la première partie de ce chapitre nous avons présenté le principe physique de l'instabilité électromagnétique. Nous avons cité les différents résultats sur instabilité de Weibel dans les plasmas réés par laser rencontrés dans la littérature. Notamment, les sources Weibel due au transport thermique, à l'expansion de la couronne et à l'absorption par bremsstrahlung inverse.

Dans la deuxième partie, nous avons présenté une contribution à l'étude de l'instabilité de Weibel. Il s'agit de modéliser la couronne chauffée par l'impulsion laser, par une distribution électronique supposée une bi-Maxwellienne locale. Dans la lumière de ce modèle les paramètres de l'instabilité de Weibel ont été explicitement

calculés. Il a été démontré les modes Weibel fortement instables au voisinage de la couche critique $g_{max} \geq 10^{11} s^{-1}$. En tenant compte de la dépendance des paramètres de l'impulsion laser et les paramètres du plasma créé, nous avons établi une loi d'échelle pour le taux d'instabilité Weibel.

Les résultats obtenus sont en bon accord avec les prédictions Fokker-Planck, et les résultats expérimentaux. Nous estimons que les résultats de ce travail permettent d'optimiser les paramètres de l'impulsion laser afin de minimiser les pertes en énergie dans les expériences de la fusion par confinement inertiel.