



# MODAL DE PHYSIQUE 472A

## Plasmas créés par LASER

12 janvier 2016

---

AUCLAIR Pierre, BAKKALI Brice

# TABLE DES MATIÈRES

<b>Introduction</b>	<b>4</b>
Historique et applications . . . . .	4
Objectifs du MODAL . . . . .	4
<b>1 Méthodes de diagnostic de plasma</b>	<b>5</b>
1.1 Imagerie . . . . .	5
1.1.1 Ombroscopie et diffusion . . . . .	5
1.1.2 Filtrage spatial . . . . .	7
1.2 Spectroscopie . . . . .	8
1.2.1 Spectromètre à bi-prisme . . . . .	8
1.2.2 Spectromètre à réseau . . . . .	11
1.3 Interférométrie . . . . .	14
1.3.1 Conditions d'interférence et interféromètres . . . . .	14
1.3.2 Dispositif expérimental . . . . .	14
1.3.3 Modélisation et calcul de la densité au cours du temps . . . . .	16
<b>2 Caractérisation du LASER</b>	<b>17</b>
2.1 Principe de fonctionnement du LASER . . . . .	17
2.2 Optimisation de l'énergie délivrée . . . . .	19
2.2.1 Mode relaxé de fonctionnement . . . . .	19
2.2.2 Passage au mode déclenché . . . . .	19
<b>3 Caractérisation du plasma</b>	<b>24</b>
3.1 Imagerie du plasma . . . . .	24
3.2 Spectroscopie . . . . .	29
3.3 Interférométrie . . . . .	32
<b>4 Ouverture : confinement inertiel d'un plasma</b>	<b>34</b>
4.1 Attaque directe . . . . .	34
4.2 Attaque indirecte . . . . .	35
<b>Conclusion</b>	<b>36</b>

## TABLE DES FIGURES

---

1	Imagerie d'un cheveu par lumière blanche . . . . .	5
2	Imagerie d'un cheveu par lumière cohérente . . . . .	6
3	Imagerie par éclairage cohérent . . . . .	6
4	Optique de Fourier : exemple d'une empreinte digitale . . . . .	7
5	Filtrage de fréquences spatiales : exemple d'un cheveu . . . . .	8
6	Réfraction dans un prisme . . . . .	9
7	Spectromètre à bi-prisme . . . . .	10
8	Spectres obtenus grâce au spectromètre à bi-prisme . . . . .	10
9	Spectromètre à réseau . . . . .	11
10	Principes du réseau par réflexion . . . . .	12
11	Spectrométrie par réseau . . . . .	12
12	Analyse du spectre en intensité . . . . .	13
13	Expérience d'interférométrie sur un jet de gaz . . . . .	15
14	Profil de densité du jet de gaz de 10ms à 25 bars en fonction de son extension spatiale . . . . .	16
15	Émission stimulée . . . . .	17
16	Système à quatre niveaux . . . . .	18
17	LASER à Nd-YAG . . . . .	18
18	Analyse des décharges LASER . . . . .	20
19	Cellule de Pockles . . . . .	20
20	Influence du délai de la cellule de Pockles sur l'amplitude de décharge . . . . .	21
21	Focalisation d'un faisceau LASER . . . . .	22
22	Montage pompe-sonde . . . . .	24
23	Evolution du plasma à différents instants (instant de référence : impact du faisceau pompe) . . . . .	26
24	Imagerie d'un claquage dans l'air . . . . .	26
25	Évolution du diamètre du plasma avec le temps (l'impact du laser pompe est prise comme référence des temps) . . . . .	27
26	Zones sombres périphériques . . . . .	29
27	Spectres de plasmas avec montage bi-prisme . . . . .	30
28	Doublet jaune du sodium . . . . .	30
29	Figures d'interférence du plasma . . . . .	32
30	Attaque directe . . . . .	34
31	Attaque indirecte . . . . .	35

# INTRODUCTION

---

L'état plasma correspond au quatrième état de la matière qui apparaît à haute énergie après les états solide, liquide et gazeux. Il s'agit d'un état dilué de la matière, analogue à un gaz, mais composé d'ions et d'électrons libres en proportions telles que le milieu soit globalement neutre. On donne souvent aux gaz partiellement ionisés le nom de plasma dans la mesure où ils sont électriquement neutres. L'intensité et la longue portée des interactions coulombiennes peuvent être responsables de comportements complexes au sein du système, pouvant être accompagnés d'instabilités et de turbulences. Selon le taux d'ionisation, la dynamique peut être gouvernée par ces interactions coulombiennes, ou par les collisions avec les espèces neutres du milieu : le premier cas correspondant aux degrés les plus forts d'ionisation.

## HISTORIQUE ET APPLICATIONS

---

Le terme "plasma" a initialement été introduit par I. Langmuir pour désigner dans les tubes à décharge certaines régions contenant un gaz ionisé électriquement neutre. Heaviside et d'autres chercheurs ont montré l'intérêt des réflexions des ondes radios sur la haute atmosphère pour la transmission des radiocommunications. La fusion thermonucléaire fait quant à elle l'objet de vastes programmes de recherches depuis 1955

La physique des plasmas occupe aujourd'hui une place de plus en plus importante dans les champs de recherche actuels. En astrophysique, il faut savoir que le plasma est l'état le plus abondant dans l'univers. Étudier le plasma c'est étudier l'environnement sidéral, sa composition et sa dynamique, comme les vents solaires et le milieu intergalactique. Mais les plasmas ont aussi des applications plus techniques comme la propulsion d'engins spatiaux avec des moteurs ioniques.

## OBJECTIFS DU MODAL

---

Ce Module Appliqué en Laboratoire, réalisé en huit séances entre le 13 novembre 2015 et le 08 janvier 2016 au Laboratoire de Physique Appliqué de l'École polytechnique, a été consacré à l'étude et à la caractérisation d'un plasma créé sur une cible par une impulsion laser nanoseconde. Divers aspects expérimentaux sont abordés, qu'il s'agisse de montages optiques relativement complexes ou de techniques de diagnostic du plasma par imagerie, spectroscopie, ou interférométrie.

Dans ce rapport, on s'intéresse d'abord à la description de ces outils de diagnostic (I). Dans une seconde partie, on décrit les caractéristiques du laser utilisé pour la formation du plasma (II), en insistant sur l'optimisation de l'intensité transmise en sortie par divers techniques. Enfin, on expose les résultats expérimentaux relatifs à l'étude du plasma (III), ainsi que les interprétations de ces observations.

## 1

# MÉTHODES DE DIAGNOSTIC DE PLASMA

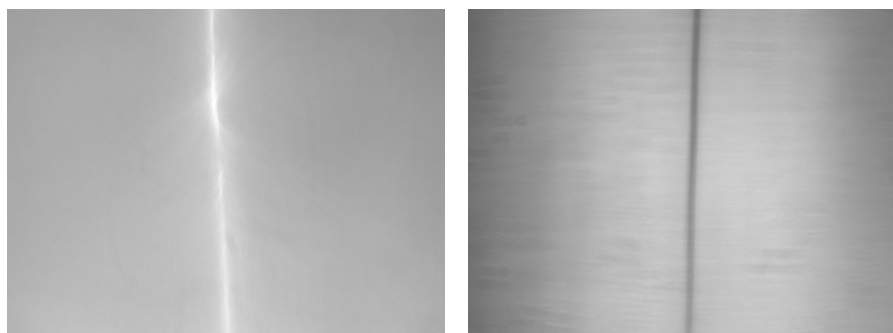
L'ensemble de ces méthodes de diagnostic permettent de caractériser le plasma : forme, espèces en présence, densité, température, propriétés mécaniques et énergie. Nous avons utilisés trois techniques de diagnostic : l'imagerie, l'interférométrie et la spectroscopie que nous détaillons dans cette section.

## 1.1 IMAGERIE

L'imagerie regroupe l'ensemble des techniques permettant la détermination de la forme et des dimensions du plasma. Ces procédés donnent également la possibilité de visualiser la dynamique du milieu.

### 1.1.1 • OMBROSCOPIE ET DIFFUSION

L'imagerie par **ombroscopie**, ou rétro-éclairage, est très utilisé pour la visualisation des écoulements : elle s'appuie sur la visualisation des gradients transverses de l'indice du milieu traversé. Le faisceau incident est en effet globalement dévié par les gradients transverses moyens. La structure du faisceau transmis est modifiée par les inhomogénéités de ces gradients, entraînant des modulations de l'éclairement d'un écran. Celles-ci étant dues aux variations de l'indice, elle sont donc induites par des variations de densité, elles-mêmes dues à des variations de pression ou de température. L'imagerie par **diffusion** consiste quant à elle en la diffusion de la lumière par le milieu : elle permet en particulier de s'affranchir du phénomène de diffraction.



(a) Imagerie par diffusion

(b) Imagerie par ombroscopie

FIGURE 1 – Imagerie d'un cheveu par lumière blanche

L'ombroscopie est généralement préférable à l'utilisation de l'éclairage direct pour la visualisation des contours de forme irrégulière : elle est en effet plus facile à mettre en œuvre et

moins sensible aux propriétés optiques des matériaux éclairés, le processus étant passif dans le premier cas plutôt qu'actif comme dans le second. Les photos (numéro a et b) permettent de comparer les observations tirées des expériences d'ombroscopie et de diffusion réalisées sur un cheveu, et réalisées à la lumière blanche.

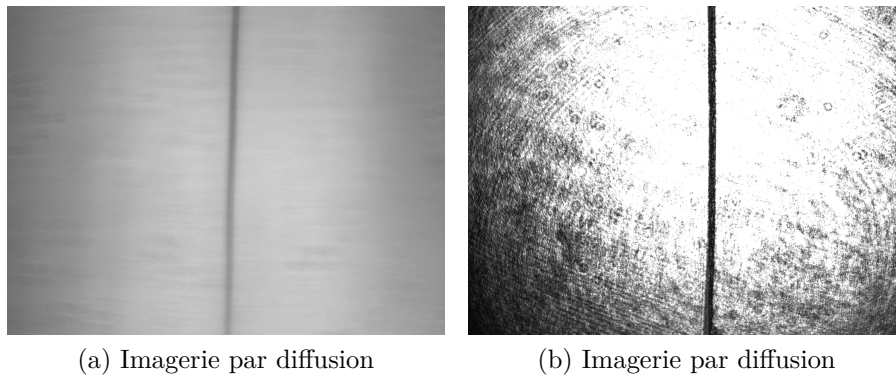


FIGURE 2 – Imagerie d'un cheveu par lumière cohérente

L'éclairage par lumière cohérente, via l'utilisation d'un LASER, met en évidence d'autres caractéristiques du système que ne permet pas de faire apparaître une source incohérente comme une lampe thermique : les franges d'interférence font apparaître des détails de structure à différentes échelles. Le dispositif expérimental est représenté sur la figure 2. Un collimateur permet d'élargir le faisceau laser afin de pouvoir étudier des structures de dimension plus grande que son étalement naturel.

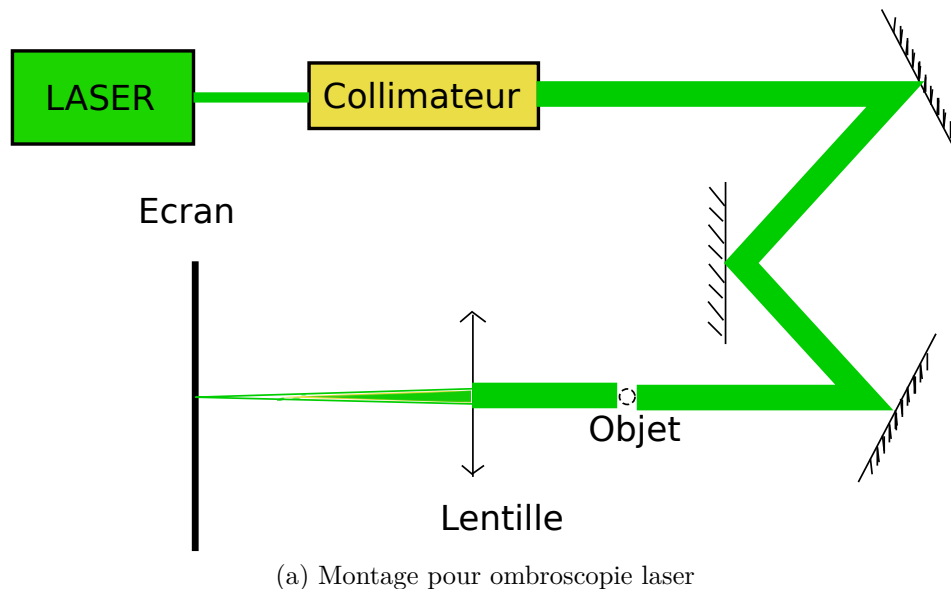


FIGURE 3 – Imagerie par éclairage cohérent

Le système de miroirs permet d'orienter plus facilement le faisceau vers l'objet et facilite

donc les alignements sur le banc optique. Enfin l'objet et l'écran d'observation (ou bien la caméra dans le cas d'une acquisition) sont conjugués par la lentille.

La photo (c) de la figure fait apparaître des tavelures, appelées **speckle** en anglais, qui indiquent la présence d'une structure granuleuse au niveau du cheveu : la taille caractéristique de ces tavelures dépend du système d'observation et non pas de taille du grain. Par ailleurs, une figure d'interférence composée de stries de forme hyperbolique permet de faire ressortir l'échelle à la taille du cheveu. Enfin, il est clair que l'éclairage par impulsion laser est nécessaire pour assurer un éclairage suffisant durant le temps de vie du plasma que l'on étudiera dans la troisième partie de ce rapport.

### 1.1.2 • FILTRAGE SPATIAL

Le filtrage spatial de la lumière permet de mettre en évidence des structures particulières de l'objet éclairé. Il s'appuie principalement sur le fait qu'en optique linéaire, on observe au niveau du plan focal d'une lentille la transformée de Fourier des fréquences spatiale transverse du faisceau avant passage par la lentille. Par exemple, l'image d'un faisceau parallèle (donc une constante) est un point (un dirac). Ceci s'illustre très bien en observant l'image d'une empreinte digitale dans le plan de Fourier (cf. photo) : celle-ci fait apparaître des points régulièrement espacés qui correspondent au fréquences spatiales principales de l'objet. Cela montre au combien une empreinte digitale présente des structures périodique spatialement.

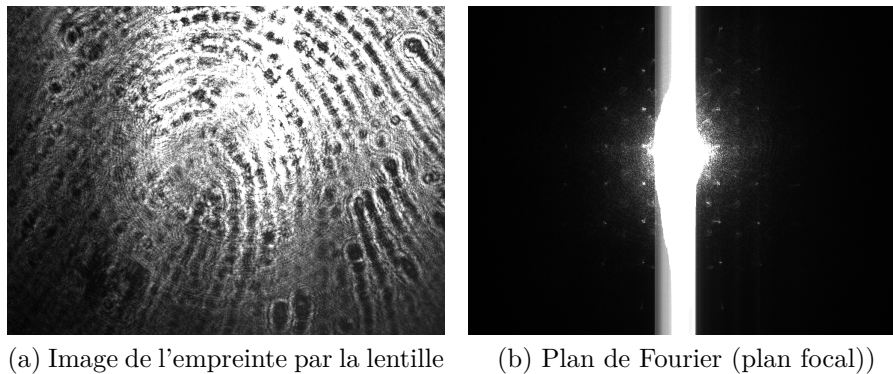
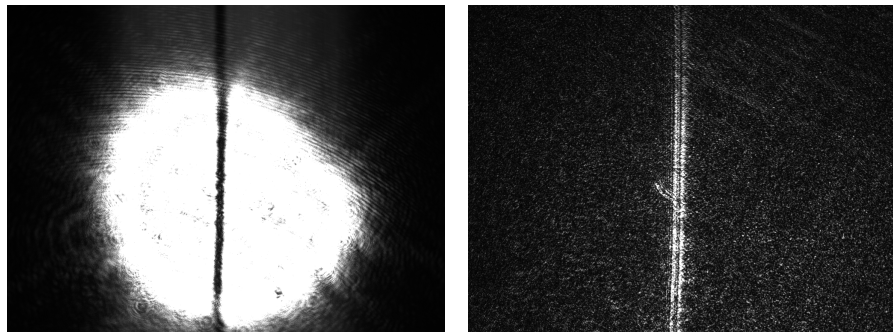


FIGURE 4 – Optique de Fourier : exemple d'une empreinte digitale

Ces phénomènes permettent d'envisager des techniques de filtrage spatiales en bloquant certaines fréquences au niveau du plan focal :

- en bloquant le centre du plan à l'aide d'un petit objet (une mine en graphite dans nos expériences), on bloque les basses fréquences. Ne laissant plus passer que les plus grandes fréquences spatiales, l'image obtenue fait clairement ressortir les structures de petites échelles (de grand vecteur d'onde), et donc permet une étude des structures fines de l'objet.
- En utilisant un diaphragme, seules les basses fréquences sont transmises et les détails et irrégularité sont gommés. Seules les structures majeures sont résolues, et les bords apparaissent plus flous.



(a) Passe-bas

(b) Passe-haut

FIGURE 5 – Filtrage de fréquences spatiales : exemple d'un cheveu

On peut clairement observer ces phénomènes grâce aux photos 5a et 5b obtenues sur l'exemple d'un cheveu. De ces considérations il peut sembler utile de recourir aux techniques de filtrage spatial pour avoir accès à des détails de structures particuliers, les isolant du reste de l'objet. Cela peut devenir très intéressant dans un plasma où les phénomènes mis en jeu sont très complexes et les échelles à considérer multiples : le recours au filtrage permet ainsi de se concentrer sur une échelle déterminée au préalable. Notons cependant que nous n'avons pas pu mettre en œuvre ces méthodes durant l'étude expérimentale du plasma, faute de temps. On aurait en particulier pu s'en servir pour étudier le développement de phénomènes d'instabilité au sein du plasma, dues au phénomène d'expansion rapide.

## 1.2 SPECTROSCOPIE

Les phénomènes complexes qui prennent place au sein d'un plasma font entrer en jeu des transitions énergétiques : l'analyse de spectre (spectres d'émission dans nos protocoles expérimentaux) permet entre autre de caractériser les éléments présents dans la plasma. La largeur des raies fournit également d'autres renseignements tels que la température ou la contribution d'autres phénomènes comme il sera étudié dans la troisième partie de ce rapport.

Afin de faciliter l'analyse du rayonnement émis par le plasma, une série d'expériences a été consacré en amont à l'étude de lampes à décharge. Ces résultats préliminaires permettront entre autre un étalonnage afin d'effectuer des mesures. Elles ont également permis de se familiariser avec les deux spectromètres utilisés : un spectromètre à prisme et un spectromètre à réseau.

### 1.2.1 • SPECTROMÈTRE À BI-PRISME

La première méthode de spectroscopie s'appuie sur l'utilisation de la réfraction dans les **milieux dispersifs** transparents : cette propriété permet de dévier différemment chaque composante de la lumière. Classiquement, on utilise un prisme (figure 6). L'angle de déviation d'un rayon se calcule aisément et on obtient, pour un prisme d'angle au sommet  $A$  et d'indice  $n$  :



$$D = i + i' - A \tag{1}$$

$$\sin(i) = n \sin(r) \tag{2}$$

$$\sin(i') = n \sin(r') \tag{3}$$

On en déduit alors par différenciation la variation de déviation en fonction de l'indice optique  $n$  :

$$\frac{\partial D}{\partial n} = \frac{\sin(A)}{\cos(i') \cos(r)} > 0 \tag{4}$$

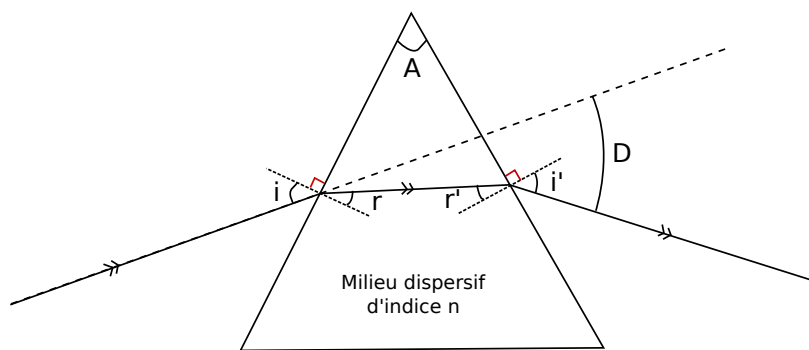


FIGURE 6 – Réfraction dans un prisme

La déviation est donc croissante lorsque l'indice optique augmente. Or la loi de Cauchy pour l'indice optique d'un milieu transparent montre que celui-ci diminue lorsque la longueur d'onde augmente. Elle prévoit en effet une évolution de l'indice comme :

$$n(\lambda) = a + \frac{b}{\lambda^2} \tag{5}$$

$a$  et  $b$  étant des paramètres positifs propres au milieu considéré. Ce sont donc les radiations de plus faible longueur d'onde qui seront les plus déviées. Le principal intérêt du prisme réside dans sa simplicité d'utilisation. La limitation est quant à elle la faible résolution spatiale qu'offre cette technique.

Pour remédier en partie à ce problème, on utilise durant nos expériences un **spectroscope à bi-prisme**, comme représenté sur la figure 7. L'adjonction d'un second prisme permet en effet d'accroître l'écart angulaire et on obtient ainsi une meilleure résolution angulaire, et donc une meilleure séparation des composantes spectrales.

La fente-objet est placée au point focal d'une première lentille permettant ainsi d'éclairer le prisme avec un faisceau quasi-parallèle (les angles d'incidence  $i$  sont approximativement tous égaux). A la sortie du dispositif, les rayons sont projetés sur un ruban de papier adhésif placé au niveau du plan focal d'une seconde seconde lentille : des rayons incidents parallèles et de même longueur d'onde ressortent en effet parallèles puisque les formules de déviation sont inchangées. L'image ainsi formée est collectée par une caméra CCD.

Il est important de veiller à régler correctement la largeur de la fente à l'entrée du spectromètre, en particulier afin d'obtenir un éclairage parallèle comme il a été mentionné plus

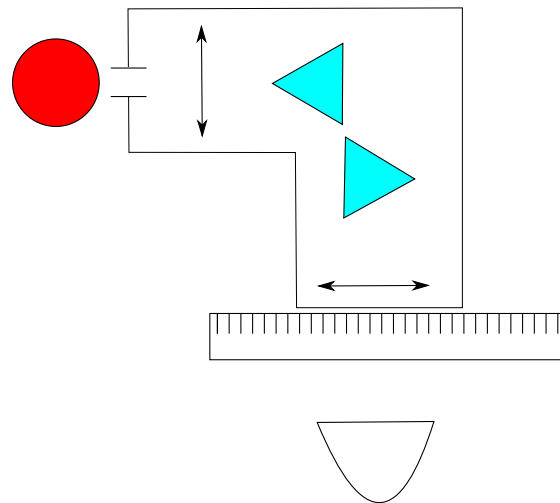
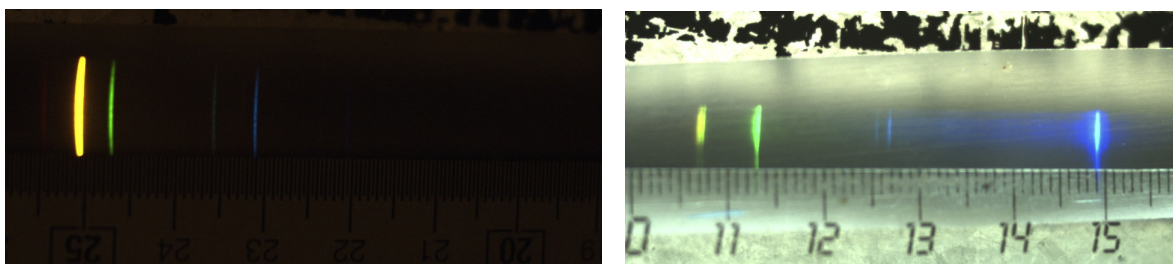


FIGURE 7 – Spectromètre à bi-prisme

haut. Il faut en effet obtenir la meilleure résolution spatiale possible en diminuant l'intensité d'entrée, tout en la maintenant suffisante pour observer correctement la distribution spectrale de sortie. On peut également jouer sur le temps d'exposition et le gain de la caméra que l'on contrôle via l'utilisation du logiciel PixelLink. L'orientation de la caméra par rapport au ruban adhésif est par ailleurs importante pour obtenir la meilleure intensité possible en sortie.

Des limitations peuvent en revanche apparaître en raison de phénomènes de diffusion et de diffraction qui peuvent avoir lieu sur le ruban. Les mesures peuvent ainsi être effectuées en installant une règle graduée au dessus du ruban, nous permettant d'avoir accès à l'écart entre chaque composante. Ce travail peut également être réalisé via un logiciel de traitement d'image comme ImageJ qui a été utilisé pendant les séances, permettant de déterminer l'écart en pixels entre différentes composantes. En effet ces l'intensité de ces raies prend une forme type gaussienne dont on peut déterminer le pic avec ImageJ.



(a) Sodium

(b) Mercure

FIGURE 8 – Spectres obtenus grâce au spectromètre à bi-prisme

Le montage ainsi réglé, il ne faut plus en modifier les paramètres et on peut s'intéresser à l'obtention d'une mesure étalon grâce à une lampe à décharge par exemple. Durant nos expériences, nous avons utilisé une lampe à sodium ainsi qu'une lampe à mercure. Les spectres

observés sont donc des spectres d'émission, composés de bandes de largeur variable centrées autour des niveaux de transition atomique des espèces en présence. Les spectres obtenus sont présentés dans la figure 8. Il est important de souligner que ce procédé permet difficilement de séparer des composantes spectrales très proche, comme c'est par exemple le cas pour le doublet jaune du sodium. Une méthode permettant d'obtenir une meilleure résolution consiste à utiliser un spectromètre à réseau.

### 1.2.2 • SPECTROMÈTRE À RÉSEAU

Un spectromètre à réseau utilise le phénomène de **diffraction** d'une onde par un système dont les détails du même ordre de taille que la longueur d'onde forment un réseau. Celui utilisé durant les expériences est représenté sur la figure 9 ci dessous.

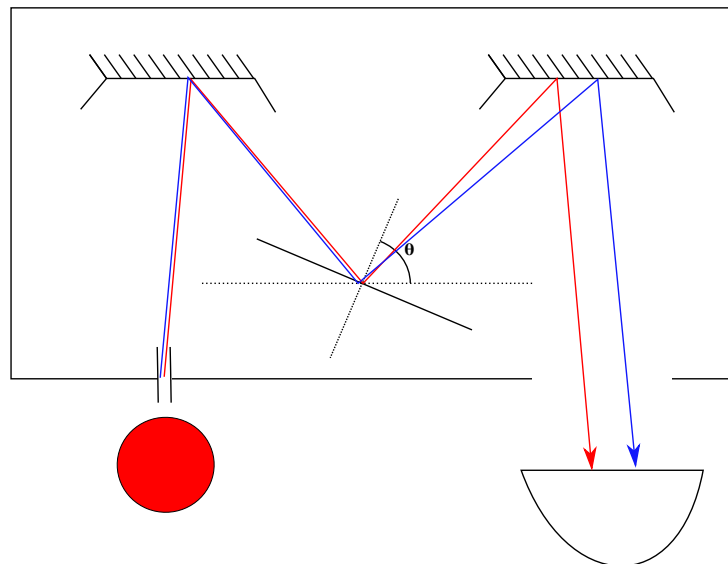


FIGURE 9 – Spectromètre à réseau

Le réseau utilisé est un réseau à réflexion, comme représenté sur la figure 10a. En considérant les notations de la figure 10b, on peut calculer la différence de marche entre des rayons de longueur d'onde  $\lambda$  faisant un angle  $\theta$  avec la normale au réseau. On obtient alors immédiatement :

$$\delta = a \sin(\theta) \quad (6)$$

La condition d'interférence constructive est alors que  $2\pi\delta/\lambda = 0 [2\pi]$ . Ainsi on doit avoir :

$$\frac{a \sin \theta}{\lambda} \in \mathbb{Z} \quad (7)$$

On en déduit que chaque rayon est dévié selon des angles particuliers, qui correspondent aux différents ordre de la diffraction : on obtient ainsi une figure de diffraction à l'infini. Puisque ces ordre dépendent directement de la longueur d'onde, on en déduit que la lumière est décomposée par ce procédé.

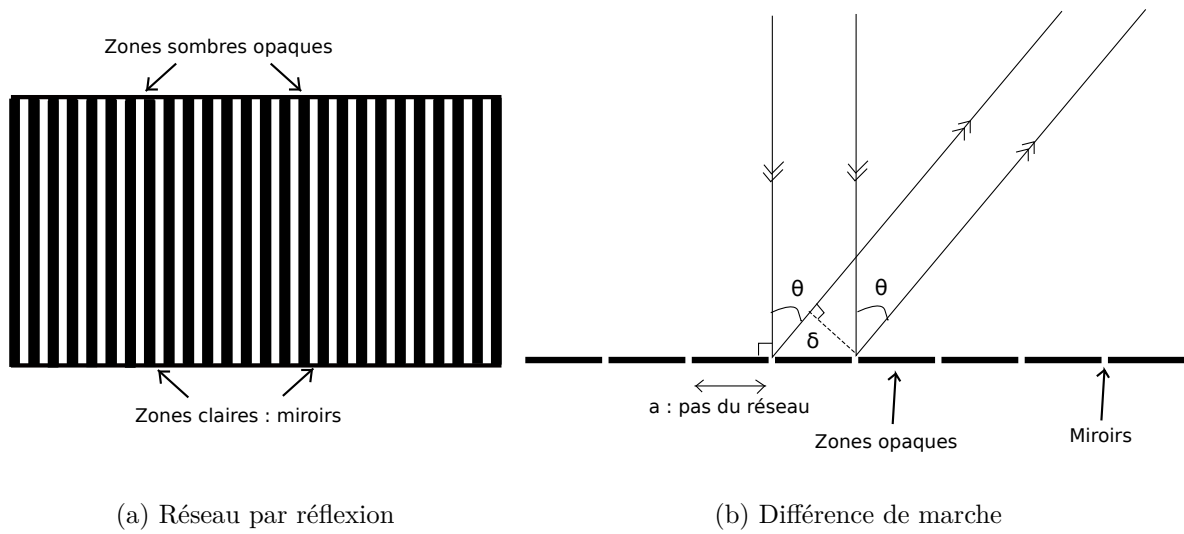


FIGURE 10 – Principes du réseau par réflexion

Le spectromètre de la salle d'expérience est solidaire d'une plate forme tournante : en faisant pivoter le réseau on peut donc faire défiler les différentes franges d'interférence recueillies par une caméra CCD en sorti du dispositif. En particulier, on est capable d'observer des figures de diffraction jusqu'à l'ordre 3 pour les spectres considérés L'objet étant la fente, le premier miroir est placé de telle façon que la fente soit sur le plan focal pour envoyer ainsi un faisceau quasi parallèle sur le réseau. Le second miroir permet de réaliser l'image de ces franges d'interférence. On obtient là aussi une image de qualité en veillant à diminuer au maximum l'intensité issue de la fente, et en jouant sur les paramètres de la caméra.



(a) Doublet jaune du sodium

(b) Doublet jaune du mercure

FIGURE 11 – Spectrométrie par réseau

La résolution spatiale de l'instrument est grandement améliorée comme le montre la photo

11a où apparaît clairement la séparation du doublet du sodium. En analysant la courbe d'intensité obtenue à l'aide d'ImageJ, représentée en figure (), on est capable de déterminer l'écart entre les deux pics d'intensité de chaque raie, on en déduit alors une valeur étalon de la distance entre chaque bande en pixel. On obtient ici un écart :

$$d = 49 \text{ pixels} \tag{8}$$

La distance théorique donnée par les table entre ces deux bandes est de  $0.6 \text{ nm}$ . Par exemple, en étudiant le doublet du mercure, représenté en figure 8, on obtient une évaluation expérimentale de la distance entre deux bandes :

$$\delta\lambda = 1.9 \text{ nm} \tag{9}$$

à comparer avec la valeur donnée par les table de  $2, 1 \text{ nm}$ . On en déduit l'erreur relative sur la mesure :

$$\Delta E_{\text{relatif}} = \left| \frac{\delta\lambda_{\text{théorique}} - \delta\lambda_{\text{expérimental}}}{\delta\lambda_{\text{théorique}}} \right| \simeq 10\% \tag{10}$$

On notera qu'il est possible d'obtenir des résultats inattendus, tels que des franges supplémentaires à la lecture du spectre. Celles-ci sont probablement produites par des réflexions parasites à l'intérieur du spectromètre. Elles peuvent donc compliquer la lecture du spectre, d'autant plus que la caméra utilisée n'affiche pas les couleurs. Il est ainsi fortement recommandée de visionner le signal à l'œil nu tant que l'intensité du signal est faible. Si cette intensité est trop forte, il est préférable d'utiliser une caméra couleur.

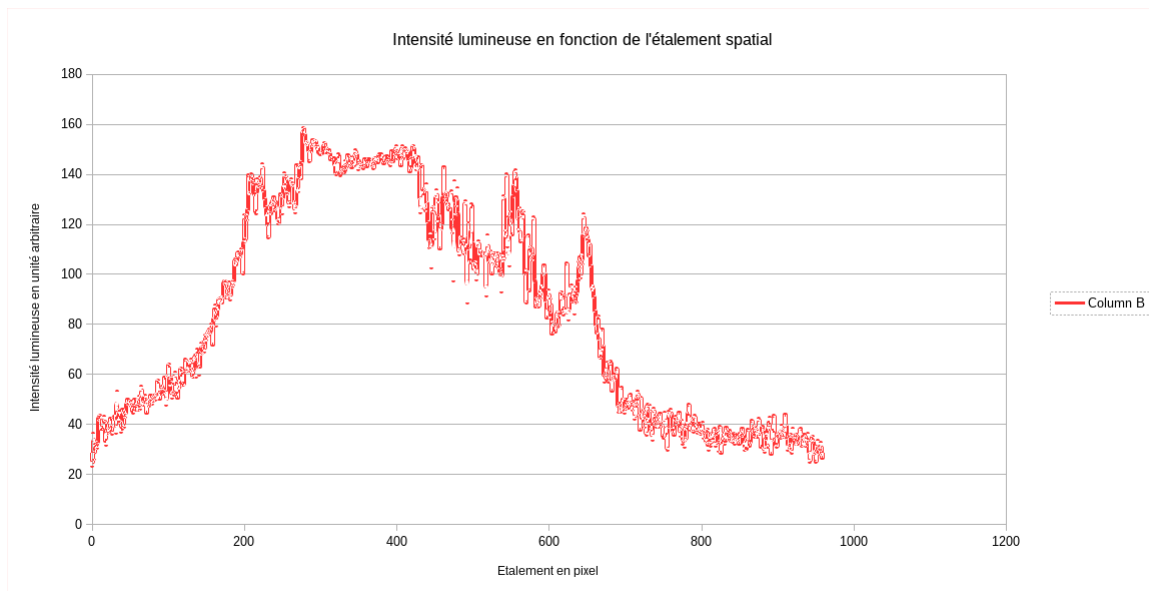


FIGURE 12 – Analyse du spectre en intensité

## 1.3 INTERFÉROMÉTRIE

La création d'un plasma par un LASER est un phénomène violent faisant intervenir beaucoup d'énergie sur un temps court, ce qui produit une onde de pression, c'est à dire une onde de choc. Pour étudier cette variation de pression, c'est à dire d'indice optique, l'interférométrie est une technique de diagnostic qui sous certaines conditions et moyennant certaines hypothèses, nous permet d'obtenir un profil de pression au cours du temps de notre plasma.

Afin de se familiariser avec les outils et les méthodes d'interférométrie, nous avons effectué une série d'expérience sur un jet de gaz dans le vide.

### 1.3.1 • CONDITIONS D'INTERFÉRENCE ET INTERFÉROMÈTRES

L'interférométrie est une méthode de diagnostic faisant intervenir le caractère ondulatoire de la lumière et la différence de marche optique  $\delta$  entre plusieurs rayons issus d'une même source. Dans le cas qui nous intéresse d'interférométrie à deux faisceaux par séparation du front d'onde, l'intensité lumineuse  $I$  s'écrit :

$$I = A \cos^2\left(\frac{\pi\delta}{\lambda}\right) \quad (11)$$

Quelques conditions sont néanmoins nécessaires pour obtenir des figures d'interférométries.

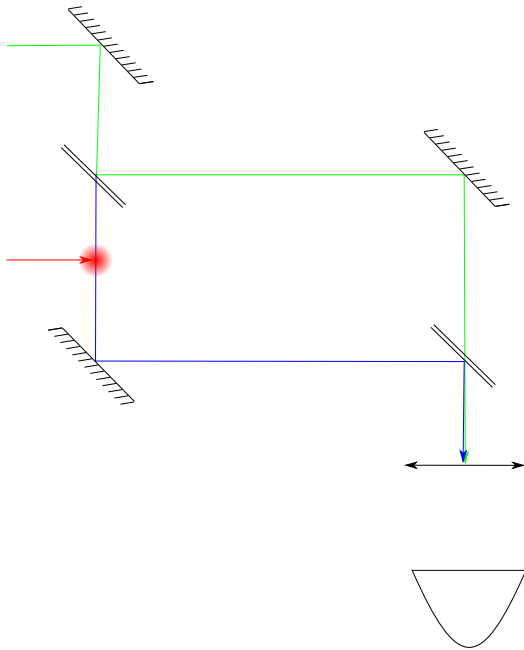
- **Cohérence temporelle**,  $\delta < L_c$ , la différence de marche doit être plus faible que l'extension spatiale du train d'onde afin que les rayons qui s'additionnent soient cohérents. Dans le cas d'un LASER,  $L_c \sim km$  donc la condition est remplie.
- **Cohérence spatiale**, la largeur de la source doit être faible. En cas de source étendue, les figures d'interférences s'ajoutent et on n'observe plus d'interférences. Dans le cas du LASER la largeur de la source est considérée comme ponctuelle.
- Les deux faisceaux doivent se superposer. Dans le cas de l'interféromètre de Mach-Zehnder cette condition est triviale. Mais lorsque nous avons tenté d'utiliser un interféromètre de Wollaston, cela a constitué un vrai problème et nous a empêché de l'utiliser.

L'intérêt de l'interférométrie pour mesurer une variation d'indice optique vient directement de la forme de la différence de marche lorsque l'un des rayons traverse un gaz d'indice  $n$  plus grand que l'air.

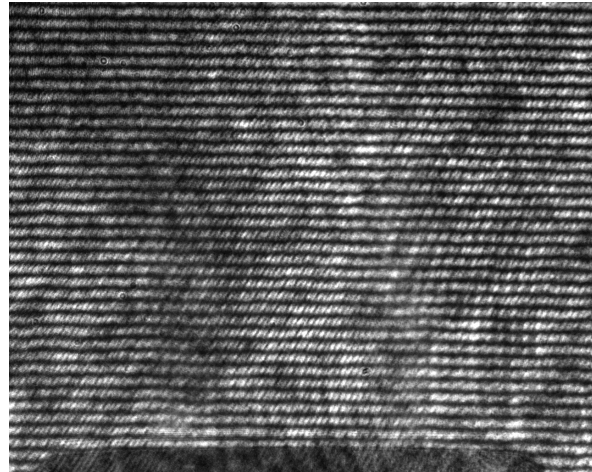
$$\delta = \int (n(l) - 1) dl \quad (12)$$

### 1.3.2 • DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

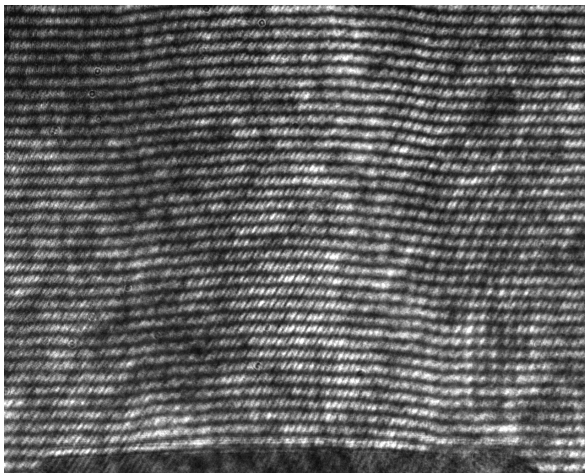
Dans une enceinte sous vide est disposé un interféromètre de Mach-Zehnder (figure 13a). Sur l'un des bras de l'interféromètre se trouve une buse qui projette un gaz dont on peut régler la pression de sortie et la durée du jet. Une lentille convergente fait l'image de la buse sur la caméra (figure 13b). On règle une légère différence de marche afin de voir des figures d'interférences et ensuite comparer le déphasage lors du jet de gaz. Pour visualiser l'écoulement au cours du temps, la caméra et le jet sont synchronisés avec un "delay" que l'on peut régler.



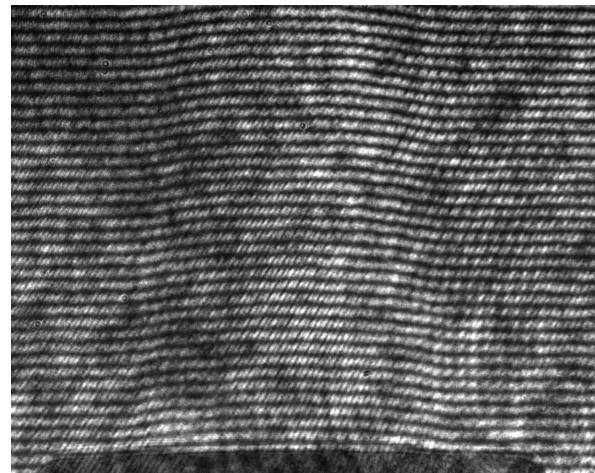
(a) Interféromètre de Mach Zehnder



(b) Image de la buse au repos



(c) Jet de gaz de 10ms à 25 bar après 20ms



(d) Jet de gaz de 10ms à 25 bar après 80ms

FIGURE 13 – Expérience d'interférométrie sur un jet de gaz

### 1.3.3 • MODÉLISATION ET CALCUL DE LA DENSITÉ AU COURS DU TEMPS

Afin d'étudier le gaz par interférométrie, il faut s'assurer que l'écoulement de gaz est laminaire. Ce type de considération dépend du coefficient de Reynolds :

$$R_e = \frac{\rho l v}{\eta} \tag{13}$$

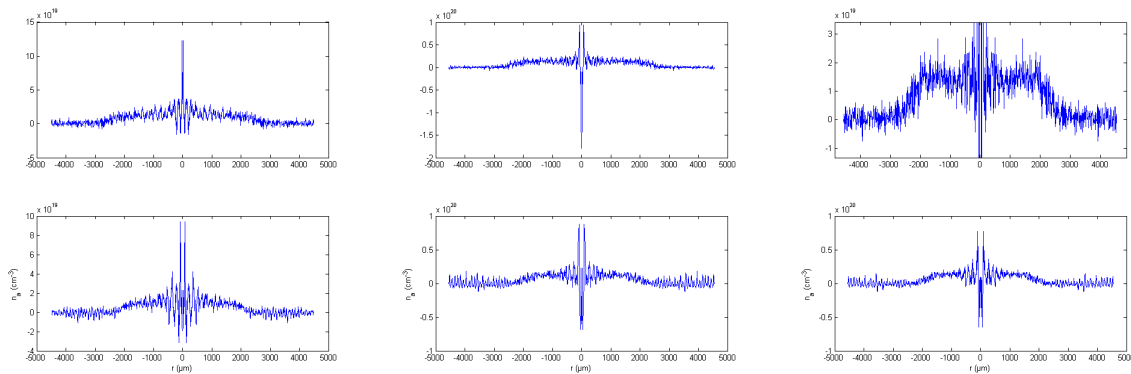
Le régime laminaire correspond à un coefficient de Reynolds faible,  $R_e \ll 1$ . Lors de notre expérience sur le jet de gaz, on peut donc diminuer la pression afin d'obtenir ce régime laminaire.

Ensuite pour calculer la distribution de coefficient optique, on peut utiliser la définition du déphasage :

$$\delta\Phi = \frac{2\pi}{\lambda} \int_0^L (n(l) - 1) dl \tag{14}$$

$$n = 1 + \frac{\lambda}{2\pi} \frac{d\delta\Phi}{dl}(l) \tag{15}$$

On peut ensuite supposer que le plasma se forme avec une symétrie cylindrique et effectuer une transformation d'Abel inverse avec Matlab. Le profil que l'on obtient est le suivant :



(a) Profil de densité après 20ms (b) Profil de densité après 50ms (c) Profil de densité après 80ms

FIGURE 14 – Profil de densité du jet de gaz de 10ms à 25 bars en fonction de son extension spatiale

Le profil de densité étant supposé cylindrique, on observe une très forte compression du gaz au centre du jet, et une propagation de l'onde de choc.



## 2

# CARACTÉRISATION DU LASER

### 2.1 PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT DU LASER

La technologie LASER (de l'Anglais *Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation*) est devenue, depuis ses premiers développements, un élément incontournable de nombreux dispositifs expérimentaux. Elle repose sur le phénomène d'**émission stimulée** des atomes, concept inventé par Albert Einstein : l'interaction d'une onde résonnante avec une transition déjà excitée d'un atome permet la libération d'un autre photon de façon cohérente.

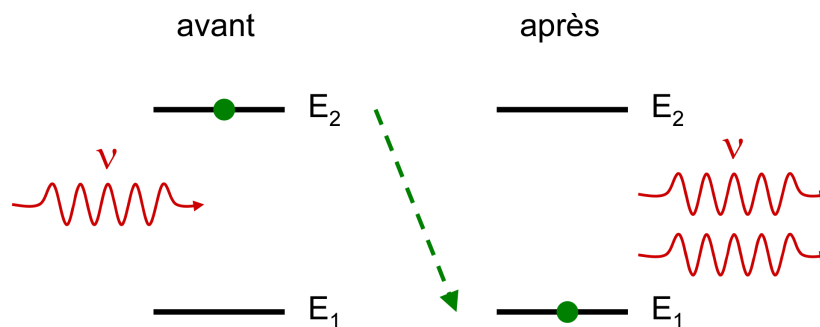


FIGURE 15 – Émission stimulée

Ce phénomène est d'autant plus facilité qu'il y a de photons traversant le milieu. Grâce à l'utilisation d'une **cavité optique résonnante** entourant le milieu, l'onde électromagnétique peut ainsi y effectuer de nombreux aller-retours et être progressivement amplifiée.

Cependant, la production d'une onde intense nécessite la présence d'un maximum d'atomes dans les niveaux excités : il s'agit donc d'une situation hors d'équilibre thermodynamique car dans ce cas la probabilité de présence dans un état serait la plus élevée pour les états de faible énergie. Il est donc nécessaire de recourir à une inversion de population grâce à apport d'énergie extérieur capable d'irradier le système (décharge dans le milieu) : on parle de **pompage optique**. Ces procédés permettent donc la production d'une onde quasi-monochromatique, spatialement et temporellement cohérente. En particulier, la lumière laser peut être extrêmement unidirectionnel. Ces caractéristiques en font un outil de choix pour l'étude de l'interaction entre lumière et matière.

Divers types de laser ont été inventés depuis son invention dans les années soixante, et on les classe généralement en fonction de la nature du milieu excité, ainsi qu'en fonction de leur régime de fonctionnement qui peut être continu ou impulsif. Le laser utilisé dans nos expériences est un laser à solide, le milieu amplificateur étant un barreau de **Nd-YAG** (acronyme du nom

anglais *Neodymium-Doped Yttrium Aluminium Garnet*) ou grenat d'yttrium-aluminium dopé au néodyme (Nd :Y<sub>3</sub> Al<sub>5</sub> O<sub>12</sub>). Ce laser émet avec une longueur d'onde dans l'infrarouge à **1064 nm**, et est ici utilisé en **régime impulsionnel** (Figure 4.a).

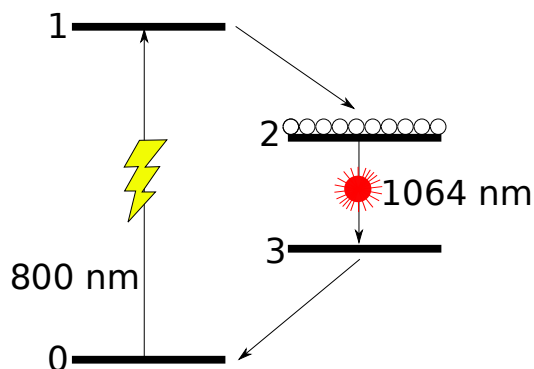


FIGURE 16 – Système à quatre niveaux

Le milieu amplificateur est ici un système à 4 niveaux (Figure 4.b) : une lampe Flash fait fonction de précurseur et permet la transition du niveau fondamental (0) vers l'état excité (1), la longueur d'onde correspondante étant de 800 nm. La lampe flash est à spectre large, et implique donc de fortes pertes de chaleur : le laser doit être refroidi en permanence via une circulation d'eau. Il existe d'ailleurs des systèmes de pompage par diode grâce au développement récent de ces technologies : il existe un problème d'intensité, mais le spectre est moins large.

L'atome excité retombe alors par une émission non radiative dans un état (2) d'énergie plus basse, et dit méta stable car de niveau de vie très long, de l'ordre de 200 $\mu$ s. Cette propriété permet donc l'accumulation d'atomes excités nécessaires à l'inversion de population. La transition de (2) vers (3) est la transition associée au rayonnement LASER à 1064 nm, qui s'effectue donc par émission stimulée. S'en suit un retour très rapide vers l'état fondamental (0).

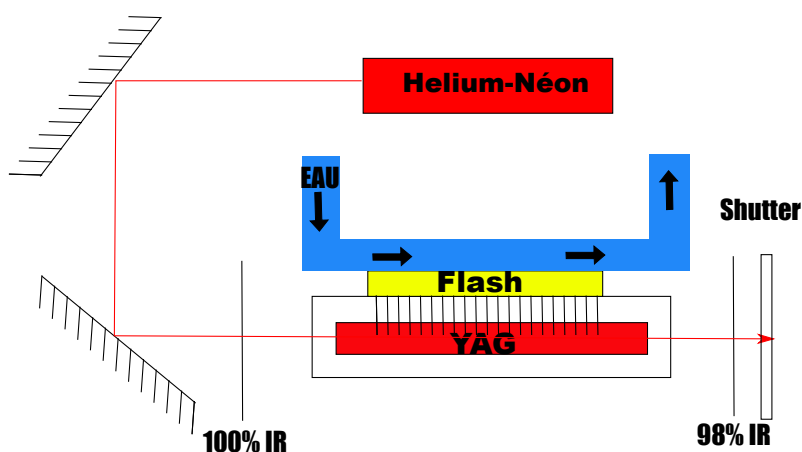


FIGURE 17 – LASER à Nd-YAG

Comme représenté sur la figure, la cavité résonnante est composée de deux lames, dont une réfléchissante à 100% et l'autre à 98% dans l'infrarouge, d'où émerge le faisceau laser :

un shutter permet d'éviter la sortie du faisceau tant que les précautions de sécurité ne sont pas en place. Les montages lasers sont préalablement réalisés et alignés à l'aide d'un faisceau guide issu d'un LASER à hélium-néon, émettant à  $\lambda = 632,8 \text{ nm}$  : on note que le milieu solide Nd-YAG est transparent pour ce rayonnement, ce qui évite d'avoir trop de perte d'intensité pour le faisceau guide.

## 2.2 OPTIMISATION DE L'ÉNERGIE DÉLIVRÉE

### 2.2.1 • MODE RELAXÉ DE FONCTIONNEMENT

On souhaite dans cette section déterminer le profil temporel de l'impulsion LASER. Pour cela, on dirige le faisceau vers un calorimètre, ainsi qu'un photomultiplicateur connecté à un oscilloscope. Le fonctionnement du photomultiplicateur repose sur la détection de la collision d'un photon sur une photo-cathode. Une différence de potentiel entre les photo-cathodes accélère les électrons arrachés et crée un effet d'avalanche de libération d'électrons libres dans le milieu. Il y a production d'un courant électrique mesurable, que l'on sait relier au nombre de photons incidents (cf. Figure 18a)

On commence tout d'abord par étudier les propriétés du rayonnement émis par la lampe Flash en l'absence de laser, afin de connaître son influence en présence du laser : la largeur de l'impulsion est de l'ordre de  $\Delta T = 150 \mu s$ , et correspond à la large bosse observée sur la figure 18b. En présence du laser, à la bosse due à la lampe flash se superpose une décharge principale dont la valeur numérique est 20 mV, et de largeur à mi hauteur 150 ns. A cette décharge principale se succèdent un certain nombre de décharges secondaires, d'intensité notablement plus faible, de l'ordre du mV.

La décharge principale a donc lieu alors que la lampe flash fournit encore de l'énergie au milieu. Le milieu Nd-YAG fournissant 100 mJ en énergie durant une décharge, la puissance disponible en sortie est :

$$P = \frac{E}{\Delta T} = \frac{100 \text{ mJ}}{150 \mu s} = 6.7 \cdot 10^{-1} \text{ kW} \quad (16)$$

En considérant une extension spatiale de la section du faisceau de l'ordre de  $1 \text{ cm}^2$ , on en déduit l'intensité fournie par la LASER :

$$I = 67 \text{ kW.cm}^{-2} \quad (17)$$

Il est possible cependant possible d'optimiser cette décharge principale en la retardant.

### 2.2.2 • PASSAGE AU MODE DÉCLENCHÉ

La **cellule de Pockles** - encore appelée Q-switch - est le système décrit sur la Figure 19. Elle est constituée d'un cube polariseur, suivi d'une lame quart d'onde, aussi appelée lame  $\lambda/4$ , et d'un cristal dont les propriétés de biréfringence dépendent de l'état de tension qui lui est appliqué. Plus exactement, le cristal se comporte en régime de haute tension comme une lame

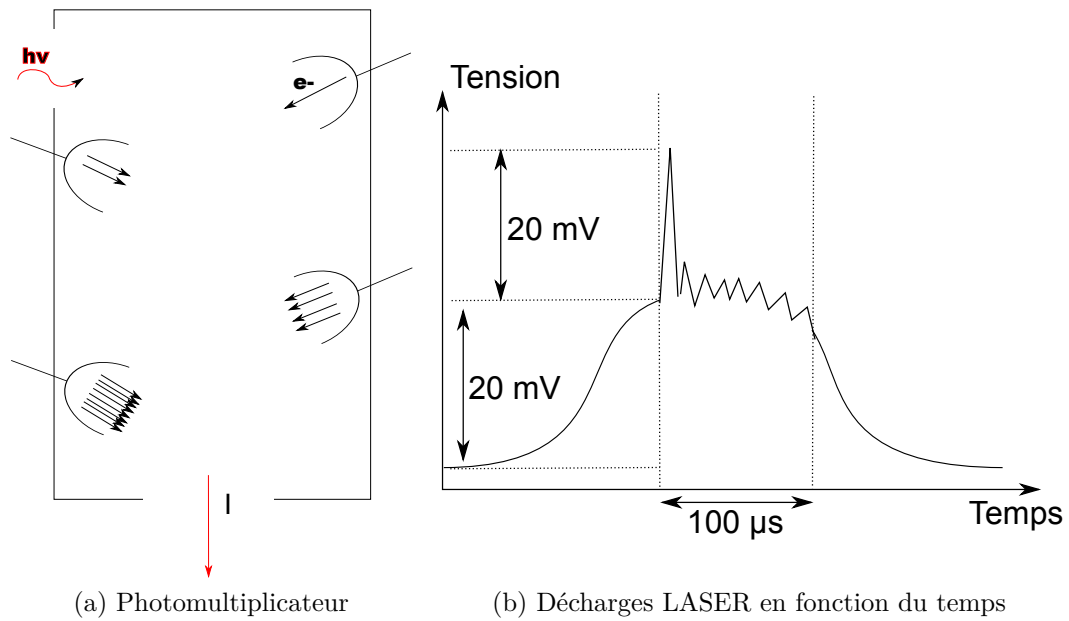


FIGURE 18 – Analyse des décharges LASER

$\lambda/4$ . En l'absence de tension, il reste transparent au rayonnement électromagnétique. Comme le montre la Figure 19, cette configuration permet alors au dispositif d'éviter les réflexions dans la cavité, tandis qu'il devient transparent au rayonnement en haute tension.

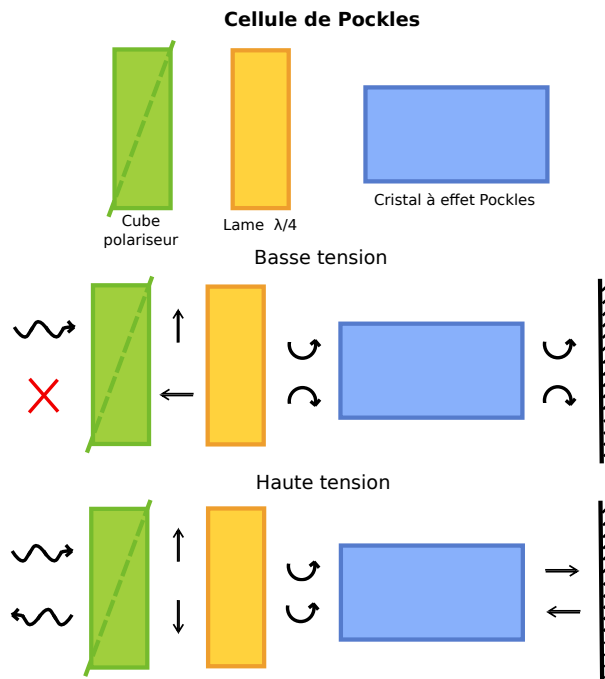


FIGURE 19 – Cellule de Pockles

On comprend donc que le réglage du délai de déclenchement de la cellule de Pockles permet

que la décharge soit effectuée lorsque les gains du milieu amplificateur grâce à la lampe Flash dépassent les pertes de la cavité : l'inversion de population est dans ce cas optimisée. Le tableau 20 montre l'étude expérimentale de l'influence du délai du Q-switch sur la valeur de la décharge principale du laser. On en déduit la valeur optimale du délai, c'est à dire celle permettant une décharge principale de valeur maximale. On maintiendra ce réglage durant tout le temps des expériences. Il faut remarquer que le mode actuel pour le délai optimal est bien plus retardée qu'en régime normal : il pourrait s'agir d'une défaillance du laser, ou bien encore d'un problème d'électronique.

Délai cellule de Pockels ( $\mu s$ )	-25	0	25	60	90	100	110	120	130	150	175	200
Amplitude décharge (mV)	5	10	20	45	55	65	75	70	65	55	40	30

TABLE 1 – Amplitude de la décharge principal du laser en fonction de l'instant de déclenchement de la cellule de Pockles (délai initial sur la cellule prise comme référence des temps)

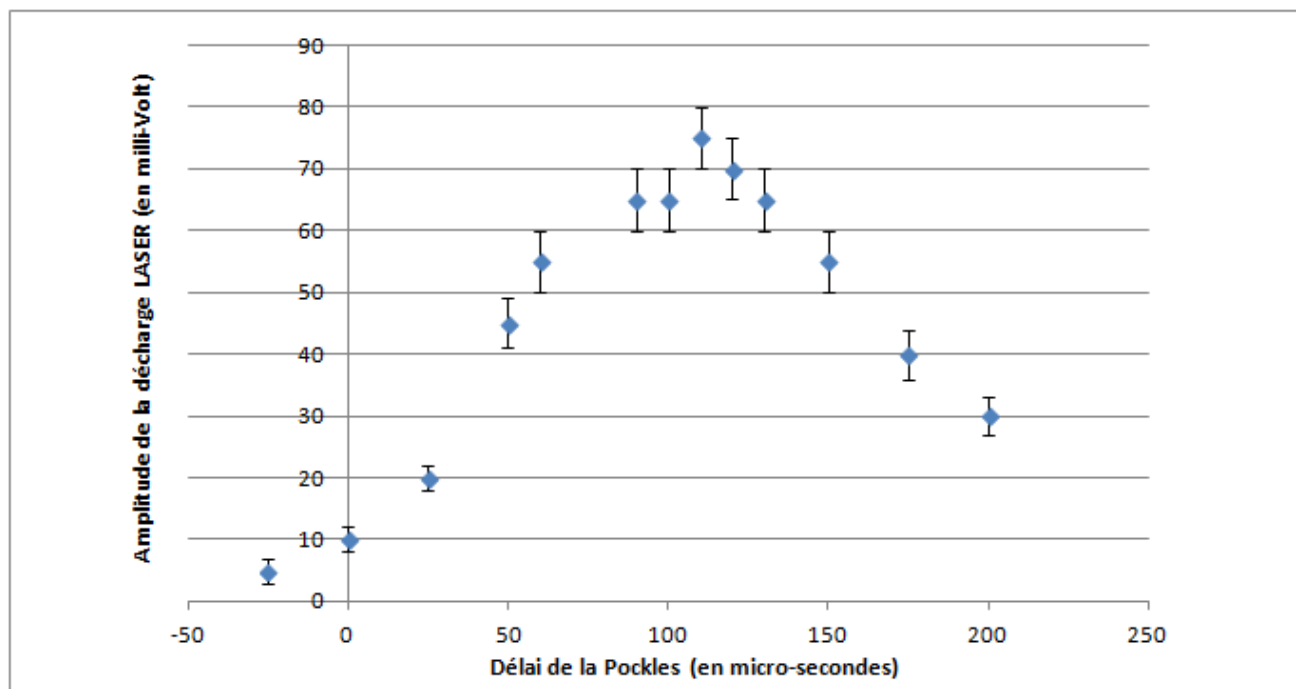


FIGURE 20 – Influence du délai de la cellule de Pockles sur l'amplitude de décharge

Afin d'optimiser la décharge, il est également nécessaire de veiller au bon alignement de la cellule de Pockles sur le banc optique : la détermination de cet alignement optimal est réalisé en pratique grâce à l'écoute du claquage du LASER sur une cible. L'étude à l'oscilloscope de l'impulsion détectée par le photomultiplicateur montre que celle-ci s'effectue en mode déclenchée sur un durée de 20 ns. On note que le profil temporel est constitué d'un pic principal sur lequel se superpose de faibles modulations de l'ordre quelques nanosecondes : ces modulations correspondent en fait à des aller-retours supplémentaires de l'onde dans la cavité.

Afin d'exprimer l'intensité maximale que peut délivrer le système, on focalise le faisceau émergent parallèle à l'aide d'une lentille de très courte focale. Le calcul de l'intensité au point focal focalisation dans le cadre de l'optique gaussienne, via la formule :

$$w = \frac{4 \lambda f}{\pi D} \tag{18}$$

Ici,  $\lambda = 1064 \text{ nm}$  est la longueur d'onde du LASER,  $f = 10 \text{ cm}$  est la distance focale de la lentille,  $D$  l'étalement spatiale du faisceau avant de rencontrer la lentille (on le suppose toujours de l'ordre du cm). Enfin,  $w$ , appelé généralement *waist* correspond au diamètre minimal du faisceau au point de focalisation, comme représenté sur la figure 7. On obtient alors numériquement :

$$w = 12 \text{ } \mu\text{m} \tag{19}$$

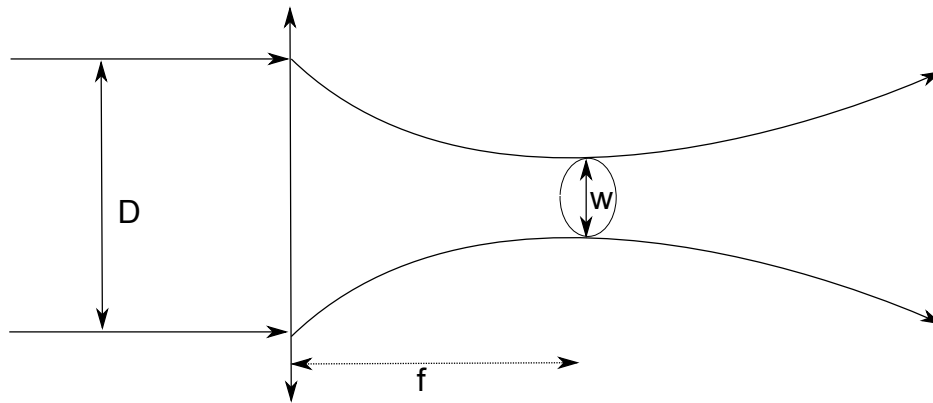


FIGURE 21 – Focalisation d'un faisceau LASER

On est alors capable d'en déduire l'intensité au niveau du point focal en mode déclenché, en notant  $S$  la surface transverse irradiée :

$$I = \frac{P}{S} = \frac{P}{\pi(w/2)^2} = 4,4 \cdot 10^{11} \text{ kW.cm}^{-2} \tag{20}$$

On constate alors expérimentalement le phénomène de claquage de l'air, qui correspond à une ionisation de l'air par le rayonnement laser, accompagné de rayonnement. On sait toutefois que l'énergie de première ionisation d'un élément chimique se situe autour de  $10 \text{ eV}$  ; l'énergie des photons associée au rayonnement laser est quant à elle :

$$E = \frac{hc}{\lambda} = 1.17 \text{ eV} \tag{21}$$

De ce constat on déduit que cette ionisation ne peut être expliquée par un simple phénomène d'absorption. Il s'agit en fait d'une manifestation de l'effet multiphotonique, qui consiste en l'absorption simultanée de plusieurs photons. Ce phénomène est très peu probable, mais il devient réalisable en pratique grâce à des champs électriques suffisamment forts. L'ionisation

du gaz se poursuit ensuite grâce aux collisions des électrons libérés et accélérés par le champ électrique du laser : s'en suit alors un effet avalanche. Ce sont les recombinaisons des électrons avec les ions qui sont responsables de l'émission de la lumière observée.

## 3

# CARACTÉRISATION DU PLASMA

Cette section est consacrée à l'étude des caractéristiques du plasma : on souhaite ainsi évaluer sa température, sa densité, sa forme, son degré d'ionisation, etc. Le premier paragraphe décrivant l'imagerie du plasma présente aussi le dispositif expérimental dans lequel se déroulent toutes les expériences d'étude du plasma.

### 3.1 IMAGERIE DU PLASMA

On souhaite pouvoir imager le plasma tout en tenant compte des différentes contraintes temporelles : impulsions laser de l'ordre de 20 ns, toutes les secondes. Afin d'être en mesure d'obtenir des images satisfaisantes, on utilise un dispositif expérimental appelé **montage pompe-sonde**, représenté sur la figure 22.

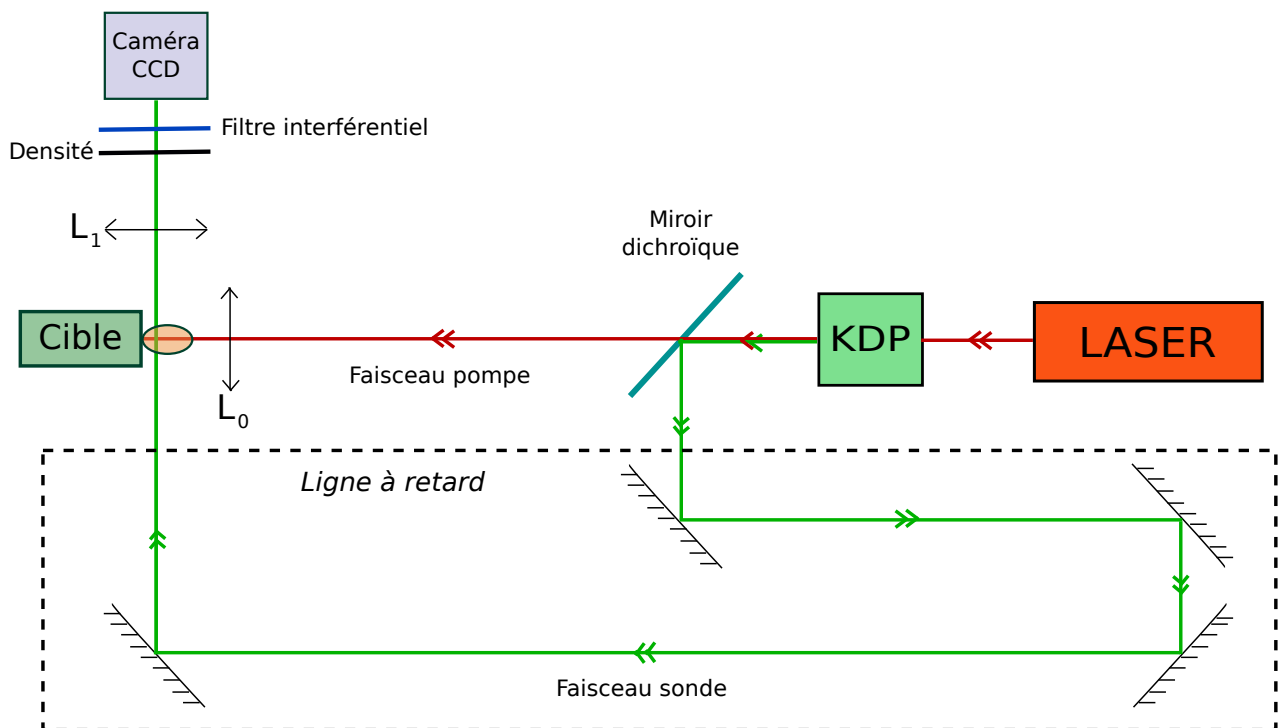


FIGURE 22 – Montage pompe-sonde

Le montage pompe-sonde consiste tout d'abord à diriger le faisceau laser sur un cristal de KDP dédoubleur de fréquence. Deux faisceaux émergent donc du cristal, l'un de longueur d'onde  $\lambda = 1064 \text{ nm}$ , l'autre de longueur d'onde  $\lambda/2 = 532 \text{ nm}$ . Il s'agit donc d'un rayonnement visible de couleur verte. Un miroir dichroïque permet de séparer les deux faisceaux. Le faisceau



primaire n'est pas dévié et viendra frapper la cible après avoir été focalisé grâce à une lentille de courte focale (10 cm) : il s'agit du faisceau pompe. Le second est réfléchi sur le miroir et suit un trajet plus long grâce à un système de miroirs : il s'agit du faisceau sonde. L'utilisation d'une ligne de retard permet en fait d'observer les différentes phases de la vie du plasma, en retardant peu à peu le délai d'arrivée entre le faisceau pompe et le faisceau sonde. On notera qu'il faut veiller au bon alignement du miroir dichroïque pour améliorer l'intensité transmise, ainsi qu'à l'orientation du cristal de KDP.

Comme son nom l'indique, le faisceau sonde permet de sonder le plasma créé au niveau de la cible. En fait, le recours au dédoublement de fréquence permet de ne pas devoir utiliser une caméra particulière (à infrarouge) et permet d'éloigner la fréquence du rayonnement (associée à la longueur d'onde  $\lambda = 1064 \text{ nm}$ ) de la fréquence plasma du milieu qui est une pulsation de coupure passe-haut pour les ondes électromagnétiques :

$$\omega_p = \sqrt{\frac{n_e e^2}{m_e \epsilon_0}} \quad (22)$$

$n_e$ ,  $m_e$  et  $e$  sont respectivement la densité d'électrons libre du plasma, la masse et la charge de l'électron,  $\epsilon_0$  est la permittivité du vide. Il sera intéressant de calculer cette fréquence lorsque l'on aura accès aux paramètres du plasma. La valeur de  $\omega_p$  est en fait déterminée en fin de rapport à l'issue des diverses expériences. En effet, pour une onde incidente inférieure à cette fréquence, le plasma est un milieu optiquement opaque : seules des ondes évanescentes peuvent s'y développer.

L'image du plasma est réalisée grâce à une lentille de façon à obtenir un grossissement suffisant (de l'ordre de 4), et l'utilisation d'un objet connu comme une mine de critérium fournit alors un étalon de longueur pour les mesures. L'image est collectée par une caméra CCD : l'utilisation d'un filtre interférentiel est nécessaire pour sélectionner une raie du spectre, améliorer la netteté de l'image et limiter l'intensité du rayonnement perçu par le dispositif d'enregistrement vidéo. Des densités placées au niveau de la caméra CCD permettent également de limiter l'éblouissement. La principale difficulté dans la réalisation de ce montage réside dans l'alignement des deux faisceaux lasers séparés, qui doivent se croiser au mieux au niveau de la cible pour obtenir une netteté maximale.

Les observations montrent que le plasma prend la forme d'une plume, symétrique par rapport à l'axe de révolution du laser, en expansion durant les premiers instants : les photos 23 montrent divers moments de la vie du plasma. En particulier, la photo 24 montre une prise de vue d'un claquage dans l'air. Concernant la forme du plasma, les résultats font apparaître une longueur fortement variable tandis que le diamètre reste relativement constant pour un délai fixé : il est préférable de choisir cette grandeur comme taille caractéristique du plasma.

La Figure 25 résume les valeurs du diamètre du plasma pour différentes valeurs du délai. Par régression, ces résultats permettent d'en déduire une valeur approchée de la vitesse de propagation des ondes acoustiques dans le milieu :

$$c_s = 14400 \text{ m/s} \quad (23)$$

Modélisons le plasma comme un simple fluide à une dimension (selon l'axe du laser) régit par les équations de l'hydrodynamique, quasi-neutre ( $Z^* n_i = n_e = Z^* n$ ), où les électrons sont

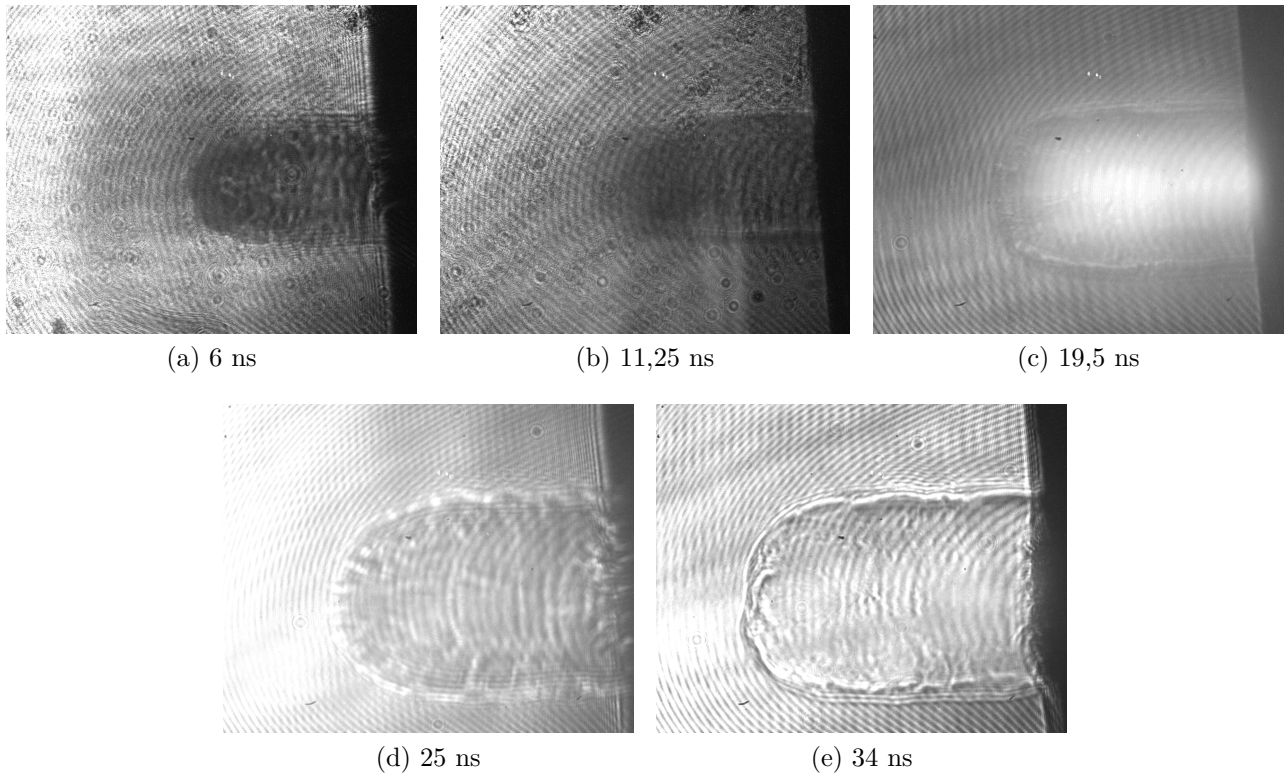


FIGURE 23 – Evolution du plasma à différents instants (instant de référence : impact du faisceau pompe)

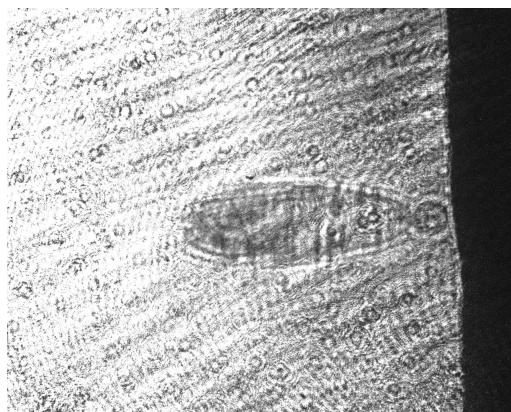


FIGURE 24 – Imagerie d'un claquage dans l'air

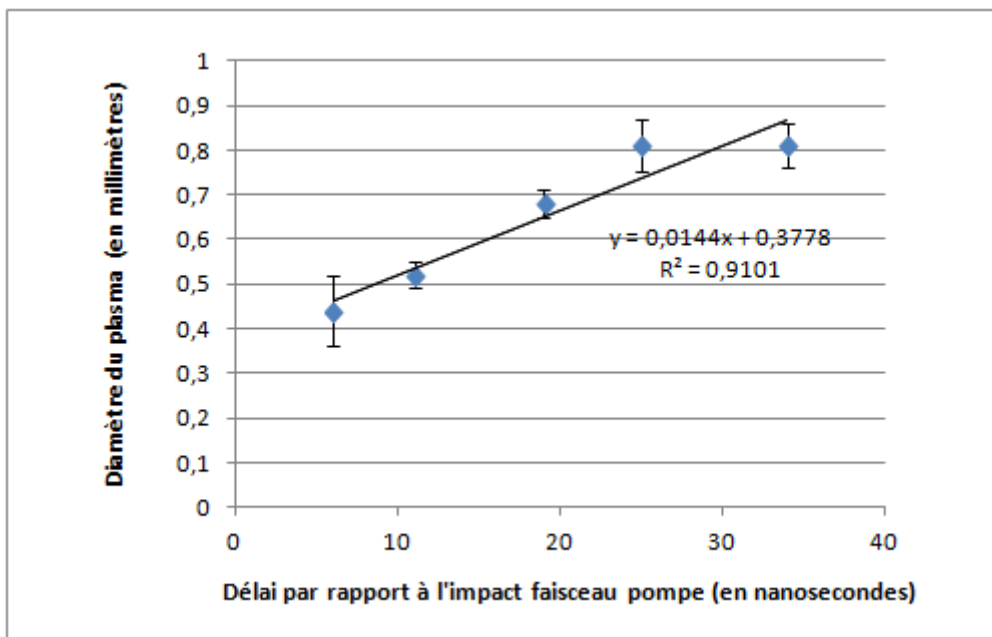


FIGURE 25 – Évolution du diamètre du plasma avec le temps (l'impact du laser pompe est prise comme référence des temps)

à chaque instant en équilibre thermodynamique par rapport au reste du milieu (leur mobilité leur permet d'avoir des temps de relaxation beaucoup plus rapides que les ions). On obtient alors les équations suivantes :

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(nv_i) = 0 \tag{24}$$

$$m_i n \left( \frac{\partial v_i}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} \right) = Z^* e n E \tag{25}$$

$$\frac{\partial n}{\partial x} = - \frac{e n E}{k_B T_e} \tag{26}$$

où  $n$  et  $v_i$  représentent la densité volumique et la vitesse des ions. En considérant les modes principaux d'apparition de la dynamique décrite par ces équations, c'est à dire en cherchant des solutions sous forme perturbative :

$$v_i = v_1 \tag{27}$$

$$n = n_0 + n_1 \quad (n_1 \ll n_0) \tag{28}$$

avec  $n_0$  solution uniforme en temps et en espace, valable en régime stationnaire, on obtient au premier ordre :

$$\frac{\partial n_1}{\partial t} + n_0 \frac{\partial v_1}{\partial x} = 0 \tag{29}$$

$$m_i n_0 \frac{\partial n_1}{\partial t} = Z^* e n_0 E \tag{30}$$

$$\frac{\partial n_1}{\partial x} = - \frac{e n_0 E}{k_B T_e} \tag{31}$$

On en déduit alors par combinaison une équation de propagation d'ondes acoustiques (onde de densité) dans le milieu :

$$\frac{\partial^2 n_1}{\partial t^2} - \frac{Z^* k_B T_e}{m_i} \frac{\partial^2 n_1}{\partial x^2} = 0 \quad (32)$$

Il est donc possible de relier la vitesse de propagation d'onde acoustique à d'autres paramètres du plasma :

$$c_s = \sqrt{\frac{Z^* k_B T_e}{A m_d}} \quad (33)$$

Dans cette relation,  $Z^*$  représente le degré d'ionisation du plasma (c'est en fait un nombre moyen donc pas nécessairement entier),  $k_B$  est la constante de Boltzmann,  $T$  est la température électronique,  $A$  est le nombre de masse de l'ion considéré, et enfin  $m_p$  est la masse du proton. On obtient alors  $Z^* k_B T = 24 \text{ eV}$ . Il est alors possible d'étudier les valeurs de  $Z^*$  associée aux valeurs de  $k_b T$  satisfaisant cette égalité. On souhaite choisir la valeur du couple  $(Z^*, k_B T)$  la plus raisonnable. Le tableau 2 recueille ces différentes valeurs et on en déduit le couple le plus probable :

Valeur de $Z^*$	0,5	1	1,5	2	2,5	3
Energie thermique ( $k_b T$ , en eV)	48	24	16	12	9.6	8

TABLE 2 – Discussion de la valeur la plus probable du couple  $(Z^*, k_B T)$

On sait que l'ionisation du carbone (dont l'énergie de première ionisation est  $E_1 = 11,2 \text{ eV}$ , la seconde  $E_2 = 24,4 \text{ eV} \simeq 2E_1$ , les suivantes étant trop lointaines pour être probables) ne peut être du qu'à l'effet multiphotonique en raison des paramètres du LASER. Or, l'énergie restante des photons incidents est transférée en énergie cinétique de l'électron. Cette énergie ne doit pas être trop importante, en raison du fait que ces phénomènes multiphotoniques restent relativement peu probables : moins ils mettent de photons en jeu plus ils sont probables. Plus exactement, l'énergie des  $n$  photons incidents s'écrit :

$$E_{total} = n\hbar\omega = E_{ionisation} + E_{cinétique} = Z^* E_1 + \frac{3}{2} \frac{Z^* k_B T_e}{Z^*} \quad (34)$$

On souhaite donc minimiser ce nombre  $n$  de photon par rapport à  $Z^*$ , avec  $E = Z^* k_B T_e = 24 \text{ eV}$  fixé par nos mesures. En minimisant cette quantité, on en déduit qu'une valeur raisonnable pour  $Z$  à la lecture du tableau et des valeurs des énergies d'ionisation est :

$$Z^* = 1.8 \quad (35)$$

$$T = 1,5 \times 10^5 \text{ K} \quad (36)$$

Par ailleurs, la visualisation du plasma fait ressortir des inhomogénéités importantes sur le volume du milieu, conséquence de la dynamique du système. En particulier, on constate que les bords du plasma sont plus sombres que la partie intérieure : la figure 26 illustre deux explications plausibles de ce phénomènes, certainement complémentaires. Tout d'abord, le phénomène de réfraction engendre des déviations beaucoup plus importantes aux bords qu'au niveau du centre

du tube. Par ailleurs, en raison de l'expansion du plasma, une onde de choc se situe à la périphérie du plasma et comprime le milieu : le milieu étant plus dense, donc plus opaque, et les rayons du bord traversant de plus grande régions denses, l'onde transmise est plus fortement amortie qu'autre part.

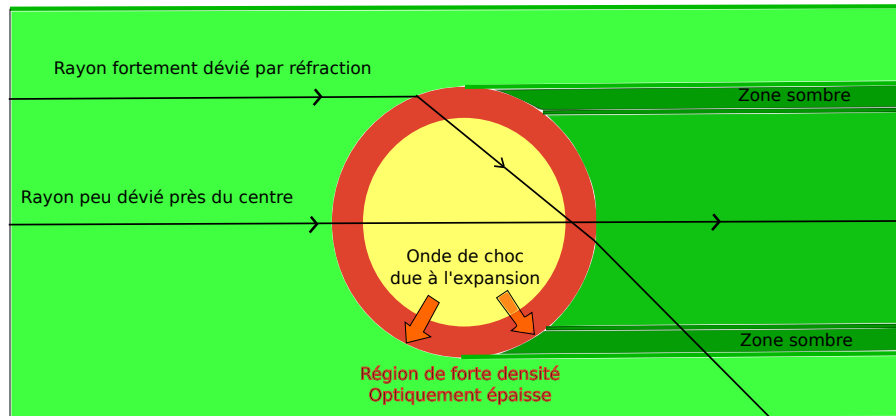


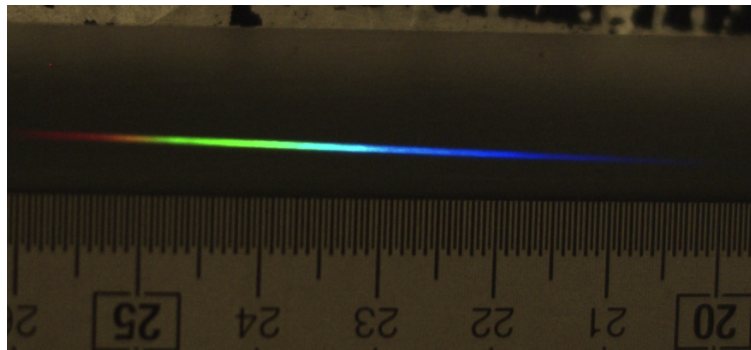
FIGURE 26 – Zones sombres périphériques

Pour résumer, lors de l'impact du faisceau laser sur la cible, une plume de plasma se forme à la périphérie du matériaux : les dimensions de cette plume de plasma évoluent très vite avec le temps. On peut attribuer ces observations au comportement suivant : lors de l'irradiation laser, l'énergie absorbée par le milieu produit une vaporisation d'une zone de la cible. Une partie de l'énergie du faisceau est transmise aux électrons qui sont accélérés et donc susceptibles d'ioniser d'autres atomes de la vapeur : s'ensuit ainsi un phénomène d'avalanche qui permet la formation d'un plasma. Une onde de choc se développe, permettant l'expansion du plasma dans l'atmosphère, jusqu'à ce que cette expansion soit freinée par l'air. Cette vaporisation du milieu cible sous l'effet du laser trouve d'importantes applications dans l'industrie, principalement dans les techniques d'ablation laser pour le traitement des matériaux.

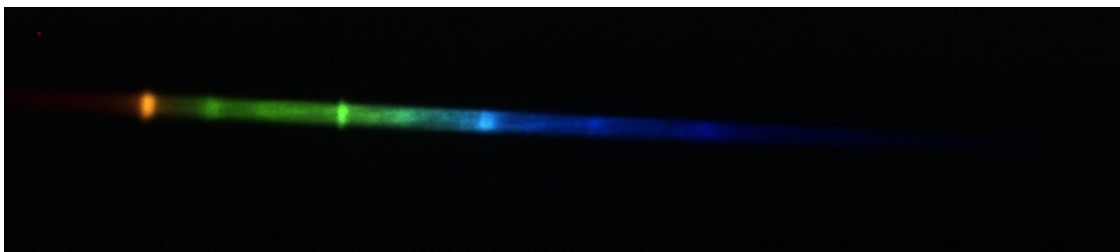
## 3.2 SPECTROSCOPIE

Le montage expérimental est relativement simple : le rayonnement du plasma est envoyé à l'infini par une lentille convergente et un système de guidage avec plusieurs miroirs permet de transmettre le rayonnement dans les fentes des spectromètres situés dans l'autre salle. L'utilisation de plusieurs miroirs permet de disposer de plus de degrés de liberté et de faciliter le guidage, en particulier en cas de modification légère à réaliser durant l'expérience. Les difficultés proviennent alors d'un alignement suffisamment bon pour conserver une intensité lumineuse correcte.

L'étude du spectre d'absorption du graphite se révèle peu bénéfique puisque celui-ci se présente comme approximativement continu. Seules quelques zones semblent légèrement plus marquées que d'autres, comme le montrent les photos (figure 27) réalisées sur le spectroscope à bi-prisme.



(a) Plasma de graphite



(b) Plasma de sel

FIGURE 27 – Spectres de plasmas avec montage bi-prisme

Ce spectre relativement continu peut être attribué à des transitions libre-libre des électrons libres dans le plasma, dues à un freinage électromagnétique : il s'agit du phénomène de *Bremstrahlung*, signifiant radiation de décélération.

En revanche, l'étude du spectre du cristal de chlorure de sodium met en évidence de nombreux phénomènes. Il permet en effet de constater la présence d'un rayonnement de raie caractéristique d'une recombinaison ion-électron. Tout d'abord, la présence du doublet du sodium apparaît bien comme la signature de cette espèce, comme le montre la photo 28 réalisée grâce au spectromètre à réseau.

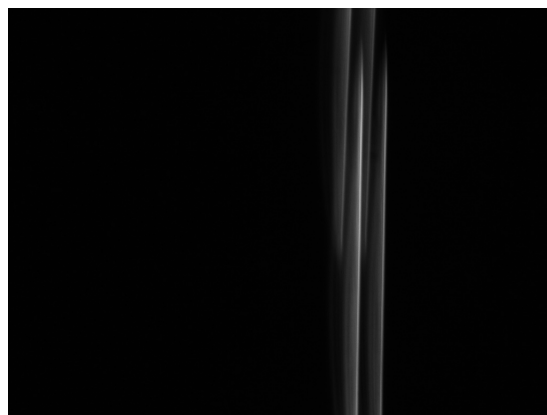


FIGURE 28 – Doublet jaune du sodium

Par ailleurs, on constate un élargissement important des raies d'émission. Deux hypothèses peuvent être soulevées quant à son origine :

- étalement **Doppler** : l'effet Doppler consiste en le décalage de fréquence d'un émetteur qui se déplace suivant un récepteur. Ici, la distribution observée, peut être attribuée à l'agitation thermique des ions émetteurs. La largeur de la raie donne accès à une estimation de la température si l'on suppose que les vitesses suivent une distribution maxwellienne. Dans ce cas, la distribution de probabilité pour le module de la température suit une loi :

$$P(\mathbf{v}) \propto \exp\left(-\frac{m_i \mathbf{v}^2}{2k_b T_i}\right) \quad (37)$$

$T_i$  et  $m_i = 38.10^{-27} \text{ kg}$  étant respectivement la température et la masse des ions du plasma. Pour un déplacement de vitesse de composante  $v_z$  selon l'axe entre la cible et l'observateur, le décalage en longueur d'onde s'écrit :

$$\lambda' = \lambda(1 + v_z/c) \quad (38)$$

en tenant compte du fait que les ions sont non relativistes (hypothèse à vérifier a posteriori). On en déduit la largeur de la distribution en fréquences :

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda}{c} \sqrt{\frac{k_b T_i}{m_i}} \quad (39)$$

En supposant que l'effet Doppler est la contribution dominante à cette largeur de raie, et en utilisant la courbe en intensité issue de la photo, on en déduit  $\Delta\lambda \simeq 0,1 \text{ nm}$ , puis :

$$T \simeq 10^7 \text{ K} \quad (40)$$

ce qui est une valeur évidemment beaucoup trop élevée en vue du résultat de la partie précédente concernant T. L'effet Doppler n'est donc pas le seul phénomène qui contribue à cet élargissement.

- effet **Stark** : décalage des états d'énergie sous l'effet d'un champs électrique : ce décalage dépend de la valeur du champ, électrique qui n'est pas homogène sur le plasma, et permettrait donc d'expliquer cette étalement spectral.
- l'élargissement par **collisions** : en raison des nombreuses collisions que subissent les atomes du plasma, la durée de vie de certains états excités est plus courte que leur durée de vie naturelle. Cette durée de vie naturelle est liée à la largeur naturelle de la raie pour un atome en interaction avec le champ électromagnétique seulement). Ainsi, lorsque l'atome subit des collisions fréquentes, il en résulte un profil d'élargissement spectral de type Lorentzien.

L'étude du spectre du plasma au spectromètre à réseau met en évidence un autre phénomène visible sur la photo 28 : il s'agit du phénomène de réabsorption au sein du plasma. En effet, il s'agit là de la superposition d'une figure d'absorption sur une raie d'émission : les zones les plus froides du plasma sont plus susceptibles d'absorber le rayonnement issu des régions chaudes, plus ionisées. Par ailleurs, ces zone étant moins chaudes, l'étalement Doppler d'absorption est

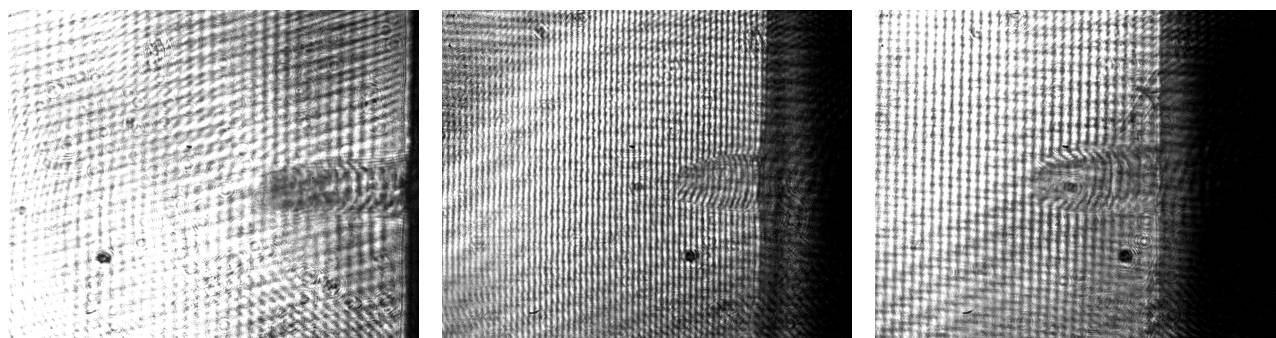
plus piqué autour de la transition atomique au repos. De même, l'effet Stark y est moins intense puisque le champ électrique est moins fort dans les zones de densité électrique plus faible (moins d'ions et d'électrons libres). Enfin et surtout, les collisions y sont moins fréquentes puisque l'agitation thermique y est moins forte : ceci explique la rémanence de pics à la périphérie des bandes.

Une façon intéressante d'étudier ce phénomène aurait été de modifier la direction d'observation à travers le plasma de façon à étudier l'influence de la configuration sur la réabsorption. Nous avons malheureusement manqué de temps pour mettre en oeuvre ce protocole.

### 3.3 INTERFÉROMÉTRIE

Pour étudier la densité du plasma généré par LASER, nous avons utilisé la technique d'interférométrie comme pour le jet de gaz dans le vide. Le dispositif expérimental est le même si ce n'est que nous utilisons le LASER lui-même pour former les franges d'interférences.

Comme pour l'imagerie nous avons utilisé un cristal doubleur KDP qui convertit une partie du faisceau vers une fréquence double. Un miroir dichroïque sépare ces deux fréquences, un premier reste à la longueur d'onde  $\lambda = 1064 \text{ nm}$  et un second rayon est réfléchi avec une fréquence double et donc un  $\lambda = 532 \text{ nm}$  qui correspond à un rayon vert. Ce faisceau LASER vert sert de pompe et passe ensuite dans le Mach-Zehnder dont l'une des branches contient le plasma. Afin de pouvoir faire varier le décalage temporel, nous avons utilisé une ligne en retard et fait varier la longueur de trajet du faisceau.



(a) Plasma de graphite après 13 ns      (b) Plasma de sel après 24 ns      (c) Plasma de papier après 24 ns

FIGURE 29 – Figures d'interférence du plasma

En reprenant l'écriture du déphasage, et sachant que pour le sel à 24 ns, le déphasage est d'environ  $\pi$ , et que la taille caractéristique du plasma est de  $D = 0,7 \text{ mm}$ .

$$\Delta\Phi = \frac{2\pi}{\lambda} \int (n_{\text{plasma}} - 1) dr \tag{41}$$

Or :

$$n_{\text{plasma}} = \sqrt{1 + \frac{\omega_p^2}{\omega^2}} \tag{42}$$



$$n_{plasma} = 1 + \frac{n_e}{n_c} \quad (43)$$

$$\Delta\Phi = \frac{2\pi \langle n_e \rangle L}{\lambda n_c} \quad (44)$$

Finalement on obtient :

$$\langle n_e \rangle = \frac{n_c \lambda}{2\pi D} \Delta\Phi = 1,8 \times 10^{24} \text{ m}^{-3} \quad (45)$$

Disposant maintenant d'une valeur moyenne de la densité du plasma, nous sommes en mesure de calculer son volume total grâce aux résultats de l'imagerie, et d'en déduire son énergie totale suivant :

$$E_{particule} \sim \frac{3}{2} k_b T \quad (46)$$

$$E_{plasma} \simeq \langle n_e \rangle V E_{particule} = \langle n_e \rangle l \pi \left(\frac{D}{2}\right)^2 \frac{3}{2} k_b T = 3,45 \text{ mJ} \quad (47)$$

$l$  étant la longueur du plasma et  $D$  son diamètre déterminés plus haut. En comparant avec l'énergie du laser ( $E_{laser} = 100 \text{ mJ}$ ), on en déduit que ce résultat est cohérent. L'énergie du plasma est bien plus faible que celle du LASER avec une part importante de perte. On notera cependant qu'une partie notable de l'énergie permet la transition de phase de la partie vaporisée de la cible, une autre partie est quant à elle diffusée dans le reste du milieu.

Enfin, on obtient également une estimation de la pulsation plasma du milieu :

$$\omega_p = \sqrt{\frac{\langle n_e \rangle e^2}{m_e \epsilon_0}} = 5,6 \times 10^{13} \text{ rad.s}^{-1} \quad (48)$$

## 4

# OUVERTURE : CONFINEMENT INERTIEL D'UN PLASMA

La production d'énergie par fusion thermonucléaire contrôlée fait aujourd'hui l'objet de vastes programmes de recherches. Elle apparaît en fait comme une potentielle solution au problème de l'énergie disponible sur le long terme, ainsi qu'à l'augmentation de la consommation énergétique. Cette méthode repose sur la recombinaison de deux noyaux légers en un noyau plus lourd et très stable, permettant ainsi la libération d'une forte énergie.

On considère ci dessous un combustible de deutérium-tritium, principaux candidats au développement de cette énergie, qu'il faut confiner sous forme de plasma dans des gammes de densité et de température élevées. Les procédés de confinement utilisant des lasers sont appelés techniques de **confinement inertiel**.

### 4.1 ATTAQUE DIRECTE

Dans la méthode par **attaque directe** du combustible, des faisceaux lasers convergents viennent frapper la cible sphérique sur une coquille extérieure en matériau lourd (figure 30). Celle-ci, portée à une température très élevée, s'évapore à grande vitesse dans le vide extérieur : ce processus d'ablation produit par effet de réaction une forte poussée sur l'intérieur de la cible et déclenche une onde de choc convergente. C'est cet aspect du mécanisme qui explique le nom de confinement inertiel qui lui est donné. La capsule de combustible est conçue telle que son centre soit constituée de DT gazeux, moins dense que la périphérie composée entre autre de DT liquide. La création d'un point chaud au centre, moins dense, permet alors le déclenchement de la réaction thermonucléaire (**ignition**) qui se propage au reste du combustible.

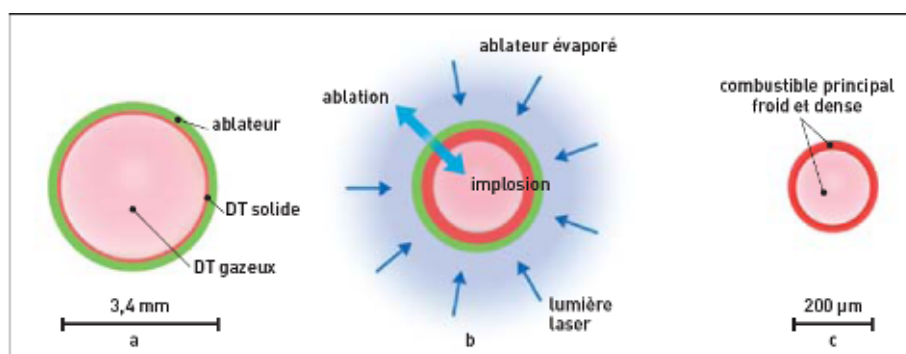


FIGURE 30 – Attaque directe

Il est cependant très difficile de lutter contre les instabilités du plasma. En particulier, le système est ainsi constitué d'une superposition d'un plasma plus dense à l'extérieur, contraint

par la pression radiative des faisceaux lasers, et d'une phase moins dense interne. Ce type de configuration entraîne des instabilités de type Rayleigh-Bénard : associées traditionnellement à la superposition de deux fluides dans le champ de pesanteur, celui du dessus étant plus dense ; la dynamique résulte alors du conflit entre la poussée d'Archimède et la pesanteur. Par ailleurs, les faisceaux incidents ne respectant une parfaite symétrie sphérique, un déséquilibre radiatif peut aussi être responsable de l'apparition d'instabilités. Des échanges d'énergie entre les différents faisceaux peuvent également intervenir, rompant à leur tour la symétrie sphérique.

## 4.2 ATTAQUE INDIRECTE

On peut utiliser une autre méthode, dite **attaque indirecte**, où les faisceaux primaires viennent frapper et chauffer les parois d'une enceinte enfermant le combustible. Au LULI, cette capsule était en or car ce matériau possède une bonne inertie thermique. Celle-ci émet à son tour des rayons X qui viennent irradier la cible. L'attaque est alors beaucoup plus symétrique, mais la technique entraîne plus de perte d'énergie. Les progrès dans ces deux domaines ont été très importants et permettent aujourd'hui de penser la domestication de l'énergie issue de la fusion thermonucléaire comme potentiellement réaliste.

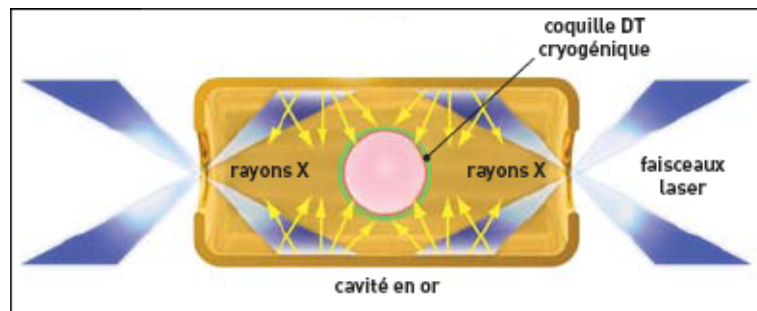


FIGURE 31 – Attaque indirecte

## CONCLUSION

---

Cette série d'expériences réalisées en MODAL a permis de mettre en évidence certains phénomènes importants en physique des plasmas, telles que les phénomènes d'absorption et d'émission électromagnétiques, ou bien encore les inhomogénéités de densité du milieu dues au profil complexe de température. Les méthodes permettant de caractériser ces phénomènes se sont principalement appuyées sur des dispositifs optiques : elles ont permis d'aborder un champ riche et important de la physique moderne en s'appuyant sur la description de mécanismes relativement élémentaires et leur étude via des protocoles expérimentaux assez simples.

La principale difficulté des travaux a été tout d'abord la mise en œuvre expérimentale de ces protocoles. En effet celle-ci peut s'avérer extrêmement difficile même pour des montages simples sur le papier. Ces difficultés rencontrées ont ainsi permis d'aborder sous un nouveau jour la physique expérimentale, en étant encouragés à faire preuve de plus d'initiative et de concertation sur les résultats obtenus, que ce soit pour les analyser ou pour rechercher l'origine d'un problème technique. Nous avons ainsi été amenés à nous familiariser avec des techniques de diagnostic qui sont couramment utilisées par les chercheurs, bien que ce soit dans des conditions ou à des échelles parfois extrêmement différentes.

En effet la physique des plasmas concentre aujourd'hui d'importants moyens de recherche développés, comme nous avons pu le constater sur l'exemple très important bien qu'à ce jour relativement irréaliste de la fusion thermonucléaire contrôlée via le confinement inertiel par LASER. D'autres techniques apparaissent aujourd'hui qui fournissent des résultats encourageant dans ce domaine : il s'agit du confinement magnétique de plasma dans les grands Tokamaks, où les particules sont contraintes de rester dans un tore au moyen d'un champ toroïdal et d'un champ poloïdal. Il s'agit principalement d'éviter le contact du plasma très chaud avec les parois froides du dispositif de confinement.

On a également pu constater que la détermination de certaines caractéristiques du plasma via l'introduction de modèles simples (modèle cinétique du gaz parfait par exemple), permet d'obtenir des ordres de grandeur tout à fait raisonnables, sans pour autant entrer dans des développements théoriques complexes. Ce type de discussion, qui s'appuie sur l'intuition du phénomène prépondérant dans la dynamique du système, nous a semblé particulièrement fécond pour appuyer - ou bien mettre de côté - ces considérations théoriques.

Nous souhaitons enfin remercier vivement Charles Ehrlacher et Serena Bastiani dont la pédagogie et la patience ont permis d'animer ces séances marquées par la curiosité et la bonne humeur.