

RÉPUBLIQUE ALGÉRIENNE DÉMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTÈRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPÉRIEUR
ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

THÈSE

Présentée à :

UNIVERSITÉ ABOU BEKR BELKAÏD - TLEMCCEN
FACULTÉ DES SCIENCES - DÉPARTEMENT DE PHYSIQUE

Pour l'obtention du diplôme de :

DOCTORAT EN SCIENCES

Spécialité : Physique des plasmas et gaz ionisés

Par :

M^{me} BOUDAUD Fethia

Sur le Thème :

**Diagnostic optique de densité et de température d'un mélange gazeux par
application d'une méthode interférométrique**

Soutenue publiquement le 21 septembre 2015 à Tlemcen devant le jury composé de:

CHERMETTI Ali	Professeur	Université de Tlemcen	Président
LEMERINI Mostefa	Professeur	Université de Tlemcen	Directeur de Thèse
BELASRI Ahmed	Professeur	Université USTMB Oran	Examineur
BABA HAMED Tewfik	Professeur	Université USTMB Oran	Examineur
INAL Mokhtar Kemal	Professeur	Université de Tlemcen	Examineur
LIANI Bachir	Professeur	Université de Tlemcen	Examineur

Laboratoire de Physique Théorique (LPT)
BP 119, 13000 Tlemcen - Algérie

**Diagnostic optique de densité et de température d'un mélange gazeux
par application d'une méthode interférométrique**

Remerciements

Au terme de cette belle expérience qu'est la thèse de doctorat, je tiens tout d'abord à adresser mes plus vifs remerciements au Pr. LEMERINI Mostefa, qui a dirigé ce travail avec beaucoup d'abnégation et de professionnalisme; je suis particulièrement reconnaissante à la confiance qu'il m'a toujours témoignée. J'ai également apprécié sa patience, sa disponibilité et ses conseils avisés; je tiens à lui exprimer ma profonde gratitude de m'avoir fait bénéficier de son expérience scientifique avec des qualités humaines indéniables.

Mr Ali CHERMITTI Professeur à l'Université de Tlemcen, a bien voulu s'intéresser à mes travaux et m'a fait l'honneur de présider le Jury de ma thèse. Je le prie de bien vouloir accepter mes très sincères remerciements.

Monsieur Ahmed BELASRI Professeur à l'U.S.T.M.B. d'Oran, a accepté d'examiner mon travail en qualité de rapporteur externe. Qu'il veuille bien trouver ici l'expression de ma profonde gratitude.

Monsieur Tewfik BABA HAMED Professeur à l'U.S.T.M.B. d'Oran, a bien voulu être rapporteur externe de mes travaux. Je tiens à lui exprimer ma profonde gratitude et l'expression de ma sincère reconnaissance.

J'exprime mes sincères remerciements à Monsieur Bachir LIANI professeur à l'Université de Tlemcen pour l'intérêt qu'il a porté à mon travail et l'honneur qu'il me fait en participant au jury.

J'adresse mes vifs remerciements à Monsieur Mokhtar Kemal INAL professeur à l'Université de Tlemcen, qui a bien voulu examiner mes travaux.

Merci à tous les membres du laboratoire de physique théorique.

Pour terminer ces remerciements, je tiens à remercier ma très chère et adorable mère, qui ne m'a jamais refusé quoi que ce soit, en témoignage de son amour, sa présence et ses sacrifices durant mes études universitaires, mon très cher mari, qui m'a soutenu durant toutes ces années. Ainsi que mes deux petites filles aya basmala, et meriem alae mes frères et ma sœur, ma belle sœur, ma très chère grand mère, et ma belle famille.

Résumé

L'objectif de ce travail consiste à mettre en place un interféromètre de type Mach Zehnder en vue d'un diagnostic optique de la densité d'un gaz neutre. Le gaz étudié est l'azote pur qui est soumis à trois pressions différentes (220, 400 et 760Torr). La décharge appliquée est de type couronne avec deux tensions continues (polarisations positive et négative). On s'intéresse tout particulièrement à la mesure de la variation du chemin optique et donc de l'indice de réfraction qui nous permettra de mettre en évidence la variation de la densité des neutres. Les conditions d'expérience sont :

- un génératrice haute tension (30 kV et un courant variable de 0.54mA à 0.60 mA) pour créer la décharge.
- un faisceau laser He-Ne (0.6328 μ m, 5 mW) qui traverse la décharge.
- une chambre à décharge de distance interélectrodes égale à 5.8 mm.
- une caméra CCD pour la réception des images d'interférence.

Ce diagnostic nous a permis de déterminer de façon quantitative le phénomène de dépopulation des particules neutres au cœur de la décharge. Les résultats obtenus montrent que le taux de dépopulation pour la polarisation positive, varie entre 20% et 60% et pour la polarisation négative entre 30% et 80 %. Nous remarquons clairement que les variations de la densité des neutres sont plus importantes pour la décharge négative que pour la décharge positive, car le volume occupé par la décharge est presque le double pour la polarisation négative que pour la polarisation positive.

Mots clés : interféromètre Mach Zehnder – diagnostic optique – décharge couronne – gaz d'azote – inversion d'Abel – relation Gladstone

Abstract

The objective of this thesis is to develop a Mach Zehnder interferometer to an optical density diagnosis. Applied discharge is of the type corona with two DC voltages (positive and negative polarizations). The studied gas is pure nitrogen which is subjected to three different pressures (220, 400 and 760Torr). We are interested in this work especially for measuring variation of the optical path and thus the refractive index which allows us to highlight the change in neutral density in the landfill. The experimental conditions are:

- a generator with high voltage (30 kV and a variable current 0.54mA with 0.60 mA) to create the discharge
- a laser beam HeNe (0.6328 μ m, 5 mW) which crosses the discharge,
- a room with discharge of distance inter electrode equalizes to 5.8 mm,
- a camera CCD for the reception of the images of interference,

This diagnosis enabled us to determine a quantitative way the phenomenon of depopulation of neutral particles in the heart of the discharge. The results obtained show the rate of depopulation for positive polarization, varies between 20% and 60 % and for negative polarization between 30% and 80 %. We notice clearly that the variations of density are more significant for the negative discharge than for the positive discharge. Indeed, according to the curves obtained the depopulation is almost the double for negative polarization that for positive polarization.

Keys words: Mach Zehnder interferometer – Optical diagnostic – corona discharge – Nitrogen gaseous – Abel inversion – Gladstone relation

المخلص

الغرض من هذه المذكرة هو دراسة جهاز للتداخل ماك زاندار للتشخيص البصري للكثافة . التفريغ الكهربائي المطبق من نوع تفريغ كورونا مع توترين مستمرين (الاستقطاب الإيجابي والسليبي). و الغاز المدروس هو النيتروجين النقي بحيث يخضع لثلاثة ضغوط مختلفة 760،220،400 طور. ونحن مهتمون بصفة خاصة في هذا العمل بقياس التغير في المسار البصري ، وبالتالي في قرينة الإنكسار التي تسمح لنا بتسليط الضوء على التغير في كثافة الجزيئات المحايدة في التفريغ الكهربائي.

الشروط التجريبية هي :

-- شعاع ليزر أحمر (0.6328 ميكرومتر ، 5 ميليواط) الذي يمر عبر التفريغ الكهربائي.

--كاميرا للحصول على صور للتداخل

-- غرفة للتفريغ حيث ان المسافتين اللبوسين تساوي 5.8 مم ،

--المولد عالي الطاقة (30 كيلو فولت وتيار متغير من ميلي أمبير 0.54 الى 0.6 ميلي أمبير) من اجل خلق التفريغ الكهربائي .

وسمح لنا هذا التشخيص بدراسة ظاهرة تفريغ الجزيئات المحايدة بطريقة كمية في هذا التفريغ . النتائج التي تم الحصول عليها تظهر أن نسبة التفريغ للاستقطاب الموجب ، تتراوح ما بين 40 % و 75 % والاستقطاب السليبي بين 50 % و 85 % . نلاحظ بوضوح أن التغيرات في الكثافة أكثر أهمية للاستقطاب السليبي عنه في الإيجابي . وفقا للمنحنيات المحصل عليها للتفريغ فهو تقريبا ضعف بالنسبة للاستقطاب السليبي عنه للاستقطاب الإيجابي .

الكلمات الرئيسية : ماك زاندار- التداخل -- التشخيص البصري -- التفريغ -- غاز النيتروجين -مقلوب ابال -قانون قلا-ستون.

SOMMAIRE

INTRODUCTION GENERALE	10
CHAPITRE I ETUDES BIBLIOGRAPHIQUES	14
I.Optique géométrique	14
I.1 généralités	14
I.2 bases de l'Optique géométrique.....	14
I.2.1. Lois de Snell-Descartes :	15
I.2.1.1. Loi de la réflexion.....	15
I.2.1.2 Loi de la réfraction.....	15
I.2.2. Le principe de Fermat.....	16
I.3. Optique Ondulatoire :	17
I.3.1 Interférence de la lumière :	17
I.3.2. Conditions d'obtention :	18
I.3.3. Dispositifs interférentiels éclairés par une source ponctuelle.....	24
I.3.4. Forme des Franges	26
I.4. diagnostics et applications des interféromètres	27
I.4.1-Introduction	27
I.4.2. les différentes techniques de diagnostics :	27
I.4.2.1.Les diagnostics locaux :	28
I.4.2.2. les diagnostics à distance	30
I.4.2.2.1. La spectroscopie optique	30
I.4.2.2.2. la strioscopie	30
I.4.2.2.3. L'ombroscopie (Shadowgraph)	31
I.4.2.2.4. L'interférométrie.....	32
I.5- généralités sur les interféromètres :	32
I.5.1. principe de fonctionnement des interféromètres	33
I.5.2. Conditions d'interférences	33
I.5.3. Cohérence des sources	34
I.5.4. Les différents interféromètres	34
I.5.4.1. Les interféromètres à deux ondes :	32
I.5.4.2. interféromètre à ondes multiples :	38
I.6 -Applications de l'interférométrie	41
I-6-1-L'interféromètre Twyman- Green	41
I-6-2. l'interféromètre en anneau de Sagnac	42

I-6-3-Application des franges d'égalé inclinaison ou anneaux d'Haidinger	43
I.6.3.1-traitement antireflet des surfaces	43
I.6.3.2. traitement des surfaces par augmentation du facteur de réflexion	44
I.6.3.3.Mesure des indices	44
I.6.4 Application des franges d'égalé épaisseur ou franges de Fizeau	45
I.6.4.1.étude des surfaces	45
I.6.4.2. mesure des faibles épaisseurs par la méthode du spectre cannelé	45
I.6.4.3. Mesure des faibles épaisseurs par la méthode de Tolanski.	46
I.6.5. Interféromètre de Mach - Zehnder.....	46
I.7. les décharges électriques.....	49
I.7.1- les décharges luminescentes (décharges "glow").....	49
I.7.2. Les Décharges Couronnes :	49
I.7.3-Exemple sur les décharges couronne :	50
I.7-4 quelques propriétés des décharges couronnes :.....	50
I.7-4-1.Décharges couronnes positives :	50
I.7.4.2. Décharges couronnes négatives :.....	53
I.8. Conclusion :	53
Bibliographie Du Chapitre I.....	54
Chapitre II MODELE MATHEMATIQUE.....	57
II.1. Position du problème :.....	57
II.2. Calcul de l'indice de réfraction d'un milieu.....	57
II.2.1. relation de Gladstone-Dale.....	57
II.2.2.Hypothèses de calcul.....	57
II.3. l'inversion d'Abel :	59
Bibliographie Du Chapitre II	61
Chapitre III MONTAGE EXPERIMENTAL	63
III-1.Description du montage expérimental :.....	63
III-2.Principe de fonctionnement :.....	64
III-3. Conclusion :	81
Chapitre IV RESULTATS & DISCUSSIONS	83
IV.1. Position du problème :	83
IV.2. Application de la polarité positive :.....	84
IV.2.1. application de la pression 220 Torr.....	84
IV.2.2. application de la pression 400 Torr.....	87
IV.2.3. application de la pression 760 Torr.....	90
IV.3. Application de la polarité négative :.....	93
IV.3.1. application de la pression 220 Torr.....	93

IV.3.2. application de la pression 400 Torr.....	96
IV.3.3. application de la pression 760 Torr.....	99
IV.4. Etude spatiale de la densité.....	102
IV.4.1. Distribution axiale de la densité.....	102
a-pointe positive :.....	102
b- pointe négative :.....	105
IV.4.2 Distribution radiale de la densité	108
a-Pointe positive.....	108
b-Pointe négative	109
IV.5. Etude spatiale de la température :.....	111
IV.5.1. Distribution Axiale de la température :.....	111
a-pointe positive.....	111
b-Pointe négative	114
IV.5.2. Distribution radiale de la température :	116
a-pointe positive.....	116
a-pointe négative.....	118
IV.6. Conclusion	119
CONCLUSION GENERALE & PERSPECTIVES	121
<i>Annexe</i>	125

INTRODUCTION GÉNÉRALE

INTRODUCTION GENERALE

L'objectif global du diagnostic de plasma est de déduire des informations sur l'état du plasma à partir des observations pratiques des processus physiques et de leurs effets. Ceci exige habituellement une chaîne plutôt raffinée de déduction basée sur une compréhension des processus physiques impliqués. Dans des situations plus mondaines le même est vrai pour d'autres mesures diagnostiques. Ce qui est exigé, alors, pour une compréhension des principes du diagnostic de plasma est une connaissance complète de la physique des plasmas.

Expérimentalement de nombreuses méthodes ont été développées pour l'analyse des plasmas en particulier les décharges couronne [1][2]. Ces méthodes faisant appel à l'électromagnétisme sont relativement variées : la spectroscopie d'émission optique, l'interférométrie, les progrès des années 1990 concernent surtout les résolutions spatiales et temporelles dans l'analyse des processus physiques dans les plasmas, dont on arrive à obtenir l'image avec une précision de l'ordre du micromètre et surtout des temps d'analyse plus petits que la picoseconde [3].

Dans beaucoup de plasmas il est insuffisant d'utiliser les sondes matérielles pour déterminer les paramètres internes du plasma, ainsi nous avons besoin des méthodes non perturbantes pour le diagnostic. La partie la plus réussie et précise de celles-ci utilise les ondes électromagnétiques comme sonde dans le plasma. Si leur intensité n'est pas trop grande, de telles ondes causent une perturbation négligeable au plasma [4], mais peuvent fournir des informations sur les propriétés internes du plasma avec une résolution spatiale tout à fait bonne.

Ce mémoire est divisé en quatre chapitres.

Après une introduction générale, nous avons consacré le premier chapitre à une recherche bibliographique sur l'optique géométrique et ondulatoire ainsi qu'aux interféromètres, leurs applications et quelques décharges électriques dans les gaz.

Ensuite, dans le second chapitre, nous exposons le modèle mathématique utilisé.

Le troisième chapitre présente la description du montage expérimental, et son principe de fonctionnement qui est dans notre cas l'interféromètre Mach Zehnder.

Dans le quatrième chapitre, nous présentons les résultats obtenus avec leurs interprétations. Ces résultats concernent le gaz d'azote pur (99,99%) qui est soumis à une décharge électrique de type couronne en polarité négative et positive. L'analyse est effectuée pour trois pressions différentes 760, 400 et 220 torr (1 atm = 760 torr).

Nous terminons par une conclusion générale et des perspectives.

Bibliographie

[1] http://fr.wikipedia.org/wiki/Physique_des_plasmas.

[2] F.F.CHEN, Introduction to plasma physics and collected Fusion », Vol.I : Plasma Physics, New York :Henum Press,1984.

[3] P.H.REBUT. la fusion thermonucléaire contrôlée, Encyclopaedia Universalis,1992.

[4] R.H.HUDDLESTONE AND S.L.LEONARD, Mc Whirter, R,P.Plasma Diagnostic Techniques. eds. New York :Academic,1965.

CHAPITRE I
ETUDES BIBLIOGRAPHIQUES

CHAPITRE I

ETUDES BIBLIOGRAPHIQUES

I. Optique Géométrique

I.1. généralités

Par définition, l'optique (aussi bien géométrique, ondulatoire, non-linéaire que corpusculaire) est la science de l'étude des phénomènes perçus par l'œil. Étant une des plus anciennes des sciences étudiées à ce jour, la plupart des principes qui en font les fondements sont connus depuis le 19^{ème} siècle. L'optique a connu sa révolution en 1905 lorsque Albert Einstein a introduit le concept du photon, le corpuscule de lumière, pour interpréter l'effet photo électrique[1].

L'Optique géométrique étudie les trajectoires des rayons lumineux, sans se préoccuper de leur nature. Cette propagation dépend évidemment de la présence des obstacles rencontrés lors de la propagation; nous verrons alors comment ces obstacles peuvent influencer la trajectoire suivie par ces rayons lumineux : c'est le phénomène de diffraction. L'optique géométrique s'intéresse à la formation de l'image par les instruments optiques qui suggèrent l'existence de la notion du rayon lumineux[2].

I.2-Bases de l'Optique géométrique

L'optique géométrique est limitée dans:

- La diffraction (phénomène d'interférence : inhérent à la nature ondulatoire de la lumière). Ce phénomène est illustré sur la Figure 1. Tant que le diamètre a du diaphragme est plus grand qu'une longueur caractéristique (qui s'avère être la longueur d'onde du rayonnement), le faisceau sortant reste aligné avec le faisceau laser. En revanche lorsque a devient plus petite que cette longueur caractéristique le faisceau émergent s'élargit.
- L'aspect corpusculaire de la lumière: la lumière exerce une force de pression (faible devant la pression atmosphérique) que l'on appelle pression de radiation. En fait on sait que la lumière est composée de particules que l'on appelle photons. La pression de radiation exercée par un faisceau de lumière sur une surface est alors attribuée à un flux de photons sur la surface (analogie avec la théorie cinétique des gaz).

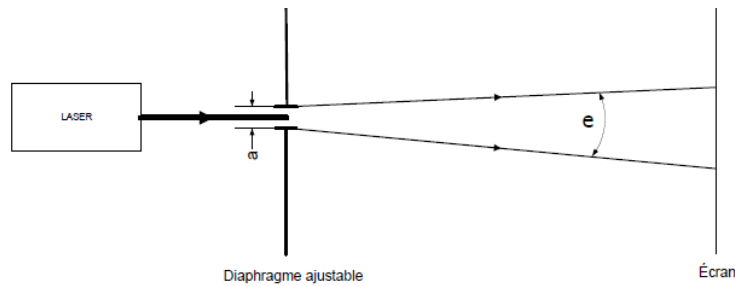


Figure 1 : Diaphragme ajustable[4]

I.2-1 Lois de Snell-Descartes :

Historique: La loi de la réfraction fut établie expérimentalement en 1621 par le hollandais Snellius. Plus tard, en 1637, Descartes publie son fameux traité «Discours de la méthode pour bien conduire sa raison et chercher la vérité dans les sciences, plus la dioptrique, les météores et la géométrie». Il y démontre les lois de la réflexion et de la réfraction à l'aide d'une analogie mécanique, en se basant donc sur une conception corpusculaire de la lumière.

I.2.1.1 Loi de la réflexion

- * 1^{ère} loi : Le faisceau réfléchi et le faisceau incident sont dans le plan d'incidence.
- * 2^{ème} loi : l'angle de réflexion est égal à l'angle d'incidence.

I.2.1.2 Loi de la réfraction.

On parle de réfraction lorsqu'il y a un changement de la direction de propagation de la lumière quand celle-ci traverse un dioptré et change donc de milieu transparent.

L'expérience montre que la réfraction obéit aux lois suivantes [3] :

L'angle d'incidence (i) et l'angle de réfraction (r) sont liés par la relation:

$$n_1 \sin i = n_2 \sin r$$

où n_1 est l'indice du milieu 1 et n_2 du milieu 2.

Si $n_2 > n_1$, on dit que le milieu (2) est plus réfringent; en passant du milieu (1) au milieu (2), la lumière s'approche alors de la normale (figure 2.).

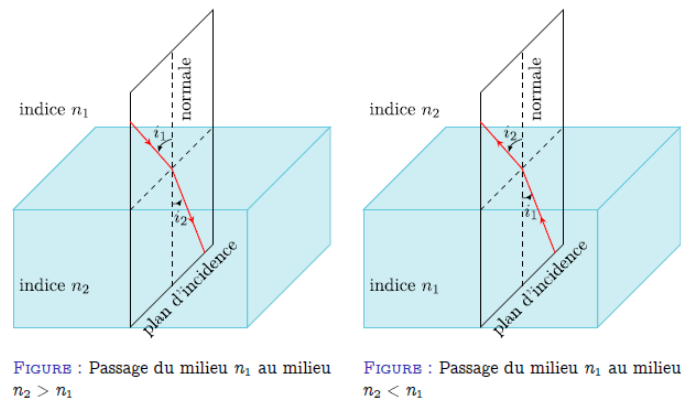


FIGURE 2. passage du milieu n_1 au milieu n_2 [3]

I.2.2. Le principe de Fermat

Historique:

En 1657, P. de Fermat a énoncé un principe donnant tout son fondement à l'optique géométrique. Ce principe est valable dans les milieux isotropes pour une description des rayons lumineux ne dépendant pas de la nature ondulatoire de la lumière. Il a donc été énoncé sous la forme suivante : *"La lumière se propage d'un point à un autre sur une trajectoire telle que la durée du parcours soit minimale"*.

I.2.2.1 Enoncé

Entre deux points A et B atteints par la lumière, le chemin optique le long du trajet suivi par la lumière est stationnaire. L'énoncé historique n'employait pas le terme "stationnaire" mais "minimal" : en fait, l'énoncé actuel prend en compte l'existence de singularités telles que, par réflexion sur un miroir[4].

I.2.2.2 Parcours de la lumière

Le chemin optique est défini comme étant le parcours réel qu'a effectuée la lumière. Dans les milieux autres que le vide, les propriétés diélectriques des matériaux introduisent une modification de la longueur de la distance parcourue par la lumière. Le chemin optique de la lumière pour aller d'un point A vers un point B, se notant $[AB]$, est l'équivalent de la distance géométrique entre le point A et le point B (distance équivalente à un parcours dans le vide), rapportée aux propriétés réfringentes du milieu en multipliant cette distance par l'indice de réfraction n .

$$[AB] = n.(AB)$$

où (AB) est la distance géométrique entre le point A et le point B.

La lumière se propage "plus difficilement" dans les milieux autres que le vide. L'indice de réfraction du vide, généralement noté n_0 , est considéré comme l'indice de référence et est égal à 1.

Exemple : Un rayon lumineux traverse une couche d'eau de 5 cm d'épaisseur. Parallèlement, un autre rayon lumineux traverse 5 cm d'air. L'eau a pour indice de réfraction $n = 1,33$ et l'air un indice sensiblement égal à celui du vide $\Rightarrow n = 1$. Dans l'eau, le rayon lumineux aura parcouru une distance $D = 1,33 \times 5 = 6,65 \text{ cm}$. Dans l'air, le rayon aura parcouru une distance $D' = 1 \times 5 = 5 \text{ cm}$. Le rayon aura parcouru un chemin optique plus long dans l'eau que dans l'air.

I.3. Optique Ondulatoire :

L'optique ondulatoire sert à expliquer les phénomènes inexpliqués par l'optique géométrique (diffraction de la lumière dans une fente et interférence lumineuse).

Mécanisme d'émission de la lumière : Comment est produite la lumière ? L'atome émet un photon par désexcitation, et émet ainsi de la lumière.

Modèle du train d'onde : durée σ_c entre le moment où l'atome est excité et celui où il se désexcite (environ 10^{-1} seconde $\sigma_c > T_{\text{onde}}$).

I.3.1. Interférence de la lumière :

La définition que nous proposons des interférences est une définition « expérimentale » liée à l'observation. D'une manière générale, on observe une figure dite "d'interférences" lorsqu'il existe des franges alternativement sombres et brillantes (ou claires) dans la zone commune à deux faisceaux lumineux (Figure.3a). On dit que les franges brillantes correspondent à des interférences constructives et les franges sombres à des interférences destructives. La région de l'espace où des franges d'interférences peuvent être observées est appelée "champ d'interférence". Il est à noter qu'il peut exister des franges d'interférences dans la zone commune à plus de deux faisceaux lumineux (Figure.3b), que ces faisceaux peuvent être parallèles (Figure.3c) ou non, que les franges peuvent avoir une forme quelconque (Figure.3d).

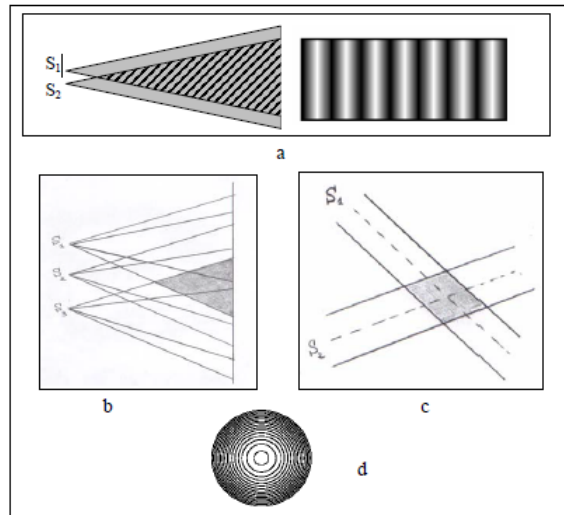


Figure.3. Franges d'interférences dans la zone commune à deux
(ou plus) faisceaux lumineux

Il est également à signaler que la définition proposée se réfère à l'observation d'interférences en lumière quasi-monochromatique. Dans le cas d'une lumière blanche, les franges claires sont colorées et présentent en général une périodicité. Le point important c'est qu'elles diffèrent du spectre de la lumière blanche.

Il est enfin à remarquer que la définition proposée ne rend pas compte du cas très particulier de la teinte prise par une lame mince lorsqu'elle est éclairée en lumière monochromatique sous un angle d'incidence unique, couleur ayant la propriété de changer avec l'angle d'incidence de la lumière.

I.3.2. Conditions d'obtention :

.Lumière cohérente

Pour observer une interférence avec de la lumière, il faut que deux sources de lumière soient cohérentes spatialement et temporellement. La définition proposée est à la fois précise et en même temps abstraite : « Deux ondes lumineuses sont dites mutuellement cohérentes si elles donnent naissance à une figure d'interférences assez stable pour être détectée ». La cohérence entre deux sources de lumière impose que ces deux sources soient produites par un phénomène identique. Pour produire une interférence, il faut alors séparer au besoin le faisceau de lumière d'origine en deux sources distinctes sans trop altérer la fréquence (sinon il y a décohérence) et réunir la lumière des deux sources en un même point de l'espace. C'est la recombinaison de l'onde qui est à l'origine de l'interférence.

- **Exemple de lumière non cohérente :**

Le Soleil et les ampoules incandescentes :

Une onde lumineuse de longueur d'onde provenant du Soleil ou d'une ampoule n'est pas cohérente, car elle ne forme pas une onde sphérique étant donné que la surface générant l'onde n'est pas ponctuelle. Si l'on bloque partiellement une source non ponctuelle, on peut la réduire à une source plus petite et ainsi partiellement ponctuelle ce qui sera suffisant pour que la lumière générée par la surface puisse être cohérente.

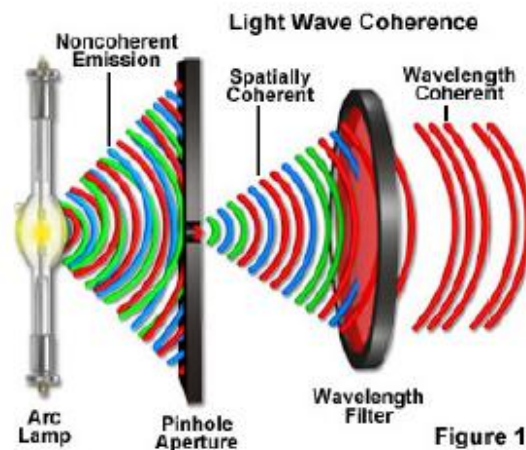


Figure.4. Avec un masque, on peut créer une source ponctuelle cohérente à partir d'une source non ponctuelle.

- **Exemple lumière cohérente :**

Un laser est une source de lumière à longueur d'onde précise et toujours cohérente, car elle provient d'une désexcitation spontanée d'un groupe d'électrons excités préalablement par une source d'énergie externe. La corrélation de la désexcitation est maintenue par le phénomène quantique qui porte le nom **d'inversion de population**. On peut ainsi séparer le faisceau par différents moyens optiques (lentille, miroir) qui ne causent pas de décohérence et recombinaison la lumière pour observer de l'interférence.

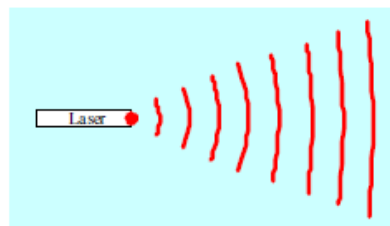


Figure 5. Un laser est une source de lumière cohérente, car la lumière est en phase.

a- Cohérence temporelle :

Une source lumineuse capable d'émettre des vibrations monochromatiques, c'est-à-dire des vibrations illimitées dans le temps est une source qui présente de la cohérence temporelle. C'est un cas limite théorique qui n'existe pas en pratique. Les sources lumineuses émettent des vibrations de durées limitées ou trains d'ondes. La durée τ_c de la vibration est appelée temps de cohérence et sa longueur $L_c = c \times \tau_c$ est la longueur de cohérence (c vitesse de la lumière). L_c est de l'ordre de quelques mm pour les sources spectrales et de l'ordre de quelques dizaines de centimètres pour les lasers hélium-néon. La relation entre la longueur de cohérence et la largeur spectrale $\Delta\nu$ (où ν = fréquence) de la lumière émise est donnée par $\tau_c \times \Delta\nu \approx 1$ (ou encore, de façon équivalente : $L_c \approx \lambda^2 / \Delta\lambda$, où $\lambda = c/\nu$ = longueur d'onde).

- **Longueur de cohérence** Pour que deux sources secondaires puissent produire des interférences au point P , autrement dit être cohérentes, elles doivent émettre des trains d'ondes présentant en P un déphasage constant au cours du temps. Les trains d'onde qu'elles émettent doivent donc déjà présenter un déphasage constant. Cela ne peut se produire que si ces trains d'ondes proviennent du même train d'onde incident. Deux cas sont à distinguer :
 - quand les sources secondaires sont les images d'une source ponctuelle obtenues par réflexion ou réfraction, cette condition est toujours réalisée.
 - Quand les sources secondaires sont des trous S_1 et S_2 éclairés par une source ponctuelle qui ne se trouve pas sur la médiatrice de S_1S_2 , il faut que la différence des durées de propagation de la source primaire aux trous soit petite devant la durée des trains d'ondes de sorte qu'un train d'onde provenant de la source primaire arrive en même temps aux sources S_1 et S_2 (Figure 6). Cela est vérifié si $\delta < Lt$, où Lt représente la longueur d'un train d'onde selon une direction de propagation, encore appelée **longueur de cohérence temporelle** et δ représente la différence de chemin optique entre S et les sources secondaires.

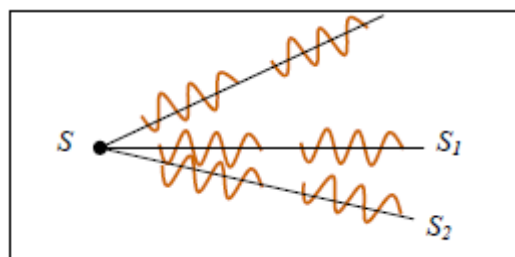


Figure 6. Trains d'ondes émis par la source S .

Par ailleurs, pour observer des interférences en un point P , il faut également que la différence de marche entre les sources secondaires et le point P soit petite devant la longueur de cohérence pour que les deux trains d'ondes qui se superposent en P proviennent du même train d'onde incident (Figure 7). Une différence de marche δ trop grande, entraîne au point d'observation P une différence de durée de trajets supérieure à τ (temps de cohérence temporelle défini comme la durée d'un train d'onde, avec $L_t = c\tau$ et c la vitesse de propagation), ce qui entraîne une perte totale de la cohérence temporelle.

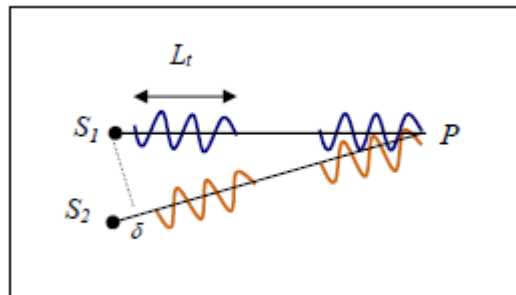


Figure 7. Trains d'ondes arrivant en P issus des deux sources

b- Cohérence spatiale

Pour interpréter la troisième condition (la source doit être de petite dimension), nous considérons qu'une source primaire de lumière est constituée d'atomes émettant de manière indépendante et que la figure d'interférences donnée par deux sources secondaires est égale à la superposition des figures d'interférences données par chaque atome (Figure 8).

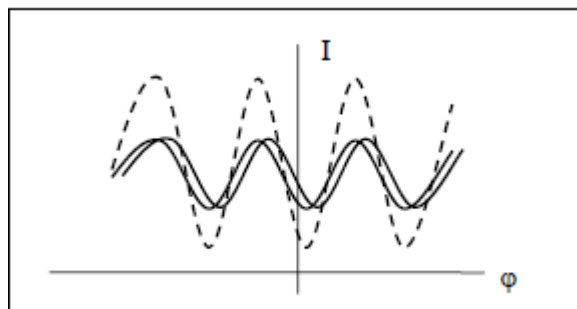


Figure.8. Superposition de deux figures d'interférences (en pointillée)

Une source primaire étendue donnera des interférences si le décalage des figures d'interférences dû à la différence des durées de propagation entre les différents points de la source et le point d'observation est petit devant l'interfrange. En fait, plus la dimension de la source est petite, plus la différence des durées de propagation depuis les deux points les plus éloignés de la source à un point donné de l'espace est petite, plus la cohérence spatiale est grande. Nous allons analyser comment ce que nous venons de dire permet d'interpréter l'influence de la largeur de la source primaire dans le cas particulier des dispositifs à division du front d'onde. Nous introduirons ensuite les grandeurs permettant de caractériser la cohérence spatiale (largeur de cohérence, angle de cohérence spatiale).

Dans le cas du dispositif d'Young (Figure 9), nous désignons par l l'étendue de la source, a la distance séparant les deux trous S_1 et S_2 , d la distance source-trous et enfin D la distance trous-écran d'observation. Les distances sont telles que $a \ll D$ et $l \ll D$. Le point P est le point d'observation.

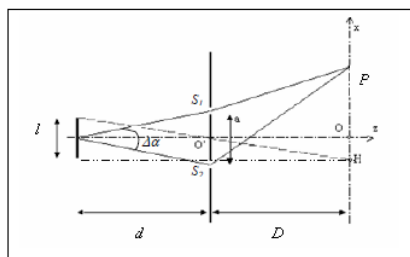


Figure 9. Trous d'Young éclairés par une source étendue

Dans le cas d'une source ponctuelle ($l = 0$), nous prévoyons d'observer au voisinage du point d'ordre zéro (ici le point O) des franges rectilignes parallèles à Oy et équidistantes (interfrange $i_0 = \lambda D / a$). Nous appelons H le point de l'axe Ox correspondant à l'ordre zéro pour la figure d'interférences produite par le point le plus éloigné du centre de la source. Quand nous élargissons la source, nous obtenons un premier brouillage de la figure d'interférences lorsque la distance OH est égale à un demi interfrange. En tenant compte des expressions $OH = l D / 2d$ et $i_0 / 2 = \lambda D / 2a$, la condition de visibilité des interférences est donnée par $l D / d < \lambda D / a$ autrement dit par $\lambda / a > l / d$. Cette expression signifie que l'angle sous lequel nous voyons la source depuis le point situé à équidistance des trous d'Young est inférieur à l'angle sous lequel nous voyons l'interfrange depuis ce même point. Nous interprétons ce qui se passe dans le cas d'une source « large » en la décomposant en un ensemble de sources ponctuelles incohérentes. Chaque source élémentaire contribue à l'éclairement de l'écran selon une figure d'interférence identique mais translatée. Il suffit

ensuite de faire l'intégrale des intensités élémentaires pour obtenir la figure d'interférence globale. Ainsi, l'intensité totale s'écrit :

$$I = I_0 \left(1 + \frac{\sin u}{u} \cos 2\pi \frac{ax}{\lambda D} \right) \quad \text{avec } u = \frac{\pi la}{\lambda D} \quad \text{et } x \text{ l'abscisse du point } P.$$

L'évolution de l'intensité des franges dans le plan d'observation au fur et à mesure que l'étendue de la source S augmente est donnée par figure 10. Le facteur de visibilité diminue.

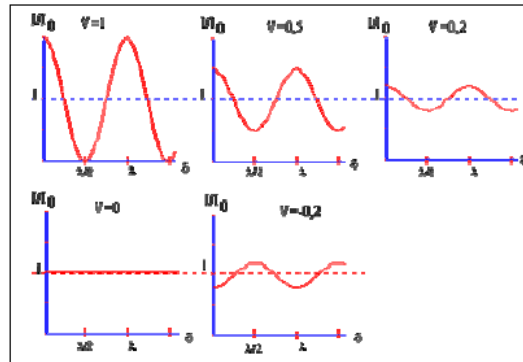


Figure 10. Variation de l'intensité suite à l'augmentation de l'étendue de la source

- **Grandeurs caractérisant la cohérence spatiale : largeur de cohérence et angle de cohérence spatiale**

Pour introduire ces grandeurs, nous prendrons comme exemple le dispositif d'Young.

Compte tenu de ce qui précède, la condition sur la visibilité des franges peut s'écrire :

$\lambda l > a/d$. Le terme a/d correspond à l'angle $\Delta\alpha$ sous lequel nous voyons la source depuis le point situé au milieu du segment reliant les trous d'Young. Cette relation permet d'introduire l'angle $s\alpha$, donné par $s\alpha = \lambda l$. Cet angle est appelé largeur angulaire de cohérence spatiale ou angle de cohérence spatiale de la source S . Les franges d'interférence ne sont pas brouillées si $\Delta\alpha < \lambda/l = \alpha_s$.

Une interprétation simple de cette relation faisant appel à la diffraction de la lumière par une ouverture peut être donnée dans le cas où l'ouverture-source est éclairée par un laser. Une ouverture de taille l éclairée uniformément par une onde plane monochromatique produit un faisceau de lumière cohérente ayant la forme d'un cône d'angle au sommet λ/l . Les deux trous d'Young seront cohérents s'ils sont à l'intérieur du cône de lumière. Cela conduit à dire que l'angle a/d sous lequel on voit les trous d'Young depuis le centre de la source vérifie $a/d < \lambda/l$. Cela conduit également à dire que la largeur du faisceau de lumière à la distance d de la source est supérieure à la distance séparant les trous d'Young, autrement dit $(\lambda/l)d > a$.

Dans le cas d'une ouverture-source éclairée par une source autre que le laser, la grandeur $\lambda d/l$ correspond à la largeur de la zone transversale à la direction moyenne de propagation de la lumière à la distance d de la source, pour laquelle la durée de propagation des ondes émises par les différents points de la source est quasi constante. Cette grandeur est appelée largeur de cohérence spatiale et est notée L_s . Précisons que la notion de largeur de cohérence peut être utilisée dans d'autres dispositifs : ce qui compte c'est que la distance entre les sources secondaires soit plus petite que L_s . Si les sources sont à l'infini, il faut raisonner en angle de cohérence (comme c'est le cas pour l'interféromètre stellaire de Michelson qui a permis en 1920 d'estimer le diamètre angulaire des plus grosses et plus proches étoiles). Notons que nous avons choisi de donner une définition « expérimentale » de la cohérence et de nous intéresser en premier lieu aux faisceaux et non aux sources car comme nous le verrons plus loin, la cohérence de la lumière évolue au cours de la propagation de la source au récepteur. Elle ne dépend pas uniquement des sources.

I.3.3. Dispositifs interférentiels éclairés par une source ponctuelle

Il existe différents dispositifs permettant de produire des faisceaux cohérents. Nous distinguons deux catégories de dispositifs interférentiels : les dispositifs à division du front d'onde et les dispositifs à division d'amplitude.

a. Dispositifs à division du front d'onde d'Young

Le dispositif d'Young consiste en deux fentes (ou deux trous) $S1$ et $S2$, percées dans un écran placé devant une source lumineuse S , située à une distance d des fentes. Les fentes étant suffisamment fines (ou les trous suffisamment petits), la diffraction de la lumière ne peut être négligée. La lumière est déviée au passage des fentes (ou des trous) si bien qu'il existe une zone commune aux deux faisceaux lumineux issus de ces fentes (ou de ces trous). Les franges obtenues ont la forme d'hyperboloïdes de foyer les sources secondaires. Si nous plaçons un écran D parallèlement aux deux sources $S1$ et $S2$, la figure d'interférences consiste en une série de franges alternativement sombres et brillantes modulées par la figure de diffraction d'une fente ou d'un trou. La figure 11 correspond au dispositif d'Young éclairé par une source ponctuelle.

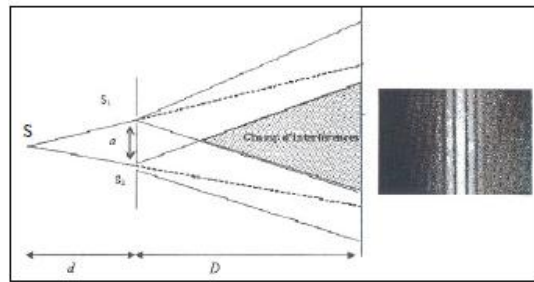


Figure 11 Dispositif des fentes d'Young en présence d'une source ponctuelle : franges d'interférences[5]

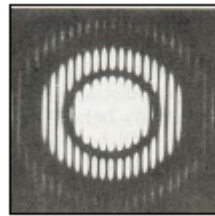


Figure 12. Franges d'interférences pour le dispositif des trous d'Young en présence d'une source ponctuelle[5]

b . Dispositifs à division d'amplitude « Interféromètre de Michelson »

C'est un interféromètre par division d'amplitude (figure 13). La lame semi réfléchissante O , divise l'onde en deux. Ces deux ondes sont réfléchies par M_1 et M_2 et retournent vers la lame O . Une partie de l'onde venant de M_2 est transmise à travers O vers le détecteur, une partie de l'onde venant de M_1 est réfléchi par O vers le détecteur. Ainsi les deux ondes sont recombinaées et nous pouvons nous attendre à des interférences. Notons que l'un des faisceaux traverse trois fois la lame O , alors que l'autre seulement une fois. Comme son nom l'indique, la compensatrice C est introduite dans le dispositif de telle sorte que les deux faisceaux traversent la même épaisseur de verre. Suivant la position des miroirs, nous pouvons faire parcourir à chacun des faisceaux un trajet différent avant la superposition. Cette différence de trajet -ou différence de marche- va entraîner une différence de phase entre les ondes lumineuses, qui selon sa valeur, conduira à une intensité importante ou faible. Ces variations d'intensité donnent lieu à l'observation d'anneaux ou de franges

suivant la position des miroirs. Les sources secondaires à considérer sont les images de la source primaire par réflexion sur les miroirs. On peut montrer que ce dispositif est équivalent à une lame d'air à faces parallèles ou en coin selon la position des miroirs. On se ramène ainsi au cas précédent mais il n'y a pas de réfraction à prendre en compte.

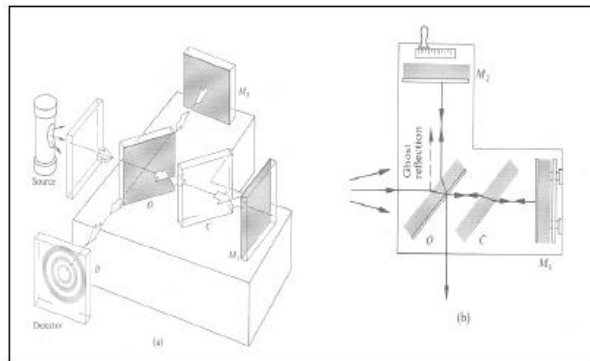


Figure 13. Interféromètre de Michelson

a. vue en perspective

b. vue d'en haut

I.3.4. Forme Des Franges

La forme des franges (figure 14) dépend du dispositif interférentiel (à division d'amplitude ou à division du front d'onde), de la position de l'écran d'observation (parallèle au plan des sources secondaires ou perpendiculaire) et de la position de la source (proche ou éloignée)[7].

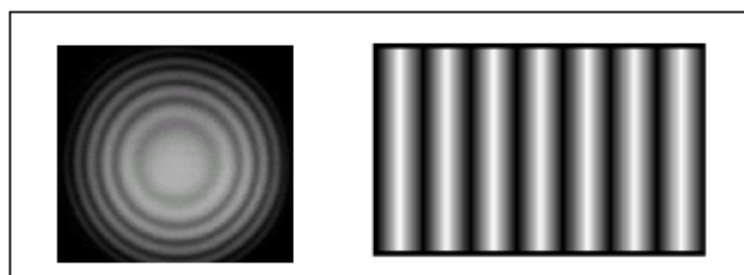


Figure 14. Différentes formes de franges[5].

I.4. diagnostics et applications des interféromètres

I.4.1-Introduction

Pendant les dernières décennies la majeure partie de la recherche a été entreprise en physique des plasmas. La conséquence, le champ inclut un corps très substantiel de la connaissance couvrant une grande variété de branches, du plus théorique au plus pratique, comparable à n'importe quelle autre sous discipline de la physique. Comme avec n'importe quelle autre science, le progrès a été accompli le plus efficacement quand une confrontation quantitative entre la théorie et l'expérience a été possible. Cette confrontation place des demandes fortes sur la théorie pour faire des calculs dans les configurations et des circonstances réalistes, mais elle exige également que les propriétés des plasmas soient mesurées expérimentalement aussi complètement et exactement que possible. Pour cette raison beaucoup d'efforts en physique des plasmas expérimentales sont consacrés à concevoir, à développer, et à prouver des techniques pour diagnostiquer les propriétés des plasmas tels que la densité des électrons n_e , la température des électrons et les particules lourdes T_e et T_h et la vitesse d'écoulement la tension, le courant, les champs électriques internes, le rayonnement optique, les concentrations d'impureté, le mouvement du plasma, l'émission des rayons x, la composition chimique et l'état d'ionisation etc. dans ce but il existe de nombreuses techniques on peut citer par exemple : Sondes électriques -Langmuir (simple, double, émissive), Spectrométrie de masse, analyseur multi grille d'énergie d'ions, spectroscopie d'émission optique, Technique complémentaires, interférométrie micro-onde, fluorescence induite par laser (TALIF, TALISE).: diagnostics de plasma.

I.4.2. Les Différentes Techniques De Diagnostics :

Comment savoir ce qui se passe au cœur du plasma, dans une machine sous vide hermétiquement fermée où règne des températures de plusieurs millions de degrés ? C'est le rôle des diagnostics, ces instruments de mesure aussi variés qu'astucieux, et qui nécessitent le savoir-faire de nombreux spécialistes. Les tokamaks en sont truffés, ils sont indispensables.

- comment mesurer ce qu'on ne peut pas toucher ? Il est évidemment difficile d'introduire un instrument de mesure dans le plasma, milieu plutôt hostile avec ses millions de degrés, n'en déplaise au lord anglais qui, réagissant à une interrogation d'un de ses collègues lors des débats pour la construction du tokamak JET "Mais quel genre de thermomètre est capable de mesurer des millions de degrés ?", répondit "Un très grand, I présume". On a donc recours à des instruments de mesure qui observent le plasma à distance respectueuse, souvent derrière des hublots spécialement conçus. Impossible

d'être exhaustif (Tore Supra compte plus d'une quarantaine de diagnostics) mais on peut en citer quelques uns à titre d'exemple en les classant en différentes catégories suivant le principe de mesure :

- utiliser l'émission naturelle du plasma dans toutes les gammes de longueur d'onde, depuis les rayons X jusqu'à l'infrarouge, en passant par le visible.

Les rayons X, mesurés par des caméras équipées de détecteurs spéciaux, sont liés au rayonnement de freinage des électrons très énergétiques, et permettent d'avoir des renseignements sur leur distribution en énergie et donc l'efficacité d'un chauffage par exemple.

I.4.2.1. Les diagnostics locaux :

.Sonde de Langmuir :

Une caractéristique de sonde de Langmuir (courant tension) peut fournir des mesures locales de la densité et de la température d'un plasma. En présence d'un champ magnétique qui est parallèle à la sonde de Langmuir par considération que des sondes polarisées négativement pour $T_i \ll T_e$.

L'emploi d'une sonde plane, placée parallèlement au champ magnétique, dont les dimensions sont grandes devant le rayon de Larmor électronique, permet de lever certaines difficultés théoriques et expérimentales. Pour cette géométrie, la perturbation du plasma (densité, potentiel) est négligeable. Ce résultat étant obtenu pour des sondes de dimensions suffisantes, le courant collecté est facilement mesurable. Toutefois, cette géométrie ne permet pas un calcul rigoureux des caractéristiques de sonde et on est amené à faire des hypothèses sur la répartition spatiale de la différence de potentiel sonde -plasma afin de calculer les branches électroniques et ioniques de la caractéristique.

L'étude des caractéristiques de sonde est effectuée dans le domaine de paramètres considéré est tel que les dimensions de la sonde, petites devant les libres parcours moyens et comparables au rayon de Larmor ionique, sont grandes devant le rayon de Larmor électronique lui-même grand devant la longueur de Debye. Dans cette géométrie, le courant ionique, proportionnel à la surface de la sonde, est petit devant le courant électronique lorsque la polarisation de la sonde est positive. Le courant électronique, proportionnel à la dimension de la sonde perpendiculairement au champ magnétique et au rayon de Larmor électronique, est quasiment indépendant de la température des ions et peut être décrit par une courbe universelle.

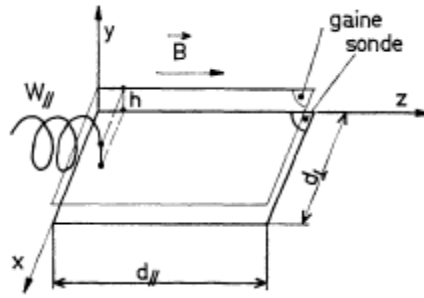


Figure 15:Schéma de mécanisme de collection électronique par une sonde plane, placé parallèlement au champ magnétique [6]

La sonde de Langmuir (figure 16) constitue le plus simple instrument de diagnostic pour des plasmas de laboratoire. Le fonctionnement de la sonde est le suivant : Les charges électriques entraînées par un écoulement gazeux pénètrent dans la sonde dont la structure permet de la considérer comme iso cinétique. Ces charges sont mises en mouvement perpendiculairement à l'écoulement gazeux par un champ électrique confiné dans l'espace inter électrodes. La totalité des charges apportées par l'écoulement est collectée par l'électrode réceptrice. Un montage à forte impédance résistive permet de transformer les variations de charges collectées en courant puis en tension. A partir de l'acquisition de la tension induite sur cette électrode seront déterminés : Tout d'abord les variations de courant, ensuite le profil temporel des charges entrant dans la sonde (ce qui va nécessiter d'établir un modèle permettant de caractériser la réponse de la sonde).

Pour établir ce modèle, il existe deux types de structures : une est constituée par deux cylindres concentriques, l'élément récepteur des charges en transit étant une fine électrode cylindrique, polarisée de signe opposé à celui des charges à collecter. L'autre électrode étant un cylindre concentrique mis à la masse.

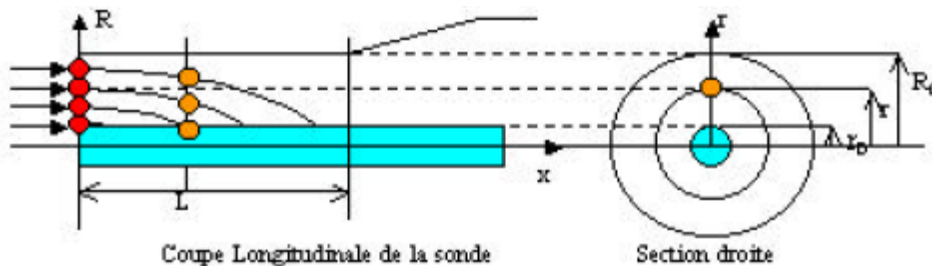


Figure. 16 : fonctionnement de la sonde de Langmuir [6]

I.4.2.2. les diagnostics à distance

I.4.2.2.1. La spectroscopie optique

La spectrométrie, est l'étude du spectre d'un phénomène, c'est-à-dire l'étude de la répartition d'une onde ou d'un faisceau de particules en fonction de la fréquence ou de l'énergie. Le suffixe « scopie » fait référence à l'observation visuelle, par exemple l'impression sur un film photographique, la projection sur un écran ou bien l'utilisation d'une lunette d'observation (par exemple lunette montée sur un goniomètre pour la dispersion de la lumière par un prisme). Le suffixe « métrie » fait référence à l'enregistrement d'un signal.

Cette grandeur peut être un rayonnement électromagnétique, mais aussi une onde mécanique comme le son ou les ondes sismiques, ou encore des particules ou des masses. L'instrument de mesure permettant d'obtenir un spectre est un spectromètre.

La spectroscopie est utilisée dans de nombreux domaines : astronomie, biophysique, chimie, physique atomique, physique nucléaire, physique du solide....

Il existe différents types de spectroscopies classées suivant la grandeur physique mesurée ou le processus de la mesure.

Il est vrai que la lumière contient de nombreuses informations sur les corps qui l'ont émise, les objets qui l'ont réfléchi ou les produits qu'elle a traversés. Pour mieux connaître la structure physique ou chimique de ces produits, on analyse comment la lumière est modifiée. Ce principe est appliqué en spectrométrie d'absorption ou de fluorescence.

Lorsque la matière est soumise à un rayonnement, elle absorbe une partie de ce rayonnement. Cette absorption est décrite sous forme d'un spectre qui donne, pour chaque longueur d'onde, le niveau d'absorption.

L'absorption dépend de la structure chimique et physique de l'objet étudié. En fonction du type de rayonnement électromagnétique appliqué, on collecte des informations sur différentes caractéristiques de l'objet : les liaisons moléculaires, les liaisons électroniques, la structure cristalline, etc...

I.4.2.2.2. la strioscopie

C'est une autre méthode optique de visualisation pour isoler dans une image des détails comme des faibles variations d'indice lors de la compression de l'air ou d'autre fluide.

La strioscopie orientée sur l'arrière plan est une méthode optique similaire afin de mesurer quantitativement les champs de densité dans les fluides. Cette méthode utilise les propriétés optiques des fluides inhomogènes, qui sont à la base du *Schlieren* classique, combinées aux possibilités offertes par les outils informatiques en termes de traitement d'image. Les

propriétés physiques des fluides (température, densité, ...) influent faiblement sur leur indice optique, si bien qu'un fluide inhomogène peut être considéré comme un objet de phase. La déformation locale d'une image vue à travers un tel milieu est alors proportionnelle au gradient d'indice optique dans le milieu. Si l'image est constituée de points blancs aléatoirement repartis sur un fond noir, les algorithmes de vélocimétrie par images de particules (PIV) sont alors tout à fait appropriés à une mesure fine de déformation locale. Le principe repose sur la mesure de l'angle de réflexion des rayons lumineux à travers le fluide inhomogène. Cet angle est proportionnel au gradient d'indice optique présent dans le milieu et à l'épaisseur du fluide.

I.4.2.2.3. L'ombroscopie (Shadowgraph)

Elle permet de visualiser le déplacement d'un faisceau lumineux par rapport à la position qu'il aurait s'il s'était propagé en ligne droite. Cette technique est sensible aux changements de la dérivée seconde de la densité du gaz. Le changement de phase absolu n'est visible que par l'interférométrie.

L'ombroscopie est intéressante par sa simplicité, on voit facilement, par exemple, la géométrie de la distribution de pression, l'expansion des ondes dans les courants de gaz supersonique, la structure turbulente des jets compressibles et les faible flux.

Les systèmes strioscopiques permettent de mesurer la déviation de la lumière générée par les objets de phase transparents. La variation de l'intensité enregistrée sur une photo peut être évaluée quantitativement afin d'obtenir le gradient de la densité du gaz.

Une intégration mène alors à la distribution de la densité dans le champ de flux observé. La mesure du contraste n'est cependant pas facile à réaliser avec une grande précision, on emploiera une méthode plutôt à des fins qualitatives, elle donne une meilleure résolution que l'ombroscopie. Il existe aussi une technique particulière pour les mesures en trois dimensions. Ces deux techniques, d'ombroscopie et de strioscopie, peuvent être modifiées en superposant des franges sur l'image observée. Les franges sont alors perturbées par l'objet analysé et le déphasage est proportionnel à la déviation de la lumière dans le milieu test.

I.4.2.2.4. L'interférométrie

L'interférométrie est une technique qui donne les meilleurs résultats quantitatifs pour la mesure des densités des particules présentées dans un gaz faiblement ionisé. C'est aussi une

méthode de mesure très précise utilisée pour la détermination de variations de longueurs, d'épaisseurs de couches, d'indices de réfraction, de longueurs d'ondes, etc.

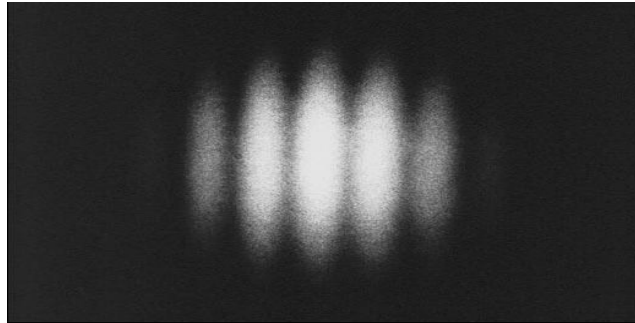


Figure 17. Photographie d'un échantillon sur un écran translucide [10]

I.5. Généralités sur les Interféromètres :

L'interférométrie est l'étude et l'utilisation du phénomène d'interférence dû aux propriétés ondulatoires de la lumière. Ce phénomène d'interférence est un processus additif dans lequel les amplitudes de deux ou plusieurs ondes lumineuses superposées sont systématiquement atténuées et renforcées; des franges sont alors formées. Pour que deux ondes visibles puissent interférer, il faut qu'elles soient cohérentes, c'est-à-dire qu'elles aient la même fréquence, une relation de phase fixe, et que leurs champs électriques E_1 et E_2 ne soient pas perpendiculaires. En effet:

- Si elles ne sont pas cohérentes ($\epsilon_1 - \epsilon_2$) n'est pas constant dans le temps, leur superposition donnera lieu à des franges "instables" sitôt que la durée dépasse celle d'un train d'ondes émis par la source ($\sim 10^{-8}$ s); donc pratiquement inobservables et inutilisables.
- Si elles n'ont pas quasiment la même fréquence, une variation rapide de la dépendance temporelle de $\Delta\Phi$ se produit. Une variation temporelle rapide du terme $I_{12} = \langle E_1 \cdot E_2 \rangle$ en résulte; les franges sont alors instables et inobservables.
- Si les deux ondes sont polarisées perpendiculairement l'une à l'autre, le terme $I_{12} = \langle E_1 \cdot E_2 \rangle$ (en fait un produit scalaire) est toujours nul; leur superposition ne donnera pas de franges.

Ces conditions ne sont en général réalisées qu'en sélectionnant dans l'onde provenant d'une source lumineuse deux ondes capables d'interférer. Deux méthodes générales existent.

1. Interférences par division du front d'onde (à l'intérieur du domaine de cohérence spatiale): l'un des dispositifs suivants peut être utilisé: trous d'Young, miroirs de Fresnel, bi prisme de Fresnel, bi lentilles de Billet.

2. Interférences par division d'amplitude (pour une distance inférieure à la longueur de cohérence): les interféromètres utilisent ce principe. Citons les interféromètres de Michelson, Mach-Zehnder, Pulfrich et Jasmin.

I.5.1.principe de fonctionnement des interféromètres

L'onde incidente est divisée en deux faisceaux par une lame semi-transparente. Une partie est transmise et l'autre est réfléchi; chacune des deux a une amplitude inférieure à celle de l'onde incidente et suit un chemin optique différent. Une recombinaison de ces deux faisceaux produit leur interférence pour autant qu'on ne détruit pas leur cohérence originale: le parallélisme de leurs vecteurs E doit être maintenu et la différence ΔL , de leur chemin optique ne doit pas être plus grande que la longueur d'un train d'ondes.

I.5.2.Conditions d'interférences

Pour que deux faisceaux interfèrent et produisent une figure d'interférence stable, ils doivent avoir approximativement la même fréquence.

Une différence significative de fréquence engendrait rapidement, et la valeur moyenne de l'éclairement I_{12} serait nulle pendant l'intervalle de détection. D'autre part, si les deux sources émettent de la lumière blanche, les composantes rouges interféreront entre elles, de même que les composantes bleues. Un grand nombre de figures d'interférences monochromatiques se chevaucheront, presque identiques entre elles et très légèrement décalées l'une par rapport à l'autre, produisant une figure d'interférence globale en lumière blanche. Elle ne sera pas aussi fine ni aussi étendue qu'un motif monochromatique, mais la lumière blanche peut produire des interférences observables.

On obtient les figures les plus nettes quand les ondes en superposition ont les mêmes amplitudes, ou les amplitudes presque égales. Les régions centrales des franges sombres et claires correspondent alors respectivement à des interférences complètement destructives et constructives, ce qui produit un contraste maximum.

Pour observer des franges d'interférences, il n'est pas nécessaire que les deux sources soient en phase. On obtiendra une figure d'interférence quelque peu déplacée, mais néanmoins identique à la précédente s'il existe une différence de phase initiale entre les sources, tant que celle-ci demeure constante. De telles sources (qui peuvent être en phase ou non, mais qui évoluent toujours ensemble) sont cohérentes.

I.5.3. Cohérence des sources

Une source lumineuse même "ponctuelle" est constituée par un grand nombre d'atomes qui émettent des trains d'ondes en général non corrélés. Pour simplifier, on suppose que tous les

atomes émettent des trains d'ondes de même durée t appelée temps de cohérence. Si t est infini, la lumière émise par la source est absolument monochromatique (une seule fréquence est présente), on dit alors que l'onde possède une cohérence temporelle ou, en bref, que la source est cohérente.

Ce n'est jamais le cas en pratique. Les sources usuelles dites thermiques (lumière chaude ou décharge dans les gaz d'un corps noir), correspondent à un temps de l'ordre de 10^{-8} s sauf pour les sources fondées sur l'effet "laser". Il s'ensuit que les sources ordinaires ne sont que quasi monochromatiques; en plus, elles ne sont que quasi ponctuelles, leur étendue spatiale rend alors impossible la définition d'une distance unique entre elles et un point d'observation; d'où la notion de cohérence spatiale.

I.5.4. Les différents interféromètres

I.5.4.1. Les interféromètres à deux ondes :

a. Interféromètre de Michelson

L'interféromètre de Michelson est un appareil qui divise un faisceau incident en deux parties et les recombine après un trajet quasiment identique. Ces très légères différences de trajet optique créent un phénomène d'interférences lumineuses. L'appareil est à la base d'un grand nombre d'expériences d'optique ondulatoire. Il constitue également un excellent exercice pour s'initier aux méthodes de réglage sur des instruments de haute précision.

Le principe de fonctionnement de cet interféromètre (figures 18 et 19) : Une lame semi réfléchissante B_S (lame en verre à faces parallèles dont l'une est très légèrement argentée) est placée à 45° par rapport au faisceau incident. Deux miroirs plans sont placés à 90° l'un par rapport à l'autre et à 45° par rapport à B_S . Un train d'ondes incident (T_I) est divisé par B_S en une partie transmise T_t et une partie réfléchie T_R , amplitude de $T_R =$ amplitude de $T_t = \frac{1}{2}$ amplitude T_i . T_t et T_R sont ensuite réfléchis sur M_1 et M_2 pour venir se recombinaer après réflexion et transmission sur B_S . Une image d'interférence, résultant de cette superposition, peut alors être détectée sur un écran E à 90° de T_I pour autant que la différence des chemins optiques de T_t et T_R soit inférieure à la longueur de cohérence. Cette différence de chemin est déterminée par les milieux transparents que T_t et T_R traversent ainsi que par les distances B_S-M_1 et B_S-M_2 .

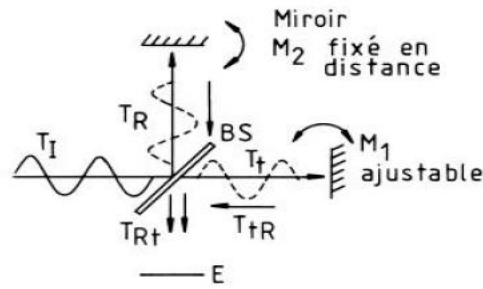


Figure 18 : schéma de principe de l'interféromètre de Michelson [11]

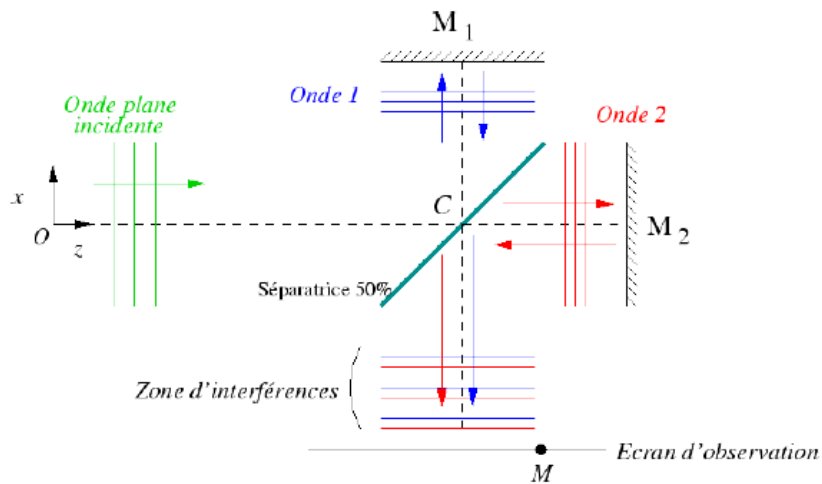


Figure 19 : schéma de principe de l'interféromètre de Michelson [11]

En général, un ajustement fin des positions des miroirs est nécessaire; les flèches indiquent la solution adoptée. On peut analytiquement et expérimentalement démontrer que:

- 1) Pour un ajustement approprié de l'orientation de M_1 et M_2 , les franges obtenues sur E sont rectilignes, circulaires, elliptiques, paraboliques ou hyperboliques.
- 2) Pour une figure d'interférence donnée, un déplacement parallèle d'un miroir de $\lambda_0/2$ fait passer chaque frange sur la position de sa voisine.

Ainsi, pour mesurer une différence de chemins optiques, il suffit de régler l'interféromètre pour obtenir des franges parallèles, de fixer la position d'une frange comme repère et de compter le nombre N de franges qui y passent lors d'une variation ΔL de chemin optique de l'un des deux faisceaux T_R ou T_t . On a alors :

$$\Delta L = N \frac{\lambda_0}{2} \quad (I.1)$$

b. Interféromètre en lame d'air

Cette situation est obtenue lorsque les deux miroirs sont parfaitement perpendiculaires et que leur distance à la lame séparatrice est différente. On obtient alors une figure formée d'anneaux concentriques (figure 20).

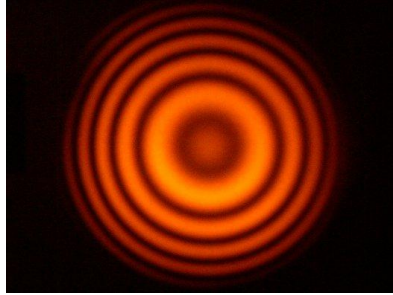


Figure.20 : Anneaux d'interférences obtenus avec un interféromètre de Michelson réglé en lame d'air, éclairé par une lampe à vapeurs de Sodium, émettant une lumière orange [12].

Lorsque les deux miroirs sont situés presque à même distance de la lame séparatrice on parle alors de contact optique, on observe de moins en moins d'anneaux pour tendre vers une figure d'interférences constituée d'une intensité uniforme et d'une couleur unie. On parle alors de teintes plates de Newton. Celles-ci sont encore plus perceptibles lorsqu'on utilise une source de lumière blanche.



La photo ci-dessus à gauche est prise un peu avant le contact optique, la photo de droite correspond à une position plus proche du contact optique. On peut observer sur ces deux dernières photographies que les anneaux sont un peu ovales; cela provient d'un réglage pas tout à fait optimal de la perpendicularité des miroirs.

C. Interféromètre en coin d'air

L'interféromètre est réglé en coin d'air lorsque les deux miroirs ne sont plus strictement parallèles, mais restent pratiquement à la même distance de part et d'autre de la lame séparatrice. On observe des franges d'interférences rectilignes sur la figure 21, on voit très clairement deux zones circulaires éclairées et dans leur partie commune, des franges d'interférence quasiment rectilignes. Les couleurs de ces franges sont irisées car l'éclairage est réalisé en lumière blanche.

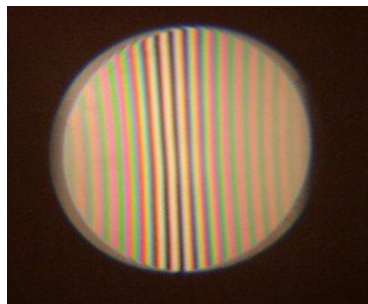


Figure 21: Franges rectilignes, interféromètre en coin d'air, observation en lumière blanche.[12]

d .Interféromètre de Mach - Zehnder

L'interféromètre de Mach-Zehnder est un interféromètre optique créé par Ernst Mach et Ludwig Zehnder [12]. Il est constitué de deux miroirs et de deux lames semi-réfléchissantes (figures 22 et 23) : un faisceau lumineux est divisé en deux, puis ces deux faisceaux sont alors recombinaés à l'aide d'un miroir semi réfléchissant. Ils vont donc pouvoir interférer entre eux. La figure d'interférence ainsi obtenue permet de réaliser des mesures très précises sur la source de lumière.

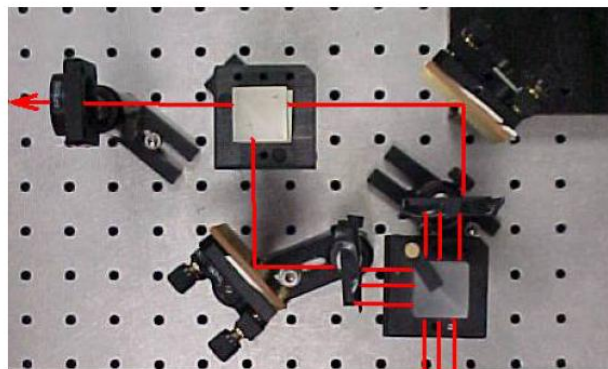


Figure 22. Montage réel de l'interféromètre de Mach-Zehnder[12]

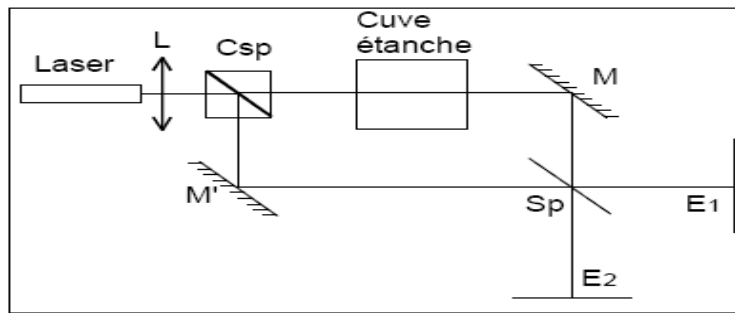


Figure 23.Schéma du montage optique.[12]

I.5.4.2.interféromètre à ondes multiples :

a. Interféromètre de Fabry- Pérot : L'interféromètre de Fabry-Pérot est un interféromètre à ondes multiples formé d'une lame d'air à faces parallèles. Cette lame d'air est constituée de deux lames de verre dont les faces internes sont planes et traitées réfléchissantes. Le parallélisme des lames est réglable ainsi que la distance entre les lames (épaisseur de la lame d'air). L'interféromètre est monté sur des pieds anti-vibratoires. Ses applications peuvent être résumées en Spectroscopie, effet Zeeman, Mesures d'épaisseurs optiques, Réglages d'étalons Fabry-Pérot, Contrôles et Mesures des modes d'un laser. Construit pour la première par Charles Fabry et Alfred Perot à la fin du XIX^e siècle, est d'un intérêt contemporain considérable. Non seulement il est constitué d'un système microscopique à fort pouvoir de résolution, mais il sert de cavité résonante basique pour les lasers.

En principe le système repose sur deux surfaces hautement réfléchissantes planes, parallèles, séparées une distance d , il s'agit de la configuration la plus simple. En pratique on utilise deux plans étalons semi- argentés ou aluminés comme surfaces réfléchissantes. L'épaisseur d'air associée varie généralement de quelques millimètres à quelques centimètres lorsque l'appareil est utilisé de manière interférométrique, et souvent jusqu'à des longueurs considérablement plus grandes lorsqu'il est utilisé comme cavité résonante d'un laser. Si l'on peut faire varier mécaniquement cet intervalle en translatant l'un des miroirs, il se rapporte à un interféromètre. Lorsque les miroirs sont fixes et ajustés en parallélisme au moyen de cales, on parle de l'étalon (bien qu'il soit toujours un interféromètre au sens large du terme). Si les deux surfaces d'une simple lame de quartz sont convenablement polies et argentées, celle-ci servira également d'un étalon, d'une autre part si les faces non argentées des lames sont souvent taillées en léger biseau (quelques minutes d'arc) pour réduire la figure d'interférence provenant des réflexions sur ces faces.

La figure 24 montre un étalon par une source étendue, qui pourrait être un arc à mercure ou un faisceau laser He-Ne de quelques centimètres de diamètre. Cela peut s'effectuer en éclairant la pupille de sortie d'un télescope mis au point à l'infini, et en diffusant la lumière par une lame de verre dépoli. On n'a tracé qu'un seul des rayons émis d'un point S_1 de la source à travers l'étalon entrant par la lame partiellement argentée, il est de nombreuses fois réfléchi à l'intérieur de l'étalon. Les rayons transmis sont collectés par une lentille et focalisés sur l'écran, où ils interfèrent pour former soit une tache brillante, soit une tache sombre. Considérons ce plan d'incidence particulier, qui contient tous les rayons réfléchis. Un autre rayon émis d'un point différent S_2 , parallèle au rayon original et situé dans ce plan d'incidence, formera une tache au même point P sur l'écran. Les ondes multiples produites dans la cavité soit de S_1 soit de S_2 sont cohérentes entre elles quand elles arrivent en P. Cependant, les rayons provenant de S_1 sont complètement incohérents avec ceux venant de S_2 , de sorte qu'il n'y a aucune interférence mutuelle durable. la contribution à l'éclairement

I_t (éclairement en transmission déterminé par l'équation $I_t = \frac{I_i(t\delta)^2}{(1+r^A) - 2r^2 \cos \delta}$) en P est

simplement la somme des deux contributions de l'éclairement.

Tous les rayons ayant le même angle engendreront une frange circulaire d'éclairement uniforme (figure 25). Avec une source étendue diffuse, les franges d'interférences seront des cercles concentriques étroits, correspondant à une figure d'interférence à ondes multiples à transmission.

On peut observer visuellement le système de franges en regardant à l'infini. Le travail de la lentille de focalisation qui n'est plus alors nécessaire, est fait par l'œil. Pour de grandes valeurs de d les anneaux seront trop resserrés et un télescope pourrait être nécessaire pour les agrandir. Il est possible de produire des franges réelles non localisées grâce à une source ponctuelle brillante.

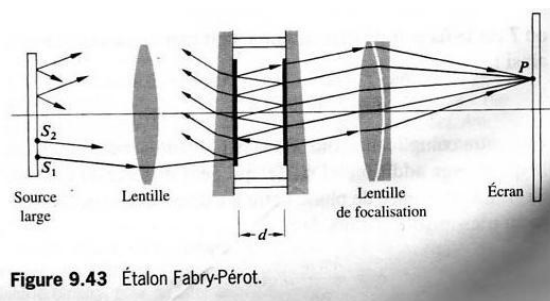


Figure 24. : Etalon Fabry -Perot. [12]

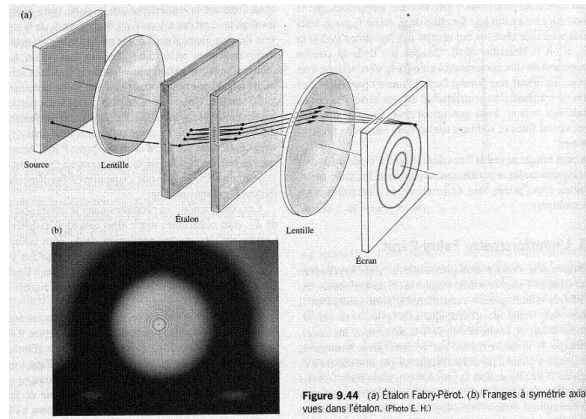


Figure 25: (a) étalon Fabry-Perot. (b) franges à symétrie axiale [12]

Les films métalliques semi- transparents souvent utilisés pour augmenter le facteur de réflexion ($R = r^2$) absorberont une partie A de flux; cette fraction est dénommée facteur d'absorption. L'expression :

$$t^2 + r^2 = 1 \quad (I.2)$$

ou

$$T + R = 1 \quad (I.3)$$

où T est le facteur de transmission, doit maintenant se réécrire ainsi :

$$T + R + A = 1 \quad (I.4)$$

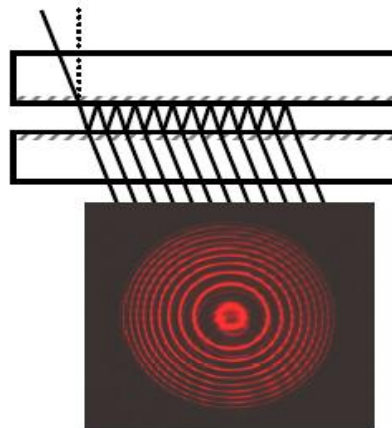


Figure 26: principe de fonctionnement [12]

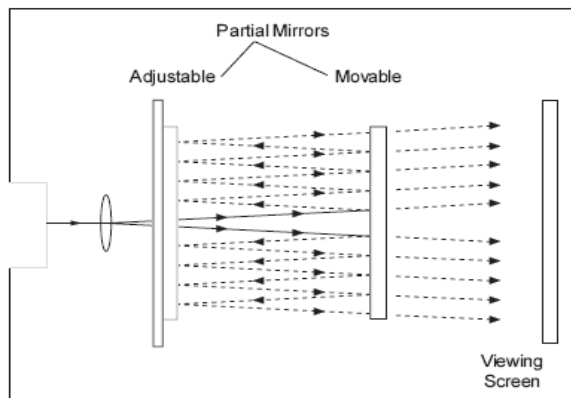


Figure 27 interféromètre de fabry-perot [12] :

I.5. Applications de l'interférométrie :

L'interférométrie a eu beaucoup d'applications, dont certaines n'ont eu qu'un intérêt historique ou pédagogique, alors que d'autres sont utilisées de manière intensive. L'avènement du laser et la disponibilité de sources quasi monochromatiques hautement cohérentes ont facilité la conception de nouvelles configurations d'interféromètres.

I.5.1. L'interféromètre Twyman-Green :

C'est essentiellement une variation de celui de Michelson. C'est un instrument de grande importance dans le domaine du contrôle en optique moderne. Il comprend une source ponctuelle quasi monochromatique et une lentille L_1 , lesquelles fournissent des ondes planes entrantes, et une lentille L_2 , focalisée dans l'œil afin que la totalité du champ, (c'est-à-dire n'importe quelle portion de M_1 et M_2) soit visible. Le dispositif présenté sur les figures 28 et 29 est destiné au contrôle d'une lentille. Le centre de courbure du miroir sphérique M_2 coïncide avec le foyer de la lentille. Si la lentille étudiée n'a pas d'aberration, la surface d'onde réfléchie revenant vers la lame séparatrice sera plane. S'il y a du stigmatisme, de l'aberration sphérique le front d'onde sera déformé et l'on observera ou en prendra une photographie de motif de franges caractéristique de ces distorsions. En remplaçant M_2 par un miroir plan, on peut également tester d'autres éléments (prismes, lames optiques, etc.). Cette technique permet de contrôler des systèmes optiques complexes avec des aberrations d'une fraction de longueur d'onde.

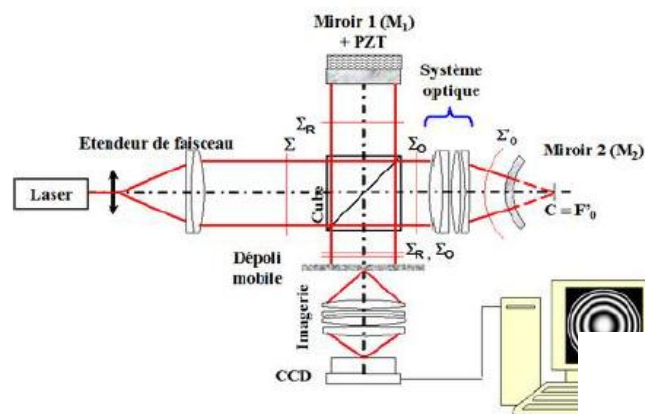


Figure 28 : interféromètre de Twyman-Green [9]



Figure 29 : Interféromètre de Twyman-Green [9]

I.5.2. L'interféromètre en anneau de Sagnac [11]

L'interféromètre de Sagnac est largement utilisé pour mesurer des vitesses de rotation. Les premières expériences qui donnèrent l'impulsion à ces efforts furent celles de Sagnac qui, en 1911, faisant tourner tout l'interféromètre, les miroirs, la source, le détecteur autour d'un axe perpendiculaire passant en son centre (figure 30). Deux faisceaux superposés traversent l'interféromètre, l'un dans le sens des aiguilles d'une montre et l'autre en sens inverse. La rotation réduit effectivement le chemin suivi par un faisceau par rapport à celui qui est comparé au chemin suivi par l'autre. Dans l'interféromètre il en résulte un décalage des franges proportionnel à la vitesse angulaire de rotation ω . Considérons le dispositif sur la figure 30. Le sommet A se déplace à une vitesse linéaire $v = R.\omega$, où R est la moitié de la diagonale du carré. En utilisant un raisonnement classique, on trouve que le temps de parcours de la lumière le long de AB est de :

$$t_{AB} = \frac{R\sqrt{2}}{c - v/\sqrt{2}} \quad (I.5)$$

On peut exprimer la différence entre le temps du trajet dans le sens des aiguilles d'une montre et dans le sens inverse en termes d'aire $A=2R^2$ du carré formé par les faisceaux de

lumière soit :

$$\Delta t = \frac{4A\omega}{c^2} \quad (I.6)$$

Si $\tau=\lambda/c$ est la période de la lumière monochromatique utilisée, alors le déplacement fractionnel des franges donné par $\Delta N=\Delta t/\tau$ est :

$$\Delta N = \frac{4A\omega}{c\lambda} \quad (I.7)$$

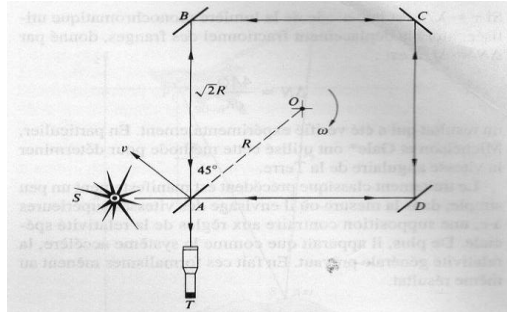


Figure 30 : interféromètre de Sagnac pour la gyrométrie. [11]

I.5.3. Application des franges d'égalé inclinaison ou anneaux d'Haidinger

I.5.3.1-traitement antireflet des surfaces

Ce traitement a pour but d'éviter les pertes de flux lumineux incident par réflexion et ainsi de transmettre, jusqu'au détecteur, le maximum de flux. Par exemple, on dépose sur le premier verre des lentilles d'un objectif photographique, d'indice n_s , une couche d'un matériau transparent d'indice N . Afin que l'interférence par réflexion soit totalement destructive (pas de lumière réfléchi), deux conditions doivent être réalisées :

i) N doit être tel que les facteurs de réflexion sur les deux faces, ρ_1 et ρ_2 , soient égaux. En effet, les amplitudes des deux premiers rayons réfléchis valent respectivement, lorsque l'amplitude de l'onde incidente est 1 :

$$\rho_1 \text{ et } \tau_1 \quad \rho_2 \quad \tau_1' \quad \text{avec} \quad \rho_1 = \frac{n_e - N}{n_e + N} \quad \rho_2 = \frac{N - n_s}{N + n_s} \quad \tau_1 = \frac{2}{1 + N} \quad \text{et} \quad \tau_1' = \frac{2N}{1 + N}$$

ρ_1, ρ_2 étant les facteurs de réflexion des deux dioptrés et τ_1, τ_1' des facteurs de transmission sur la première face dans les sens incident et réfléchi ; n_e est l'indice du milieu à l'entrée.

Comme $N \sim 1$, les facteurs de transmission τ_1 et τ_1' sont sensiblement égaux à 1. On en

déduit la condition : $\rho_1 \approx \rho_2$ Soit $\frac{n_e - N}{n_e + N} \approx \frac{N - n_s}{N + n_s}$

On trouve aussi $N \approx (n_e n_s)^{1/2}$

Ainsi, N doit être compris entre n_e et n_s . si $n_e=1$ (air) et $n_s=1.52$ (crown), $N=1.23$.

ii) la différence de phase ϕ_r qui vaut ici $(2\pi/\lambda_0)2N_e$ doit être égale à $(2m+1)\pi$, m étant un entier. Par conséquent :

$$\phi_r = \frac{2\pi}{\lambda_0} 2N_e = (2m+1)\pi \quad (I.8)$$

d'où
$$e = (m + \frac{1}{2}) \frac{\lambda_0}{2N} \quad (I.9)$$

L'épaisseur minimale qui convient est donc $\lambda_0/(4N)$. Lorsque la lumière incidente est blanche, l'épaisseur e de la couche déposée est uniquement celle relative à la longueur d'onde pour laquelle l'œil a une sensibilité maximale (jaune-vert). Donc $e \approx 0.12 \mu\text{m}$. Pour les autres radiations, l'interférence n'est pas totalement destructive. C'est pourquoi la teinte complémentaire, constituée de reflets bleus et violets, est visible par réflexion sur les verres des objectifs photographique. On arrive par cette technique à obtenir des facteurs de réflexion en intensité inférieurs à 1%.

I.5.3.2. traitement des surfaces par augmentation du facteur de réflexion

Lorsqu'on augmente le facteur de réflexion des verres, on dépose sur leurs surfaces une couche de sulfure de zinc d'indice $N=2.35$. Comme N est supérieur aux indices des milieux extrêmes air et verre ($n_s = 1.52$), la différence de phase introduite par cette couche présente le terme supplémentaire égal à π ; la condition précédente $e = \lambda_0/(4N)$ réalise donc l'interférence constructive des deux premières ondes réfléchies. Lorsque l'amplitude de l'onde incidente est égale à l'unité, les amplitudes réelles de ces ondes sont respectivement :

$$A_1 = -\rho = \frac{N-1}{N+1} = 0.4$$

et

$$A_2 = \tau_1 \rho_2 \tau_1' = \frac{2}{1+N} \times \frac{2N}{1+N} \times \frac{N-n}{N+n} = 0.189$$

On en déduit le facteur de réflexion en intensité qui est l'intensité de l'onde réfléchie résultant de l'interférence constructive des deux ondes :

$$R=I = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1 A_2 = (A_1 + A_2)^2 = 0.347$$

I.5.3.3. Mesure des indices

Les anneaux d'Haidinger qui peuvent servir à mesurer l'indice n d'un matériau, par exemple un gaz. En effet, en mesurant la variation du rayon du premier anneau brillant, lorsque le milieu passe de l'air au gaz étudié, on en déduit l'indice.

Dans le cas général d'une mince d'indice n , rappelons que :

$$\phi = \frac{2\pi}{\lambda_0} 2n \cos \theta + (\pi) \quad (\text{I.10})$$

Le déphasage π est le déphasage supplémentaire dont il faut tenir compte dans l'observation par réflexion. Les rayons des anneaux brillants sont donnés par les valeurs de l'angle d'incidence i telles que l'ordre d'interférence soit entier. On en déduit le rayon R_q du $q^{\text{ème}}$ anneau brillant dans le plan focal image de L :

$$R_q \approx f_i q \approx f n r_q = f \left(\frac{n \lambda_0}{e} \right)^{1/2} (q-1+\varepsilon)^{1/2} \quad (\text{I.11})$$

tel que
$$r_q = \left(\frac{\lambda_0}{n e} \right)^{1/2} (q-1+\varepsilon)^{1/2} \quad \text{et} \quad 0 \leq \varepsilon < 1$$

I.5.4 Application des franges d'égal épaisseur ou franges de Fizeau

I.5.4.1. étude des surfaces

Les franges d'égal épaisseur fournissent un moyen de contrôler, de façon précise, la planéité des surfaces transparentes. Il suffit de réaliser un coin d'air entre la surface à contrôler et une surface étalon. En éclairant l'ensemble avec une source étendue monochromatique, on obtient une représentation visuelle de l'écart entre les deux surfaces. Le montage de Fizeau schématisé sur la figure 31 est très utilisé ; il comporte une lentille au plan focal objet de laquelle est placée la source.

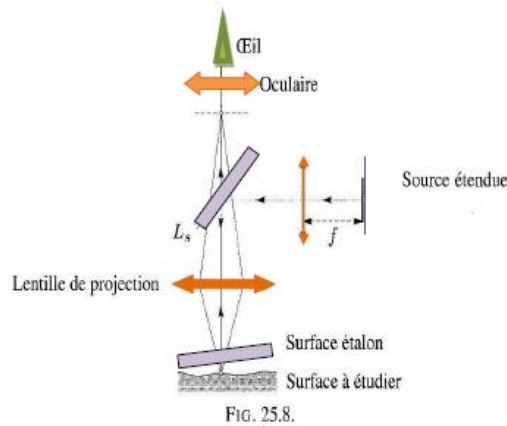


Figure 31 : montage de Fizeau [11].

1.5.4.2. Mesure des faibles épaisseurs par la méthode du spectre cannelé

Cette méthode permet après étalonnage, de mesurer l'épaisseur de la lame. En effet, entre la longueur d'onde λ_1 , relative à une première cannelure sombre de rang 1, et celle relative à la cannelure de rang m, on a la relation suivante :

$$L = 2n e = m_1 \lambda_1 \quad (\text{I.12})$$

d'où :

$$e = \frac{m_1 \lambda_1}{2n} = \left(\frac{m-1}{2n} \right) \frac{\lambda_1 \lambda_m}{\lambda_1 - \lambda_m} \quad (\text{I.13})$$

Puisque

$$m_1 = \frac{(m-1) \lambda_m}{\lambda_1 - \lambda_m}$$

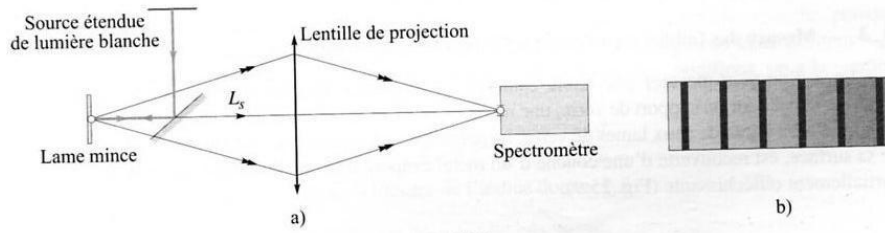


FIG. 25.7.

Figure 32 : Spectre de lumière blanche cannelé [11]

1.5.4.3. Mesure des faibles épaisseurs par la méthode de Tolanski.

Lorsqu'on veut mesurer une faible épaisseur t (quelques dizaines de nanomètres) d'un certain matériau déposé sur un support de verre, la méthode précise de Tolanski, consiste à réaliser un coin d'air à l'aide de deux lames de verre. La première qui supporte le matériau déposé sur une partie de la surface, est recouverte d'une couche d'un métal évaporé très réfléchissant, la seconde est étendue partiellement réfléchissante.

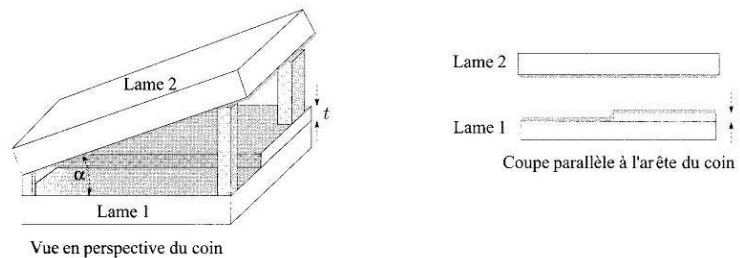


Figure 33: la méthode de Tolanski pour la mesure des faibles épaisseurs [11]

Le coin d'air ainsi constitué est observé par réflexion à l'aide d'un microscope métallographique. Il est éclairé normalement au moyen d'un miroir semi transparent. On voit aisément deux systèmes de franges rectilignes identiques, parallèles à l'arête commune et décalés du fait de la présence du dépôt. Écrivons que la phase et l'épaisseur sont inchangées lorsque l'on suit une même frange sur toute la largeur du coin d'air.

1.5.5. Interféromètre de Mach - Zehnder

C'est un dispositif à division d'amplitude, il est composé de deux lames séparatrices et deux miroirs. Les deux ondes se propagent selon des trajets différents, et l'on peut introduire une différence de chemins optiques par une légère rotation d'une des lames. A cause de la séparation entre les deux trajets, l'interféromètre est relativement difficile à aligner. Pour la

même raison, celui-ci trouve cependant des myriades d'applications. On l'a même utilisé pour obtenir des franges d'interférences entre électrons.

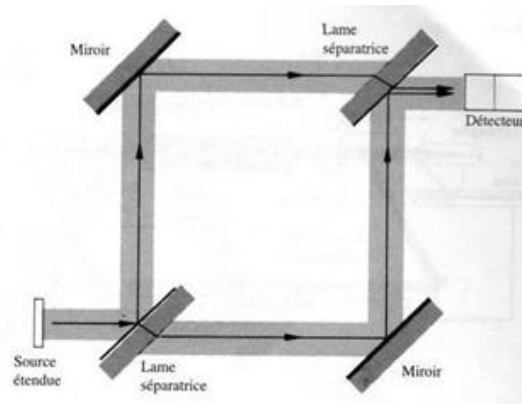


Figure 34 : interféromètre de Mach-Zehnder [11]

Si l'on entrepose un objet dans un des faisceaux, on modifie la différence de chemin optique, ce qui change la figure d'interférence. Une application classique du « Mach – Zehnder » est l'observation des écoulements gazeux dans des chambres d'expérimentation (souffleries, tubes à chocs, etc.). Un faisceau traverse une chambre de test, pendant que l'autre traverse une cellule compensatrice appropriée. Le premier rencontre à indice de réfraction spatialement variable, et les distorsions résultantes du front d'onde sont à l'origine du contour des franges.

La figure 35 montre une très belle application, le dispositif de compression magnétique connu sous le nom de Scylla IV, utilisé pour étudier des réactions thermonucléaires contrôlées. Dans ce cas, l'interféromètre de Mach –Zehnder apparaît sous la forme d'un parallélogramme. Les deux photographies, qui sont des interférogrammes laser à rubis, montre la figure d'interférence obtenue en l'absence de plasma dans le tube et les contours de la densité du plasma pendant une réaction.

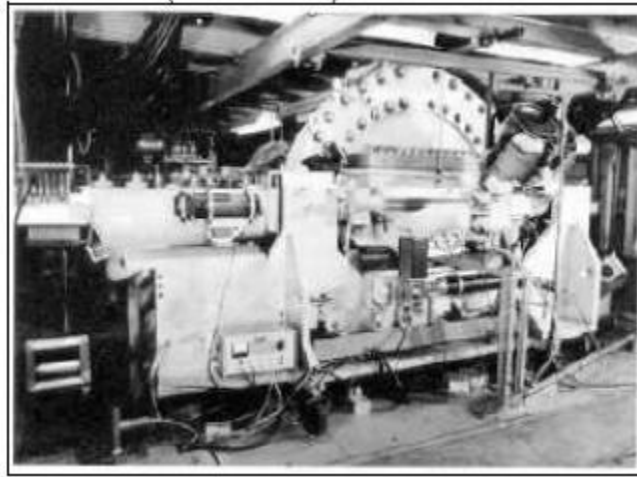


Figure 35 : Scylla IV, un des premiers montages pour étudier les plasmas [3]

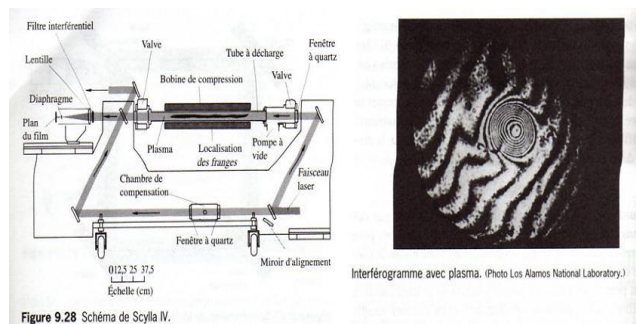


Figure 9.28 Schéma de Scylla IV.

a) Interférogramme avec plasma



b) Interférogramme sans plasma [3]

I.6. Les décharges électriques

I.6.1- Les Décharges Luminescentes (Décharges “Glow”)

Les décharges luminescentes sont le plus souvent générées à basse pression (inférieure à 10 torr) entre deux électrodes planes avec des tensions d'alimentation d'une centaine de volts tandis que l'intensité varie de 10^{-4} à 10^{-1} ampère. Ces décharges peuvent aussi être obtenues à pression atmosphérique avec d'autres géométries de réacteur. Les tensions d'alimentation sont alors beaucoup plus importantes (plusieurs kV). Le régime de décharge luminescente, notamment utilisé dans les tubes d'éclairage (tubes néon, tubes fluorescent), est aussi employé pour le traitement de polluants comme les COV, ou les NOx. Ces décharges sont caractérisées par un plasma homogène. A basse pression, la technique permet l'utilisation de faibles champs électriques (de l'ordre de 10 V.cm^{-1}) mais ne doit pas occulter le problème de la limitation Du Débit Massique De Gaz A Traiter.

I.6.2. Les Décharges Couronnes :

Les décharges couronnes sont des décharges électriques pré-disruptives qui se développent dans l'intervalle gazeux entre deux électrodes fortement asymétriques. Parmi les configurations très variées de systèmes d'électrodes utilisés, les plus courantes sont les systèmes pointe/plan, multipointe / plan, couteau / cylindre, fil-plan, fil / cylindre ou cylindre / cylindre. La distance interélectrodes est habituellement inférieure au centimètre.

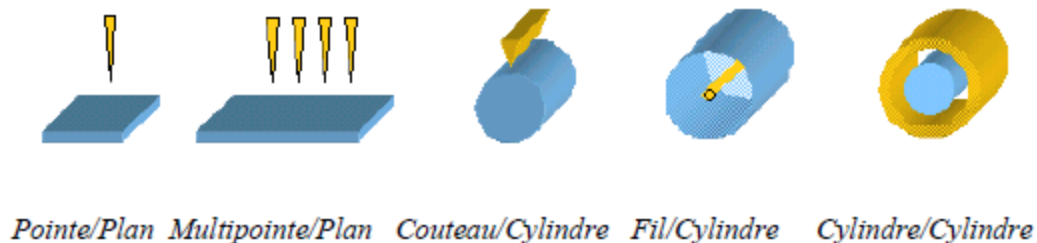


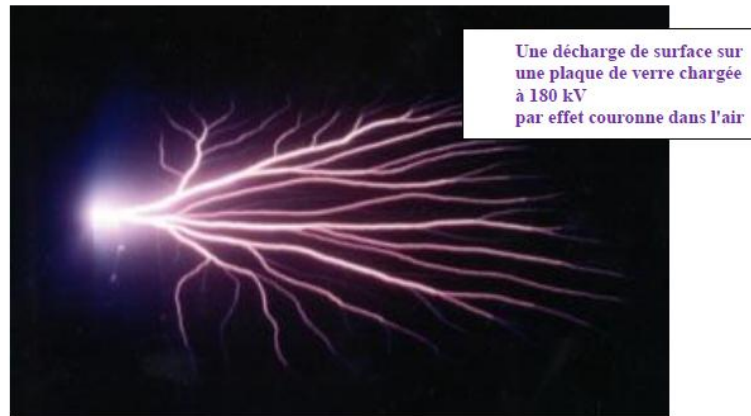
Figure 36 : Systèmes d'électrodes couramment utilisés pour la production de décharges couronne

Du fait de cette dissymétrie, le champ entre les deux électrodes est hétérogène. Les décharges couronnes peuvent s'appliquer à des milieux gazeux variés à des pressions allant de quelques centaines de pascals à quelques atmosphères. En revanche, à ces mêmes pressions, les plasmas de gaz rares exempts d'impuretés évolueront pratiquement instantanément en arc. En outre, les décharges couronnes ont pour avantage d'être faciles à produire dans de bonnes conditions de stabilité et de reproductibilité. Suivant les applications envisagées, la haute tension, qui est

généralement appliquée à l'électrode active, peut être pulsée, alternative ou continue de polarité positive ou négative. L'utilisation d'une alimentation pulsée permet de générer de forts courants pendant des temps très courts (typiquement 500 A pendant 100 ns) et donc d'obtenir, sans passage à l'arc, des électrons de haute énergie, adaptés au traitement de certains polluants. Les tensions de travail habituellement utilisées varient de quelques kilovolts à une trentaine de kilovolts environ tandis que les puissances dépassent rarement quelques kilowatts.

I.6.3-Exemple sur les décharges couronne :

La présence de petites saillies à la surface des conducteurs, comme par exemple les gouttes d'eau, les flocons de neige ou encore des insectes, produisent de fortes augmentations du champ électrique.



I.6.4 Quelques Propriétés Des Décharges Couronnes :

On distingue deux grandes classes de couronnes : les couronnes positives et les couronnes négatives.

I.6.4.1. Décharges couronnes positives :

Dans ce cas une tension positive est appliquée à l'électrode de forte courbure. On distingue trois types de régimes qui apparaissent dans l'ordre croissant de la tension appliquée.

On a tout d'abord un régime 'burst' ou scintillement à basse tension [7-8] Ce régime est caractérisé par de très faibles pulses de courant d'intensité comprise entre 10^8 A et quelques centaines de μ A. Ces pulses s'établissent à peu près 20 ns et durent environ quelques centaines de nanosecondes. Ils correspondent à des éclats de décharges (burst en anglais) qui ont lieu au voisinage immédiat de l'électrode à forte courbure. L'établissement de ces éclats de décharge a lieu par initiation d'une avalanche au voisinage de l'électrode. Les électrons de l'avalanche se dirigent en se développant vers l'anode. On assiste alors éventuellement à

une transition avalanche/streamer et à l'établissement d'un champ de charge d'espace qui s'oppose au champ Laplacien. Il se forme alors une charge d'espace qui s'étend radialement sur l'électrode à forte courbure. L'action du champ de charge d'espace fait en sorte que le champ total devient trop faible pour entretenir la décharge ou permettre l'initiation d'une autre avalanche. On assiste à une déplétion des électrons par attachement avec les molécules du gaz ou absorption à l'anode. Il reste une charge d'espace positive formée par les ions positifs produits lors de la phase de décharge (figure 37).

Ces ions vont dériver loin de l'anode jusqu'à ce que la charge d'espace autour de celle-ci diminue à un niveau où le champ total devient assez important pour ré-initier un nouvel éclat de décharge. La fréquence de ces éclats de décharges est typiquement de l'ordre du temps caractéristique de dérive des ions. De ce fait la fréquence des pulses augmente avec la tension appliquée et peut atteindre des valeurs de l'ordre de quelques kHz. Cette fréquence dépend également de l'intensité de la source extérieure d'ionisation qui permet d'initier les avalanches. On utilise cette propriété dans les compteurs Geiger où l'intensité du rayonnement radioactif est déterminée à partir de la fréquence des éclats de décharges qu'il génère dans un système couronne.

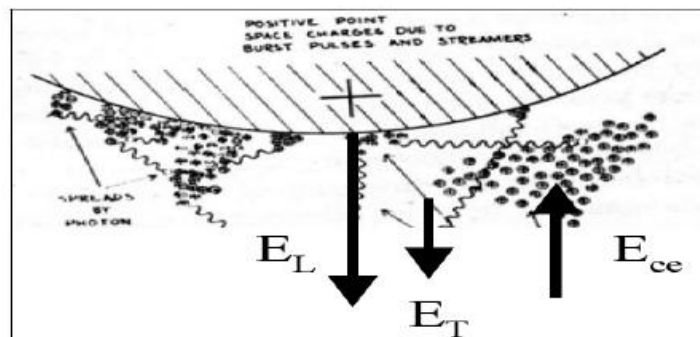


Figure 37 : schéma d'un éclat de décharge (Burst) montrant la charge d'espace positive se construit au voisinage de la cathode et comment la photo-ionisation permet l'étalement radial de la charge d'espace [14]

Lorsque l'on continue à augmenter la tension, les avalanches initiées près de l'anode donnent naissance à des streamers de plus en plus vigoureux. Deux cas de figures peuvent avoir lieu selon le pouvoir attachant du gaz. Dans un gaz où l'attachement est faible, les avalanches initiées au voisinage de l'anode se développent de manière assez importante pour acquérir une charge d'espace permettant d'induire une onde d'ionisation cathodique. Si la tension reste à un niveau raisonnable, ces ondes d'ionisation vont se propager vers la cathode et

s'éteindre dans l'espace inter-électrode avant d'atteindre la cathode. La propagation de ces streamers est assurée par les processus de photo-ionisation dans le gaz. Ceux-ci peuvent conduire à une ramification du streamer initial qui acquiert une structure tridimensionnelle.

Les courants associés à ces streamers, souvent appelés primaires dans le sens où ils n'induisent pas de claquage par passage à l'arc [14,15] sont de l'ordre de quelques dizaines à quelques centaines de milliampères. La succession des phases d'initiation, de propagation ramification et d'extinction des micro-décharges de streamers constitue le cycle élémentaire d'une décharge couronne. Si maintenant le gaz présente un pouvoir d'attachement important, les avalanches près de l'anode vont donner formation d'un nuage d'ions négatifs qui va induire un champ de charge d'espace au voisinage de la décharge (figure 37).

Dans cette zone relativement limitée et comprise entre le nuage d'ions négatifs et l'anode règne un champ fort qui peut donner lieu, si le gaz est suffisamment attachant à un claquage de type Townsend où le nuage d'électron négatif joue le rôle de cathode. Les électrons formés par photo-ionisation dans l'espace compris entre le nuage d'ions négatifs et l'anode vont être accélérés vers l'anode en induisant une forte ionisation dans cette espace. Les ions positifs produits par l'ionisation sont accélérés vers les ions négatifs où ils subissent une neutralisation mutuelle. La perte d'ions négatifs va être compensée par des réactions d'attachement induites par une fraction des photoélectrons (figure 39). Le régime de décharge ainsi obtenu est stable, stationnaire et auto-entretenu. Si on continue à augmenter la tension, les streamer, générés sont de plus en plus importants et finissent par atteindre la cathode (figure 38). On déclenche comme décrit précédemment une onde d'ionisation qui se propage de la cathode vers l'anode afin d'équilibrer le potentiel entre les deux électrodes. Il se forme alors une structure filamentaire ayant des caractéristiques similaires à la décharge continue. Un échauffement important se produit dans cette structure filamentaire qui finit par transiter vers un régime d'étincelle, i.e., arc transitoire chaud : c'est le claquage [15]

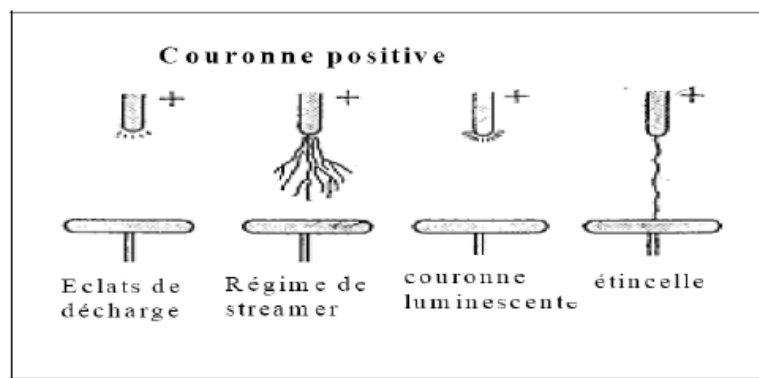


Figure 38 : Différents régimes de décharges couronnes en fonction de la tension[15].

I.6.4.2. Décharges couronnes négatives[16,17] :

Dans le cas d'une décharge sur une cathode, du fait de la grande différence de rayon de courbure entre les électrodes des précipitateurs (classiquement des fils et des plaques), le champ électrique est fortement inhomogène (figure 39). L'avalanche électronique se développe dans ce cas jusqu'à une distance telle que l'intensité du champ électrique n'est plus suffisante pour assurer la multiplication électronique. Ces mécanismes sont à l'origine de la formation d'une charge d'espace ionique dans l'espace inter-électrodes. En dehors de cette région d'ionisation, les électrons libres s'attachent rapidement aux molécules neutres pour former des ions négatifs. A partir d'une certaine distance de l'électrode ionisante, tout se passe comme si l'électrode à faible rayon de courbure émettait des ions de la même polarité qu'elle. Les phénomènes d'ionisation qui ont lieu dans la couronne lumineuse et qui génèrent les électrons libres, donnent aussi naissance à une forte densité d'ions positifs. Sous l'action du champ électrique, ces ions se déplacent vers le fil et en raison de leur mobilité bien plus petite que celle des électrons, une charge d'espace ionique se forme dans cette zone (Figure 39).

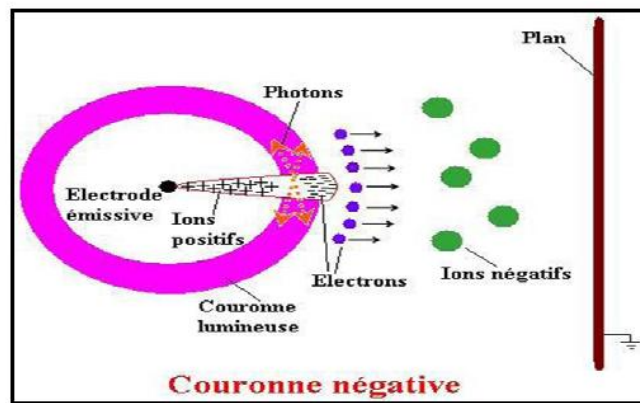


Figure 39 : Représentation schématique d'une décharge couronne négative

I.7. CONCLUSION :

Dans ce chapitre nous avons présenté une étude bibliographique sur l'optique géométrique et ondulatoire, les interféromètres et leurs applications et quelques décharges électriques dans les gaz. Dans le prochain chapitre nous décrivons notre modèle mathématique.

Bibliographie Du Chapitre I

- [1] Reza Samadi. Université Pierre et Marie Curie- Cours d'optique géométrique.
- [2] Sébastien Bourdreux Université Blaise Pascal -, Optique géométrique Octobre 2002.
- [3] Eugene Hecht. Optique. 4eme édition.
- [4] Jose- Philippe Perez. Optique. Fondements et applications. Éd. Dunod.
- [5] Bickerton (R. J.), Thèse, Oxford University, 1954.
- [6] Langmuir I AND Blodgett K B 1924 Phys. Rev. 23 49
- [7] Marode E.G. la formation de l'arc entre une pointe positive et un plan. Thèse doctorat Sciences. Orsay (Paris-Sud) 1972N° d'ordre :1020
- [8] Hirsh M.N., Oskam H.J. Acad. Press 1978 corona discharge in gaseous electronics.
- [9] Born M., Wolf E.; Principles of Optics, Pergamon Press, Oxford, 1975.
- [10] Hecht E., Zajac A., Optics, Addison-Wesley 1976.
- [11] P.Segonds, Optique, De l'interféromètre de Michelson à l'autocorrélateur.
- [12] Lycée Claude Fauriel, L'interféromètre De Michelson. Décembre 2002
- [13] K. Hassouni, F. Massines, J-M. Pouvesle, "Plasmas hors-équilibre à des pressions atmosphériques, Plasmas froids : Génération, caractérisation, et technologies", Publications de l'Université de Saint-Étienne, (2004)
- [14] Brid R.B. Stewart W.E.et Lightfoot N.E. Transport phenomena,1960, wiley New- york
- [15] E. Marode, "The mechanism of spark breakdown in air at atmospheric pressure between a positive point and a plane. II. Theoretical: Computer simulation of the streamer track", Journal of Applied Physics, Vol. 46, No. 5, p 2016-2020, (1975),
- [16] Lemerini M, Ferouani A K, Medjahdi S I and Belhour S April 2009
International Review on Modeling and Simulations Vol. 2
- [17] Ferouani A K, Lemerini M and Belhour S 2010 Plasma Science and Technology 12 2
- [18] Mayinger Fand Feldmann 2001 Optical Measurements: Techniques and Application (2nd Ed.) (Berlin: Springer)

CHAPITRE II
Le Modèle Mathématique

CHAPITRE II

Le Modèle Mathématique

II.1. Position du problème :

Dans le chapitre précédent nous avons décrit le montage expérimental Mach Zehnder qui va nous servir au diagnostic interférométrique de densité d'un gaz neutre (azote pur à 99,99%). Le gaz étant soumis à une décharge de type couronne pointe plan dans deux situations différentes (polarité positive et polarité négative). L'étude comporte trois pressions différentes (220, 400 et 760 Torr). Le diagnostic est effectué à l'aide d'une source cohérente (laser He-Ne 632.8 nm, 5mW). Les interférogrammes sont enregistrés à l'aide d'une caméra ccd et traités à l'aide d'un logiciel conçu pour donner une cartographie de la population des particules du gaz.

II.2. Calcul de l'indice de réfraction d'un milieu

II.2.1. relation de Gladstone-Dale

L'indice de réfraction est relié à la densité des neutres par la relation de Gladstone-Dale relative aux milieux ionisés. Cette relation nous permet d'écrire l'indice de réfraction des différentes populations :

$$n-1=N_n((1-\alpha)K_n+\alpha K_i)+N_e K_e \quad (\text{II.1})$$

n est l'indice de réfraction

α est le degré d'ionisation

N_n est la densité des particules neutres en cm^{-3} .

N_e est la densité d'électrons en cm^{-3} .

K_n , K_i , K_e sont les constantes de Gladstone correspondant respectivement à la population de neutres, des ions et des électrons.

II.2.2. Hypothèses de calcul

Dans les gaz faiblement ionisés, comme c'est le cas du plasma créé par la décharge couronne, le degré d'ionisation est faible ($\alpha < 10^{-4}$). La densité des ions est donc négligeable devant celle des particules neutres. La densité des électrons n'est pas la même dans toutes

les régions de l'espace. Dans une situation où cette densité est proche de son maximum, c'est-à-dire lors de la transition à l'arc, G.Forn [3] a calculé ces densités électroniques et a trouvé des valeurs variant de 10^{14} à 10^{15} cm^{-3} . Le calcul de la plus basse densité électronique détectable par notre système, permet de savoir si la population d'électrons intervient dans la variation de l'indice de réfraction. La dépendance de l'indice de réfraction en fonction de la population électronique s'écrit d'après I.Mehr [2] :

$$n_e - 1 = -\frac{1}{2} \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \quad (\text{II.2})$$

$$n_e - 1 = -\frac{e^2 \mathcal{N} N_e}{2\pi m_e c^2} \quad (\text{II.3})$$

$$n_e - 1 = -4.4783 \times 10^{-14} \mathcal{N} N_e \quad (\text{II.4})$$

ω_p est la pulsation du plasma.

λ est la longueur d'onde en cm.

n_e est l'indice de réfraction électronique. Si nous considérons que :

$$\Delta\phi = \frac{2\pi(n_e - 1)L}{\lambda} \quad (\text{II.5})$$

alors :

$$(n_e - 1) = \frac{\Delta\phi \lambda}{2\pi L} \quad (\text{II.6})$$

L étant le trajet parcouru par le faisceau lumineux à l'intérieur du milieu perturbé et $\Delta\phi$ le déphasage créé par la décharge. Nous pouvons alors calculer la densité des électrons minimale qu'il est possible de détecter dans nos conditions expérimentales, en prenant le minimum de déformation des franges détectables : 0.1 degré.

$$N_e = 2.227 \times 10^{13} \left(\frac{\Delta\phi}{2\pi \lambda L} \right) \quad (\text{II.7})$$

La densité électronique minimale détectable, avec notre système est donc 10^{19} cm^{-3} .

Or d'après les mesures de G. Forn [3], la densité électronique, même lors du passage à l'arc, est bien inférieure à cette valeur. Nous ne pouvons donc pas détecter cette densité.

Dans nos conditions de gaz faiblement ionisé et avec notre dispositif expérimental, la déformation des franges résulte donc seulement de la variation de la densité des neutres.

La contribution des électrons à la modification du trajet du faisceau lumineux et donc de l'indice de réfraction du milieu est uniquement due à la présence d'une densité hétérogène de particules neutres. La variation d'indice de réfraction du milieu correspond à la variation de l'indice des neutres. La loi de Gladstone peut alors être simplifiée elle s'écrit :

$$n-1 = N_n K_g \quad (\text{II.8})$$

La valeur de la constante K_g dépend de la longueur d'onde utilisée. Dans notre cas $K_g = 1.09163 \cdot 10^{-23} \text{ m}^{-3}$ [4] en prenant $\lambda = 0.6328 \text{ }\mu\text{m}$ et $T = 293\text{K}$ et $P = 1\text{atm}$. Pour cette constante l'effet de dissociation est négligeable si la température du gaz n'atteint pas 5000K, ce qui est le cas dans notre étude. Le minimum de densité de neutres détectables avec notre système sera égal à :

$$n-1 = \frac{\Delta\phi \lambda}{2\pi L} = N_n K_g \quad (\text{II.9})$$

$$N_{\min} = 1.4360 \times 10^{15} \text{ molécules/m}^3 \quad (\text{II.10})$$

En prenant comme précédente $\Delta\phi_{\min} = 0.1$ degré et $L = 5.8 \text{ mm}$.

Cette densité minimale est très inférieure aux densités de neutres estimées jusqu'à présent dans une décharge couronne. Nos mesures sont donc possibles. En considérant cette relation qui relie l'indice de réfraction d'un milieu gazeux faiblement ionisé à sa densité de particules neutres, nous allons pouvoir déterminer la densité des neutres en chaque point de la décharge.

II.3. l'intégrale d'Abel :

Pour faire le calcul de la déformation des franges $\Delta\Phi$, nous allons comparer la position des maxima d'une frange déformée à la position de ceux lorsque la frange est rectiligne, sur le même interférogramme.

Un grand nombre de diagnostics optiques sont basés sur la mesure de variation de phase. Celle-ci est proportionnelle au produit de l'indice de réfraction du milieu et de la longueur traversée. Plus précisément pour un milieu non homogène, elle est proportionnelle à l'intégrale de l'indice du milieu le long du chemin optique parcouru par le rayon lumineux. Si le milieu présente une géométrie cylindrique, la situation est simplifiée, et il est possible, à l'aide de l'inversion d'Abel [5-8], à partir de la mesure axiale de la variation de la phase de déterminer le profil radial de l'indice du milieu. La variation de phase, intégrée le long de l'axe y, due à la présence du gaz est donnée par :

$$\Delta\varphi(x) = \frac{4\pi}{\lambda_0} \int_0^y [n(r) - 1] dy \quad (\text{II.11})$$

En changeant le système de coordonnées (cartésiennes \rightarrow cylindriques), on obtient :

$$\Delta\varphi(x) = \frac{4\pi}{\lambda_0} \int_0^r \frac{[n(r) - 1] r dr}{(r^2 - x^2)^{1/2}} \quad (\text{II.12})$$

En utilisant l'inversion d'Abel, cette expression devient :

$$\frac{4\pi[n(r)-1]}{\lambda_0} = -\frac{1}{\pi r} \int_r^{r_0} \frac{\Delta n(x) dx}{(x^2-r^2)^{1/2}} \quad (\text{II.13})$$

En divisant alors l'axe x en N valeurs équidistantes $x_k=kr_0/N$, on obtient N valeurs de la variation de l'indice de réfraction en fonction du rayon, $r_j=jr_0/N$ ($j=1,2,\dots,N$).

On obtient :

$$n_j - 1 = \frac{\lambda_0}{2\pi_0} \sum_k a_{jk} \rho_k \quad (\text{II.14})$$

où a_{jk} sont des coefficients tabulés correspondent à la distance parcourue par le rayon j dans la zone d'indice constant. n_j sont les zones inhomogènes de la décharge qui sont obtenues en partageant le volume de la décharge en n_j zones de même épaisseur:

si $j \neq k$ et $j, k=1, N$

$$a_{j,k} = 2r \left(\sqrt{k^2 - \left(\frac{2j-1}{2}\right)^2} - \sqrt{(k-1)^2 - \left(\frac{2j-1}{2}\right)^2} \right) \quad (\text{II.15})$$

Si $j=k$ et $j,k=1$ à N

$$a_{j,k} = 2r \left(\sqrt{j^2 - \left(\frac{2j-1}{2}\right)^2} \right) \quad (\text{II.16})$$

r est l'épaisseur constante de chaque couche.

Ce système triangulaire d'équations peut être résolu avec une bonne précision par la méthode d'inversion de matrice (méthode de décomposition L.U, W.H.Press). Nous obtenons alors la valeur de la variation d'indice dans chacune des zones. Comme nous l'avons expliqué, cette méthode est applicable car le milieu étudié possède une symétrie axiale. Elle possède l'avantage d'être simple rapide et précise mais elle a un inconvénient, comme le fait remarquer G.V. Ostrovskaya [9] la résolution d'une intégrale par plusieurs sommes introduit une erreur systématique. Le nombre de zones N ne doit donc pas être trop important car l'erreur absolue dans le calcul de l'indice est proportionnelle à N .

Nous allons donc optimiser le choix du nombre de zones N , pour que la méthode donne une précision maximale. Ce nombre doit, en effet, être assez grand pour que la représentation discrète de l'évolution continue de l'indice soit intéressante. Mais, en même temps, il ne doit pas être trop grand afin de limiter l'amplification de l'erreur systématique. Nous allons donc optimiser N en fonction de la nature de la décharge étudiée, c'est-à-dire en fonction de l'extension radiale de la décharge. Cette extension varie entre la pointe et le plan, à

l'intérieur d'une même décharge car celle-ci a une forme conique de la pointe vers le plan. Les résultats obtenus après cette optimisation nous indiquent qu'un choix du nombre de couches compris entre 10 et 30 est judicieux. En effet, lorsque le nombre de couches est supérieur à 30, les résultats montrent que la valeur de l'indice de réfraction est fortement oscillante, elle n'est plus représentative d'une évolution régulière et progressive de l'indice de l'intérieur vers l'extérieur de la décharge. Par contre, lorsque le nombre de couche est inférieur à 10, les valeurs de l'indice obtenues sont trop discrètes et ne sont plus représentatives de chacun des points de la décharge.

Bibliographie Du Chapitre II

- [1] V.Cecile, thèse de doctorat, université Louis Pasteur –Strasbourg(1993)
- [2] L.Mehr, J. Cristian (1991).
- [3] Forn G 1984 Thèse de Troisième Cycle (Toulouse: Université Paul Sabatier)
- [4] Vest C M 1979 Holographic Interferometry (New York: Wiley)
- [5] V. Malka, F.Amiranoff, C.Coulaud, J.P.Geindre, V.Lopez, Z.Najmudin, D. Neely LULI, UMR n°7605, CNRS - CEA - X - Paris VI, Ecole Polytechnique, 91128 Palaiseau, France. Mesure des profils de densité d'atomes dans des jets de gaz à géométrie cylindrique.1998.
- [6] Pearce W D 1958 Conference On Extremely High Temperatures (Fisher H and Mansur L C Ed.) (New York: Wiley)
- [7] Shakher C and Nirala A K 1999 Opt. Laser Eng. 31 455
- [8] Rabat H and C De Izarra 2004 J. Phys. D: Appl. Phys. 37 2371
- [9] Ostrovskaya G V 1976 Phys. Tech. 21 1494

CHAPITRE III
Montage expérimental

Chapitre III

Montage expérimental

Les expériences que nous avons réalisées sur le diagnostic optique de densité par la technique d'interférométrie laser ont été effectuées au laboratoire d'optique de l'université de Tlemcen, à l'aide de l'interféromètre Mach Zehnder (figure II.1).

III-1.Description du montage expérimental :

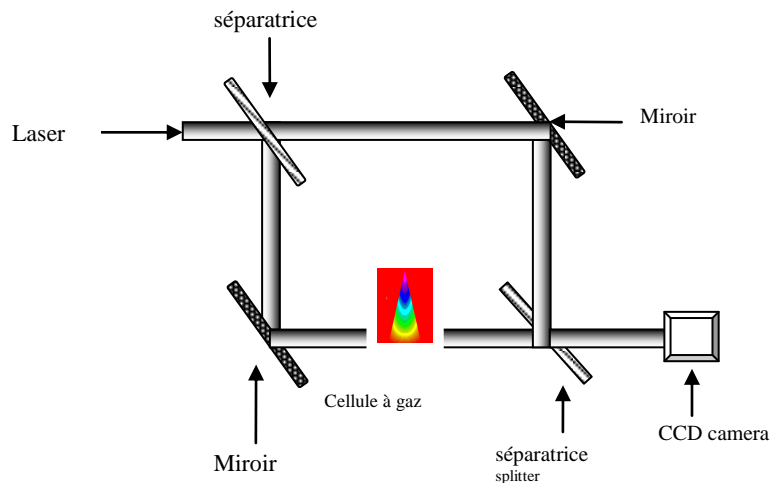


Figure III.1 Dispositif expérimental du Mach Zehnder

Le faisceau est divisé en deux par la lame séparatrice. L'un de ces faisceaux, le faisceau objet, va traverser le milieu de la décharge tandis que l'autre, le faisceau de référence, ne subira aucune perturbation. Ces deux rayons de lumière ont le même chemin optique lorsque la décharge ne fonctionne pas. Ils vont donc interférer et former des franges d'interférences rectilignes, parallèles entre elles et perpendiculaire à l'axe de la décharge. Elles sont localisées sur la décharge.

Comme nous l'avons vu le faisceau objet, en passant à travers le milieu de la décharge, subit une perturbation et donc une modification de sa phase. Il va y avoir un retard

de phase par rapport au faisceau de référence. Ce retard est visible et mesurable en observant la déformation des franges obtenues sur l'interférogramme.

Pour l'acquisition des interférogrammes, nous avons placé une caméra CCD, au point de focalisation des franges. Avec ce système d'acquisition, nous déterminons le déphasage avec une précision de 0.1 degré, ce qui correspond à une résolution spatiale de 0.1 mm, lorsqu'elle est rapportée aux dimensions réelles de la décharge.

III-2. Principe de fonctionnement :

Un faisceau laser He-Ne ($0.6328\mu\text{m}$) est élargi (environ 6 mm de diamètre) à l'aide d'un collimateur, puis séparé en deux faisceaux dans l'interféromètre de Mach-Zehnder à l'aide d'une lame séparatrice. Nous plaçons, à la sortie du laser, un filtre spatial qui nous permet d'obtenir un faisceau filtré propre et très proche d'une onde plane. Nous veillons à ce que les deux faisceaux obtenus soient rigoureusement identiques, en largeur et en intensité. Les électrodes sont de plus en plus visibles sur l'interférogramme, la distance inter électrodes est mesurée à l'aide de la mire.

L'image du déphasage du gaz est enregistrée avec une caméra CCD. La pression de la bouteille d'Azote est mesurée à l'aide d'un détendeur. La pression résiduelle dans la chambre à vide est inférieure à 10^{-4} mbar. L'électrovanne est ouverte pendant un court temps, assurant un écoulement stationnaire. Un interrupteur électrique est utilisé et nous permet de suivre l'histoire de l'écoulement du gaz d'Azote. Un filtre interférentiel centré à 632.8 nm permet aussi de réduire la lumière. Un traitement mathématique nous permet d'extraire directement, à partir de l'interférogramme, une cartographie de la variation de phase introduite par la décharge couronne. L'inversion d'Abel est maintenant partie intégrante de ce programme et nous permet d'avoir directement les profils de densité du gaz. Les différents éléments essentiels pour la réalisation de l'interféromètre sont donnés dans les photos n°1 à 17.

Notre système de décharge est constitué de deux électrodes, une pointe et un plan, en acier inoxydable. Le rayon de courbure de la pointe est de $50\mu\text{m}$ et le diamètre du plan est de 5 cm. La distance inter électrodes d peut varier entre 4 et 10 mm, nous avons pris $d=5.8$ mm. Cette décharge couronne pointe – plan présente une symétrie cylindrique, elle est étudiée en régime stationnaire dans deux montages électriques différents :

- Dans le premier montage, la pointe est reliée à la tension négative : C'est la décharge couronne négative.

- Dans le deuxième montage, la pointe est reliée à la haute tension positive, tandis que la plan est reliée à la masse : C'est la décharge couronne positive.

Pour alimenter ces systèmes, nous disposons d'un générateur haute tension avec un courant pouvant varier de 0 à 1 mA et une tension variant de 0 à 30 kV. Ce générateur est stabilisé en courant. Il est relié à la décharge par l'intermédiaire d'une résistance de $10\text{M}\Omega$.

En fin le gaz baignant dans la décharge couronne est celui d'Azote : N_2 .



Photo n°1 : vue d'ensemble du dispositif interférométrique Mach-Zehnder avec le groupe pompe à vide, bouteille à gaz et le micro-ordinateur (Laboratoire d'optique - Université de Tlemcen).

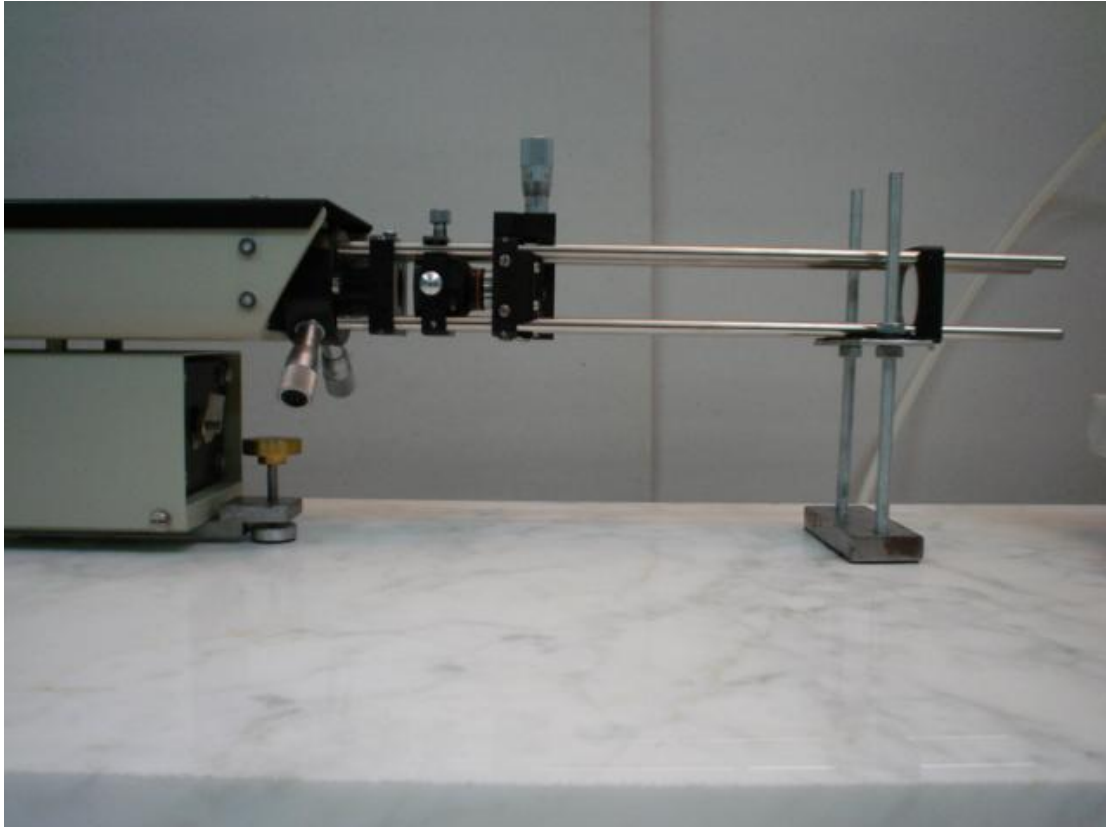


Photo n°2 : vue de la source laser He-Ne $0.6328 \mu\text{m}$ (objectif et trou source)
et du système de filtrage du faisceau (lentille collimatrice)
(Laboratoire d'optique-Université de Tlemcen).

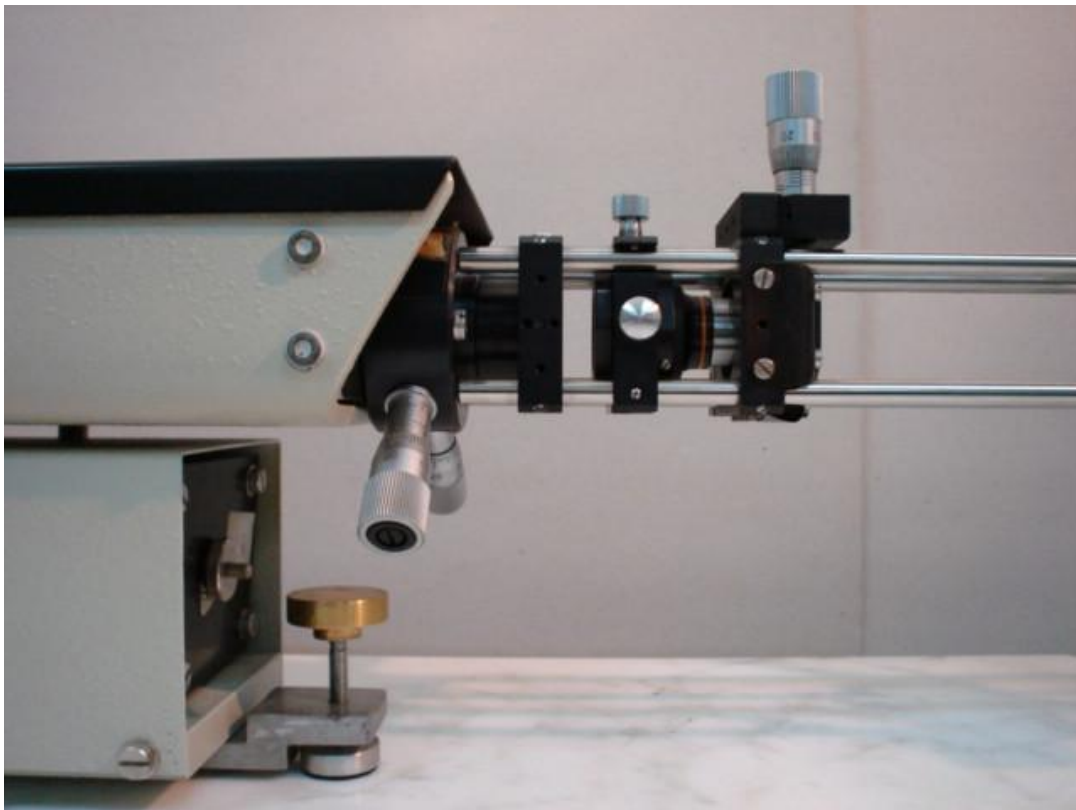


Photo n°3 : autre vue de la source laser He-Ne $0.6328 \mu\text{m}$ (objectif et trou source)
Et du système de filtrage du faisceau (lentille collimatrice)
(Laboratoire d'optique-Université de Tlemcen).



Photo n ° 4 : Vue de dessus de l'interféromètre
(laboratoire d'optique- Université de Tlemcen).

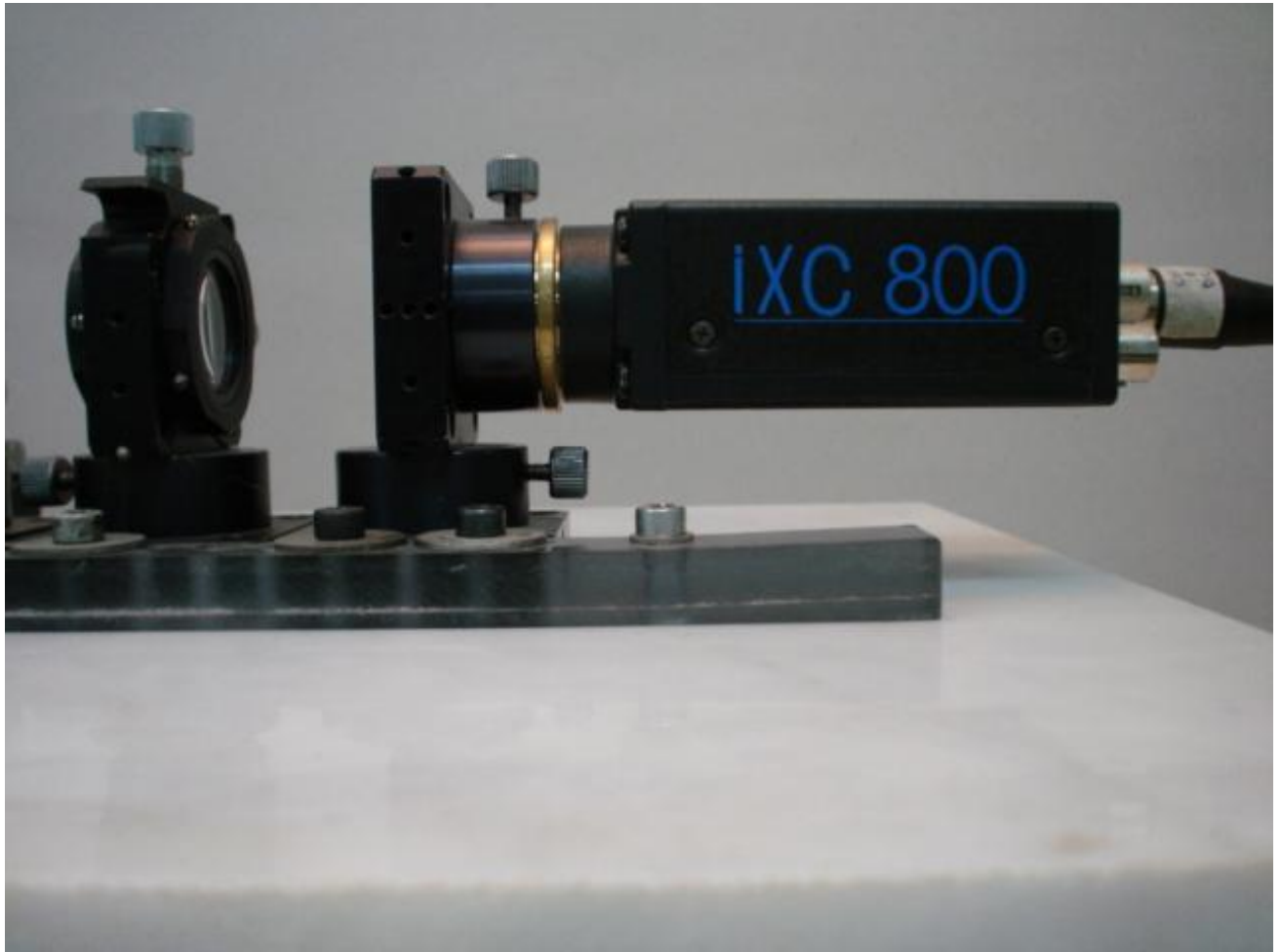


Photo n ° 5 : Caméra CCD avec lentille d'imagerie
(laboratoire d'optique-Université de Tlemcen).

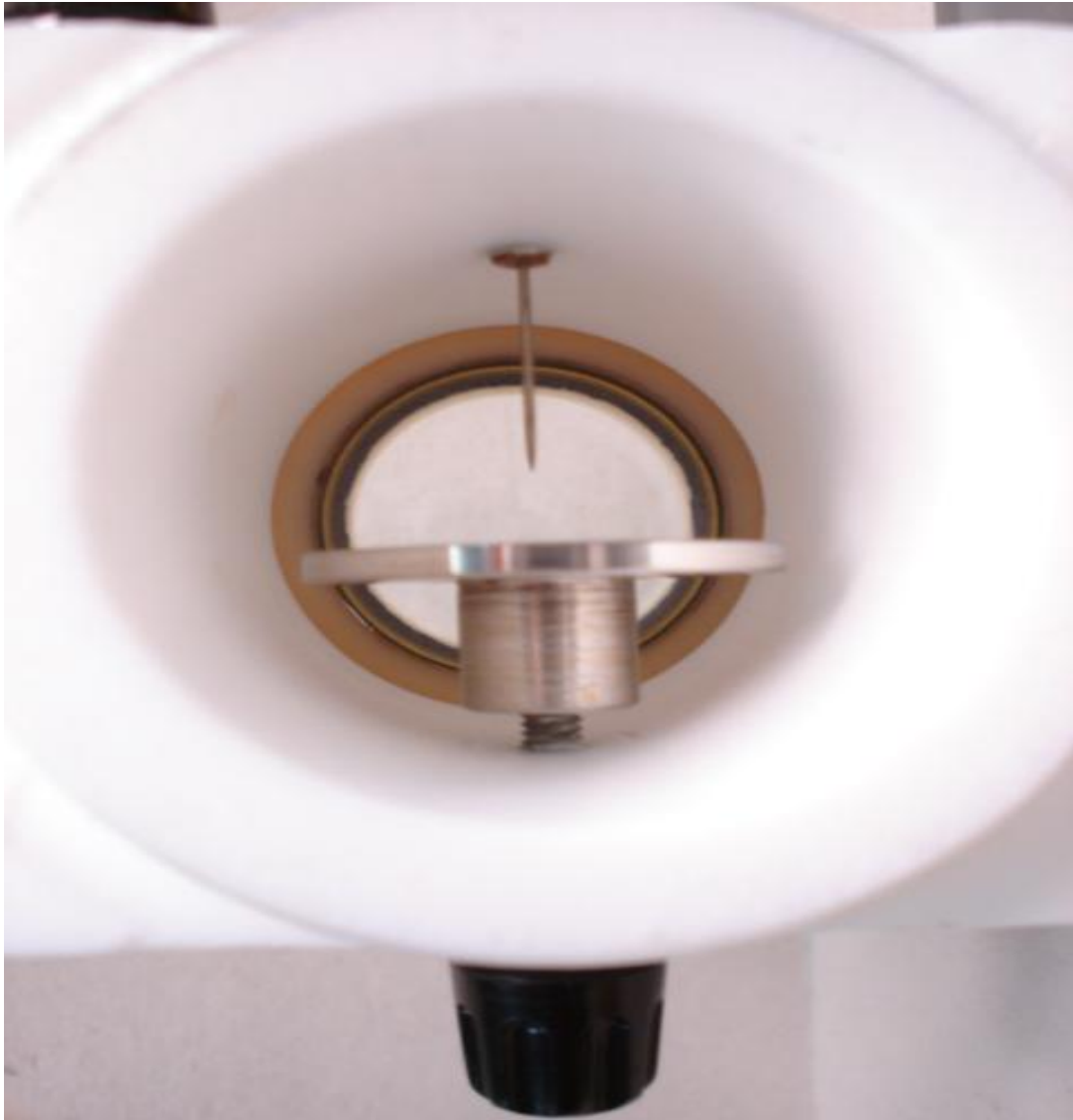


Photo n ° 6: vue interne de la chambre à décharge avec le plan (diamètre 5 cm),
La pointe en acier inox et du joint torique.
(Laboratoire d'optique- Université de Tlemcen).

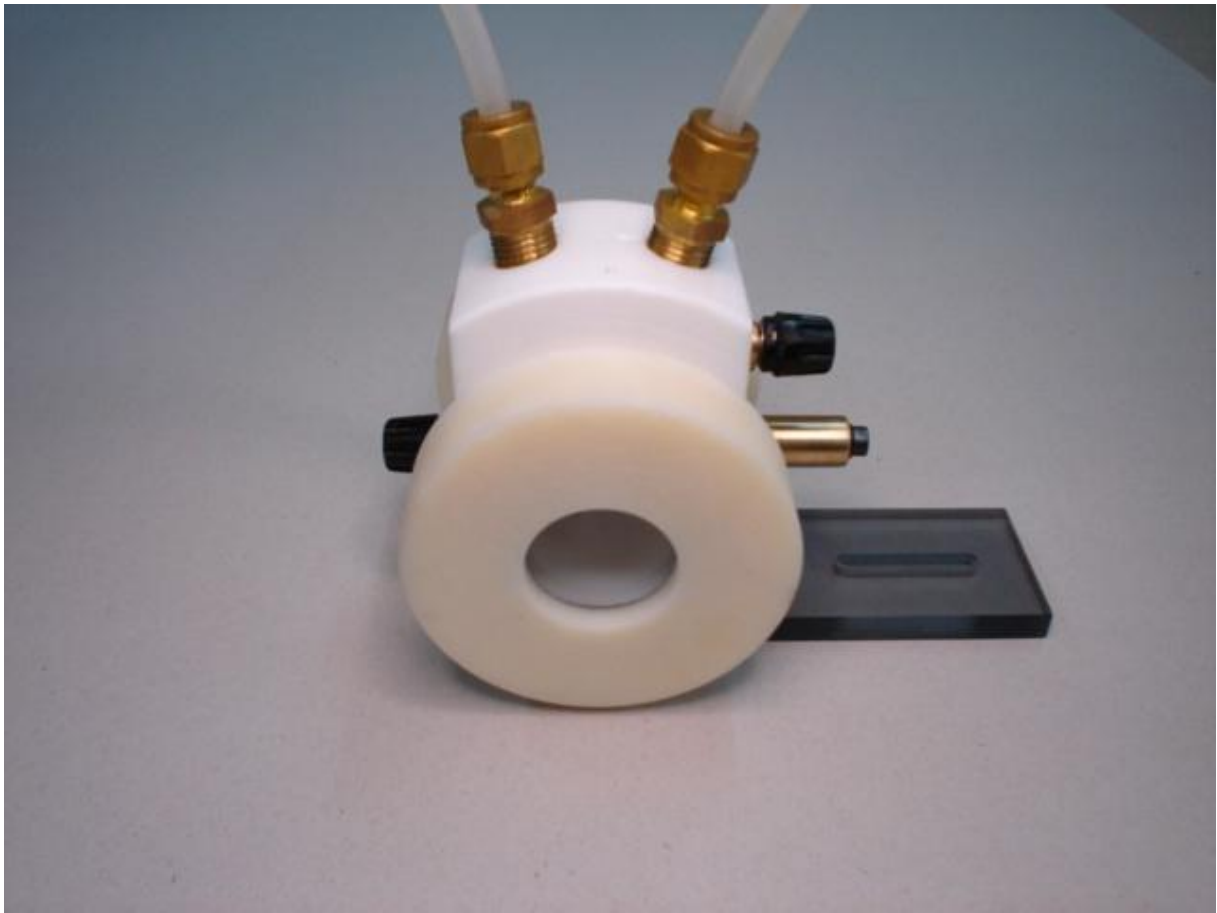


Photo n ° 7: vue externe de la chambre à décharge avec le plan (diamètre 5 cm),

La pointe en acier inox et du joint torique.

(Laboratoire d'optique- Université de Tlemcen).



Photo n °8 : vue du groupe de pompage et son dispositif de mesure de pression (laboratoire d'optique - Université de Tlemcen).



Photo n ° 9 : vue d'ensemble du dispositif interférométrique Mach-Zehnder avec le groupe pompe à vide, la bouteille à gaz et le micro-ordinateur pression (laboratoire d'optique - Université de Tlemcen).



Photo n °10 : vue de la vanne et de la jauge pirani qui peut aller jusqu'à 10^{-2} mb
(laboratoire d'optique - Université de Tlemcen).

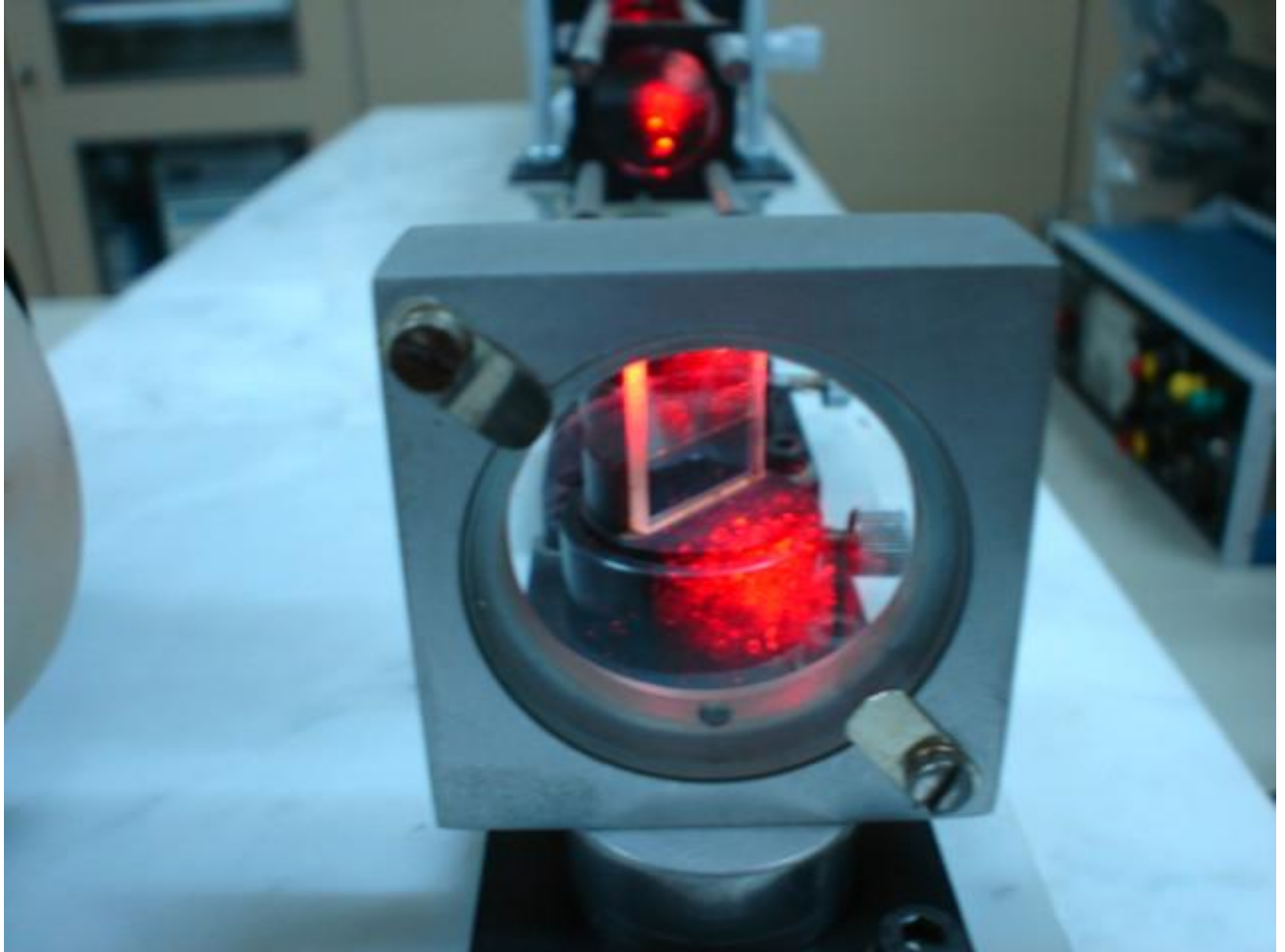


Photo n ° 11 : vue du faisceau laser divisé par la lame séparatrice traversant l'air (faisceau objet) (laboratoire d'optique -Université de Tlemcen).

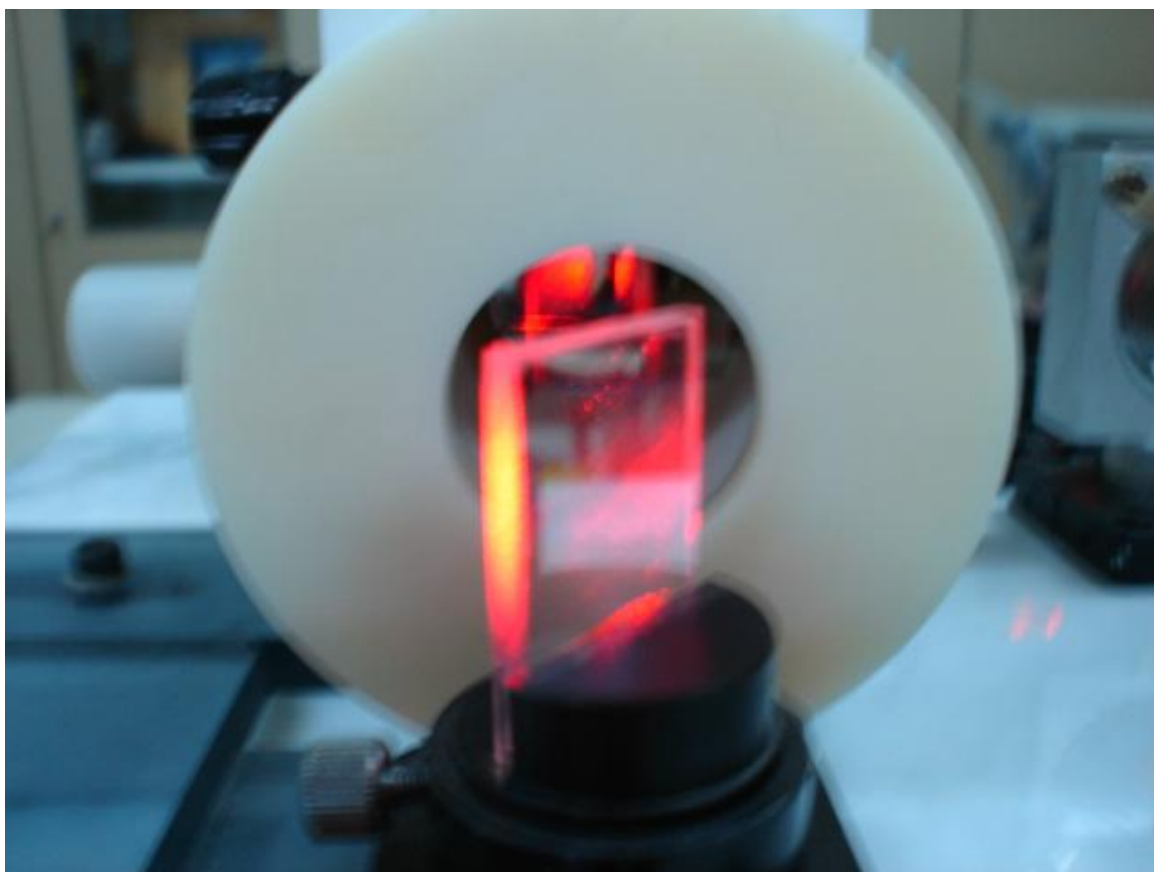


Photo n °12 : vue de la lame compensatrice des deux faisceaux laser
(laboratoire d'optique -Université de Tlemcen).

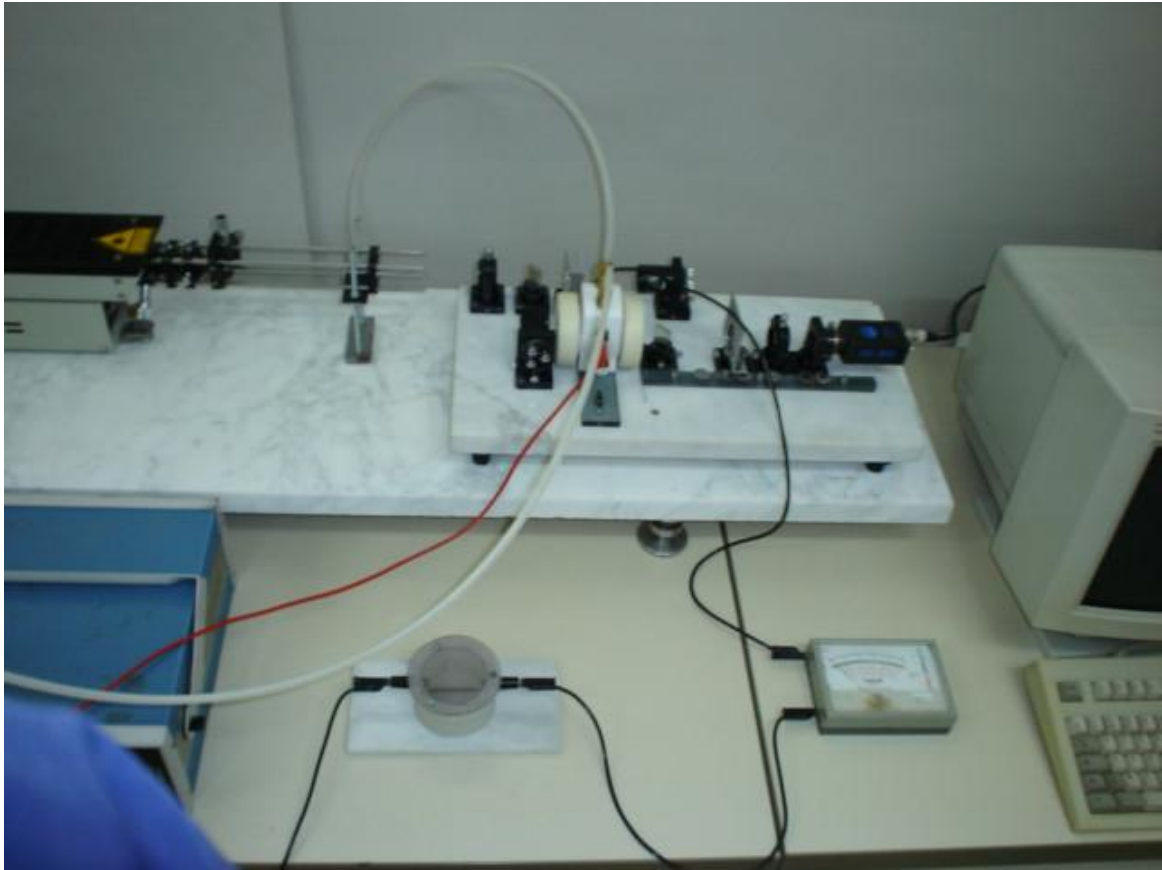


Photo n ° 13 : une autre vue de l'interféromètre
(laboratoire d'optique -Université de Tlemcen).

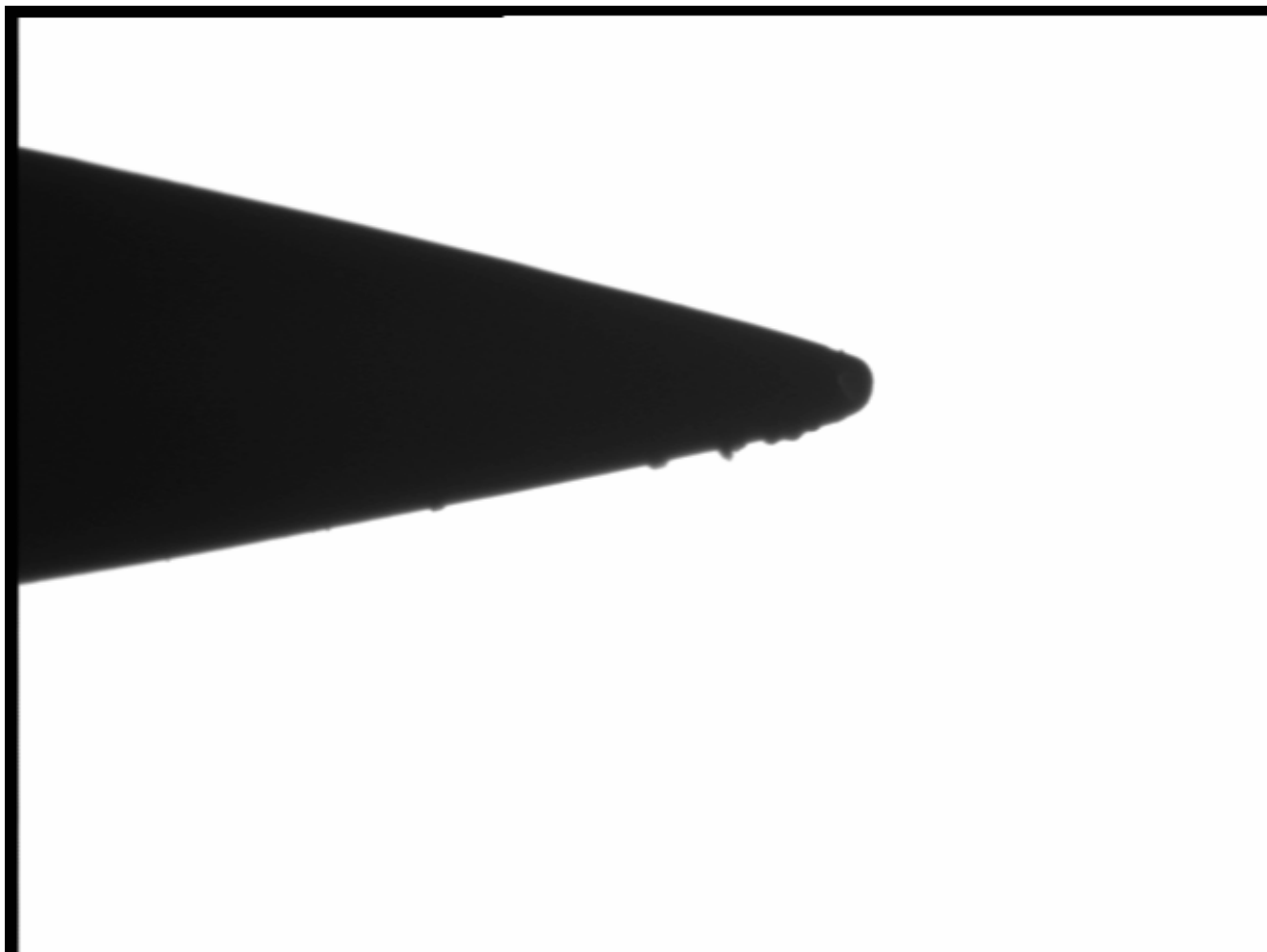


Photo n°14 : image de la pointe en acier inox de rayon de courbure $100\ \mu\text{m}$
(laboratoire d'optique -Université de Tlemcen).

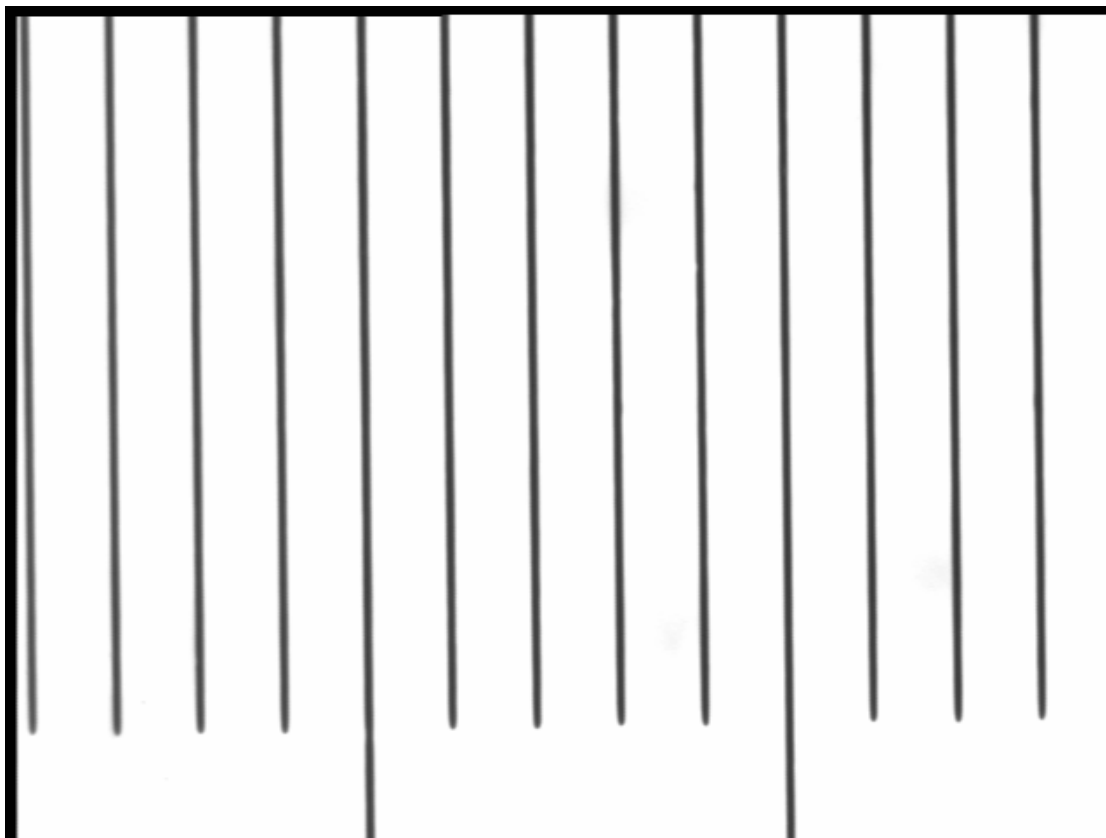


Photo n °15 : image de la mire. Distance entre deux traits est de $100\ \mu\text{m}$
(laboratoire d'optique -Université de Tlemcen).



Photo n° 16 : réglage du plan d'interférence sur la pointe en lumière spatialement cohérente
(Laboratoire d'optique -Université de Tlemcen).

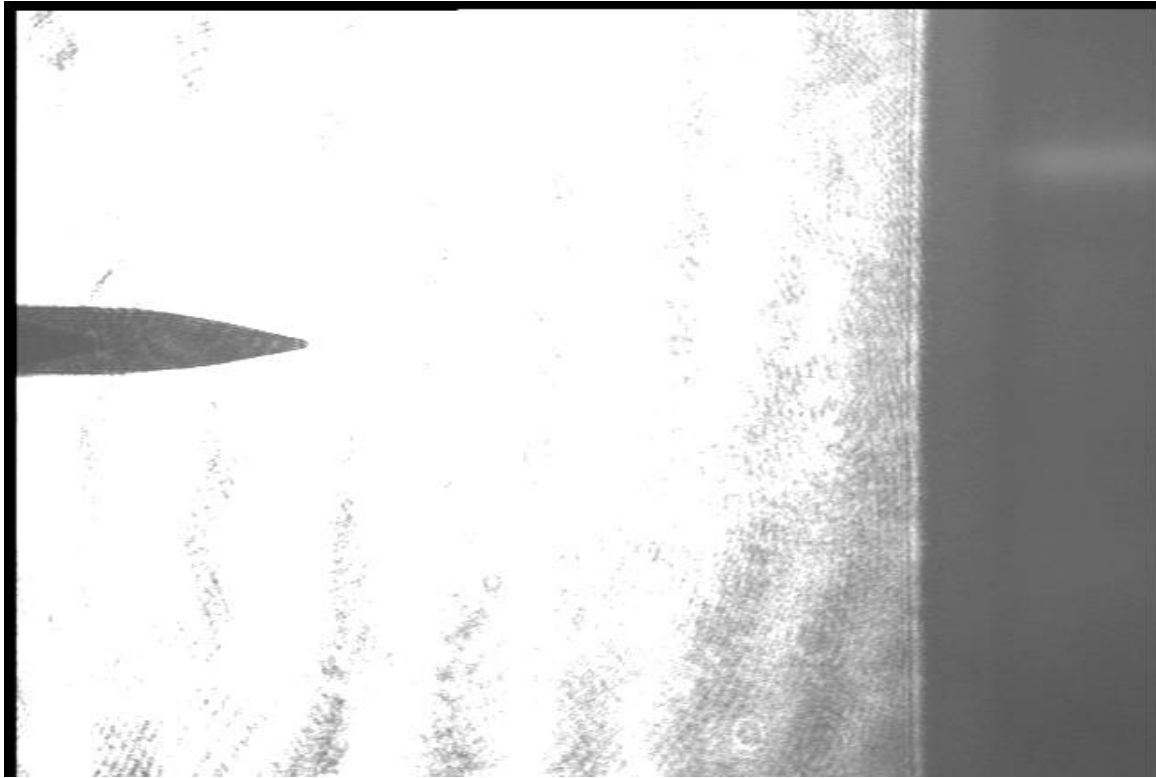


Photo n°17 : réglage du plan image de la pointe en lumière spatialement cohérente
(Laboratoire d'optique -Université de Tlemcen).

III.3. Conclusion :

Dans ce chapitre nous avons décrit le dispositif expérimental qui va nous permettre d'appliquer la décharge couronne pour plusieurs pressions afin d'obtenir des informations sur la distribution de la densité du gaz étudié.

CHAPITRE IV
RESULTATS & DISCUSSIONS

Chapitre IV

RESULTATS & DISCUSSIONS

IV.1. Position du problème :

Après avoir réalisé le montage expérimental, nous nous sommes proposés de réaliser un diagnostic interférométrique de densité d'un gaz neutre (azote pur à 99,99%). La décharge considérée est de type couronne, qu'on appliquera en polarité positive et en polarité négative. Chaque analyse est effectuée pour trois pressions différentes (220, 400 et 760Torr). Ce diagnostic est effectué par l'interféromètre Mach Zehnder utilisant une source cohérente (laser He-Ne $\lambda = 632,8 \text{ nm}$, 5mW). Ensuite, les interférogrammes sont enregistrés à l'aide d'une caméra ccd et traités à l'aide d'un logiciel conçu dans notre groupe de travail pour donner une cartographie de la densité des particules du gaz.

IV.2. Résultats obtenus :

Les résultats que nous allons exposer concernent à chaque fois l'interférogramme obtenu sans l'application de la décharge, ensuite celui obtenu avec l'application de la décharge, puis l'image traitée grâce à l'intégrale d'Abel et enfin le calcul de la cartographie de la densité dans les deux cas de polarisation de la pointe.

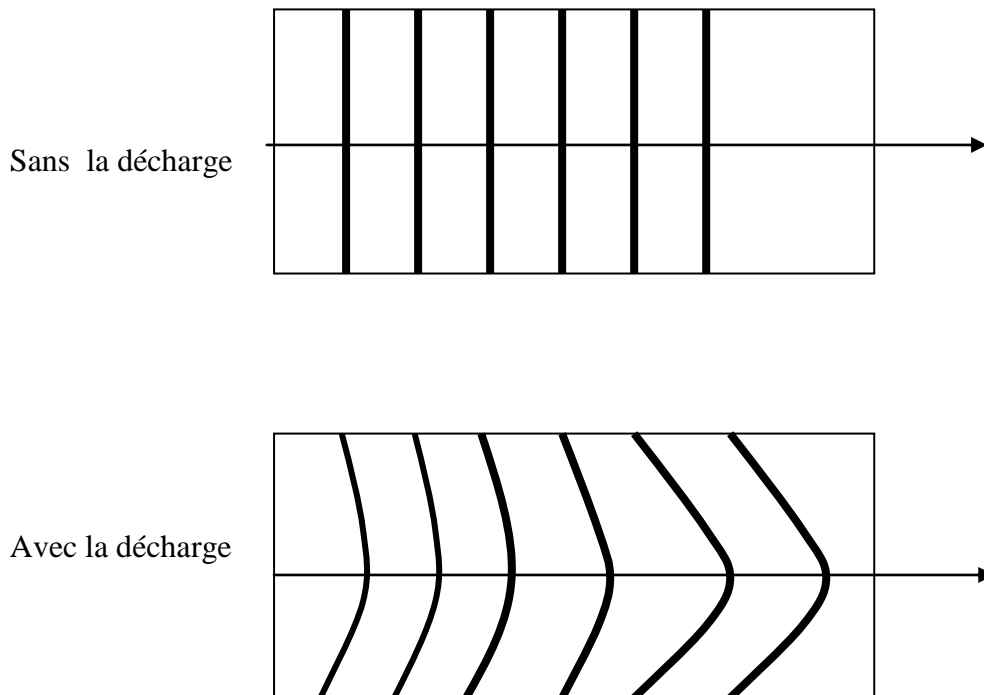


Figure IV.1 : franges d'interférence sans et avec décharge.

IV.2.1. Application de la polarité positive :

Sur la figure IV.2. nous avons schématisé le cône de la décharge lorsque la pointe est polarisée positivement par rapport au plan. Le faisceau traverse perpendiculairement la décharge qui va interférer ensuite avec le faisceau objet pour donner l'image d'interférence.

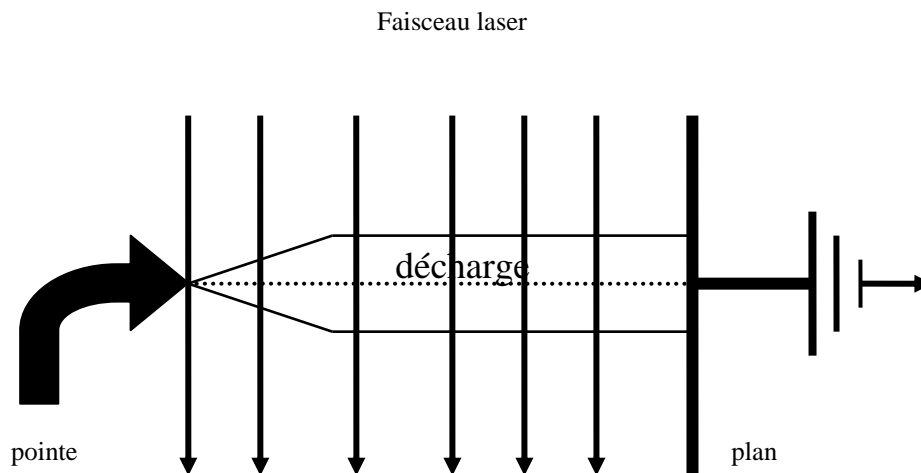


figure IV.2. Application de la polarité positive :

1^{er} cas d'application de la pression 220Torr:

Dans un premier temps nous débutons notre diagnostic avec une faible pression : 220Torr, et pour la polarité positive de la pointe. Nous obtenons alors deux interférogrammes, l'un sans application de la décharge représenté sur la photo n°18, tandis que le deuxième est obtenu avec l'application de la décharge qui est représenté sur la photo n°19.

Le déphasage entre les franges d'interférences des deux photos n'est pas visible à l'œil nu, mais en faisant un traitement informatique de ces deux interférogrammes on arrive à visualiser cette différence. Elle est donnée sur la figure IV.3. qui montre la distribution du déphasage dans tout l'espace interélectrodes et qui est causé par l'application de la décharge.

Finalement le résultat de cette analyse est donné sur la figure IV.4. dans laquelle nous observons distribution 3D (ou cartographie) de la densité du gaz neutre.

sans application de la décharge

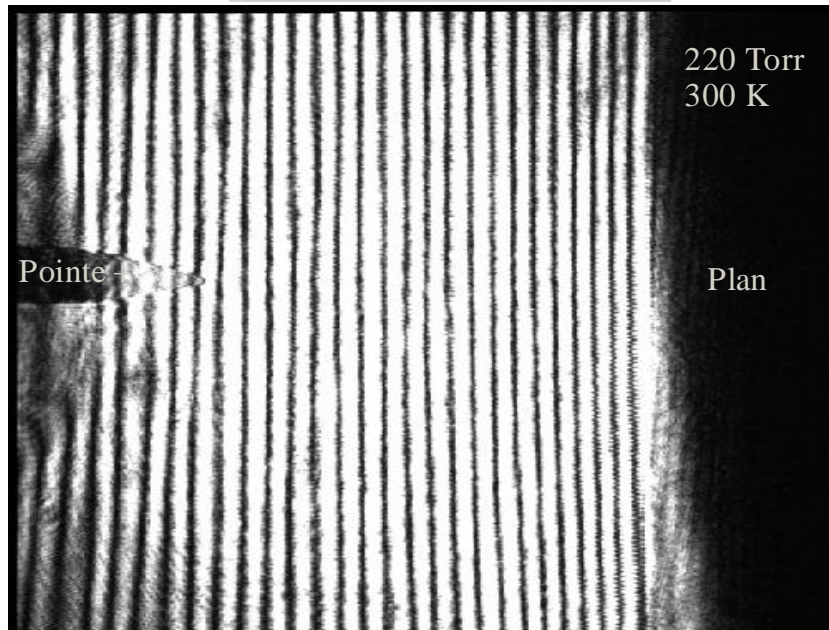


Photo n°18 : franges d'interférences sans application de la décharge
(gaz : N_2 - distance pointe- plan= 5.8mm)

avec application de la décharge point positive

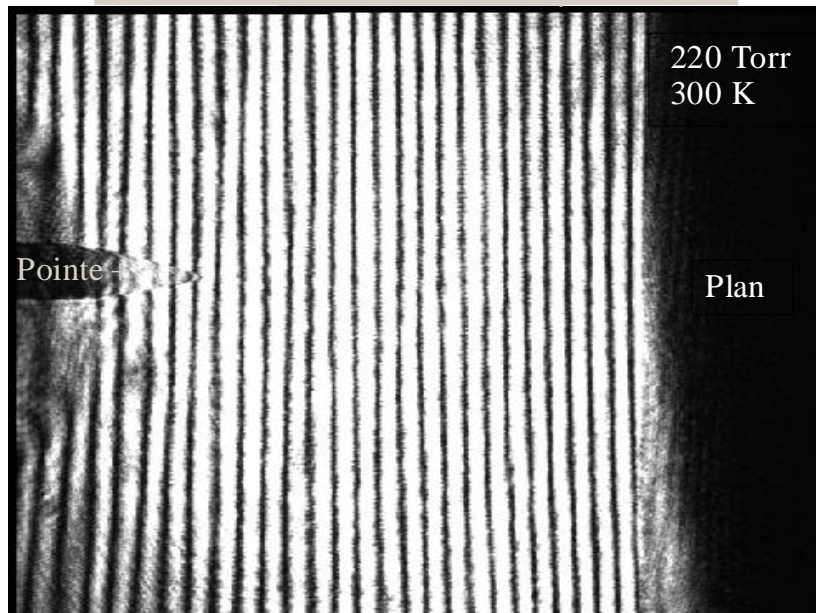


Photo n°19 : franges d'interférences avec application de la décharge
(gaz : N_2 - distance pointe- plan= 5.8mm)

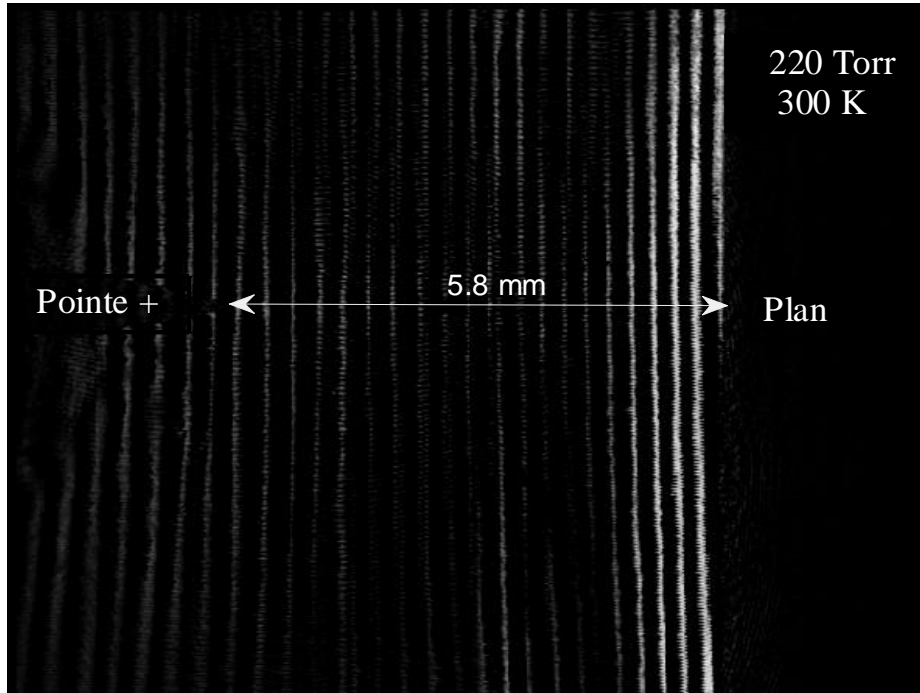


Figure IV.3: image de déphasage entre les deux interférogrammes Avec et sans décharge (pointe polarisée positivement)

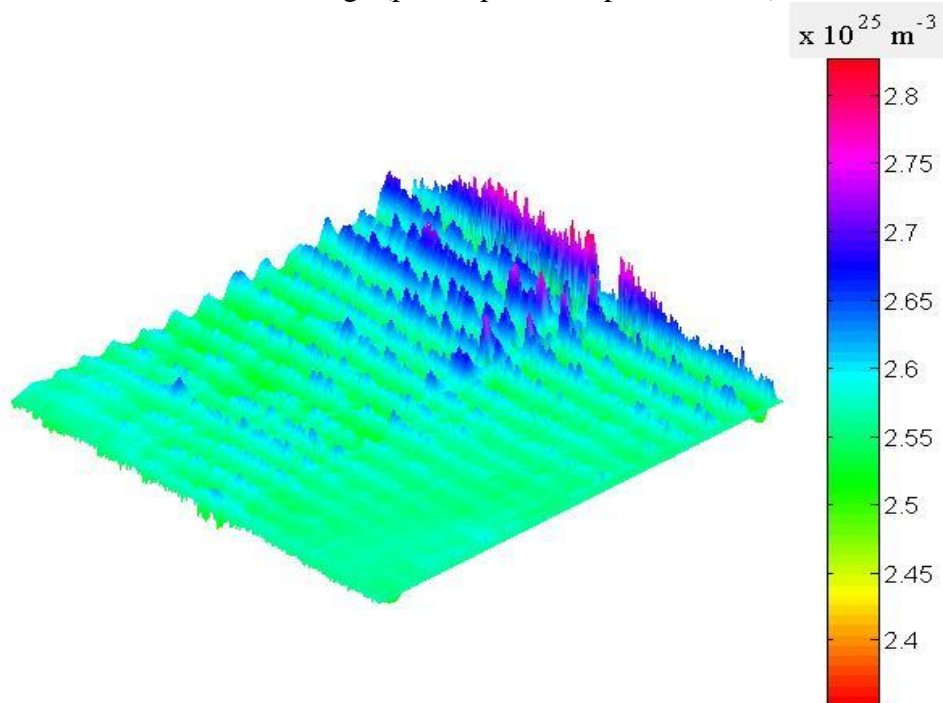


Figure IV.4: cartographie de la densité des neutres pour 220Torr (gaz : N_2 - distance pointe- plan= 5.8mm)

2^{ème} cas d'application de la pression 400 Torr:

Après avoir essayé une pression faible, nous augmentons celle-ci à 400 Torr. Nous répétons la même procédure d'analyse que précédemment et nous obtenons les interférogrammes sans et avec l'application de la décharge respectivement sur les photos n° 20 et 21.

Les interférogrammes obtenus montrent des franges déformées dans le cône de la décharge entre la pointe et le plan. Le sens est donc la polarité de la déformation de ces franges est arbitraire, il dépend de la situation expérimentale et des résultats attendus. Etant données les observations précédentes, nous savons que la décharge couronne doit présenter en son centre une diminution de la densité des particules neutres, la déformation des franges doit donc nous conduire à une diminution de l'indice de réfraction.

sans application de la décharge

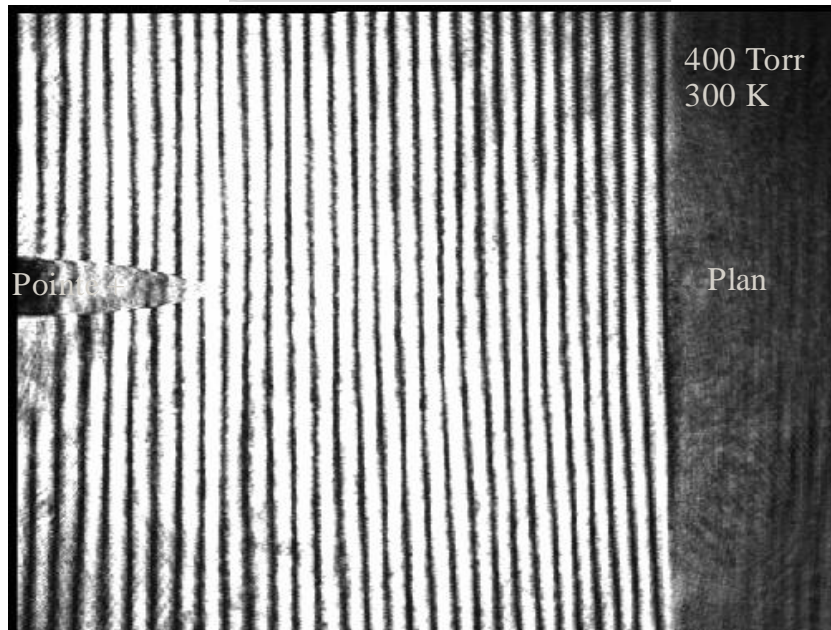


Photo n°20 : franges d'interférences sans application de la décharge
(gaz : N_2 - distance pointe- plan= 5.8mm)

avec application de la décharge pointe positive

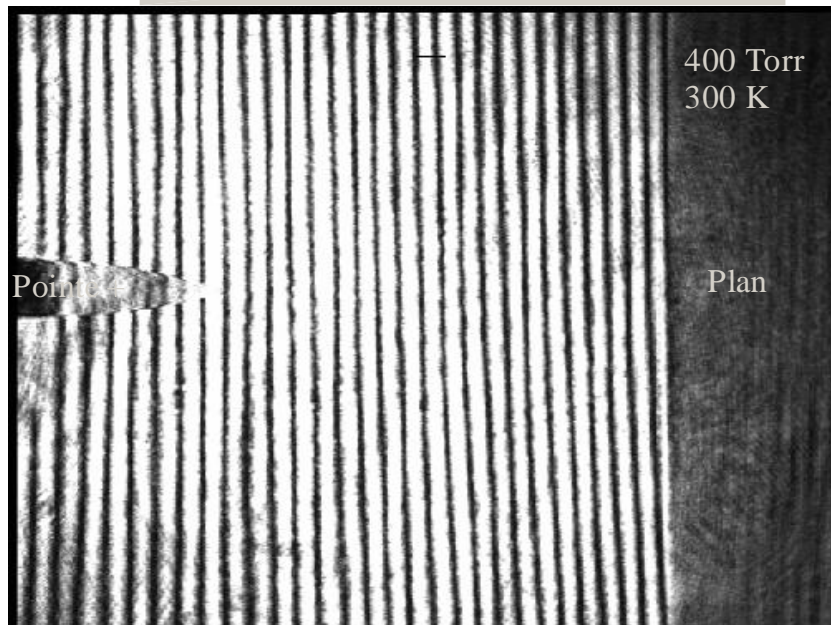


Photo n°21 : franges d'interférences avec application de la décharge
(gaz : N_2 - distance pointe- plan= 5.8mm)

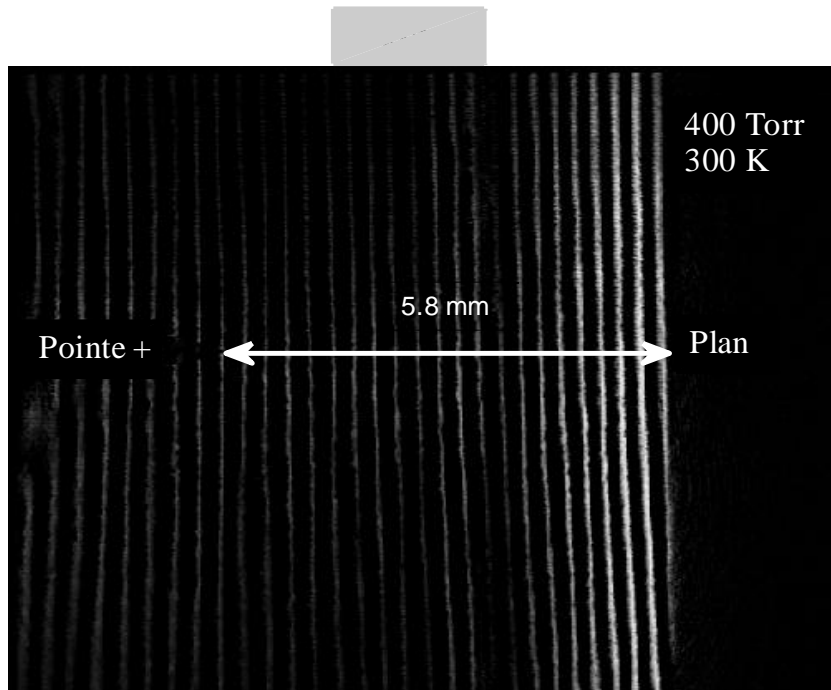


Figure. IV.5: image de déphasage entre les deux interférogrammes Avec et sans décharge (pointe polarisée positivement)

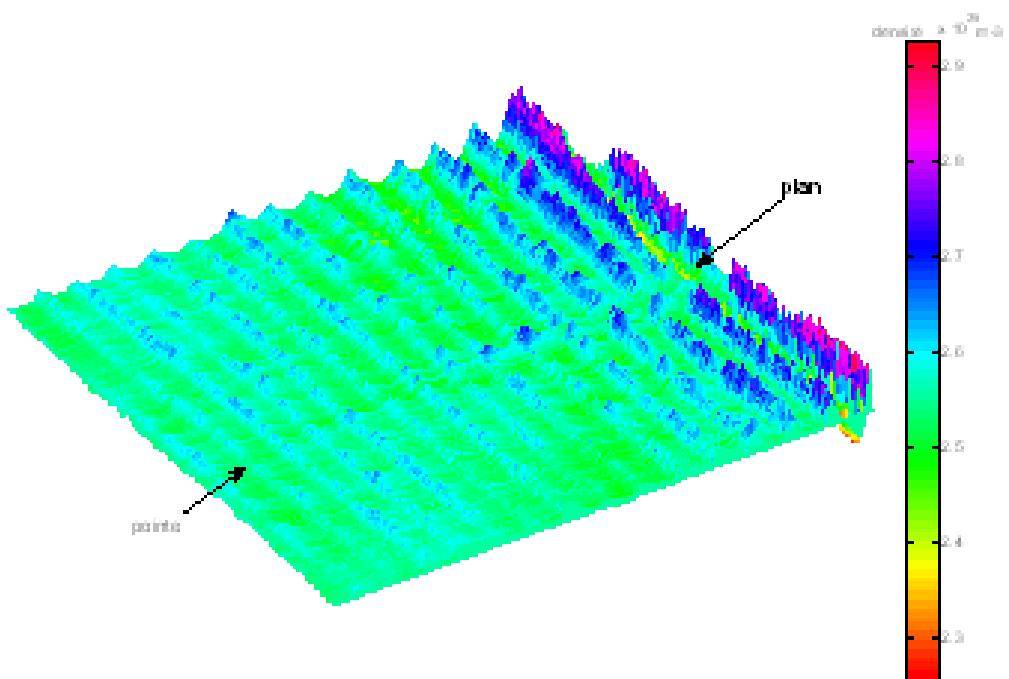


Figure. IV.6: cartographie de la densité à 400Torr (gaz : N_2 - distance point- plan= 5.8mm)

3^{ème} cas d'application de la pression 760Torr:

Nous terminons notre analyse par l'application d'une haute pression égale à 760 Torr avec toujours la pointe qui est polarisée positivement. Nous obtenons les interférogrammes sans application de la décharge (photo n°22) et avec application de la décharge (photo n°23).

Pour voir la différence entre ces deux photos nous traitons l'ensemble avec l'intégrale d'Abel et nous obtenons l'image représentée sur la figure IV.7. Nous remarquons, contrairement aux images obtenues avec 220 et 400 Torr une distribution plus nuancée sur tout le volume occupé par le gaz. En effet, pour la pression 760 Torr le transfert de mouvement entre les particules neutres devient très important car le gradient de pression augmente et l'influence des particules chargées augmente elle aussi surtout au milieu et au voisinage de la pointe.

Nous passons maintenant à la figure IV.8 sur laquelle nous avons représenté la cartographie des neutres. La distribution spatiale de la densité des neutres comme nous l'avons fait remarquer précédemment varie dans presque tout l'espace interélectrodes, ce qui confirme le rôle important joué par la pression dans le mouvement du gaz.

sans application de la décharge

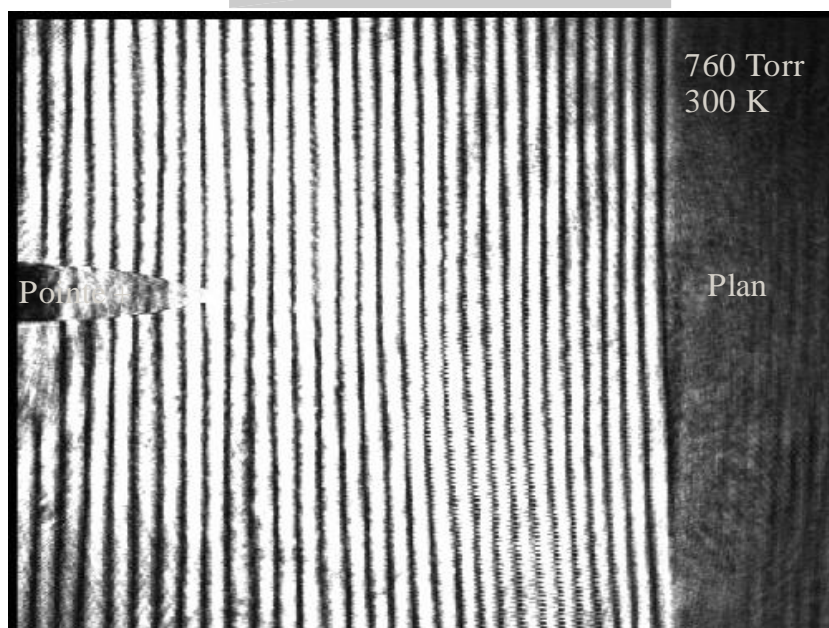


Photo n°22 : franges d'interférences sans application de la décharge
(gaz : N_2 - distance pointe- plan= 5.8mm)

avec application de la décharge pointe positive

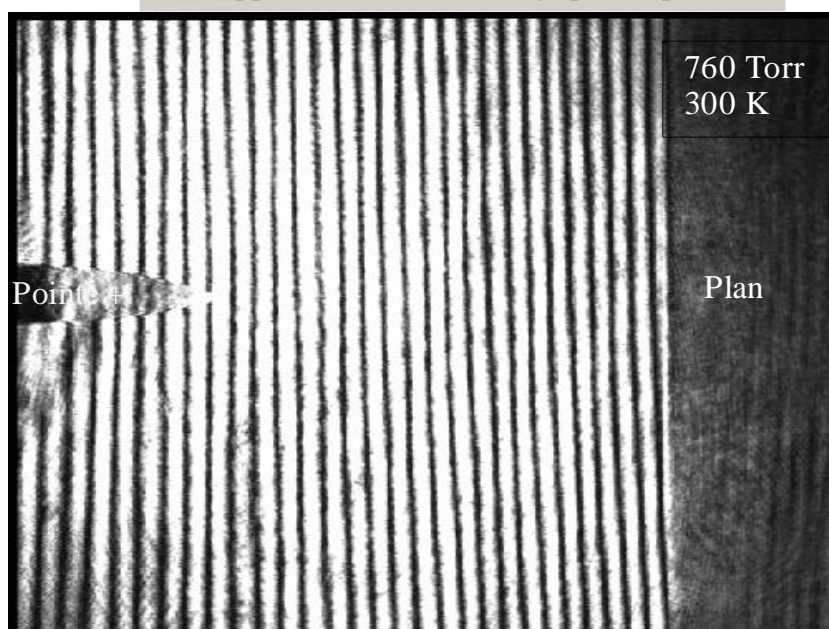


Photo n°23 : franges d'interférences avec application de la décharge
(gaz : N_2 - distance pointe- plan= 5.8mm)

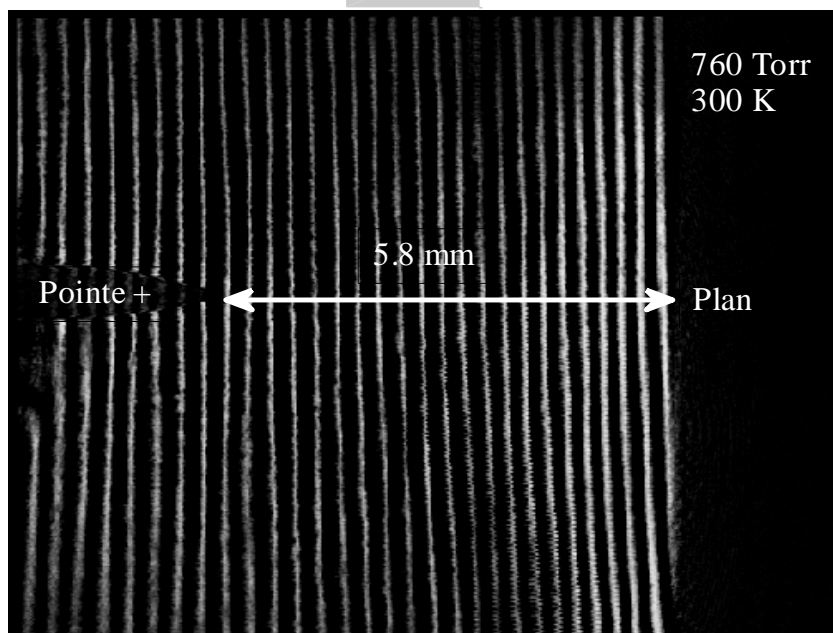


Figure. IV.7: image de déphasage entre les deux interférogrammes Avec et sans décharge (pointe polarisée positivement)

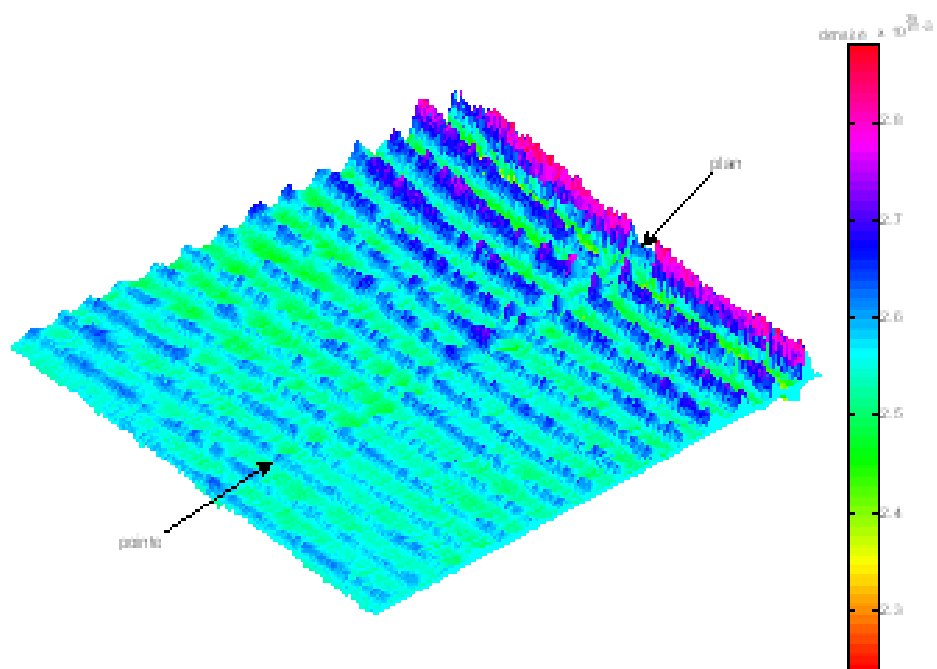


Figure . IV.8. cartographie de la densité à 760Torr (gaz : N_2 - distance pointe- plan= 5.8mm)

IV.2.2. Application de la polarité négative :

Comme pour la polarité positive nous avons schématisé sur la figure IV.9. le cône de la décharge pointe négative. Le faisceau laser étant toujours perpendiculaire à l'axe de la décharge et la largeur à la base étant presque deux fois plus grande que celle de la pointe positive. Nous procédons comme précédemment c'est-à-dire qu'on va appliquer trois pressions et nous cherchons la distribution de la densité des neutres.

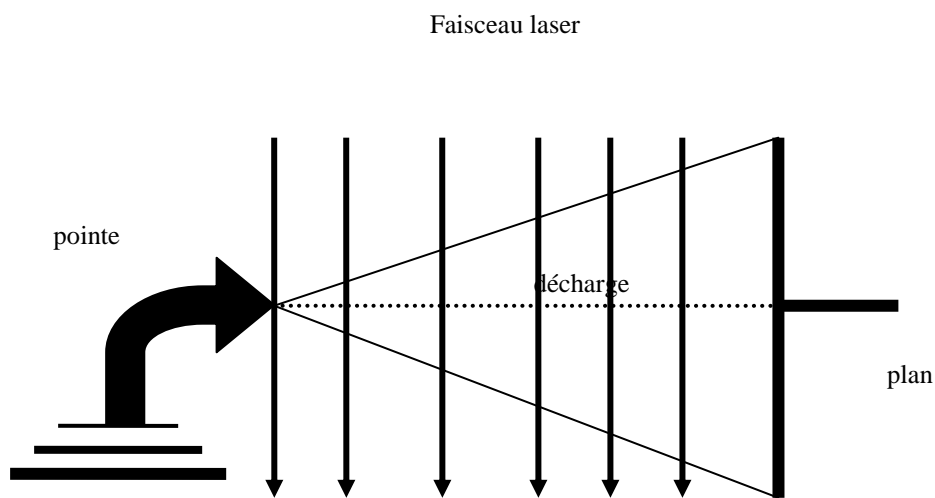


Figure IV.9 : décharge pointe négative.

1^{er} cas d'application de la pression

Nous commençons par appliquer une pression égale à 220 Torr, la pointe étant cette fois-ci polarisée négativement. Nous obtenons alors les interférogrammes sans application de la décharge (photo n°24) et avec application de la décharge (photo n°25). Ces deux interférogrammes vont subir le traitement informatique pour donner une image reflétant la distribution spatiale du déphasage entre les deux faisceaux traversant le gaz sans et avec application de la décharge. Le résultat est donné sur la figure IV.10. où on remarque la formation d'un cône réduisant la surface de décharge. Nous notons également que la variation est particulièrement importante au voisinage du plan.

sans application de la décharge

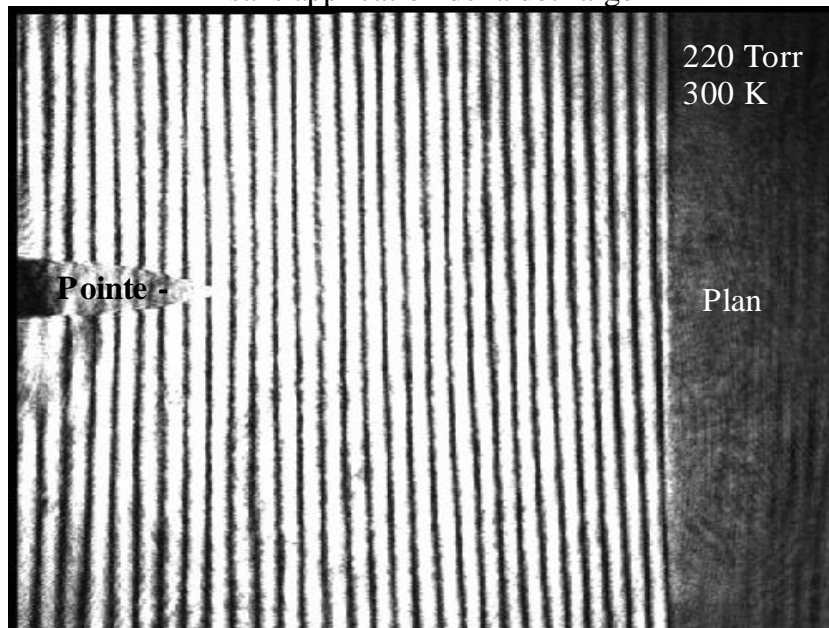


Photo n°24 : franges d'interférences sans application de la décharge
(gaz : N_2 - distance pointe- plan= 5.8mm)

avec application de la décharge pointe négative

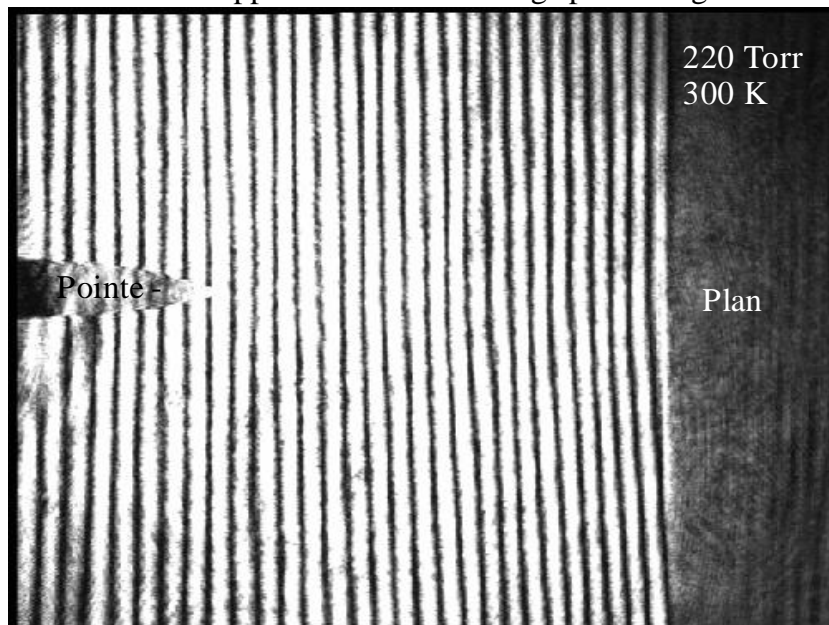


Photo n°25 : franges d'interférences avec application de la décharge
(gaz : N_2 - distance pointe- plan= 5.8mm)

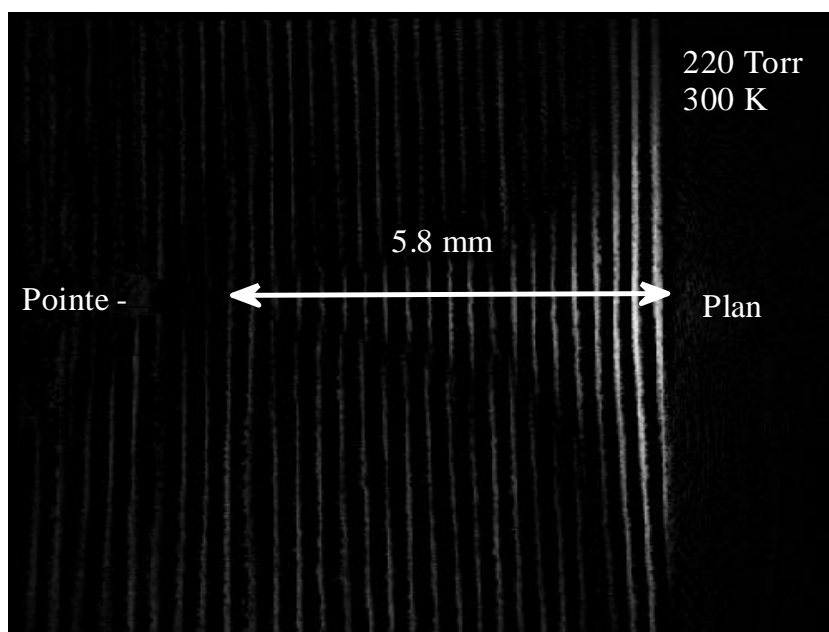


Figure.IV.10: image de déphasage entre les deux interférogrammes Avec et sans décharge (pointe polarisée négativement)

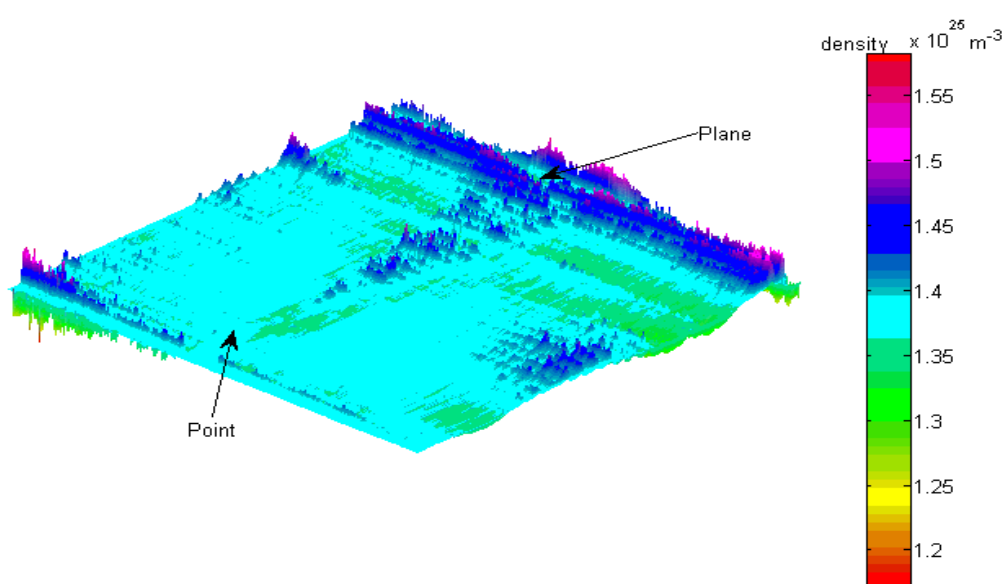


Figure IV.11. Cartographie de la densité à 220Torr (gaz : N₂ - distance point- plan= 5.8mm)

Après avoir obtenu le déphasage entre les deux interférogrammes, nous appliquons la relation de Gladstone-Dale pour obtenir la distribution spatiale de la densité de l'azote donnée sur la figure IV.11.

Nous observons clairement sur cette image l'effet de la décharge sur les particules neutres.

Nous notons une valeur moyenne pour la densité $1.4.10^{25} \text{m}^{-3}$.

2^{ème} cas d'application de la pression

Dans ce cas le gaz est soumis à une pression égale à 400 Torr. Nous obtenons les interférogrammes sans application de la décharge (photo n°26) et avec application de la décharge (photo n°27). pour la polarité négative.

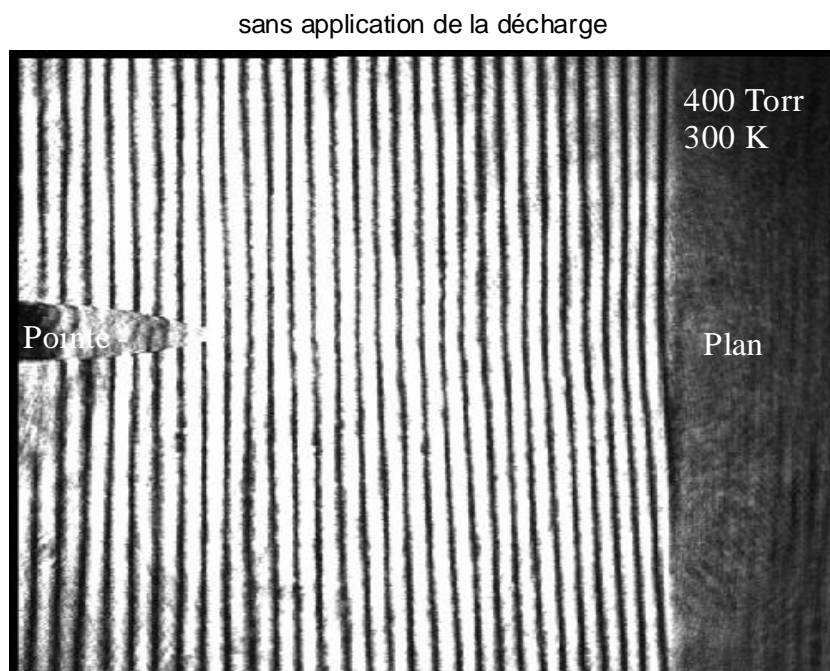


Photo n°26 : franges d'interférences sans application de la décharge
(gaz : N_2 - distance pointe- plan= 5.8mm)

avec application de la décharge pointe négative

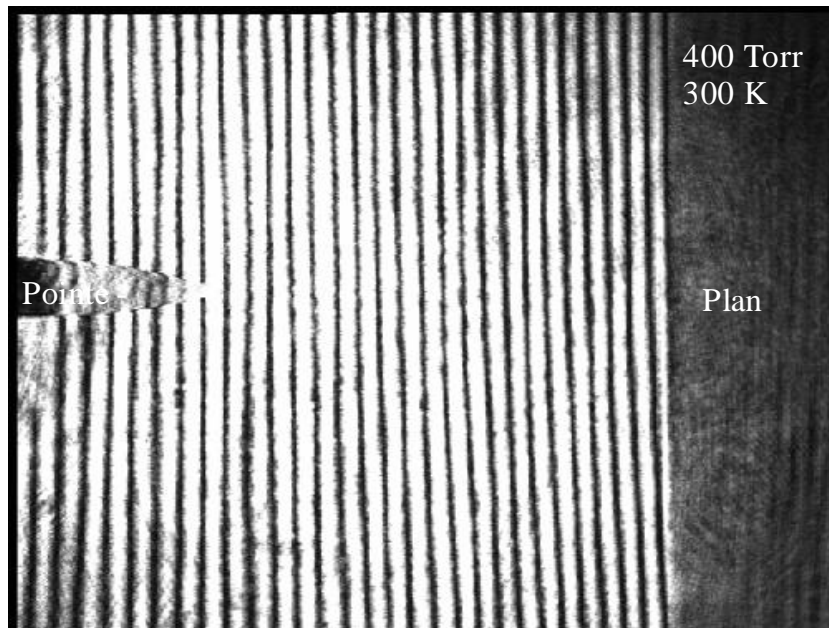


Photo n°27 : franges d'interférences avec application de la décharge
(gaz : N_2 - distance pointe- plan= 5.8mm)

Comme précédemment, nous avons représenté l'image de déphasage entre ces deux interférogrammes sur la figure IV.12 qui représente la différence de phase provoquée par l'application de la décharge. Tout d'abord, nous remarquons sur cette image que la perturbation a augmenté dans le plan par rapport à celle obtenue à 220 Torr. Ceci est du normalement au volume occupé par la décharge qui devient presque deux fois plus grand et donc le transfert d'énergie entre les particules chargées et les particules neutres augmente lui aussi.

En comparant les deux figures IV.10 et IV.12 nous remarquons que le mouvement autour de la pointe est plus faible pour la pression 220 Torr, alors que pour 400 Torr le mouvement des neutres commence à apparaître et occupe presque tout le voisinage de la pointe. Nous pensons que ce mouvement est peut être du au retour des neutres pour remplir l'espace qui s'est vidé sous l'influence de la décharge.

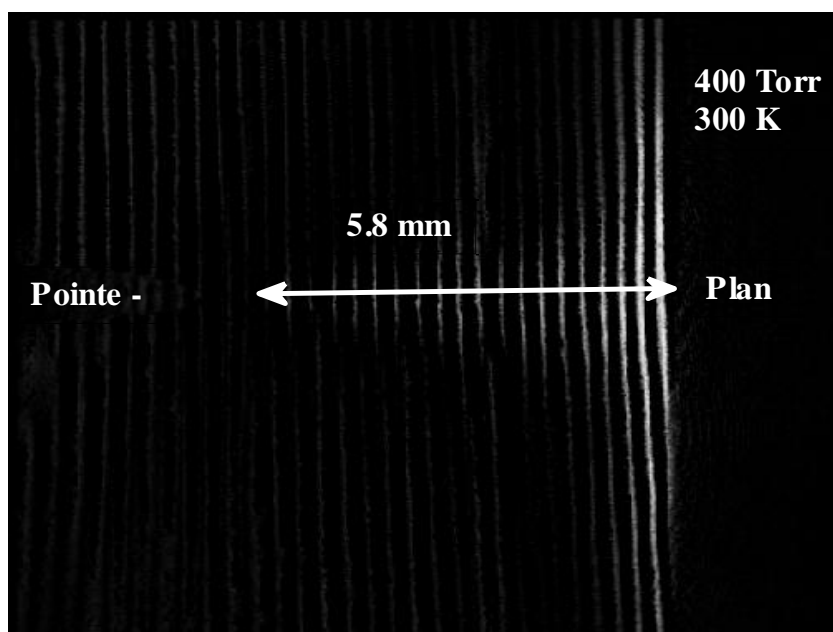


Figure IV.12: image de déphasage entre les deux interférogrammes Avec et sans décharge (pointe polarisée négativement)

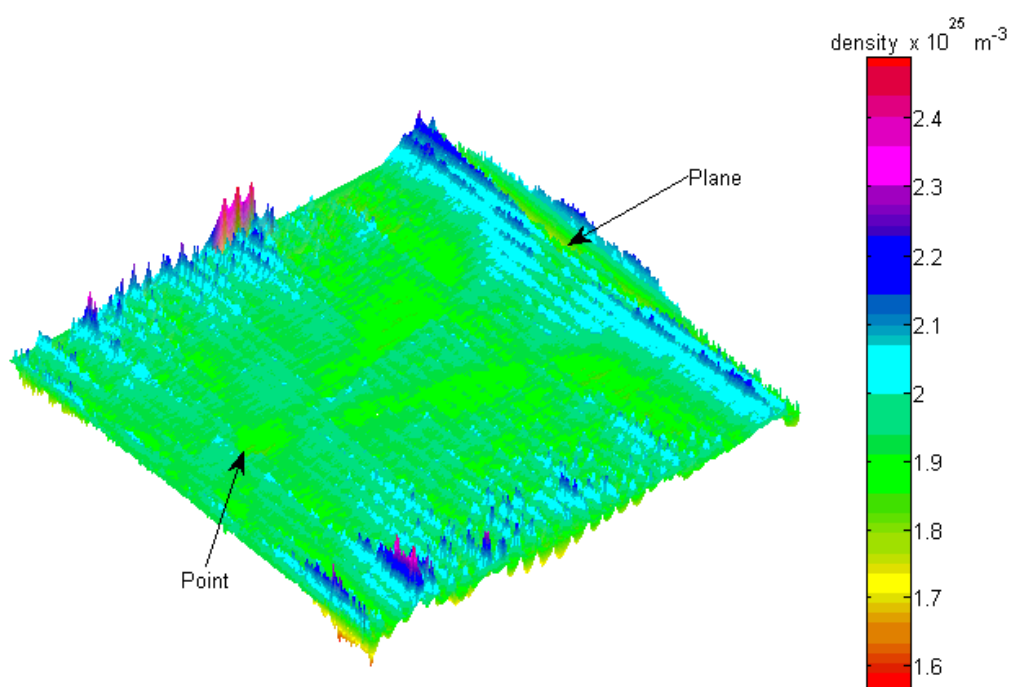


Figure IV.13: cartographie de la densité pour 400 Torr (gaz : N_2 - distance pointe- plan= 5.8mm)

Sur la figure IV.13 nous avons représenté la répartition spatiale de la densité de l'azote quand il est soumis à la pression 400 Torr. Nous observons clairement sur cette image l'effet de la décharge sur les particules neutres et le mouvement de retour dans le voisinage de la pointe. Nous relevons une valeur moyenne pour la densité de $2.0.10^{25} \text{ m}^{-3}$.

3^{ème} cas d'application de la pression

Nous terminons notre analyse de ce diagnostic du gaz neutre d'azote par l'application d'une pression égale à 760 Torr. Comme précédemment, nous obtenons les interférogrammes sans application de la décharge (photo n°28) et avec application de la décharge (photo n°29). pour la polarité négative.

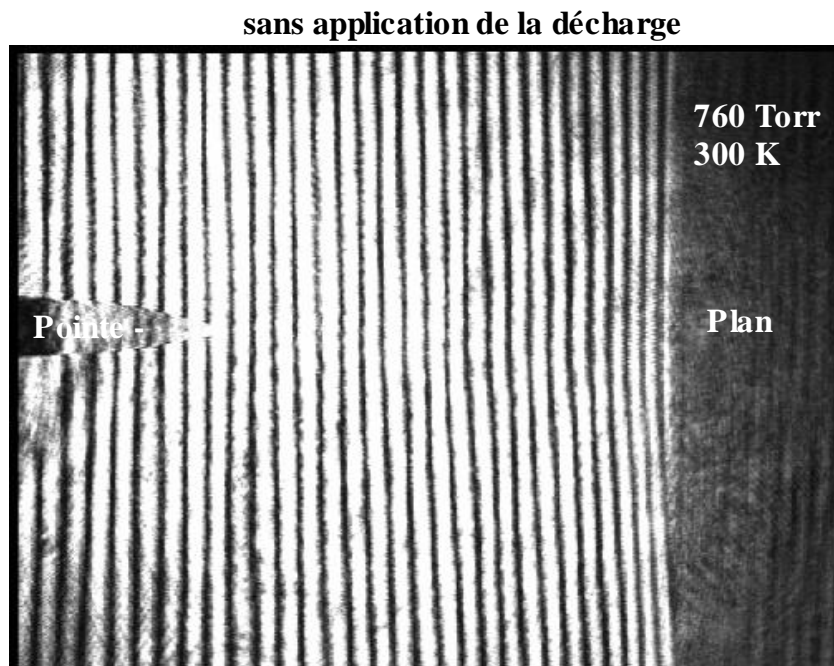


Photo n°28 : franges d'interférences sans application de la décharge
(gaz : N_2 - distance pointe- plan= 5.8mm)

avec application de la décharge pointe négative

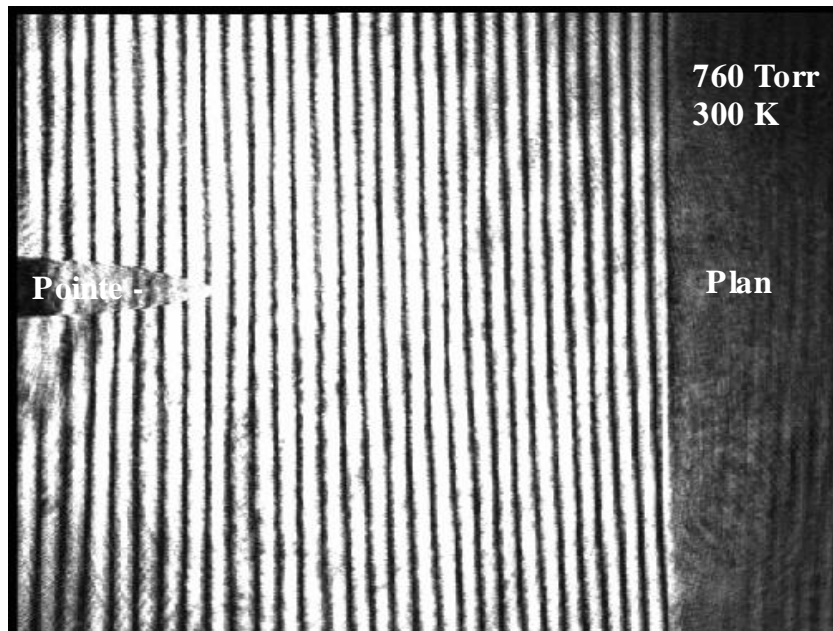


Photo n°29 : franges d'interférences avec application de la décharge (gaz : N_2 - distance pointe- plan= 6mm)

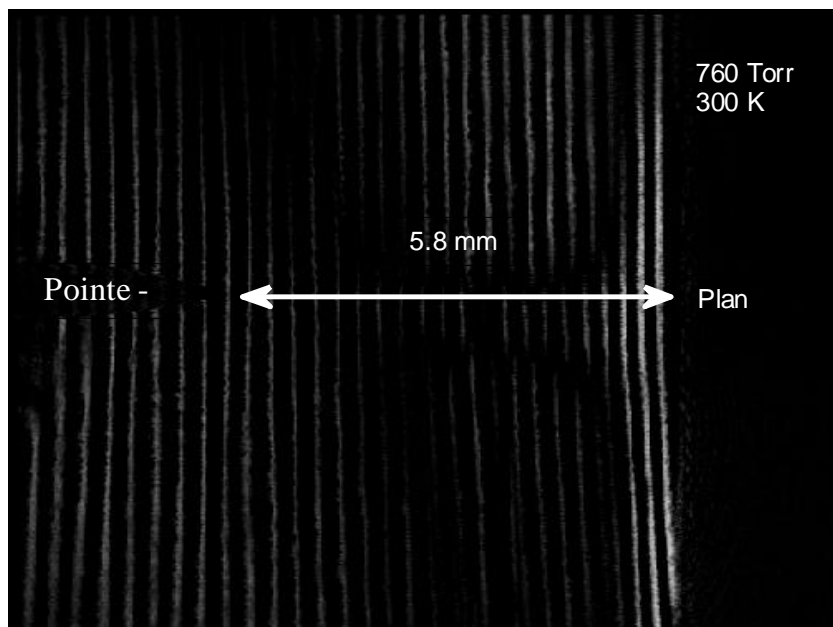


Figure IV.14: image de déphasage entre les deux interférogammes Avec et sans décharge (pointe polarisée négativement)

Le déphasage entre les deux interférogrammes est représenté sur la figure IV.14.

Nous observons clairement sur cette image:

- le cône de la décharge qui se propage vers le plan car la pression exercée sur les neutres devient importante,
- le mouvement de particules neutres diffuse vers les parois latérales de la décharge le long de la cathode à cause toujours du transfert d'énergie gaz neutre/particules chargées,
- le mouvement de retour au voisinage de la pointe qui apparaît clairement contrairement aux cas précédents où il était absent pour 220 Torr et faible pour 400 Torr.

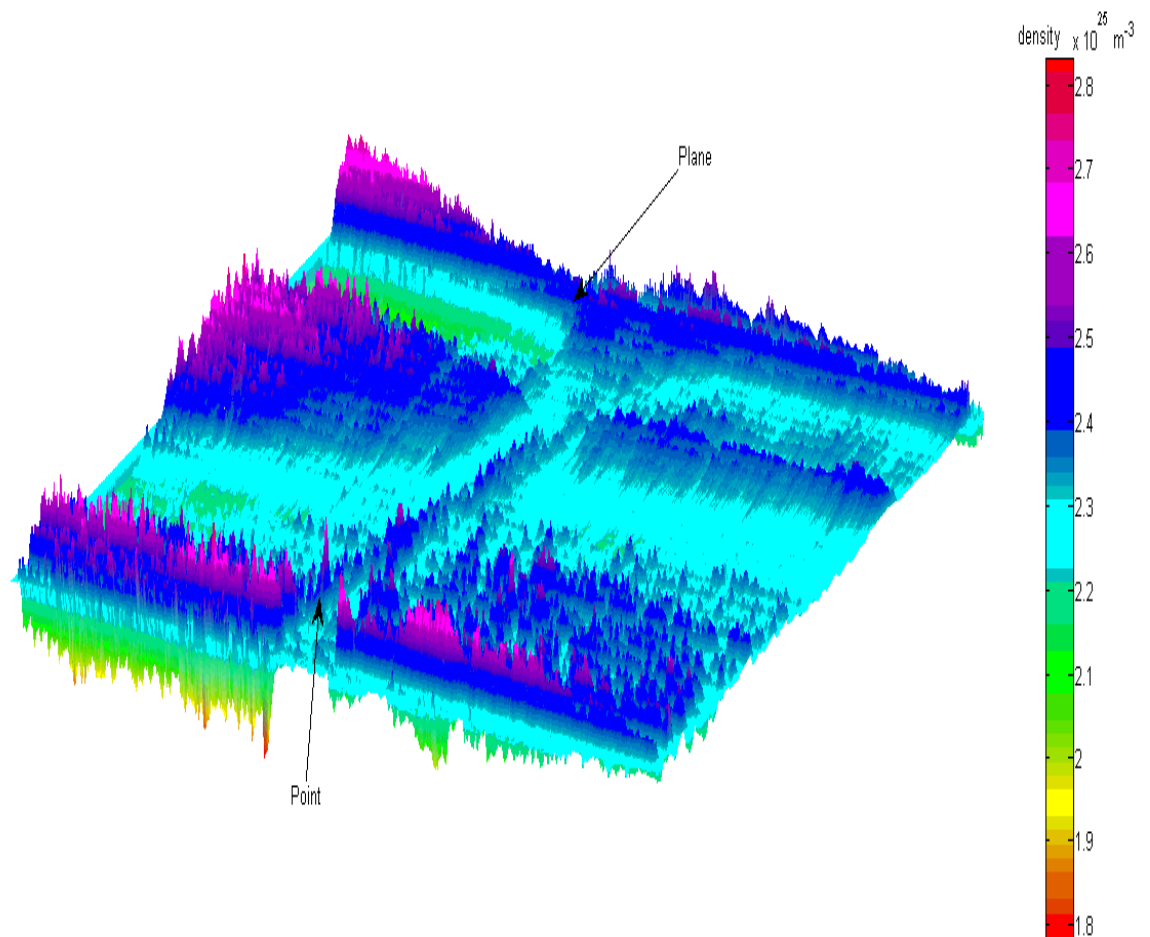


Figure IV.15. cartographie de la densité pour 760Torr
(gaz : N₂ - distance pointe- plan= 5.8mm)

Sur la figure IV.15 nous avons représenté la répartition spatiale de la densité des neutres pour la pression 760 Torr. Nous remarquons à nouveau que la perturbation a augmenté de façon plus significative dans presque tout espace. Ceci est la conséquence du chauffage des neutres qui devient très important en raison du transfert d'énergie des électrons.

IV.4. Évolution spatiale de la densité des neutres

Pour compléter notre étude du diagnostic interférométrique de la densité du gaz neutre d'azote soumis à une décharge couronne, nous avons représenté une évolution axiale et une autre radiale pour les deux types de décharges. Nous rappelons que z est la distance qui varie entre le plan et la pointe ($z=0$ représente le plan, $z=5.8$ mm représente la pointe), r la distance qui varie entre l'axe de la décharge et les extrémités latérales ($r=0$ représente l'axe pointe-plan, $r=2.5$ mm représente la limite latérale de la décharge).

Aussi pour chaque étude nous avons choisi plusieurs positions différentes. Par exemple pour l'évolution axiale on a : $r = 0$, $r = 1$ mm et $r = -1$ mm, $r = 2$ mm et $r = -2$ mm, alors que pour l'évolution radiale on a : $z = 1$ mm, $z = 3$ mm et $z = 5$ mm.

IV.4.1. Distribution axiale de la densité

a-pointe positive : L'évolution axiale de la densité des neutres pour les différentes pressions et pour la polarité positive est donnée sur l'ensemble des figures IV.16 jusqu'à IV.20.

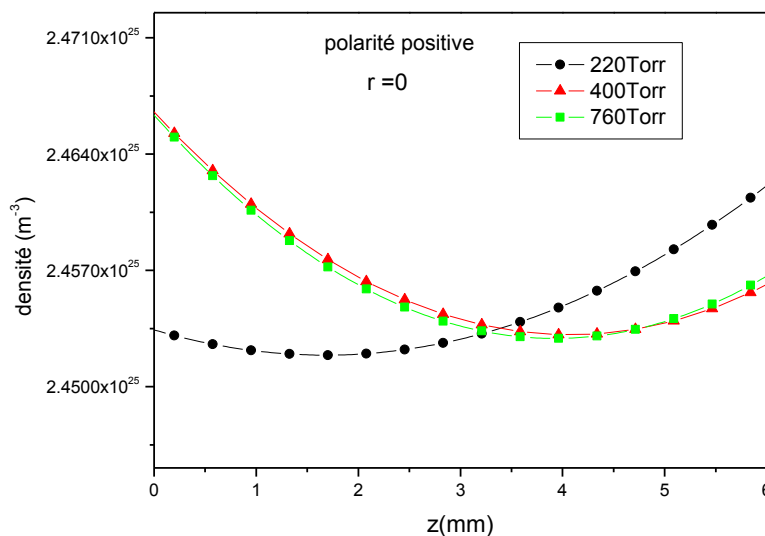


Figure IV.16 : Distribution axiale de la densité des neutres pour différentes pressions : 220, 400, 760 Torr et en $r = 0$ (la pointe est polarisée positivement).

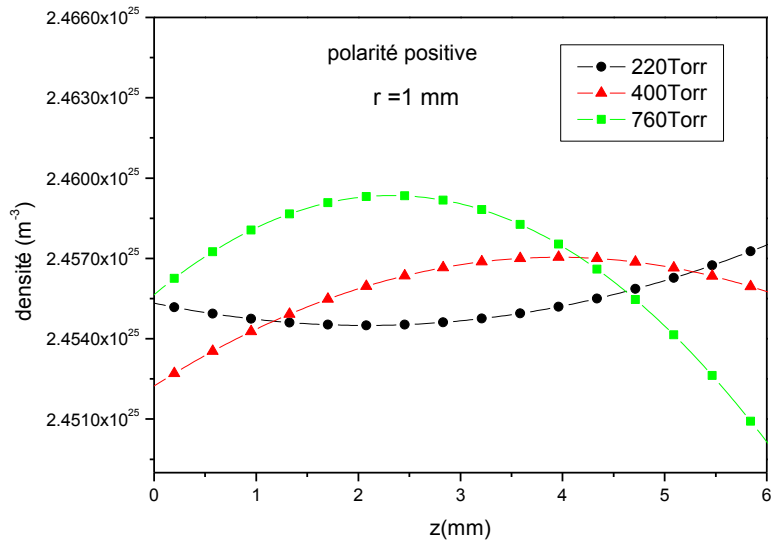


Figure IV.17 : Distribution axiale de la densité des neutres pour différentes pressions : 220, 400, 760 Torr et en $r = 1$ mm (la pointe est polarisée positivement).

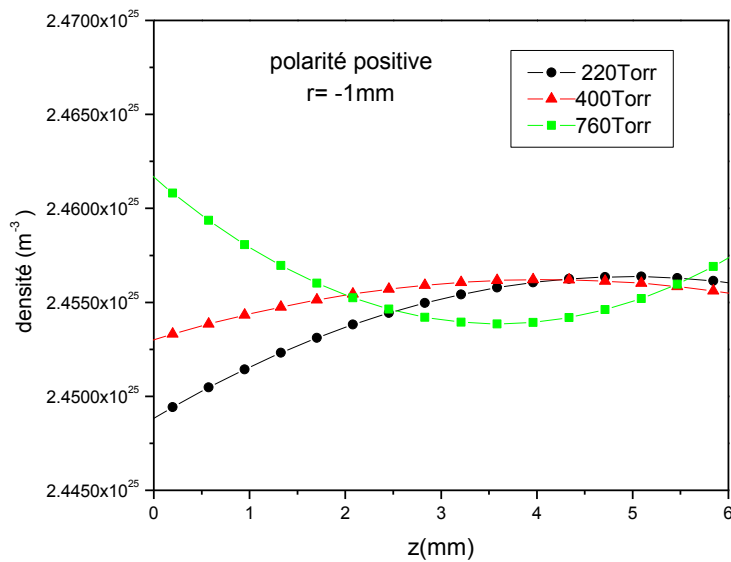


Figure IV.18 : Distribution axiale de la densité des neutres pour différentes pressions : 220, 400, 760 Torr et en $r = -1$ mm (la pointe est polarisée positivement).

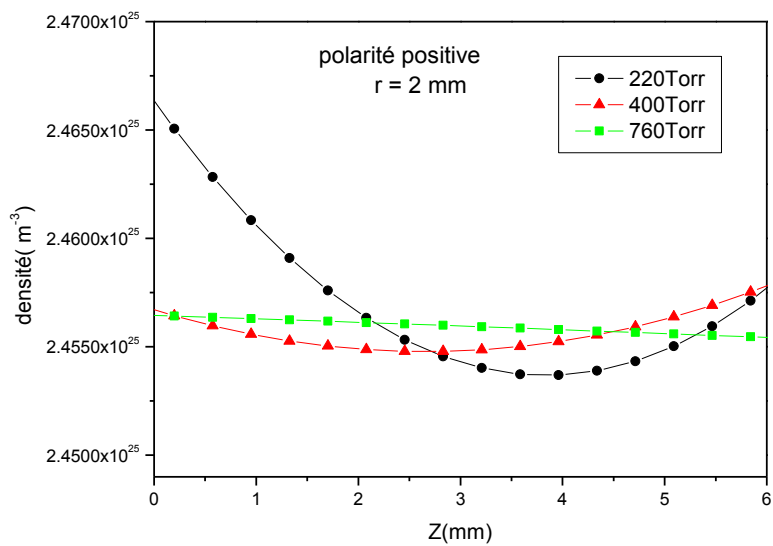


Figure IV.19 : Distribution axiale de la densité des neutres pour différentes pressions : 220, 400, 760 Torr et en $r = +2\text{mm}$ (la pointe est polarisée positivement).

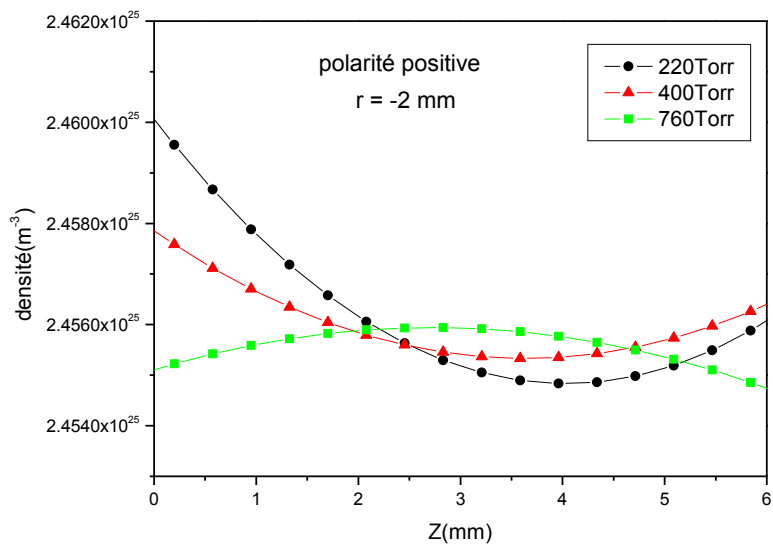


Figure IV.20 : Distribution axiale de la densité des neutres pour différentes pressions : 220, 400, 760 Torr et en $r = -2\text{mm}$ (la pointe est polarisée positivement).

b- pointe négative : L'évolution axiale de la densité des neutres pour les différentes pressions et pour la polarité négative est donnée sur l'ensemble des figures IV.21 jusqu'à IV.25.

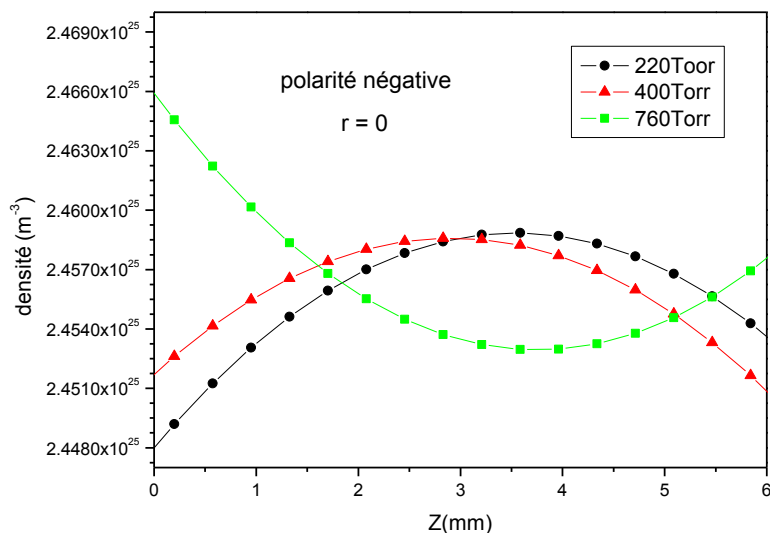


Figure IV.21 : Distribution axiale de la densité des neutres pour différentes pressions : 220, 400, 760 Torr et en $r=0$ (la pointe est polarisée négativement).

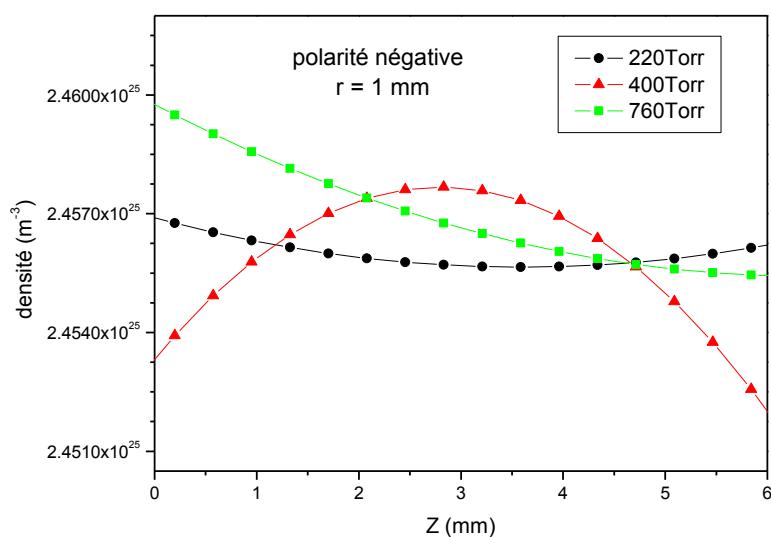


Figure IV.22 : Distribution axiale de la densité des neutres pour différentes pressions : 220, 400, 760 Torr et en $r = 1$ mm (la pointe est polarisée négativement).

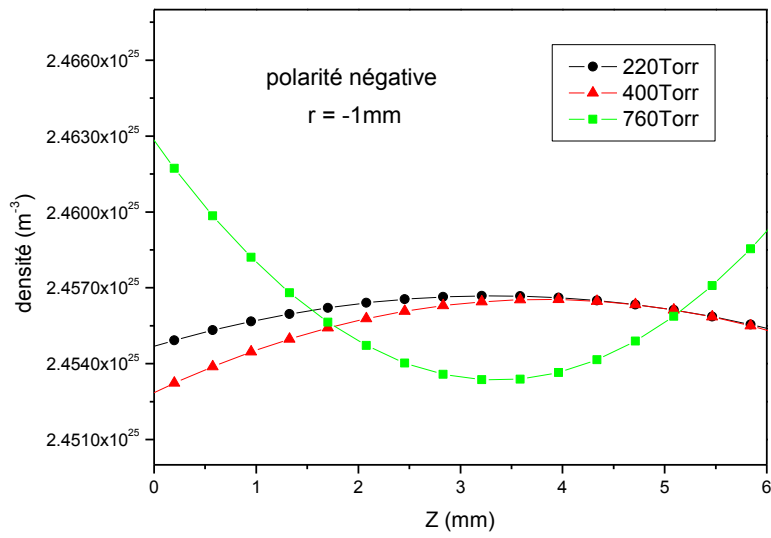


Figure IV.23 : Distribution axiale de la densité des neutres pour différentes pressions : 220, 400, 760 Torr et en $r = -1\text{mm}$ (la pointe est polarisée négativement).

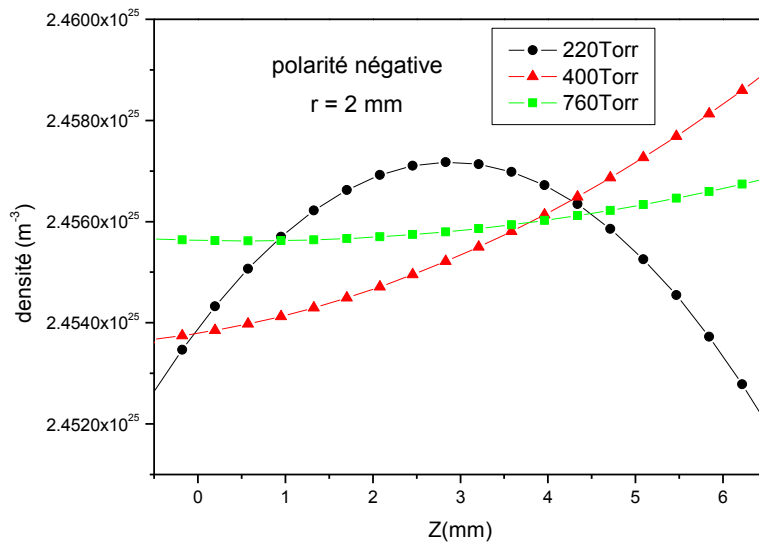


Figure IV.24 : Distribution axiale de la densité des neutres pour différentes pressions : 220, 400, 760 Torr et en $r = 2\text{mm}$ (la pointe est polarisée négativement).

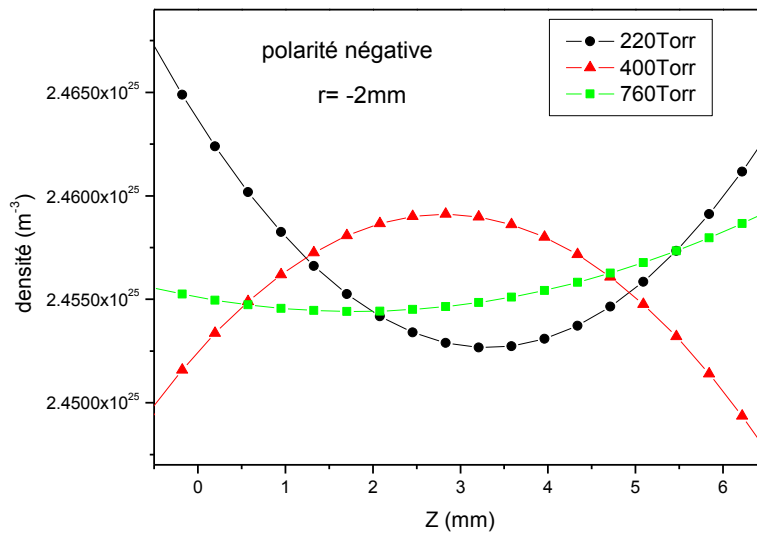


Figure IV.25 : Distribution axiale de la densité des neutres pour différentes pressions : 220, 400, 760 Torr et en $r = -2\text{mm}$ (la pointe est polarisée négativement).

Les figures IV.16 à IV.25 montrent l'évolution axiale de la densité des neutres pour trois pressions différentes 220, 400, et 760 Torr pour les polarités positive et négative. Nous remarquons que quand la pression augmente le mouvement des neutres devient très important. Cette variation est causée par la charge d'espace qui devient importante et l'effet de la distribution du champ électrique. Nous avons constaté le mouvement des neutres très perturbé au centre de la décharge que sur les bords. Nous avons relevé quelques valeurs du taux de variation des neutres et nous avons trouvé qu'il est compris entre :

- 5 à 10% pour 220 Torr,
- 10 à 20% pour 400 Torr,
- 20 à 40% pour 760 Torr.

pour la polarisation pointe positive, alors que pour la polarité négative il est compris entre :

- 5 à 15% pour 220 Torr,
- 15 à 30% pour 400 Torr,
- 30 à 50% pour 760 Torr.

IV.4.2. Distribution radiale de la densité

Comme l'évolution axiale nous avons représenté l'évolution radiale de la densité des neutres pour les trois pressions différentes.

a- **pointe positive** : les résultats sont donnés sur les figures IV.26, IV.27 et IV.28.

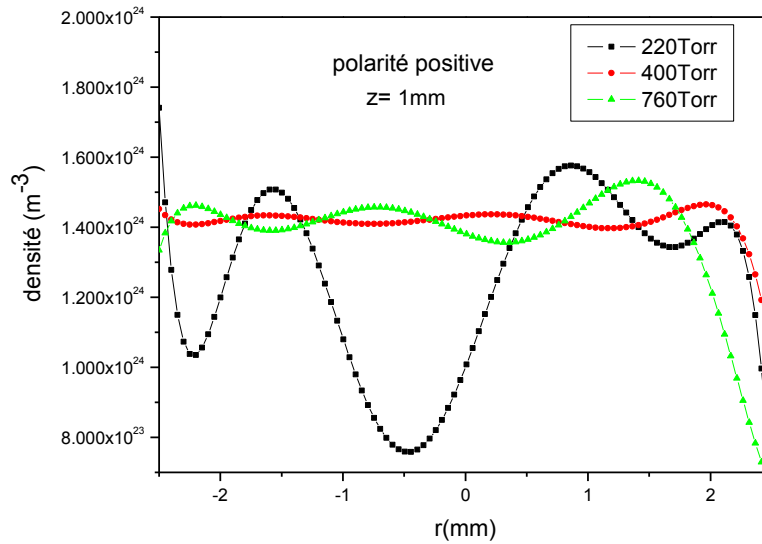


Figure IV.26 : Distribution radiale de la densité des neutres pour différentes pressions : 220, 400, 760 Torr et en $z = 1$ mm (la pointe est polarisée positivement).

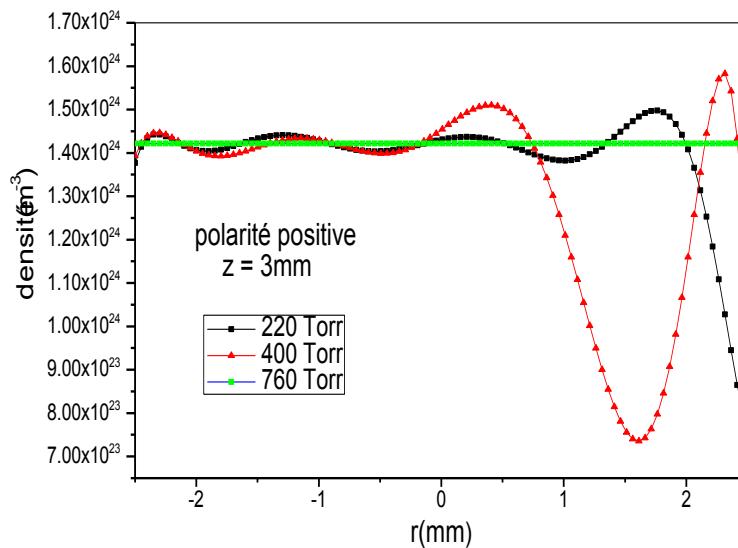


Figure IV.27 : Distribution radiale de la densité des neutres pour différentes pressions : 220, 400, 760 Torr et en $z = 3$ mm (la pointe est polarisée positivement).

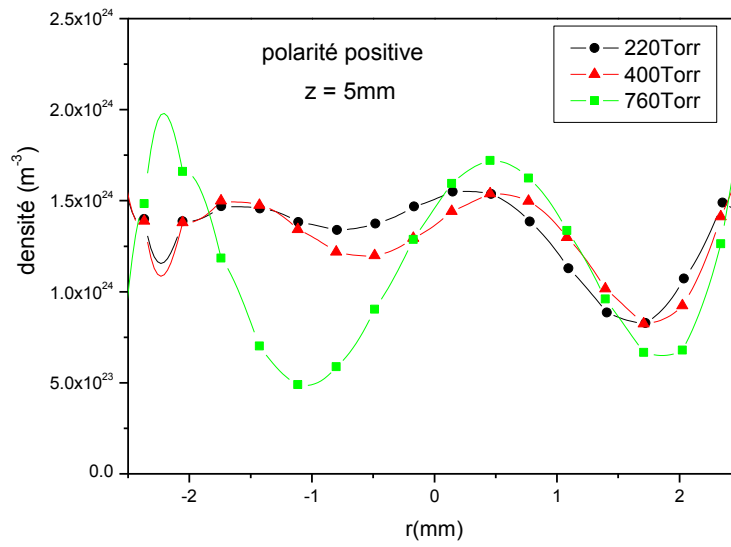


Figure IV.28 : Distribution radiale de la densité des neutres pour différentes pressions : 220, 400, 760 Torr et en $z = 5\text{mm}$ (la pointe est polarisée positivement).

b- pointe négative : les résultats sont donnés sur les figures IV.29, IV.30 et IV.31.

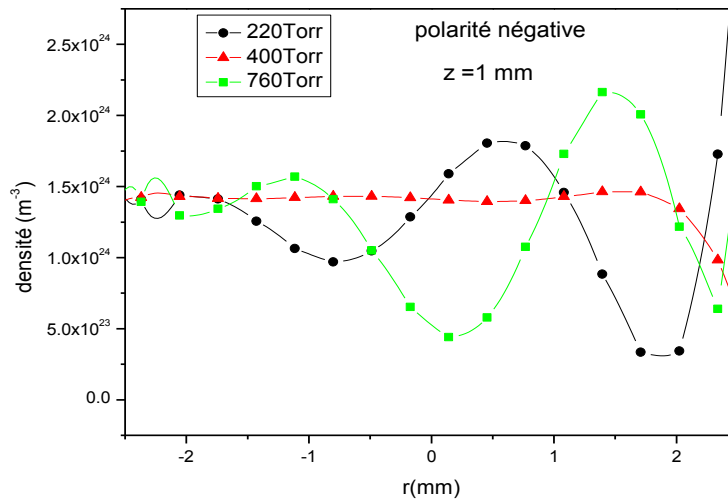


Figure IV.29 : Distribution radiale de la densité des neutres pour différentes pressions : 220, 400, 760 Torr et en $z = 1\text{mm}$ (la pointe est polarisée négativement).

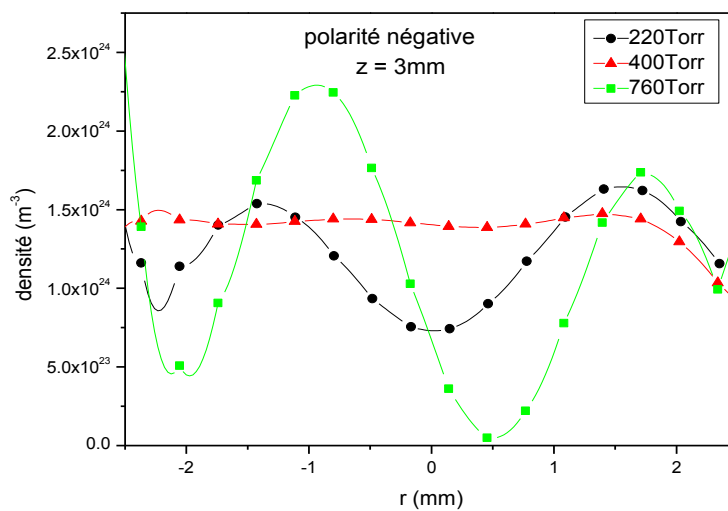


Figure IV.30 : Distribution radiale de la densité des neutres pour différentes pressions : 220, 400, 760 Torr et en $z = 3\text{mm}$ (la pointe est polarisée négativement)

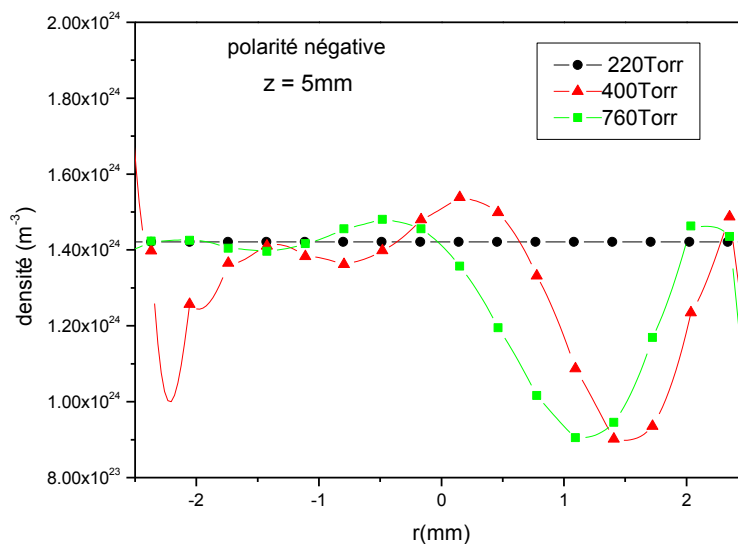


Figure IV.31 : Distribution radiale de la densité des neutres pour différentes pressions : 220, 400, 760 Torr et en $z = 5\text{mm}$ (la pointe est polarisée négativement).

Les courbes représentées sur les figures IV.26 à IV.31 donnent la distribution radiale de la densité d'azote dans les deux cas de décharge couronne pour les pressions différentes: 220, 400 et 760 Torr. Nous observons une propagation des ondes générées par la décharge couronne, parce que quand les électrons sont fortement en collision, le gaz neutre n'est pas seulement source de particules chargées, mais il intervient aussi avec la dynamique générale de la décharge. On peut aussi constater que le champ électrique externe est perturbé par la présence de charges d'espace qui réduit la distribution totale du champ électrique résultant.

IV.5. Évolution spatiale de la température :

La détermination de l'indice de réfraction du milieu hétérogène créé par la décharge nous permet de déduire non seulement la densité des particules neutres mais aussi la température du gaz neutre. Cette détermination de l'évolution spatiale de la température complète l'information que nous avons des transferts thermiques entre les particules chargées et le gaz neutre et nous montre l'empreinte thermique créée par la décharge.

Comme pour la densité nous analysons l'évolution de la température dans les deux directions axiale et radiale.

IV.5.1. Distribution axiale de la température :

a-pointe positive

les résultats sont donnés sur les figures IV.32 jusqu'à IV.36.

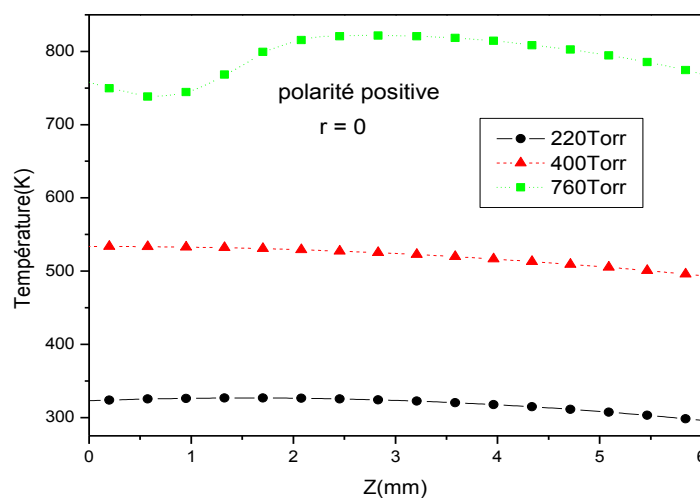


Figure IV.32 : distribution axiale de la température des neutres pour différentes pressions: 220, 400, 760 Torr en $r = 0$ (pointe polarisée positivement).

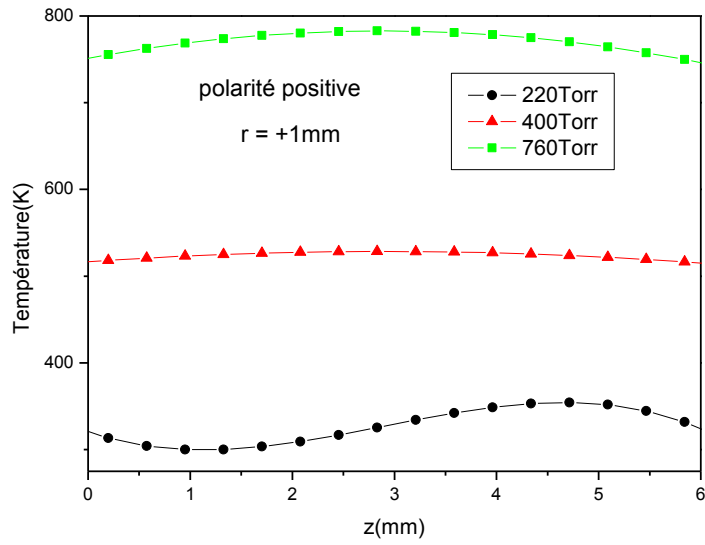


Figure IV.33 : distribution axiale de la température des neutres pour différentes pressions: 220, 400, 760 Torr en $r = +1\text{mm}$ (pointe polarisée positivement).

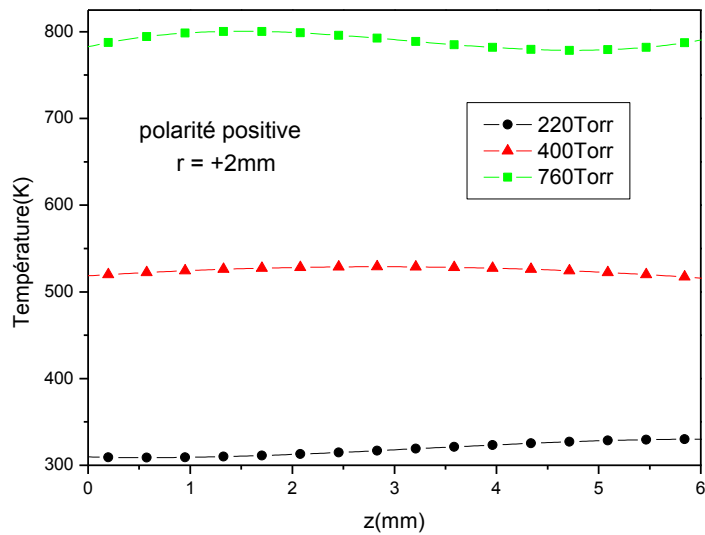


Figure IV.34 : distribution axiale de la température des neutres pour différentes pressions: 220, 400, 760 Torr en $r = +2\text{mm}$ (pointe polarisée positivement).

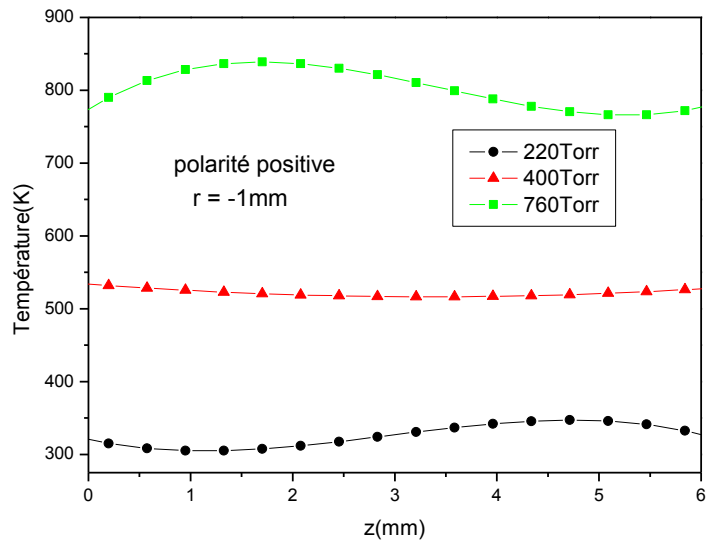


Figure IV.35 : distribution axiale de la température des neutres pour différentes pressions: 220, 400, 760 Torr en $r = -1\text{mm}$ (pointe polarisée positivement).

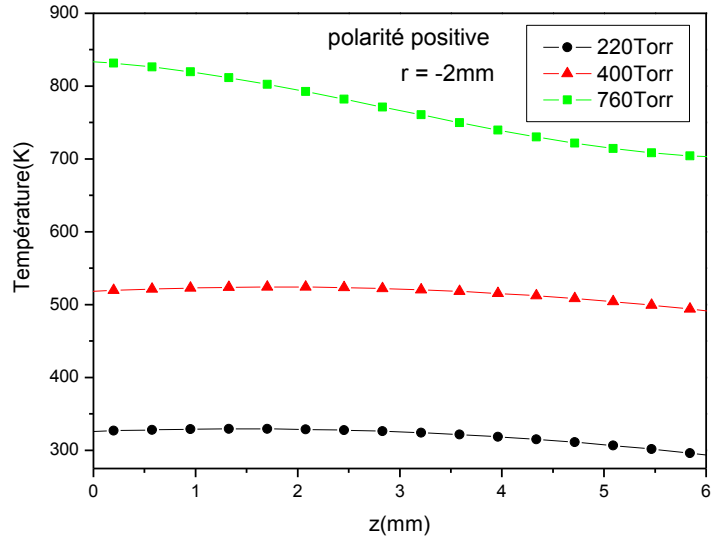


Figure IV.36 : distribution axiale de la température des neutres pour différentes pressions: 220, 400, 760 Torr en $r = -2\text{mm}$ (pointe polarisée positivement).

b-pointe négative

Nous représentons sur les figures IV.37 jusqu'à IV.41. la distribution axiale de la température pour trois pressions différentes pour la polarité négative.

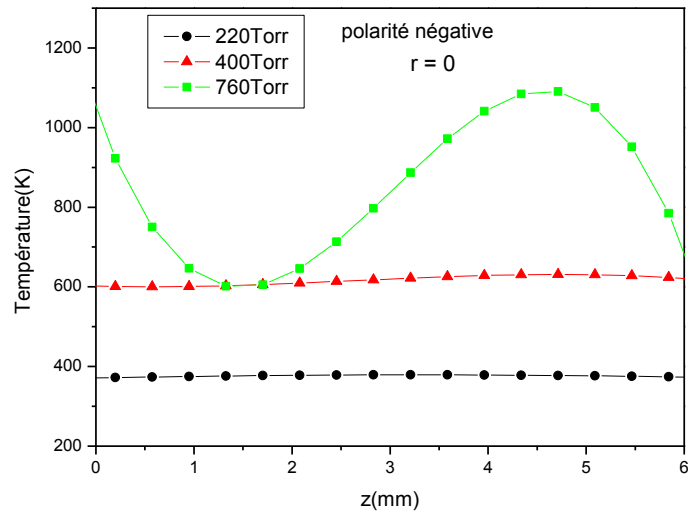


Figure IV.37 : distribution axiale de la température des neutres pour différentes pressions: 220, 400, 760 Torr en $r = 0$ (pointe polarisée négativement).

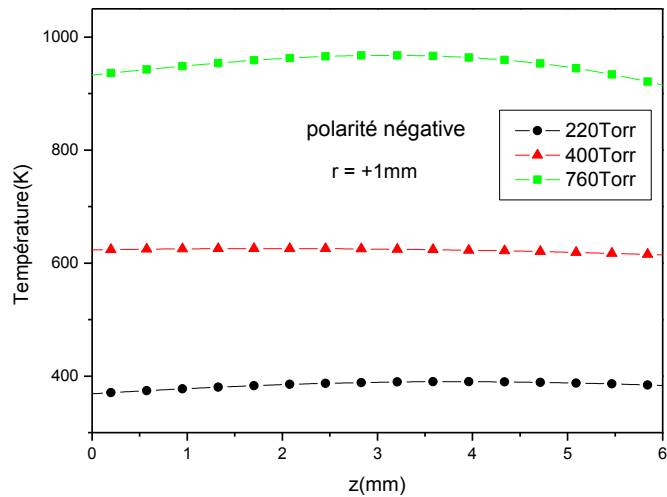


Figure IV.38 : distribution axiale de la température des neutres pour différentes pressions: 220, 400, 760 Torr en $r = +1$ mm (pointe polarisée négativement).

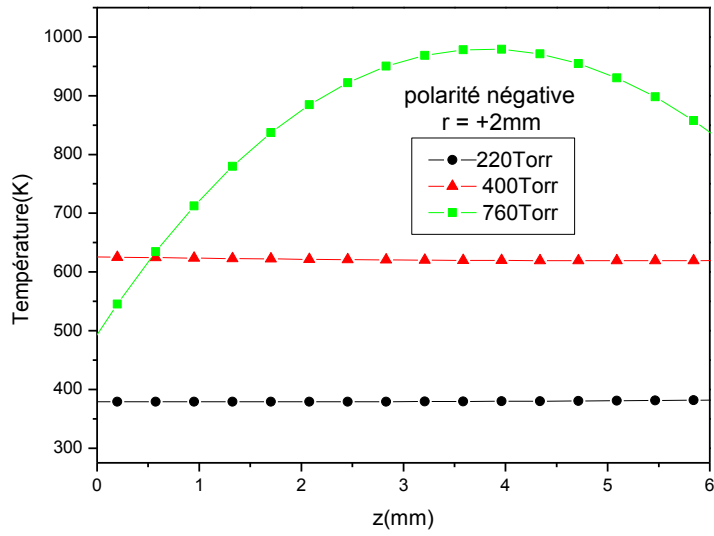


Figure IV.39 : distribution axiale de la température des neutres pour différentes pressions: 220, 400, 760 Torr en $r = +2\text{mm}$ (pointe polarisée négativement).

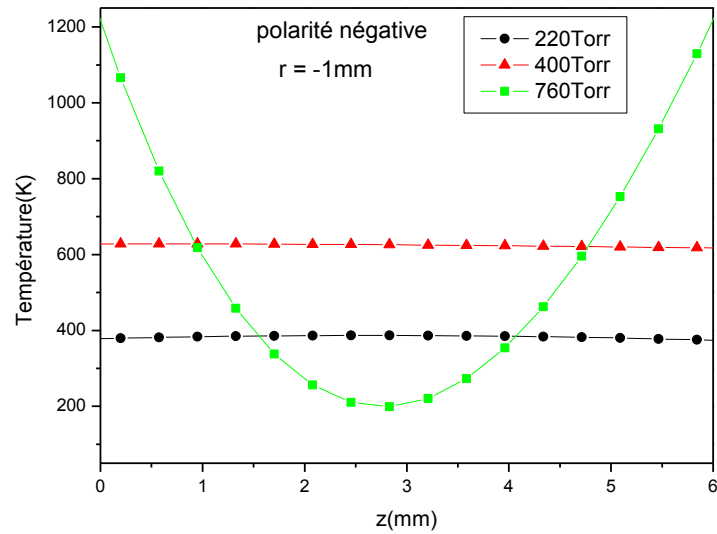


Figure IV.40 : distribution axiale de la température des neutres pour différentes pressions: 220, 400, 760 Torr en $r = -1\text{mm}$ (pointe polarisée négativement)

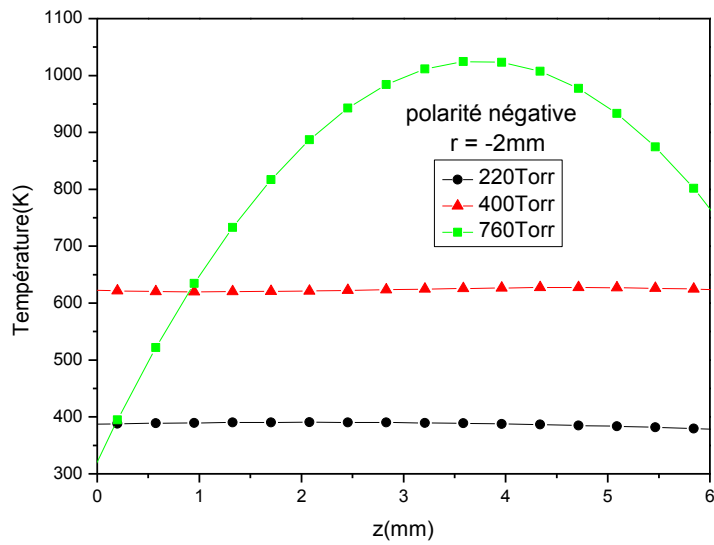


Figure IV.41 : distribution axiale de la température des neutres pour différentes pressions: 220, 400, 760 Torr en $r = -2\text{mm}$ (pointe polarisée négativement).

IV.5.2. Distribution radiale de la température :

a- Pointe positive

Nous représentons sur les figures IV.42 , IV.43, et IV.44. la distribution radiale de la température pour trois pressions différentes pour la polarité positive.

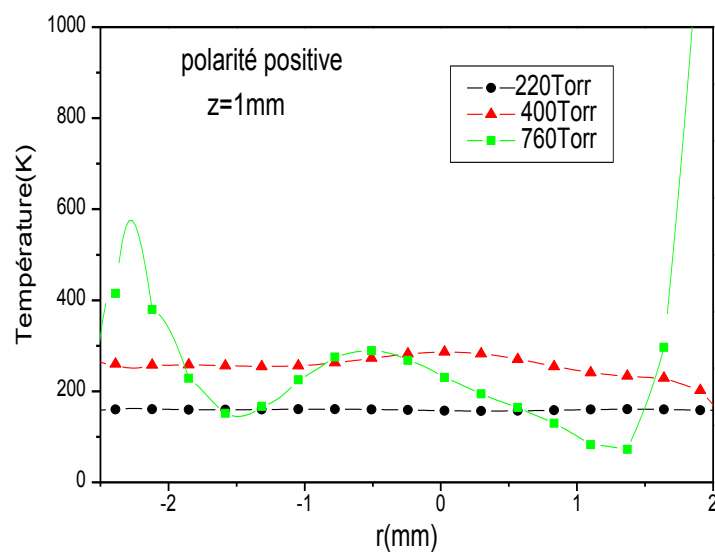


Figure IV.42 : Distribution radiale de la température des neutres pour différentes pressions : 220, 400, 760 Torr et en $z = 1\text{mm}$ (la pointe est polarisée positivement).

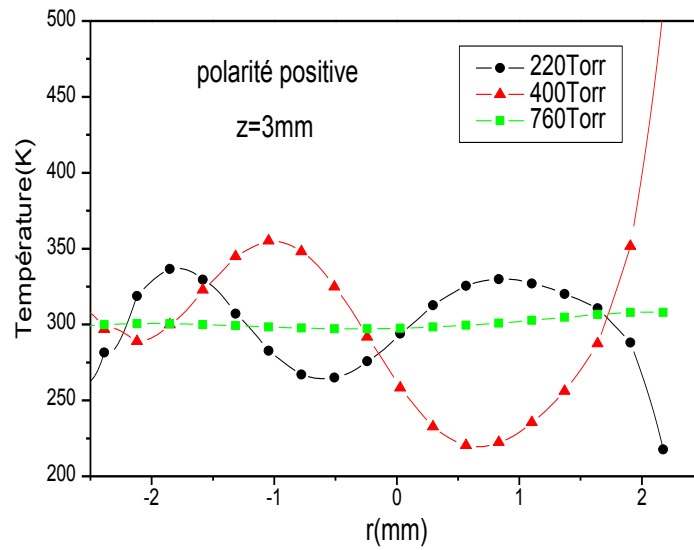


Figure IV.43 : Distribution radiale de la température des neutres pour différentes pressions : 220, 400, 760 Torr et en $z = 3\text{mm}$ (la pointe est polarisée positivement).

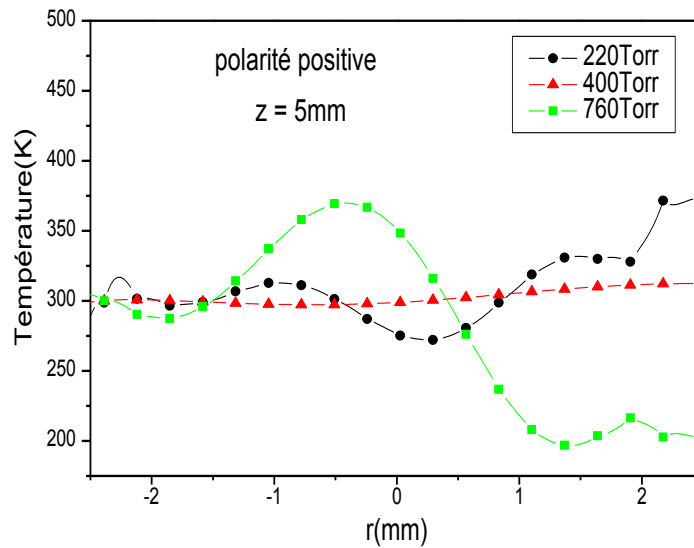


Figure IV.44 : Distribution radiale de la température des neutres pour différentes pressions : 220, 400, 760 Torr et en $z = 5\text{mm}$ (la pointe est polarisée positivement).

b-Pointe négative

Nous représentons sur les figures de IV.45, IV.46 et IV.47. la distribution radiale de la température pour trois pressions pour la polarité négative.

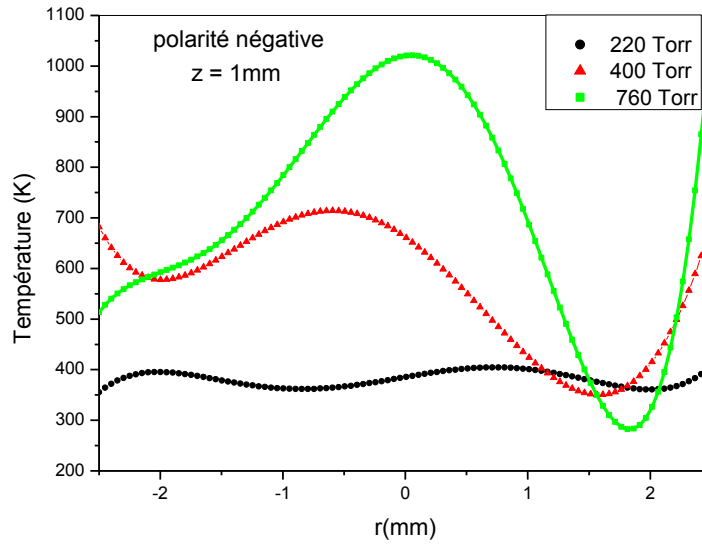


Figure IV.45 : Distribution radiale de la température des neutres pour différentes pressions : 220, 400, 760 Torr et en $z = 1\text{ mm}$ (la pointe est polarisée négativement).

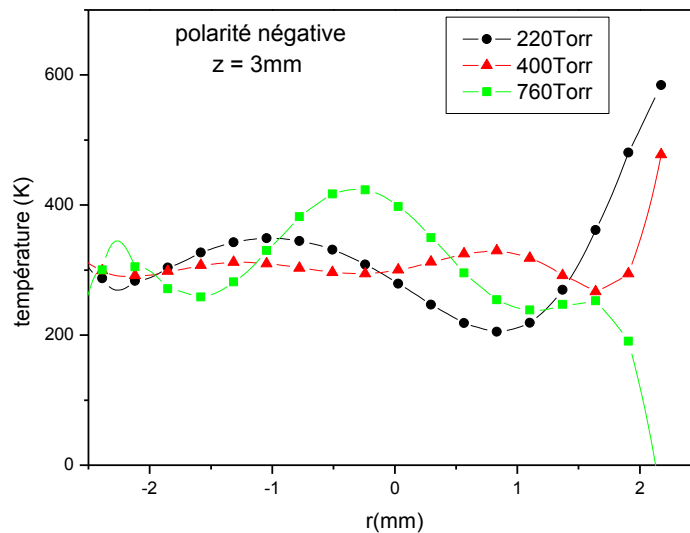


Figure IV.46 : Distribution radiale de la température des neutres pour différentes pressions : 220, 400, 760 Torr et en $z = 3\text{ mm}$ (la pointe est polarisée négativement).

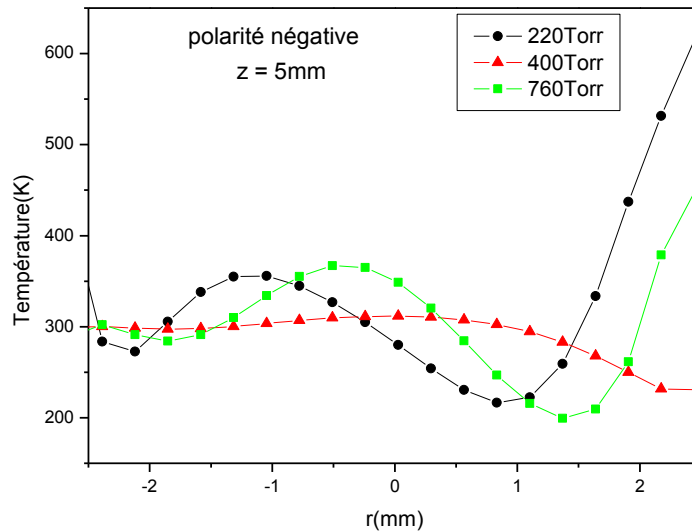


Figure IV.47 : Distribution radiale de la température des neutres pour différentes pressions : 220, 400, 760 Torr et en $z = 5\text{mm}$ (la pointe est polarisée négativement).

En comparant l'évolution de la répartition des neutres et celle des températures à l'intérieur de la décharge, nous pouvons en déduire que l'augmentation de température du gaz est liée directement au chauffage des neutres par les particules chargées (excitation électronique et collision entre particules). La forte dépopulation des neutres, à pression constante, est due à une forte augmentation de température.

IV.6. Conclusion

En conclusion, nous avons démontré dans cette étude avec l'interféromètre Mach-Zehnder qu'on peut obtenir une cartographie de la densité des neutres pour n'importe quel gaz soumis à une décharge couronne. L'indice de réfraction et la densité sont les clés nécessaires du plasma pour toute commande de processus ainsi que pour la compréhension et la modélisation. Donc, nos principaux résultats peuvent être résumés comme suit:

- (i) L'interféromètre de Mach-Zehnder nous permet d'analyser et diagnostiquer tout milieu gazeux et de comprendre le mouvement dans tout l'espace.
- (ii) La distribution de la densité dans tout l'espace est non homogène, elle est due à la variation de pression.
- (iii) Le champ électrique résultant est affectée par la charge d'espace qui influence

l'évolution de la densité.

(iv) le transfert d'énergie entre les ions et le gaz neutre cause des variations locales de la densité des espèces neutres.

v) Nous avons déduit que cette dépopulation est le siège de nombreux transferts thermiques entre les particules. Le fort courant qui circule dans le canal de décharge, et plus particulièrement dans le «canal électrique » est accompagné d'une forte augmentation de température du gaz.

vi) Nous avons montré que l'empreinte thermique de la décharge couronne est assez étendue. Elle est de 5 mm pour la décharge négative et de 2.5 mm pour la décharge positive.

Bibliographie Du Chapitre IV

[1] W.D. PEARCE. 1958. In Conference On Extremely High Temperatures, Ed. By H.Fisher, L.C.Mansur (Wiley, New York).

[2] G.V.OSTROVSKAYA, Sov. 1976 *Phys. Tech.* 21 N°12 . 1494

***CONCLUSION GENERALE
&
PERSPECTIVES***

CONCLUSION GENERALE & PERSPECTIVES

Nous rappelons que notre objectif dans cette thèse est d'appliquer un diagnostic interférométrique sur un gaz pur (l'azote moléculaire N_2) qui est le constituant principal de l'air, en vue d'obtenir une cartographie 3D de la population des neutres dans l'espace interélectrodes. Cette étude nous permettra de comprendre les mécanismes qui entrent en compétition dans l'évolution des gaz neutres quand ils sont soumis à des plasmas froids hors équilibres. Nous nous sommes intéressés tout particulièrement à étudier l'influence de trois pressions, faible (220Torr), moyenne (400Torr) et haute (760Torr) pour mieux cerner la phénoménologie et créer une base de données pour des études théoriques ou de simulation.

Dans la partie expérimentale qui consiste à réaliser l'interféromètre Mach Zehnder, le dispositif que nous avons utilisé comprend :

- un faisceau laser He-Ne rouge ($0.6328\mu\text{m}$, 5 mW) que nous avons élargie et filtré spatialement pour contenir toute la décharge et obtenir un faisceau propre très proche d'une onde plane.
- un réacteur ou chambre à décharge de distance interélectrodes égale à 5.8 mm
- un générateur haute tension (30 kV - courant variable de 0.54mA à 0.6 mA) connecté à une résistance de $25\text{M}\Omega$ permet la création de la décharge.
- une caméra CCD pour la réception des images d'interférence, sans et avec application de la décharge couronne.

Les principales conclusions que l'on peut retenir de cette thèse sont les suivantes :

- la variation de l'indice de réfraction est attribuée à la conjugaison de deux phénomènes qui sont l'injection d'énergie (particules chargées) et l'évolution des neutres (peuplement ou dépeuplement).
- la décharge est le siège de nombreux transferts thermiques entre le gaz et les particules chargées.

- la propagation et l'évolution de l'onde acoustique ou onde de souffle est différente pour l'ensemble des pressions appliquées. Ceci est dû certainement à l'interaction permanente entre les particules chargées et le gaz neutre.

- le diagnostic optique utilisant l'interférométrie laser permet de déterminer de façon qualitative et quantitative le phénomène de dépopulation des particules neutres au cœur de la décharge.

- le taux de dépopulation varie entre 20% et 80 % et la température entre 290 et 800 Kelvin. Ce taux de dépopulation se situe à environ au 2/3 de la pointe et il est différent pour les différentes pressions.

Nous rappelons que tous ces résultats ont été obtenus grâce à un programme informatique écrit en langage fortran 90 dans notre groupe de recherche, et qui est basé sur les relations fondamentales suivantes: l'intégrale d'Abel et la relation de Gladstone, qui ont été adaptées à la méthode de Pearce. L'ensemble de ces résultats donne des jalons intéressants et leur prise en compte peut aider à optimiser les procédés industriels de dépôt par décharge couronne.

Les perspectives de ce travail de recherche sont multiples. Tout d'abord la comparaison modèle/expérience doit se faire pour mieux comprendre l'influence des différents paramètres, que ce soit les paramètres liées au dispositif expérimental (distance inter – électrodes, rayon de courbure, géométrie du réacteur, composition du gaz, etc...), ou ceux qui sont spécifiques à la nature du gaz (conductivité, chaleur spécifique, viscosité, etc...). On doit aussi appliquer et mener des expériences en régime de tension pulsée et comparer l'évolution et le comportement du gaz avec les tensions continues. Enfin nous pensons que le travail sera très intéressant si on peut déduire des interférogrammes la cartographie des différents constituants des plasmas (électrons, ions positifs, ions négatifs, etc...).

Annexe

Annexe

Dans cette annexe nous exposons une autre méthode basée sur l'interférométrie holographique dans le temps réel avec des franges de référence pour la détermination des paramètres d'un gaz dans des tubes cylindriques. On obtient un enregistrement graphique de la distribution radiale de l'indice de réfraction du gaz dans quelques régions du tube à un temps donné, aussi bien que son distribution axiale.

MÉTHODE DE CALCUL :

La figure 1 montre une coupe dans un tube cylindrique dans son état initial. Nous avons numéroté 1, 2, 3,4 le maximum des franges d'interférences. Commençant par celui qui est le plus proche de l'axe de tube. Les distances entre l'axe de tube et ces franges sont respectivement $h_{01}, h_{02}, h_{03}, h_{04}$.

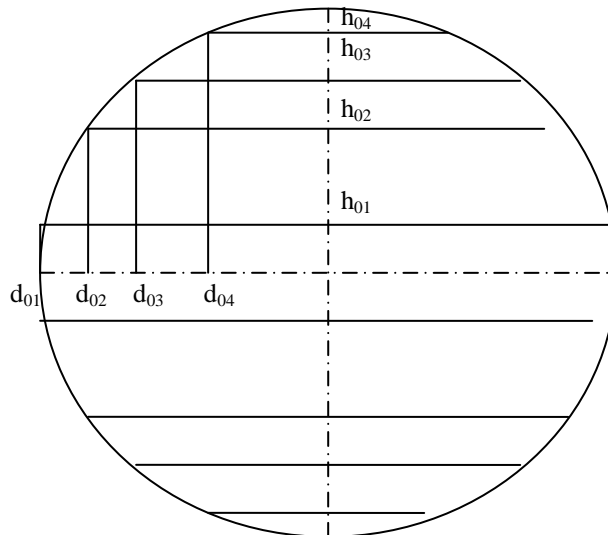


Figure 1 : une coupe dans un tube cylindrique dans son état initial.

On considère : $\delta n_r = n_r - n_0$ la variation de l'indice de réfraction où n_0 est l'indice de réfraction pour l'état initial considéré.

On considère deux franges consécutives i et $i+1$. Leurs distances au centre sont mesurées sur le diamètre horizontal de tube sont respectivement :

$$d_{0,i}=(R^2 - h_{0,i}^2)^{1/2} \quad d_{0,i+1}=(R^2 - h_{0,i+1}^2)^{1/2} \quad (1)$$

La condition maximale pour les deux franges sera être :

$$K_i \lambda = 2 d_{0,i} \delta n_e \quad K_{i+1} \lambda = 2 d_{0,i+1} \delta n_e \quad (2)$$

$$\delta n_e = \frac{\lambda}{2(d_{0,i} - d_{0,i+1})} = \frac{\lambda}{2[(R^2 - h_{0,i}^2)^{1/2} - (R^2 - h_{0,i+1}^2)^{1/2}]} \quad (3)$$

Pour deux maximums non- consécutifs quelconques i et j la relation (3) devient :

$$\delta n_e = \frac{\lambda}{2[(R^2 - h_{0,i}^2)^{1/2} - (R^2 - h_{0,j}^2)^{1/2}]} \quad (4)$$

La variation de l'indice de réfraction dans le gaz peut être calculée par cette relation.

La considération d'une coupe avec changement local vu dans la figure 2.

Pour l'état de référence et l'état perturbé considéré on peut écrire :

$$\int_0^{\zeta} \delta n d\zeta = d_{0,i} \delta n_r \quad (5)$$

Où $\delta n_r = n_r - n$ et n l'indice de réfraction de l'état de perturbation

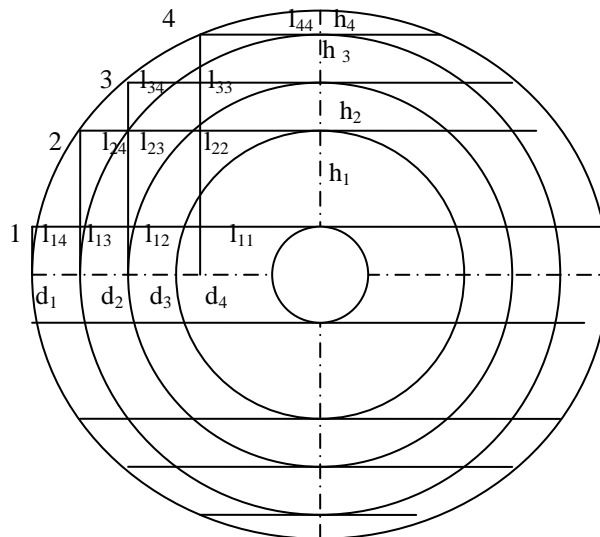


Figure 2 : une coupe dans le tube avec des modifications locales.

Pour résoudre l'intégrale (5) nous proposons la méthode numérique celle qui résulte dans le remplacement de l'intégrale par une somme finie. On divise la coupe considérée en régions concentriques formé par N anneaux. dans chacune de ces régions δn est supposé être constant. Prenant en compte cette considération. la relation (5) rend le système suivant des équations :

$$\begin{aligned} \sum_{i=1}^N \delta n_i L_{1i} &= d_{01} \delta n_r \\ \sum_{i=2}^N \delta n_i L_{2i} &= d_{02} \delta n_r \\ &\cdot \\ &\cdot \\ \delta n_N L_{NN} &= d_{0N} \delta n_r \end{aligned} \quad (6)$$

où :

$$\sum_{i=j}^K L_{ji} = (h_{K+1}^2 - h_j^2)^{1/2} \quad K, j=1,2,\dots,N \quad h_{N+1}=R$$

Nous avons numéroté les secteurs à partir du centre. le système (6) est un système de N équations sa solution commence à partir de la dernière équation qui donne δn_N . cette valeur déterminée est présentée dans l'équation précédente et nous calculons $\delta n_{N-1}, \dots$

Les distances $h_{01}, h_{02}, h_{03}, \dots, h_{0N}$ aussi bien que h_1, h_2, \dots, h_N sont mesurées directement sur les interferogrammes expérimentalement obtenus à partir des deux situations. Pour chaque δn_i :

$$r_i = \frac{\lambda}{2} (h_i + h_{i+1}) \quad (7)$$

est le rayon moyen du secteur i. les résultats obtenus permettent de tracer le graphe de $\delta n = \delta n(r)$ dans différents coupes sur l'axe du tube. L'indice de réfraction n_r dans l'état de référence étant connu. On peut déterminer $n = n_r + \delta n_r$ et par conséquent la représentation graphique $n = n(r)$. Si d'un certain secteur m, numéroté de l'axe de tube il n'y a aucune modification perceptible, le système (6) est réduit à un système de m équations, où m est l'ordre de la dernière frange modifiée :

$$\begin{aligned} \sum_{i=1}^m \delta n_i L_{1i} &= (d_{01} - d_1 + \sum_{i=1}^m L_{1i}) \delta n_r \\ \sum_{i=2}^m \delta n_i L_{2i} &= (d_{02} - d_2 + \sum_{i=2}^m L_{2i}) \delta n_r \\ \delta n_m L_{mm} &= (d_{0m} - d_m + L_{mm}) \delta n_r \end{aligned} \quad (8)$$

$$\text{Où } \sum_{i=j}^K L_{ji} = (h^2_{K+1} - h^2_j)^{1/2} \quad d_i = (R^2 - h^2_i)^{1/2} \quad K, j = L, \dots, m$$

Mesurant expérimentalement les positions de franges de références m aussi bien que les positions de franges $m+1$ dans le système (8) nous déterminons $\delta n_1 \dots \delta n_m$

Nous calculons les rayons moyens $r_1 \dots r_m$ avec la relation (7) on peut tracer $\delta n = \delta n(r)$

La solution correcte dans telle situation est obtenue en choisissant un grand nombre d'images intermédiaires qui permettent l'observation continue de certaines modifications de franges d'interférences. Les phénomènes dynamiques continus enregistrés avec une caméra vidéo est idéale pour telle situation. Chaque modification de franges peut être rigoureusement déterminé et choisissant un grand nombre de coupes. L'analyse de l'évolution de l'indice de réfraction le long de tube peut être graphiquement enregistré pour n'importe quel r considéré, on obtient $n = n(x)$.

L'évolution temporelle de l'indice de réfraction peut être déterminée pour des r et x considérés, ou pour tous les deux si la vitesse d'enregistrement d'image est connue. Ainsi $n=n(t)$ peut être enregistré graphiquement à un point quelconque dans le tube de décharge.

Relation entre la densité et l'indice de réfraction

Nous considérons tout d'abord le cas d'un fluide, ensuite nous nous intéressons au cas des gaz. Le vecteur champ électrique E d'une onde électromagnétique traversant un tel milieu déforme la configuration de charges des molécules du fluide. Le moment dipolaire p , ainsi induit, par molécule est proportionnel à E : $P = \alpha E$

Où α est la polarité (polarisabilité) électronique. Puisque E décrit un champ oscillant, la déformation de la configuration électronique dépend de la fréquence. Le champ E peut être représenté par :

$$E = E_0 \exp(i2\pi\nu t) \quad (9)$$

Où E_0 est l'amplitude, ν est la fréquence. si on suppose que plusieurs électrons par molécules sont affectés avec des différentes ν_i et que la force d'absorption, oscillatoire f_i contribue à induire le moment dipolaire, on obtient :

$$p = (e^2 E / 4\pi^2 m_e) \sum_i [f_i / (\nu_i^2 - \nu^2)] \quad (10)$$

Où e est la charge et m_e la masse de l'électron.

Jusqu'ici nous avons supposé que le dipôle induit par molécule dépendait uniquement du vecteur champ électrique qui vient alors se superposer au premier. Dans le cas d'un gaz où les molécules sont éloignées les unes des autres ce champ secondaire peut être négligé. Si

cette approximation ne peut se faire, on utilisera toujours la relation 9, mais le champ électrique E sera remplacé par un champ électrique effectif Eeff qui est de la forme :

$$E_{\text{eff}} = E + (3/4)\pi p \quad (11)$$

Où p représente le moment dipolaire net par unité de volume du milieu diélectrique. Si N est la densité de molécules dans le fluide alors on peut écrire :

$$p = \alpha N (E + (3/4)\pi p) \quad (12)$$

En utilisant la relation $p = (\epsilon - 1)E / 4\pi$, où ϵ est la constante diélectrique du milieu on peut alors avec les relations précédentes exprimer le produit $N\alpha$ en fonction de ϵ . la densité N peut être remplacée par la densité ρ du fluide puisque $N = L \rho / M$, L étant le nombre de Loschmidt et M la masse moléculaire du gaz. Dans le cas de fluide l'indice de réfraction est lié à la constante diélectrique par $n = (\epsilon)^{1/2}$. Ceci nous permet d'écrire la relation liant l'indice de réfraction du fluide et sa densité :

$$(n^2 - 1) / (n^2 + 2) = (\rho L^2 / 3\pi m_e M) \sum_i [f_i / (v_i^2 - v^2)] \quad (13)$$

C'est la relation de Clausius-Mosotti. Ce modèle ne tient pas compte de l'absorption optique dans le milieu étudié. Ceci se justifie si les fréquences v_i du fluide sont très différentes de la fréquence v de la lumière utilisée, ce qui est le cas de la plupart des gaz à la température normale. Par ailleurs dans le cas d'un gaz cette relation peut se simplifier. En effet l'indice de réfraction de la plupart des gaz est proche de 1, c'est pour cela que l'on peut remplacer $(n^2 - 1)$ par $2(n - 1)$ et $(n^2 + 2)$ par 3. Nous obtenons ainsi la relation de Gladstone-Dale :

$$n - 1 = (\rho L^2 / 2\pi m_e M) \sum_i [f_i / (v_i^2 - v^2)] \quad (14)$$

Comme nous l'avons fait remarquer plus haut dans le cas d'un gaz l'influence du champ électrique peut être négligée. La relation de Gladstone est alors souvent écrite sous la forme :

$$n - 1 = K \cdot \rho$$

Où K a la dimension de $1/\rho$ et dépend des caractéristiques du gaz et de la fréquence ou de la longueur d'onde de la lumière utilisée.

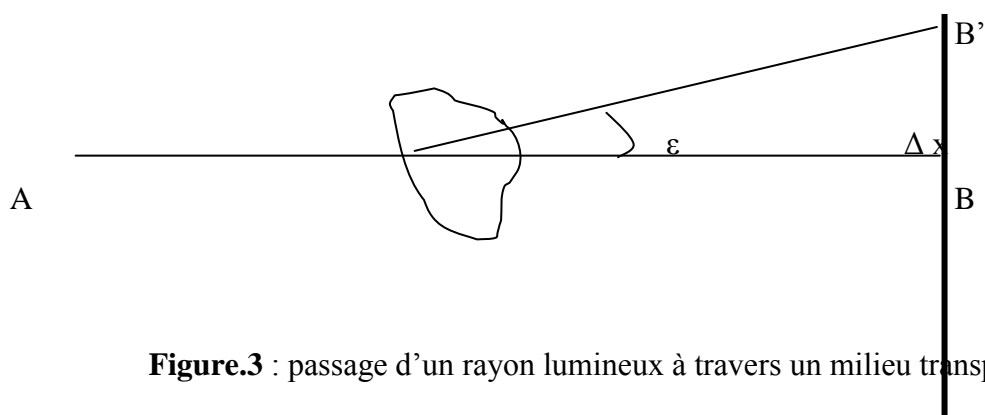


Figure.3 : passage d'un rayon lumineux à travers un milieu transparent

Dans un milieu homogène, le rayon lumineux suit le chemin optique AB. Si maintenant ce même rayon lumineux traverse un milieu optique inhomogène dont l'épaisseur et /ou l'indice de réfraction dépend des coordonnées de l'espace, il sera dévié d'un angle β par rapport au rayon initial. La propagation d'un rayon lumineux dans un objet de phase peut être décrit par le principe de Fermat : la variation de chemin optique d'un rayon lumineux dans un objet doit être nulle ce qui se traduira par :

$$\delta \int n(x, y, z) ds = 0 \quad (15)$$

ds est définie par $ds = \sqrt{dx^2 + dy^2 + dz^2}$. Weyl a montré que l'équation précédente est équivalente au système d'équations différentielles :

$$d^2x/dz^2 = \left[1 + (dx/dz)^2 + (dy/dz)^2 \right] \left[(\partial n / \partial x) - (dx/dz)(\partial n / \partial z) \right] (1/n) \quad (16)$$

$$d^2y/dz^2 = \left[1 + (dx/dz)^2 + (dy/dz)^2 \right] \left[(\partial n / \partial y) - (dy/dz)(\partial n / \partial z) \right] (1/n) \quad (17)$$

Il faut déterminer une solution de ce système qui décrira le chemin du rayon lumineux à travers le champ d'indice de réfraction.

Pour ce faire nous nous plaçons dans les conditions particulières décrites par la figure suivante qui sont celles de notre expérimentation :

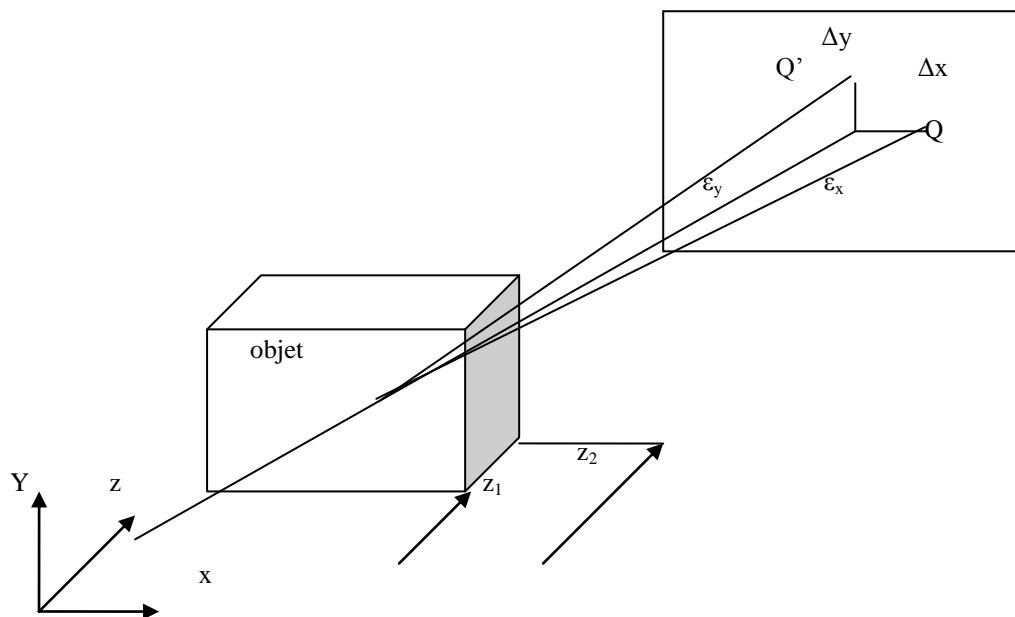


Figure. 4 : déflexion d'un rayon lumineux après passage au travers d'un objet transparent inhomogène.

Ainsi les termes dx/dz et dy/dz sont négligeables devant 1. de plus dans la plupart des cas $\delta n/\delta x$, $\delta n/\delta z$ sont du même ordre de grandeur. Le système d'équations simplifiées s'écrit donc :

$$d^2x/dz^2 = (1/n) (\delta n/\delta x)$$

$$d^2y/dz^2 = (1/n) (\delta n/\delta y)$$

Avec ce système d'équations il est possible de déterminer trois grandeurs observables :

-le déplacement QQ'

$$\overline{QQ}_x = 1 \int_{z_1}^{z_2} (1/n) (\delta n/\delta x) dz \quad (18)$$

$$\overline{QQ}_y = 1 \int_{z_1}^{z_2} (1/n) (\delta n/\delta y) dz \quad (19)$$

-l'angle de déflexion ε

$$\text{Tan} \varepsilon_x = \int_{z_1}^{z_2} (1/n) (\delta n/\delta x) dz \quad (20)$$

$$\text{Tan} \varepsilon_y = \int_{z_1}^{z_2} (1/n) (\delta n/\delta y) dz \quad (21)$$

-le retard Δt

$$\Delta t = (1/c) \int_{z_1}^{z_2} [n(x, y, z) - n_\infty] dz \quad (22)$$

Où c est la vitesse de la lumière dans le vide et n est l'indice de réfraction du milieu non perturbé, dans notre cas l'azote.

La quantité Δt peut être convertie en différence de phase optique $\Delta\phi$ entre le rayon non dévié et le rayon dévié sur le plan d'enregistrement. On a :

$$\Delta\phi/2\pi = (1/\lambda) \int_{z_1}^{z_2} [n(x, y, z) - n_\infty] dz \quad (23)$$

Où λ est la longueur d'onde de la lumière utilisée.

Calcul de l'indice de réfraction dans le cas d'une décharge de type couronne

Nous nous trouvons dans le cas d'un objet de phase à symétrie axiale. En effet les décharges étudiées sont de forme conique ou cylindrique. De ce fait l'indice de réfraction sera une fonction de rayon $r=(x^2+z^2)^{1/2}$ en coordonnées cylindriques.

de plus $dz = d(r^2 - x^2)^{1/2} = (r^2 - x^2)^{-1/2} r dr$, l'équation précédente devient donc :

$$K(x, y) = \frac{\Delta n(x, y)}{2\pi} = \int_x^R [n(x, y) - n_0] \frac{r dr}{\sqrt{(r^2 - x^2)}} \quad (24)$$

Cette équation est la transformation d'Abel de $f(r)$. La solution exacte est :

$$[n(x, y) - n_0] = \frac{\lambda}{\pi} \int_x^R \frac{K(x, y)/dx}{\sqrt{(r^2 - x^2)}} dx \quad (25)$$

Pour résoudre cette intégrale, il faut avoir une connaissance précise de la fonction $K(x, y)$. Or nous ne connaissons pas à priori la forme de la fonction $K(x, y)$, nous avons uniquement des valeurs des valeurs discrètes de cette fonction obtenues par les mesures expérimentales des déphasages.

Plusieurs méthodes sont possibles pour résoudre ce problème. Nous avons choisi la méthode de Pearce [7] parce qu'elle offre des performances comparables aux autres méthodes et qu'elle est plus facile à mettre en œuvre.

L'intégrale d'Abel est remplacée par une sommation discrète. Pour cela, en considérant que la décharge a une symétrie cylindrique, il est possible de faire une discrétisation en nombre N de cercles concentriques de largeur dr constante.

On a donc un profil d'indice discret qui sera d'autant plus réaliste que le nombre de couches sera important.

L'approche la plus simple est de considérer que chaque élément annulaire a un indice de réfraction constant. Soit f_i la valeur de $n - n_0$ pour l'élément $r_i \leq r \leq r_{i+1}$ où $r_i = i \Delta r$. avec cette approximation l'équation devient :

$$K_i \lambda = 2 \sum_{K=i}^{K+1} f_K \int_{r_K}^{r_{K+1}} \frac{r dr}{\sqrt{(r^2 - r_i^2)}} \quad (26)$$

L'intégrale de l'équation précédente a pour valeur :

$$(r_{K+1}^2 - r_i^2)^{1/2} - (r_K^2 - r_i^2)^{1/2} = \Delta r \left[(K+1)^2 - i^2 \right]^{1/2} - (K^2 - i^2)^{1/2} \quad (27)$$

On a donc un système d'équations de la forme :

$$\sum_{K=i}^{K+1} A_{Ki} f_K = \left(\frac{\lambda}{2\Delta r} \right) K_i \quad (28)$$

$$A_{Ki} = \left[(K+1)^2 - i^2 \right]^{1/2} - (K^2 - i^2)^{1/2} \quad (29)$$

On a à résoudre un système d'équations triangulaire. La résolution du système par inversion de matrice donne les valeurs respectives des indices de réfraction des différentes couches.

Il est possible d'utiliser une représentation plus fine de l'indice de réfraction dans chaque élément. Nous avons supposé que celui-ci variait linéairement dans chaque élément. La démarche du calcul est la même que précédemment, seuls les coefficients A_{K_i} changent. En effet l'intégrale de l'équation (26) devient :

$$K_i \lambda = (K+1) \left[(K+1)^2 - i^2 \right]^{1/2} - K (K^2 - i^2)^{1/2} + i^2 \ln \frac{K+1 + \left[(K+1)^2 - i^2 \right]^{1/2}}{K + (K^2 - i^2)^{1/2}} \quad (30)$$

Il est possible aussi de résoudre l'équation (25) sans avoir à résoudre le système d'équations. L'approche la plus simple est d'interpoler chaque frange en considérant que $K(x, y)$ varie linéairement avec x^2 entre chaque point. Ainsi dans la zone $x_i \leq x \leq x_{i+1}$:

$$\frac{dK}{dx} = 2 \frac{K_{i+1} - K_i}{x_{i+1}^2 - x_i^2} x \quad (31)$$

Et donc on a :

$$f_i = -(\lambda/\pi) \sum_{K=i}^{i+1} 2 \frac{K_{K+1} - K_K}{x_{K+1}^2 - x_K^2} \int_{r_K}^{r_{K+1}} \frac{x dx}{(x^2 - r_i^2)^{1/2}} \quad (32)$$

L'intégrale dans l'équation précédente a pour valeur :

$$\Delta r = \left[\left[(K+1)^2 - i^2 \right]^{1/2} - (K^2 - i^2)^{1/2} \right] \quad (33)$$

$$x_{K+1}^2 - x_K^2 = \Delta r (2K+1) \quad (34)$$

Finalement on peut écrire :

$$f_i = -(2\lambda/\pi \Delta r) \sum_{K=i}^{i+1} B_{K_i} (K_{K+1} - K_K) \quad (35)$$

Où :

$$B_{K_i} = \frac{\left[(K+1)^2 - i^2 \right]^{1/2} - (K^2 - i^2)^{1/2}}{2K+1}$$

Cette sommation peut être encore transformée en :

$$\beta_{KK} = -B_{KK}$$

$$\beta_{K_i} = B_{K_{i-1}} - B_{K_i} \quad i \geq K+1$$

Cette dernière approche a cependant un inconvénient. Si une erreur est faite sur la valeur d'un déphasage, elle se répercute dans tout le calcul.

Ces méthodes de calcul numérique nous permettent à partir de la figure d'interférence, de pouvoir obtenir la variation de l'indice de réfraction. Comme nous l'avons déjà signalé le plasma étudié est un plasma froid, le gaz ne sera donc que faiblement ionisé et on pourra considérer que la densité des électrons et des particules chargées en général, est négligeable. En utilisant la relation de Gladstone-Dale définie au début, nous connaissons la valeur de ρ .

Références

- [1] Vest CM 1979 holographic interferometry (New york wiley).
- [2] Howes WL and Bucle D R 1966 j.Opt.Am.56 1517-28.
- [3] Sweeney D W and Vest C 1972 Appl.Opt.11 205-7
- [4] Junginger H G and Van Haeringen W 1972 Opt.commun .5 1-4.
- [5] Rosui N, Ralea M, Popescu I M, Iova I, Paraschiv R and Mircea D 1994 Appl. Opt. 3 859
- [6] Rosui N, Ralea M, Foca M, Mircea D, Iova I and Nagy G 1992 Nat. Conf. Phys. (Iasi, Romania) p. 100
- [7] Pearce.G.V.Ostrovskaya (1976)