

TABLE DES MATIERES

I. Introduction.....	9
II. Dispositif Expérimental - Caractérisation du plasma	13
II.1. Enceinte et système de pompage.....	14
II.2. Production du plasma et confinement.....	15
II.2.a. Création du plasma	15
II.2.b. Confinement magnétique et électrostatique	18
II.3. Caractérisation du plasma et diagnostics	20
II.3.a. Caractéristique courant-tension d'une sonde de Langmuir	20
II.3.b. Courants de sonde dus aux électrons thermiques et aux ions.....	23
II.3.c. Courant d'électrons primaires	25
II.3.d. Paramètres du plasma	27
II.3.e. Sondes différentielles.....	33
II.3.f. Fluorescence Induite par Laser (FIL).....	36
II.4. Les poussières	39
II.4.a. Introduction dans le plasma et observation.....	39
II.4.b. Comportement des poussières en fonction des conditions de la décharge.....	40
III. Pousière isolée : Détermination théorique et expérimentale de la charge	43
III.1. Charge théorique d'une pousière	44
III.1.a. Courant d'électrons	45
III.1.b. Emission secondaire.....	45
III.1.c. Courant ionique	48
III.1.d. Charge d'une pousière.....	49

III.2. Bilan des forces s'exerçant sur une poussière isolée.....	51
III.2.a. Force de gravité	51
III.2.b. Force électrique	52
III.2.c. Forces d'entraînement ioniques	52
III.3. Profil de potentiel de la gaine	55
III.3.a. Mesures avec les sondes différentielles.....	55
III.3.b. Evolution des forces dans le profil de gaine	58
III.4. Mesures expérimentales de la charge d'une poussière.....	59
III.4.a. 1 ^{ère} méthode : Etude de la hauteur de lévitation	60
III.4.b. 2 ^{ème} méthode : Etude de l'oscillation d'une poussière	62
III.4.c. Discussion.....	70
III.5. Influence des poussières sur la gaine	70
III.5.a. Résultats préliminaires obtenus avec la FIL.....	70
III.5.b. Influence des poussières sur la dynamique des ions	73
IV. Collision de deux poussières	77
IV.1. Exemple de collisions de poussières	79
IV.2. Conservation de la quantité de mouvement et de l'énergie	82
IV.3. Potentiel d'interaction - Mesure de la longueur d'écrantage.....	85
V. Nuage de poussières en phase organisée	89
V.1. Obtention de la phase organisée	91
V.2. Méthodes géométriques	93
V.2.a. Diagramme de Voronoï et triangulation de Delaunay	93
V.2.b. Fonctions de corrélation	96
V.3. Modèle variationnel.....	99
V.4. Systèmes fortement couplés.....	103
V.4.a. Modèles	103
V.4.b. Fonctions de distribution des vitesses	105
V.4.c. Distance inter-poussières et longueur d'écrantage.....	110

VI. Conclusions et perspectives.....	113
<i>Publications</i>	117
<i>Annexe 1 : Calcul du courant des électrons primaires</i>	133
<i>Annexe 2 : Traitement informatique - Principe de la détection des poussières</i>	135
<i>Annexe 3 : Rappels sur la théorie classique des collisions élastiques</i>	139
<i>Bibliographie</i>	145
<i>Table des illustrations</i>	151

Chapitre I

INTRODUCTION

L'état plasma de la matière est très répandu dans la nature : on le rencontre dans les étoiles, dans certaines atmosphères de planètes où l'ionisation est due à des particules très rapides dont certaines émanent du soleil (vent solaire), dans l'espace interplanétaire et interstellaire. Plus près de nous, on le rencontre dans les flammes, les explosions et les ondes de chocs, mais également dans les arcs électriques et en particulier les éclairs atmosphériques.

Plusieurs applications technologiques ont stimulé le développement de la physique des plasmas : les radiocommunications qui utilisent la réflexion des ondes sur l'ionosphère, les traitements de surface par plasma en micro-électronique (gravure et dépôt de films minces), les lasers à gaz, le découpage des métaux par chalumeau à plasma, la rentrée des objets spatiaux dans l'atmosphère. L'application la plus importante est la réalisation de réacteurs à fusion thermonucléaire contrôlée, produisant des plasmas de Deutérium ou de mélange Deutérium-Tritium. Ces réacteurs doivent confiner pendant un temps suffisant le plasma, en utilisant soit des champs magnétiques (confinement magnétique) soit des implosions provoquées par le rayonnement d'un laser de puissance (confinement inertiel) pour isoler le plasma des parois froides extérieures. Dans ce type d'application le but visé se révèle très difficile à atteindre, du fait des nombreuses oscillations et instabilités qui tendent à se produire dans les plasmas confinés.

Une des nouvelles branches de la physique des plasmas est l'étude des plasmas contaminés par des poussières mésoscopiques (plasmas poussiéreux) c'est à dire des poussières de faible dimension à l'échelle macroscopique mais de dimension supérieure à celle des molécules. Cette contamination se retrouve dans de nombreuses situations aussi bien à l'état naturel que dans les plasmas industriels. C'est notamment dans ce dernier cadre que l'étude des plasmas poussiéreux s'est développée durant ces dernières années. En effet, la présence de poussières dans les réacteurs radiofréquences (RF) utilisés pour la micro-

électronique est responsable de multiples défauts sur les surfaces traitées^[1,2]. De nombreux travaux ont débuté pour comprendre la formation et la croissance de ces poussières^[3-5], leur dynamique au sein du plasma ainsi que les modifications qu'elles entraînent sur celui-ci^[6,7]. En astrophysique, la présence de poussières dans les queues des comètes, les atmosphères planétaires ou bien les nuages interstellaires est un phénomène connu depuis longtemps^[8-10] et qui reste d'actualité^[11,12]. Des travaux de physique fondamentale à la fois théoriques et expérimentaux ont, de ce fait, vu le jour. On peut citer par exemple les études concernant les processus de charge^[13-17], le lieu de piégeage des nuages de poussières^[18,19], les phénomènes de transport^[20], les interactions entre poussières^[21-23] ainsi que la formation de structures cristallines par les poussières^[24-28].

L'essentiel des recherches expérimentales sur les plasmas poussiéreux est réalisé dans le domaine des plasmas de décharge RF. Quelques expériences ont été réalisées dans des décharges continues : à cathode froide, à pression atmosphérique^[29] ou à cathode chaude, à basse pression^[30] ($\approx 10^{-2}$ mbar). Dans ces expériences, les poussières sont soit créées dans le plasma (d'argon ou de krypton le plus souvent) par addition de silane, soit injectées artificiellement. Elles acquièrent une charge négative fixée par l'équilibre des courants ioniques et électroniques à leur surface et leur comportement est régi par les différentes forces qui s'exercent sur elles. Leur lieu de piégeage dépend alors de leur taille. Pour des poussières submicrométriques la force de gravité est très faible. Le piégeage peut être localisé dans le corps même du plasma, dans des régions où le potentiel plasma positif est maximum^[18] ou bien dans la région de gaine de l'électrode du haut^[31] (en RF), zone dans laquelle les ions accélérés vers l'électrode négative exercent une force suffisante pour contrebalancer la gravité^[32]. Pour des poussières micrométriques la force de gravité devient importante et leur piégeage a été observé dans les régions de gaine de l'électrode du bas où un fort champ électrique est susceptible d'équilibrer la gravité. Cette zone de quelques millimètres de largeur peut piéger plusieurs centaines de poussières sur plusieurs couches horizontales, les poussières les plus lourdes occupant les couches les plus basses. Le nombre de couches (et par conséquent de poussières) est alors d'autant plus grand que les poussières sont petites.

L'objectif de cette thèse est d'analyser le comportement de poussières de verre de grand rayon ($\approx 32 \mu\text{m}$) dans la gaine d'un disque métallique polarisé négativement (électrode) et plongé dans un plasma d'argon. Celui-ci est créé dans une enceinte multipolaire (à confinement magnétique) par une décharge continue à cathodes chaudes. Ce dispositif expérimental nous permet de travailler à très basse pression ($\approx 10^{-3}$ mbar) dans un régime de plasma non collisionnel. Nous caractériserons ce plasma à partir de données issues de sondes de Langmuir. Nous verrons que les électrons peuvent être modéliser par deux populations : les électrons thermiques du plasma et les électrons énergétiques émis par les cathodes (électrons primaires).

La grande taille des poussières ainsi que la présence de ces électrons énergétiques permet d'obtenir des poussières dont la charge électrique est très grande (qq. 10^5 électrons). Le comportement des poussières dans la gaine dépend à la fois des paramètres de la décharge

et du nombre de poussières piégées. Nous présenterons dans cette thèse 2 méthodes expérimentales pour déterminer la charge d'une poussière isolée. La première méthode consiste à mesurer la hauteur de lévitation et à poser l'égalité des forces en ce point. Nous montrerons que les seules forces susceptibles d'agir sont la force de gravité et la force électrique. La deuxième méthode consiste à étudier un phénomène d'oscillation résonante d'une poussière. Nous verrons que sous certaines conditions ces oscillations peuvent apparaître naturellement dans notre décharge. Elles peuvent être forcées en appliquant une tension alternative au disque. La charge de la poussière est alors fonction de la fréquence d'oscillation. Ces deux méthodes nécessitent la connaissance du profil de potentiel de la gaine. Nous mesurerons celui-ci avec un diagnostic de sondes différentielles. Nous vérifierons que les valeurs de la charge obtenues expérimentalement sont du même ordre de grandeur que celle prédite par le modèle OML (Orbit Motion Limited, mouvement orbital en français). Nous estimerons l'influence des poussières sur la dynamique des ions dans la région de gaine en utilisant le diagnostic de Fluorescence Induite par Laser (FIL).

Dans nos conditions expérimentales plusieurs poussières peuvent léviter sur un plan horizontal parallèle au disque polarisé négativement. En fonction des paramètres de la décharge les poussières peuvent avoir plusieurs comportements. Lorsqu'elles sont en phase fluide leurs trajectoires résultent de leurs collisions successives. Dans ce cas précis nous avons étudié une collision binaire. Nous vérifierons que cette collision est élastique en validant les lois de conservation de la quantité de mouvement et de l'énergie. Les caractéristiques de la collision (distance de plus courte approche, angles de déviation) dépendent du potentiel d'interaction entre les poussières. Nous montrerons que celui-ci peut être modélisé par un potentiel Coulombien écranté. A partir des paramètres de la collision nous donnerons une estimation de la longueur d'écrantage associée aux poussières et nous verrons que cette valeur est du même ordre de grandeur que la longueur de Debye électronique.

Lorsque l'énergie cinétique des poussières diminue, des couplages forts apparaissent entre les poussières au sein du nuage et nous pouvons observer la formation de structures organisées. Nous caractériserons les structures obtenues en utilisant plusieurs méthodes géométriques (triangulation de Delaunay, diagramme de Voronoï, fonction de corrélation de paires) qui mettront en évidence la présence de cellules hexagonales. Nous montrerons par un calcul variationnel que ces structures représentent l'état d'énergie minimum du système. Dans ces conditions, nous donnerons une estimation du paramètre de couplage Γ : rapport entre l'énergie d'interaction des poussières et leur énergie cinétique.

Dans le **Chapitre II** nous décrivons le dispositif expérimental et les diagnostics utilisés. Nous expliquerons le principe de création du plasma et nous donnerons ses caractéristiques en insistant sur la population d'électrons émis par la cathode. Nous décrivons également le processus expérimental d'introduction des poussières dans le plasma ainsi que les méthodes d'observations vidéo et de dépouillement. Nous terminerons en décrivant les différents comportements des poussières en fonction des paramètres de la décharge. Dans le **Chapitre III** consacré à l'étude d'une poussière isolée, nous calculerons la charge électrique théorique de la poussière (modèle OML) ainsi que les forces qui régissent son équilibre. Nous décrivons des méthodes expérimentales permettant d'estimer la charge de la poussière et nous comparerons ces résultats à la prédiction théorique. L'influence de plusieurs poussières sur la dynamique des ions sera également présentée. Dans le **Chapitre IV** nous étudierons un exemple de collision binaire. Nous supposerons que le potentiel d'interaction est de type Coulombien écranté et nous donnerons une estimation de la longueur d'écrantage. Le **Chapitre V** est consacré à l'étude d'un nuage de poussières en phase organisée. Nous caractériserons les structures observées et nous donnerons l'ordre de grandeur du paramètre de couplage.

Chapitre II

DISPOSITIF EXPERIMENTAL CARACTERISATION DU PLASMA

Ce chapitre est consacré à la description du dispositif expérimental sur lequel nous avons travaillé durant ces trois années de thèse. Nous verrons le principe de création du plasma dans une décharge continue à cathodes chaudes et les méthodes de confinement employées. Les espèces constituant le plasma sont caractérisées par des sondes de Langmuir. Nous nous attarderons sur le cas des électrons énergétiques émis par les cathodes et qui jouent un rôle essentiel dans le processus de charge des poussières. Dans nos conditions expérimentales, le lieu de lévitation des poussières est la gaine électrostatique du disque métallique polarisé négativement et placé au cœur du plasma. Cette zone est le siège d'un gradient de potentiel que nous devons caractériser. Les diagnostics de sondes différentielles et de Fluorescence Induite par Laser que nous utiliserons à cet effet seront présentés dans les paragraphes II.3.e et II.3.f. Nous finirons ce chapitre en décrivant les méthodes d'injection et de visualisation des poussières. En guise d'introduction aux trois chapitres consacrés aux poussières, nous décrirons brièvement les différents comportements observés en fonction des paramètres de la décharge.

II.1. Enceinte et système de pompage

Les expériences sont réalisées dans une enceinte cylindrique (similaire à celle présentée en référence^[33]) en acier inoxydable amagnétique (304L) de 30 cm de diamètre sur 40 cm de longueur, fermée à chacune de ses extrémités par une porte amovible. Le schéma général de l'expérience est donné sur la Figure II.1. L'enceinte ainsi que les portes sont équipées de manchettes sur lesquelles sont montées des brides permettant l'installation de divers éléments : deux passages en translation pour les mesures de sondes (§ II.3.a), trois hublots pour l'observation des poussières (§ II.4), un soufflet pour l'injection des poussières dans le plasma (§ II.4) et des passages de courant. L'étanchéité du système est assurée principalement par des joints plats viton parfaitement adaptés dans le cas de démontages fréquents, l'usage de joints plats cuivre étant réservé aux zones susceptibles d'être soumises à des températures élevées (passage d'alimentation des filaments § II.2.a).

Une vanne papillon placée sous l'enceinte permet de relier celle-ci au système de pompage constitué d'une pompe à diffusion d'huile (pompe secondaire) couplée à une pompe primaire. Cette dernière est une pompe à palettes Edwards à deux étages, c'est à dire constituée de deux rotors montés en série et plongés dans un bain d'huile aux propriétés lubrifiantes. Cette pompe d'un débit de 40 m³/h permet d'atteindre un vide primaire de l'ordre de 10⁻³ mbar. Le vide secondaire est assuré par la pompe à diffusion utilisant une huile silicone Dow Corning D.C.705 dont la pression de vaporisation à température ambiante est de 10⁻⁹ mbar. Cette propriété nous protège d'une éventuelle contamination de l'enceinte et nous évite l'emploi d'un baffle à azote. Un piège moléculaire à adsorption (zéolithe) est placé entre la pompe primaire et la pompe à diffusion afin de prévenir à la fois les remontées d'huile de la pompe primaire vers la pompe à diffusion et le passage d'huile silicone peu lubrifiante dans la pompe primaire. Le couplage de ces deux pompes nous permet alors d'atteindre un vide de base de 10⁻⁷ mbar.

Les mesures de pression s'effectuent par l'intermédiaire d'une jauge Pirani pour les pressions comprises entre la pression atmosphérique et 10⁻³ mbar (régime de flux atteint avec la pompe primaire). Cette jauge mesure la résistivité d'un filament proportionnelle à la température de celui-ci et par conséquent à la conductivité thermique du gaz environnant qui est fonction de la pression. Une jauge à ionisation de type Bayard-Alpert (triode) est utilisée pour les pressions inférieures à 10⁻³ mbar (régime moléculaire atteint avec la pompe à diffusion). Elle est constituée d'un filament émettant des électrons accélérés par une grille polarisée positivement et qui ionisent le gaz environnant. Les ions ainsi créés sont récoltés par une électrode négative, le courant ionique mesuré est alors proportionnel à la pression du gaz.

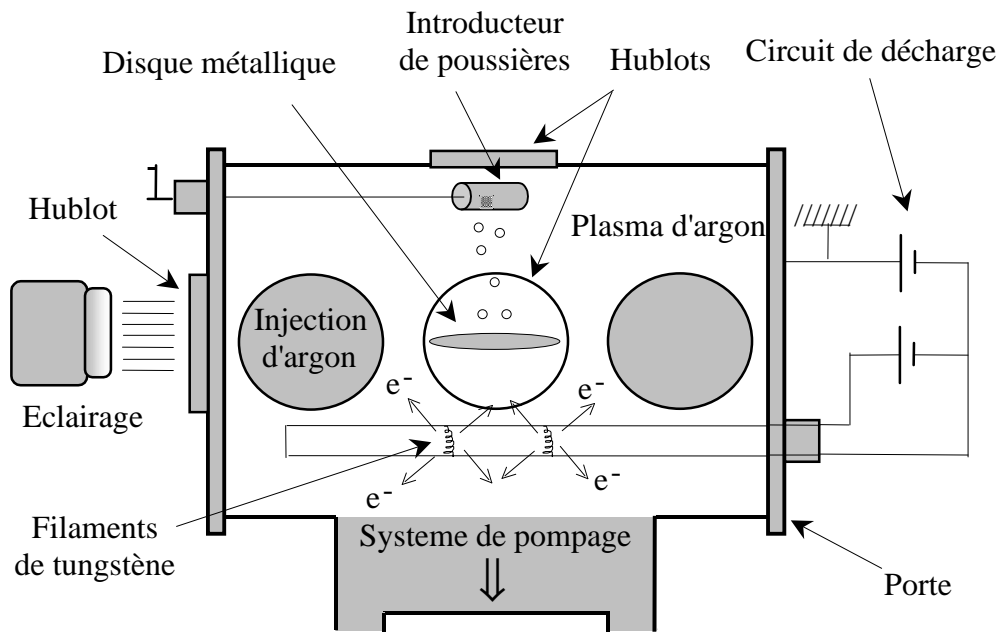


Figure II.1 : Dispositif expérimental

II.2. Production du plasma et confinement

II.2.a. Création du plasma

Pour créer un plasma, il faut un apport permanent d'énergie de manière à assurer un taux d'ionisation compensant les pertes de charges qui résultent des recombinaisons en surface et en volume. L'apport d'énergie est le plus souvent réalisé dans les plasmas de laboratoire, par le couplage du milieu avec une source d'énergie électrique (couplage capacitif ou inductif) ou par injection d'électrons énergétiques, technique employée ici. Pour cela, nous utilisons deux filaments hélicoïdaux de tungstène (22 cm de long et 0.03 cm de diamètre) portés à incandescence par un courant de chauffage I_f et qui jouent le rôle de cathodes chaudes (phénomène d'émission thermoélectronique). Le tungstène est traditionnellement utilisé car il possède une température de fusion élevée ($\approx 3700^\circ\text{C}$) et un faible potentiel de sortie (barrière de potentiel que les électrons doivent franchir pour sortir du matériau). Les électrons émis (courant de décharge I_D) que l'on appellera par la suite électrons primaires sont accélérés par une différence de potentiel (tension de décharge notée V_D) appliquée entre les filaments et les parois de l'enceinte mises à la masse. Ils assurent ainsi l'ionisation du gaz neutre présent dans l'enceinte (l'argon dans notre cas, masse atomique 40).

Le circuit électrique d'alimentation des filaments est représenté sur la Figure II.2.

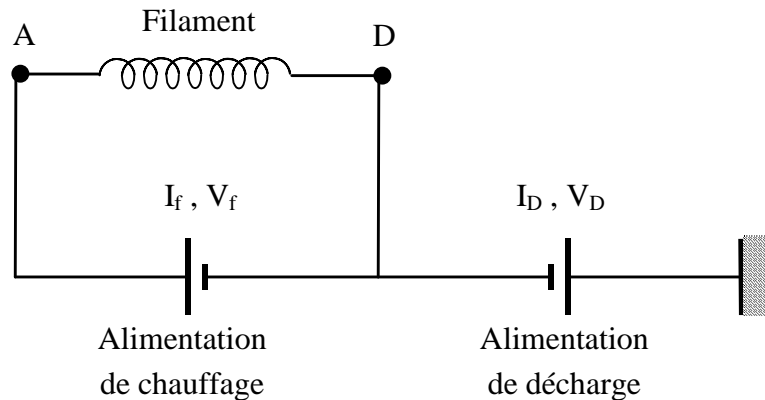


Figure II.2 : Alimentation de la cathode

Le chauffage des filaments est assuré par un courant I_f de plusieurs ampères (cathode à chauffage direct) délivré par une alimentation régulée en courant (maximum 32 A, soit 16 A par filament). La tension $V_f = V_A - V_D$ aux bornes des filaments s'ajuste en fonction de leur résistance. I_f fixe la température des filaments : $T_f \approx 2300$ °C dans des conditions typiques de fonctionnement.

La décharge est contrôlée par une alimentation régulée en tension. On applique une tension négative variable V_D (maximum de -120 Volts) et un courant de décharge I_D apparaît lorsque le plasma est créé. Les électrons émis par les filaments ont une énergie comprise entre $-eV_A$ et $-eV_D$. Cette dispersion en énergie sera le sujet du paragraphe II.3.c. La Figure II.3 donne la section efficace de première ionisation σ_i de l'argon en fonction de l'énergie E_p des électrons primaires^[34]. Lorsque l'énergie des électrons primaires est faible (inférieure au seuil d'ionisation de l'argon $E_1 \approx 15.7$ eV) ceux-ci restent localisés autour des filaments (émission limitée en charge d'espace). Lorsque leur énergie est supérieure à E_1 , le taux d'ionisation des atomes d'argon croît. Les ions créés sont accélérés vers les cathodes et modifient la charge d'espace permettant une expulsion de plus en plus importante des électrons, par les filaments. Lorsque le taux de production d'ions est supérieur au taux de perte sur les parois, un plasma d'argon apparaît en même temps qu'un courant de décharge I_D . Cette situation correspond à une décharge limitée par la température des filaments.

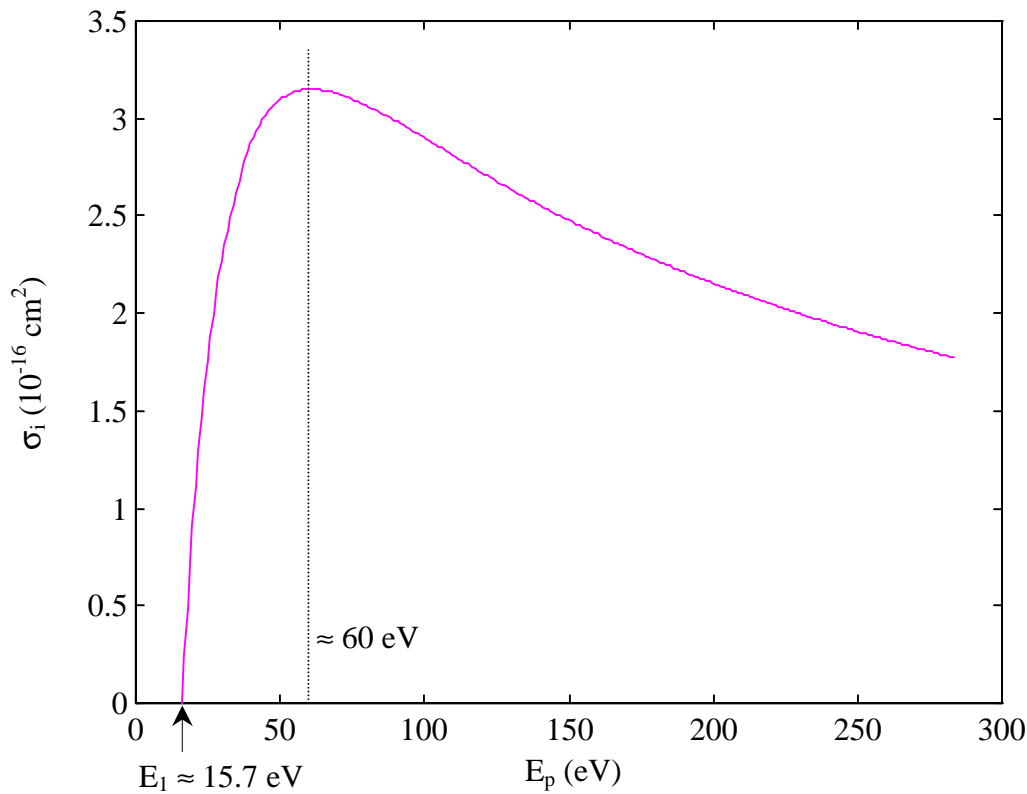


Figure II.3 : *Section efficace d'ionisation de l'argon*

La Figure II.3 montre que σ_i est proche de zéro pour des valeurs de E_p inférieure à 15.7 eV. Au-delà de cette valeur seuil σ_i croît très rapidement jusqu'à atteindre un maximum à $E_p \approx 60$ eV, énergie pour laquelle la probabilité d'ionisation est la plus grande. Pour des valeurs supérieures de E_p la durée d'interaction des électrons avec les atomes diminue. Ceci se traduit par une décroissance de l'efficacité de première ionisation (décroissance de σ_i).

Pour obtenir un plasma, il faut que les électrons primaires aient le "temps" d'ioniser le gaz d'argon avant d'atteindre les parois à la masse. Leur libre parcours moyen (lpm) d'ionisation, c'est-à-dire la distance moyenne qu'ils parcourent avant d'entrer en collision ionisante avec un atome d'argon, doit être inférieur aux dimensions typiques de l'enceinte. Le lpm dépend de la densité volumique n_n des atomes neutres et de σ_i par la relation suivante :

$$lpm = \frac{1}{n_n \sigma_i} \quad (2.01)$$

Pour une pression typique de 10^{-3} mbar et une énergie des électrons primaires d'environ 40 eV (valeur proche du maximum de la courbe représentée Figure II.3), on obtient une valeur de l'ordre de 150 cm supérieure aux dimensions caractéristiques de l'enceinte (40 cm). Le plasma

ne peut alors apparaître que si l'on augmente le temps de résidence de ces électrons primaires dans l'enceinte en les empêchant par exemple d'atteindre les parois. La méthode retenue ici est celle du confinement magnétique et électrostatique.

II.2.b. Confinement magnétique et électrostatique

Une méthode classique consiste à utiliser la propriété qu'ont les espèces chargées d'être piégées par les lignes de champ magnétique. Ce confinement^[35,36] est assuré par un ensemble de 22 aimants permanents installés régulièrement autour de l'enceinte et développant un champ magnétique de 1000 Gauss à leur surface (Figure II.4^[37]). La disposition de ces aimants respecte une alternance de polarité afin que les lignes de champs soient refermées en festons (Figure II.5 a). De cette configuration magnétique vient le nom générique que l'on donne à ce type d'enceinte : enceinte multipolaire. Le champ magnétique s'annule à une distance d'environ 8 cm ce qui nous permet de travailler avec un plasma non magnétisé dans l'essentiel du volume.

Les nombreuses brides présentes sur l'enceinte ne permettent pas de placer des aimants de manière symétrique notamment au niveau des portes latérales ainsi qu'au niveau du passage destiné au pompage. Pour combler ce défaut de confinement des électrons primaires, un confinement électrostatique est réalisé en plaçant devant chaque porte une plaque en inox de 28 cm de diamètre (Figure II.5 b) ainsi qu'une plaque recouvrant tout le fond de l'enceinte au niveau du raccordement avec le système de pompage. Cette dernière est toutefois légèrement surélevée afin de permettre le pompage de l'enceinte, les qualités du pompage (c'est à dire le vide de base) ne sont alors pas affectées, seule la conductance est diminuée (c'est à dire la vitesse de pompage). Ces plaques sont isolées des parois par des alumines. Lorsque le plasma est créé, elles acquièrent à un potentiel négatif imposé par le plasma (potentiel flottant dont nous reparlerons dans le paragraphe II.3.a) et repoussent alors les électrons.

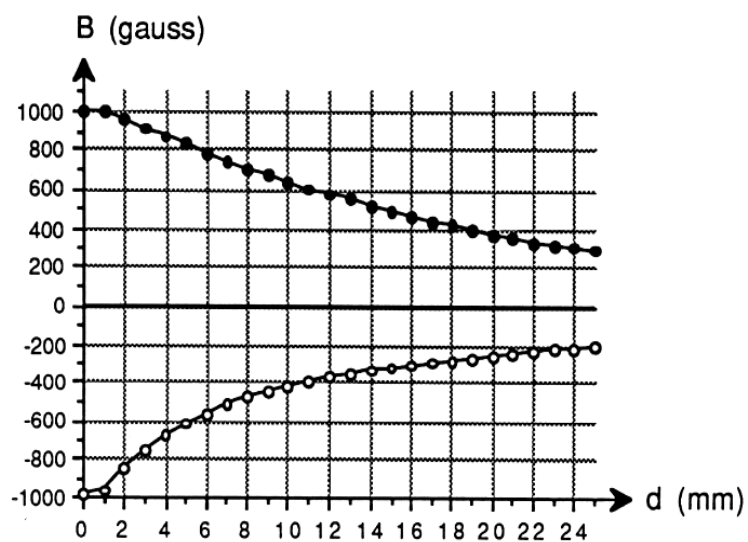


Figure II.4 : Valeur du champ magnétique à la distance d de l'aimant

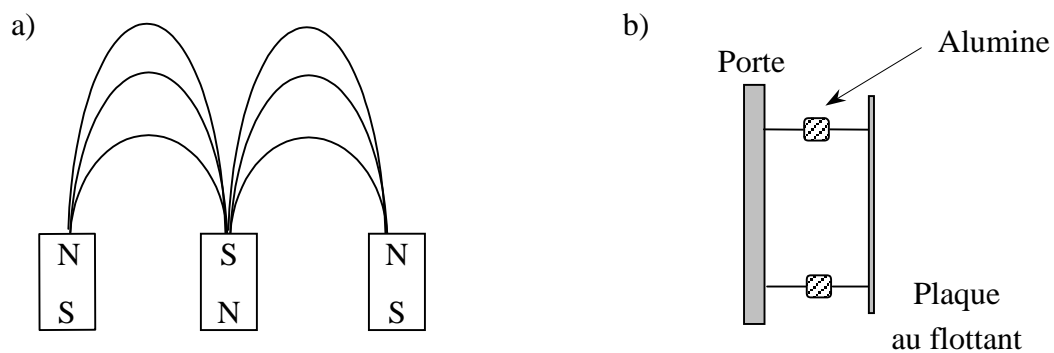


Figure II.5 : Méthodes de confinement a) magnétique b) électrostatique

II.3. Caractérisation du plasma et diagnostics

II.3.a. Caractéristique courant-tension d'une sonde de Langmuir

Les grandeurs caractéristiques d'un plasma sont établies classiquement avec des sondes de Langmuir^[38]. Ce procédé se distingue par sa simplicité de fabrication, d'utilisation et par son coût relativement modeste. Il a de plus l'immense avantage de pouvoir être utilisé dans un vaste champ d'applications. D'une manière générale il permet de déterminer les paramètres du plasma suivants^[39] :

▪ Densités (électrons, ions)	$10^0 \rightarrow 10^{14} \text{ cm}^{-3}$
▪ Température (électrons)	$10^{-1} \rightarrow \text{qq eV}$
▪ Potentiel plasma	$10^{-1} \rightarrow \text{qq kV}$
▪ Pression des neutres	$10^{-6} \rightarrow 1 \text{ mbar}$

Plus précisément, ces différents paramètres sont déterminés à partir d'une caractéristique courant-tension de la sonde.

Les sondes que nous utilisons sont constituées d'un disque de tantale de 3 mm de diamètre soudé à l'âme d'un câble coaxial isolé du plasma par des tubes de céramique et offrant une protection contre les ondes électromagnétiques haute-fréquence (Figure II.6).

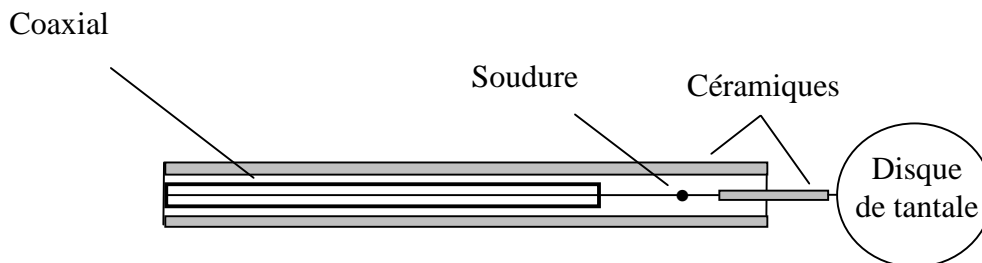


Figure II.6 : Schéma d'une sonde de Langmuir

La plupart du temps les sondes sont en tungstène ou en tantale. Le choix de ces métaux s'explique par leur faible coefficient d'émission secondaire, sur une large gamme d'énergies des électrons incidents (voir § III.1.b, Tableau III.1). En effet des électrons peuvent être arrachés d'une surface du fait d'une élévation de température (principe de l'émission thermoélectronique) ou par bombardement photonique, électronique et ionique, les deux derniers mécanismes étant les plus importants dans notre cas. Le choix du tantale permet de négliger ces phénomènes et nous garantit que les courants mesurés par la sonde proviennent bien du plasma. Le problème de l'émission secondaire sera abordé dans le calcul des courants qui atteignent une poussière, assimilable à une sonde de Langmuir sphérique (§ III.1).

La caractéristique courant-tension d'une sonde de Langmuir est acquise en faisant varier la tension de polarisation V_s de cette sonde et en mesurant le courant I_s récolté. Pour cela nous utilisons un pilote de sonde qui peut balayer un domaine de tension allant de -110 à +110 Volts. Il est relié soit à un oscilloscope pour une visualisation directe, soit à micro-ordinateur via une carte Analogique-Numérique-Analogique 12 bits, fonctionnant entre +10 Volts et -10 Volts (carte DIGIMETRIX AT-LAB 12B) et pilotée par des programmes en Turbo-Pascal 6.

Une courbe typique obtenue dans notre enceinte est représentée sur la Figure II.7. Par convention le courant électronique est positif et le courant ionique négatif.

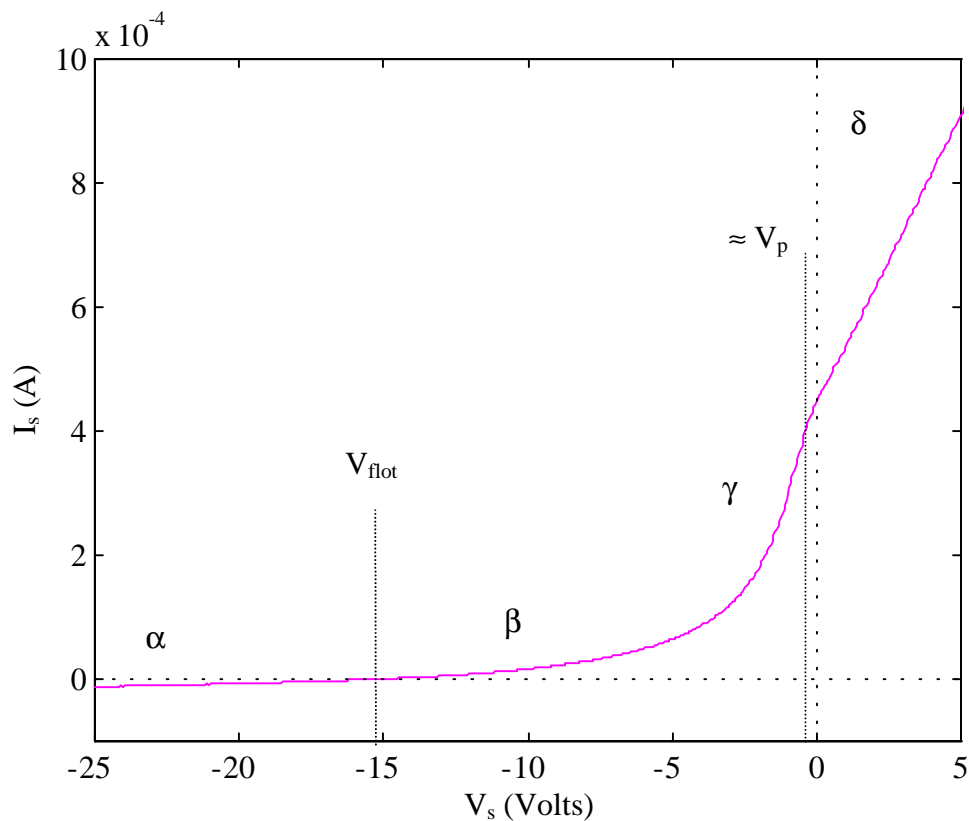


Figure II.7 : Caractéristique de sonde

Nous pouvons décomposer cette caractéristique en quatre parties bien distinctes^[40] :

- Zone α : Sonde fortement négative par rapport au plasma. La sonde repousse les électrons et attire les ions du plasma (création d'une gaine d'ions autour de la sonde) de sorte que le courant reçu est purement ionique.
- Zone β : Les électrons les plus rapides ne sont plus repoussés (électrons primaires), la sonde collecte alors à la fois des ions et des électrons. Il existe notamment une valeur de potentiel dite potentiel flottant (V_{flot}) pour laquelle les courants électroniques et ioniques sont égaux. Cette valeur qui délimite les zones α et β est le potentiel auquel se fixerait la sonde si elle était isolée du circuit extérieur.
- Zone γ : La sonde capte de plus en plus d'électrons (les électrons primaires et les électrons moins énergétiques constituant le plasma) et repousse les ions. Lorsque $V_s = V_p$ (potentiel plasma) il y a disparition de la gaine d'ions et le mouvement des charges n'est entravé par aucun champ électrique.
- Zone δ : La sonde est positive par rapport au plasma et les ions sont entièrement repoussés. C'est la situation inverse de la zone α , la sonde attire tous les électrons quel que soit leur énergie et repousse les ions (formation d'une gaine électronique). Le courant électronique de la zone δ est beaucoup plus important que le courant ionique de la zone α du fait de la disparité des mobilités électroniques et ioniques (masse de l'électron très petite devant celle des ions).

La théorie classique des sondes électrostatiques repose sur l'hypothèse que les collisions sont négligeables dans la gaine, mais suffisamment nombreuses dans le plasma pour rendre les populations isotropes, et que la sonde, de dimension petite devant les libres parcours moyens de collisions, capte et neutralise toutes les particules chargées qui arrivent à sa surface^[41]. Dans le cadre des plasmas froids de laboratoire, les électrons et les ions du plasma sont représentés par des populations Maxwelliennes. Cependant dans nos conditions expérimentales nous devons tenir compte de la population des électrons primaires. Ces derniers participent au courant des zones β et γ . Les électrons thermiques du plasma sont trop peu énergétiques pour contribuer significativement au courant de la zone β si bien que celle-ci est essentiellement décrite par les électrons primaires. La zone γ est constituée par les deux espèces électroniques avec une contribution majeure des électrons thermiques.

II.3.b. Courants de sonde dus aux électrons thermiques et aux ions

La densité de courant électronique s'écrit :

$$\mathbf{j}_e = e \int f(\vec{v}) \vec{v} \cdot \hat{n} d^3v \quad (2.02)$$

où \hat{n} est la normale à la surface de la sonde, \vec{v} la vitesse et $f(\vec{v})$ la fonction de distribution des électrons du plasma supposés à l'équilibre thermodynamique (fonction de distribution Maxwellienne). Son expression est donnée par :

$$f(\vec{v}) = n_e \left(\frac{m_e}{2\pi k T_e} \right)^{3/2} \exp \left(-\frac{m_e v^2}{2k T_e} \right) \quad (2.03)$$

où m_e , n_e et T_e sont respectivement la masse, la densité et la température des électrons. La sonde plane, perpendiculaire à l'axe x , collecte alors les électrons dont la vitesse v_x , dirigée vers la sonde est supérieure à la valeur :

$$v_{\min} = \left(\frac{2e|V|}{m_e} \right)^{1/2} \quad (2.04)$$

où $V = V_s - V_p \leq 0$

La densité de courant peut alors être réécrite de la façon suivante :

$$\mathbf{j}_e = \int_{v_{\min}}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} f(v_x, v_y, v_z) v_x dv_x dv_y dv_z \quad (2.05)$$

ou bien en utilisant la fonction de distribution en énergie :

$$\mathbf{j}_e = \frac{2\pi e}{m_e^2} \int_{-eV}^{+\infty} \epsilon f(\epsilon) \left[1 + \frac{eV}{\epsilon} \right] d\epsilon \quad (2.06)$$

où $\epsilon = m_e v^2/2$. On a alors, sur la surface S de la sonde et pour $V_s \leq V_p$ (zone γ), le courant électronique suivant :

$$I_e = S n_e e \left(\frac{k T_e}{2\pi m_e} \right)^{1/2} \exp \left(\frac{eV}{k T_e} \right) \quad (2.07)$$

Dans le cas où $V_s = V_p$ on obtient le courant de saturation électronique donné par :

$$I_{es} = S n_e e \left(\frac{kT_e}{2\pi m_e} \right)^{1/2} \quad (2.08)$$

Ce courant de saturation doit être en théorie constant à partir de $V_s = V_p$ et sur toute la zone δ . Expérimentalement cette portion est rarement horizontale (Figure II.7) du fait de la croissance de la gaine d'électrons autour de la sonde plane qui ressemble alors de plus en plus à une sonde sphérique. Le courant électronique I_e établi ici pour une sonde plane reste valable pour une sonde de forme quelconque à condition qu'elle soit convexe. L'expression (2.07) est donc applicable au cas d'une poussière sphérique soumise à un flux d'électrons.

Le courant ionique s'écrit de la façon suivante :

$$I_i = - S n_i e v_i \quad (2.09)$$

où n_i et v_i sont respectivement la densité et la vitesse des ions. La vitesse d'entrée des ions dans la zone de gaine de la sonde est donnée par le critère de Bohm^[42] qui assure la stabilité de la gaine. Cette vitesse est égale à la vitesse du son notée C_s :

$$C_s = \left(\frac{kT_e}{m_i} \right)^{1/2} \quad (2.10)$$

où m_i est la masse des ions argon ($m_i = 40 m_p$ où m_p est la masse du proton). Cette vitesse correspond à un potentiel accélérateur en entrée de gaine (prégaine) de $V = -kT_e/2$. De plus en lisière de gaine nous avons égalité entre les densités ioniques (n_i) et électroniques c'est à dire :

$$n_i = n_o \exp\left(\frac{eV}{kT_e}\right) = n_e \quad (2.11)$$

où n_o est la densité du plasma ($n_o = n_e = n_i$ dans le plasma). Du fait de la faible épaisseur de la gaine, le flux d'ions se conserve. La sonde recueille alors le courant de saturation I_{is} :

$$I_{is} = -0.61 S n_o e \left(\frac{kT_e}{m_i} \right)^{1/2} \quad (2.12)$$

Nous remarquons que ce courant de saturation (indépendant de V) dépend de T_e et non pas de T_i car c'est la température électronique qui détermine le champ électrique nécessaire pour accélérer les ions en lisière de gaine.

II.3.c. Courant d'électrons primaires

Dans le cas d'un plasma froid de laboratoire créé par une décharge à cathodes chaudes, la population des électrons primaires est généralement supposée monoénergétique^[35]. C'est une bonne approximation lorsque la pression du gaz injectée est très faible ($< 10^{-4}$ mbar) et par conséquent le libre parcours moyen de collision ionisante grand. La présence de cette population se traduit sur les caractéristiques de sonde par une partie rectiligne du courant lorsque le potentiel de polarisation est dans la zone β . Nous rappelons ci-dessous brièvement les résultats obtenus avec cette hypothèse (valable proche de V_{flot}). Nous présenterons ensuite notre cas expérimental où les électrons primaires sont représentés par une fonction de distribution Maxwellienne décalée en énergie.

La fonction de distribution d'une population d'électrons primaires monoénergétiques est donnée par :

$$f(\vec{v}) = \frac{n_{ep} \delta(v - v_p)}{4\pi v_p^2} \quad (2.13)$$

où n_{ep} et $v_p = \left(\frac{2E_p}{m_e} \right)^{1/2}$ sont respectivement la densité et la vitesse des électrons primaires et δ la fonction de Dirac. Ces électrons d'énergie E_p fixent la valeur du potentiel flottant de la sonde : $E_p \approx -eV_{\text{flot}}$. Après intégration nous obtenons le courant :

$$I_{ep} = \frac{Sn_{ep}ev_p}{4} \left(1 + \frac{2eV}{m_e v_p^2} \right) \quad (2.14)$$

Dans nos conditions expérimentales, le courant de sonde de Langmuir des zones β et γ de la Figure II.7 est mal décrit par la somme de deux courants donnés par les expressions (2.07) pour les électrons du plasma et (2.14) pour les électrons primaires. En revanche la somme du courant (2.07) avec un courant d'électrons primaires représentés par une fonction de distribution Maxwellienne isotrope, décalée en énergie, ajuste bien nos résultats expérimentaux comme nous le verrons dans le paragraphe II.3.d. Cette dispersion en vitesse (en énergie) des électrons primaires peut être expliquée : 1°) par une longueur importante des filaments émetteurs (22 cm) entraînant une dispersion de l'énergie des électrons primaires dès leur sortie des filaments, 2°) par une pression de travail plus importante (pression d'argon $P_{ar} \approx 10^{-3}$ mbar) que dans la référence^[35]. L'expression d'une fonction de distribution Maxwellienne isotrope et décalée en vitesse est donnée par :

$$f(v) = n_{ep} \left(\frac{m_e}{2\pi k T_{ep}} \right)^{3/2} \exp \left(- \frac{m_e}{2k T_{ep}} (v - v_b)^2 \right) \quad (2.15)$$

où T_{ep} est la température des électrons primaires et v_b la vitesse correspondant au maximum de la fonction de distribution.

L'équation (2.06) nous permet de calculer le courant correspondant (les principales étapes du calcul sont données en Annexe 1) :

$$I_{ep} = \frac{S \tilde{n}_{ep} e}{2\sqrt{\pi}} \left\{ v_t [x_b x_p + 1] \exp(-x_m^2) + v_b \sqrt{\pi} \left[x_m x_p + \frac{3}{2} \right] [1 + \operatorname{erf}(x_m)] \right\} \quad (2.16)$$

où les notations suivantes sont utilisées :

$$\begin{aligned} n_{ep} &= 2 \tilde{n}_{ep} \left(1 + 2 E_p / T_{ep} \right) \quad \text{avec } E_p \gg T_{ep} \\ v_t &= \sqrt{2k T_{ep} / m_e} \\ x_b &= v_b / v_t \\ x_p &= (v_b + v_{\min}) / v_t \\ x_m &= (v_b - v_{\min}) / v_t \end{aligned} \quad (2.17)$$

Les caractéristiques courant-tension expérimentales sont correctement ajustées par la somme des courants calculés :

$$I_e(V_s) + I_{ep}(V_s) + I_{is}(V_s) = I_s(V_s) \quad (2.18)$$

où I_{ep} est donné par (2.16).

II.3.d. Paramètres du plasma

Afin de s'assurer que les expressions des courants calculées dans le paragraphe précédent sont correctes il suffit d'ajuster le courant (2.18) au courant d'une sonde de Langmuir. Pour cela nous avons écrit un programme sous MATLAB 4.2.b (logiciel de calcul scientifique) en exploitant une routine intégrée utilisant la méthode du simplex. Les inconnues sont les paramètres plasma suivant : n_e , T_e , n_{ep} , T_{ep} et E_p . Le potentiel flottant est calculé automatiquement en lissant la courbe expérimentale $I_s(V_s)$ et en déterminant la valeur du potentiel correspondant à un courant nul. Le seul paramètre entré par l'utilisateur est la valeur du potentiel plasma déterminée traditionnellement par l'intersection des droites A et B tangentes de la courbe $\ln(I_s)$ de la Figure II.8. La droite A ajuste le courant de la zone de potentiel correspondant aux électrons thermiques du plasma (zone γ de la Figure II.7) où le logarithme du courant est rectiligne (d'après (2.07)) et la droite B ajuste le courant de saturation ($V_s > V_p$ zone δ idéalement constante).

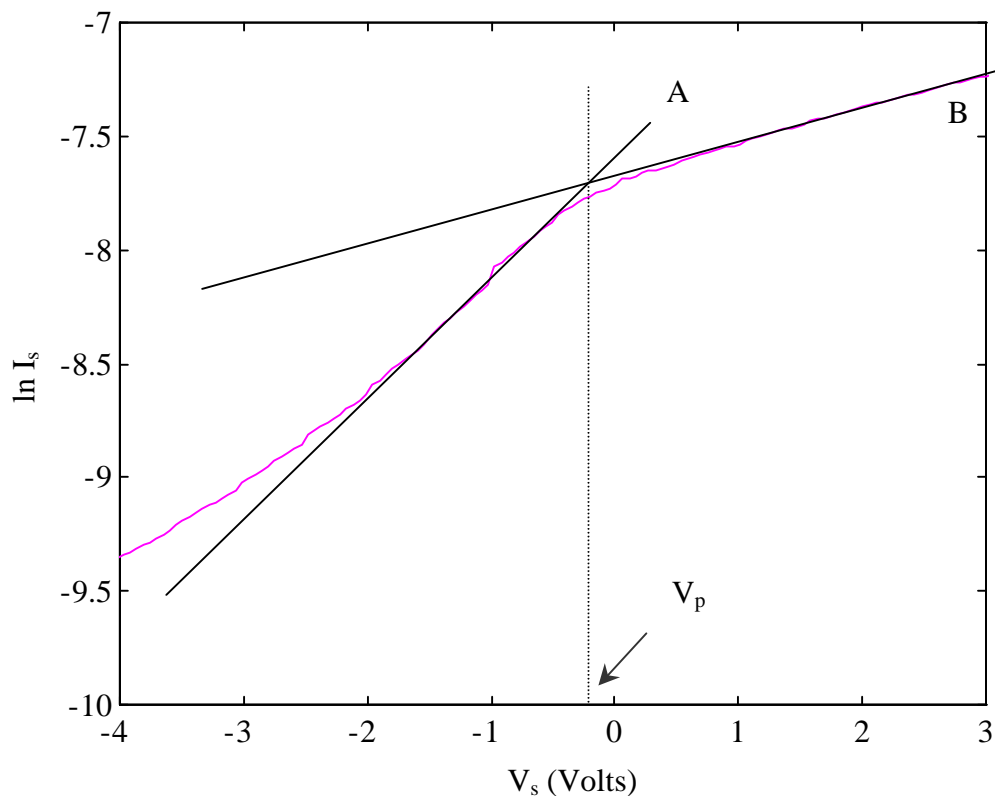


Figure II.8 : Détermination graphique du potentiel plasma

La caractéristique de sonde présentée sur la Figure II.9 (pointillés) a été obtenue pour les paramètres de décharge suivant :

$$\begin{aligned} P_{\text{ar}} &= 10^{-3} \text{ mbar} \\ I_{\text{f}} &= 12.5 \text{ A} & I_{\text{D}} &= 0.15 \text{ A} \\ V_{\text{f}} &= 14 \text{ Volts} & V_{\text{D}} &= -40 \text{ Volts} \end{aligned}$$

La courbe en trait plein est le meilleur ajustement obtenu : I_{fit} . Celui-ci est effectué entre $V_{\text{flot}} = -15.3 \text{ Volts}$ et $V_{\text{p}} = -0.2 \text{ Volts}$ (une fois le courant de saturation ionique soustrait) et décrit parfaitement la courbe expérimentale. Nous constatons que le potentiel plasma est négatif. Ceci est induit par la présence dans l'enceinte, de plaques laissées au potentiel flottant négatif qui produisent des pertes d'ions. Afin de retenir les ions, le plasma acquiert un potentiel négatif. Le Tableau II.1 donne les paramètres caractéristiques des trois populations chargées obtenus par ajustement. Les paramètres de densité et de température électronique permettent de calculer la longueur de Debye électronique :

$$\lambda_{\text{De}} = \sqrt{\frac{\epsilon_0 K T_e}{n_e e^2}} \quad (2.19)$$

Cette longueur est caractéristique des phénomènes d'écrantage qui interviennent dans les plasmas (largeur de gaine notamment).

Le paramètre ΔE (Tableau II.1) est la largeur à $\exp(-1)$ de la fonction de distribution en énergie des électrons primaires (Figure II.12 que nous décrivons plus bas) et dépend des paramètres T_{ep} et E_{p} par la relation suivante :

$$\Delta E \approx 4 \sqrt{T_{\text{ep}} E_{\text{p}}} \quad (2.20)$$

Les deux composantes du courant électronique (électrons thermiques et primaires) sont représentées sur la Figure II.10. On constate que les électrons thermiques sont majoritairement présents dans la zone γ ($-4 < V_s < V_p$) et que la zone β est décrite essentiellement par les électrons primaires.

Sur la Figure II.11, nous avons représenté l'erreur $\Delta I = I_s - I_{\text{fit}}$ en a), ainsi que l'erreur relative $\Delta I / I_s$ en b). On vérifie sur la Figure II.11 b) que l'erreur commise est inférieure à 5% sur la quasi-totalité du domaine sauf au voisinage de V_{flot} où la valeur du courant extrêmement faible (bruit électronique) se traduit par un rapport $\Delta I / I_s$ plus important. Ces courbes confirment que les populations électroniques que nous avons considérées sont une bonne représentation des charges négatives du plasma.

Notons que lorsqu'on représente les électrons primaires par une population monoénergétique, il est impossible d'ajuster correctement la partie intermédiaire de la caractéristique $-9 < V_s < -4$ Volts. En effet on peut très bien faire passer une droite pour les valeurs de V_s comprises entre V_{flot} et -9 Volts puis une exponentielle pour $-4 < V_s < V_p$ mais toute une partie de la population électronique n'est plus représentée ceci entraînant une erreur sur la densité des électrons primaires.

Connaissant les paramètres caractéristiques des populations électroniques, nous pouvons tracer les fonctions de distribution en énergie correspondantes :

$$f_E(\epsilon) = 4\pi \sqrt{\frac{2}{m^3}} f(v) \sqrt{\epsilon} \quad (2.21)$$

où $f(\epsilon) = f(v)$ avec $\epsilon = m_e v^2 / 2$. La Figure II.12 représente $f_E(\epsilon)$ en $\epsilon = e(V_p - V_s)$ pour les électrons thermiques en a) et pour les électrons primaires en b). Nous pouvons remarquer que le domaine sur lequel s'étend la fonction de distribution des électrons primaires à une largeur voisine de la tension V_f aux bornes des filaments. Sur la Figure II.13 nous avons superposé les deux courbes de la Figure II.12 afin de mettre en évidence leur importance relative. D'une manière générale, la densité des électrons primaires est d'un ordre de grandeur plus faible que celle des électrons du plasma (voir Tableau II.1). Cependant, leur contribution est dominante pour la détermination de la charge des poussières, comme nous le verrons au chapitre suivant.

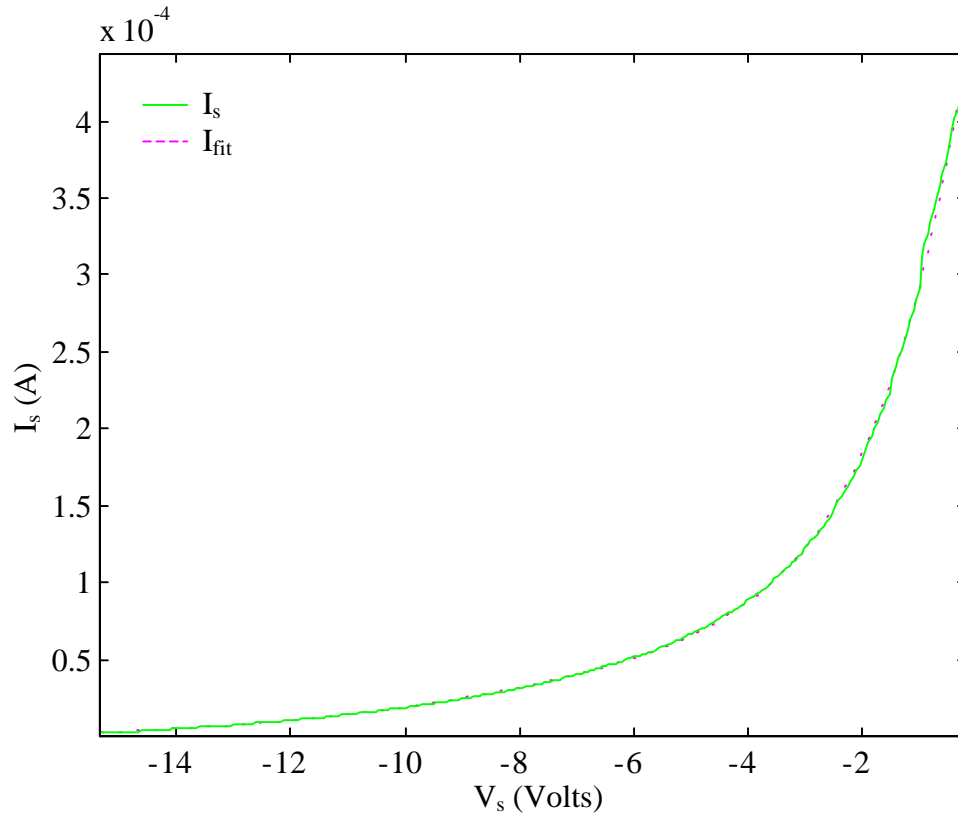


Figure II.9 : *Ajustement d'une caractéristique de sonde*

$P_{ar} = 10^{-3}$ mbar $I_f = 12.5$ A $V_f = 14$ Volts $V_D = -40$ Volts $I_D = 0.15$ A	$V_p = -0.2$ Volts $V_{flot} = -15.3$ Volts
e- thermiques	$n_e = 7.7 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-3}$ $T_e = 1.6 \text{ eV}$ $\lambda_{De} = 340 \text{ }\mu\text{m}$ $I_{es} = 3.7 \cdot 10^{-4} \text{ A}$
e- primaires	$n_{ep} = 6.5 \cdot 10^7 \text{ cm}^{-3}$ $T_{ep} = 0.5 \text{ eV}$ $E_p = 11.6 \text{ eV}$ $\Delta E = 9.2 \text{ eV}$
ions	$I_{is} = -2.1 \cdot 10^{-6} \text{ A}$

Tableau II.1 : *Paramètres issus de l'ajustement*

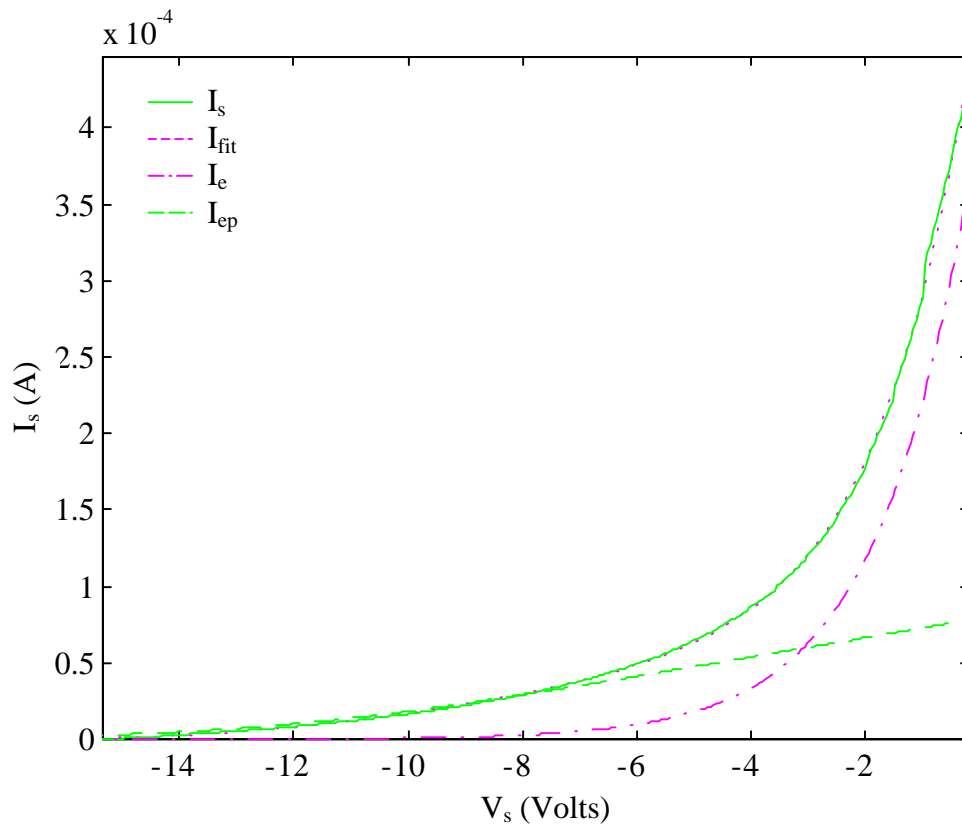


Figure II.10 : Composantes du courant électronique

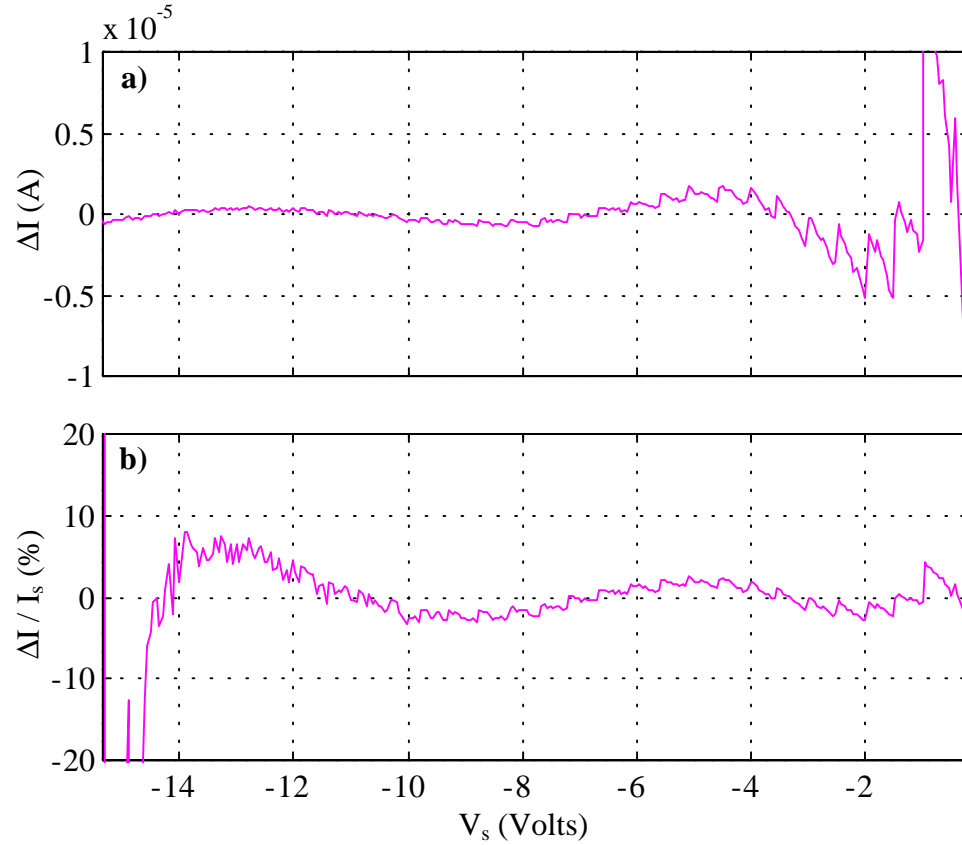


Figure II.11 : a) Erreur $\Delta I = I_s - I_{fit}$ b) Erreur relative $\Delta I / I_s$

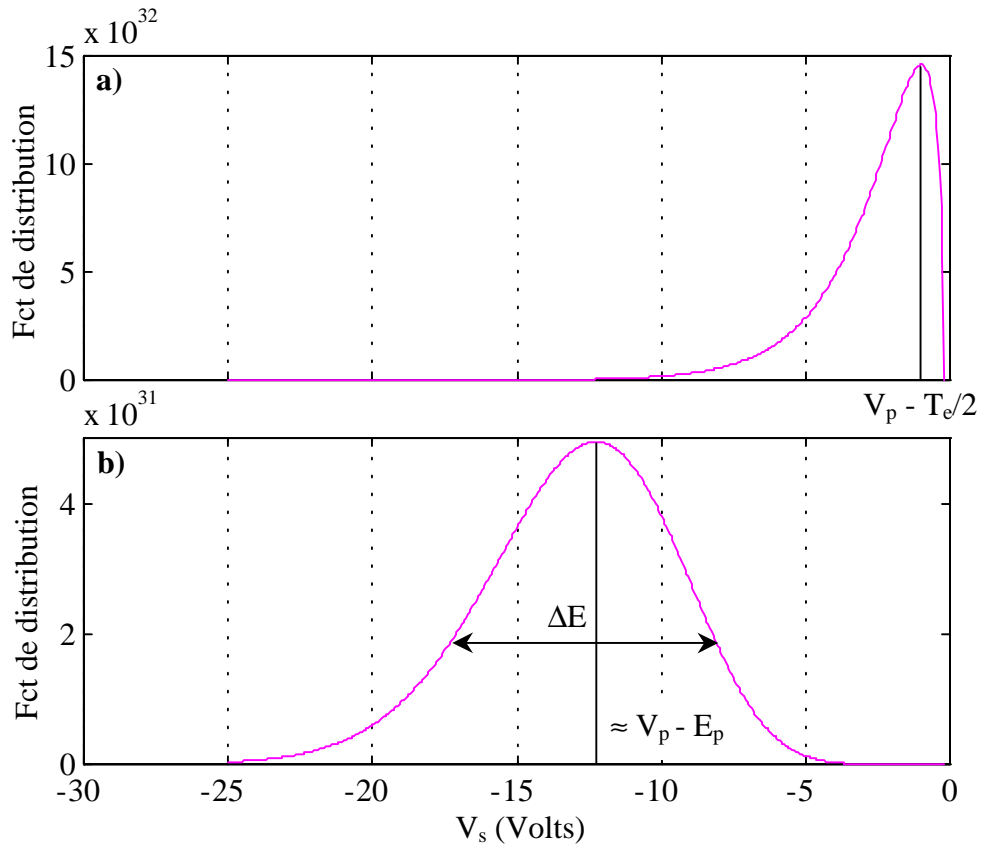


Figure II.12 : *Fonction de distribution en énergie des électrons a) thermiques b) primaires*

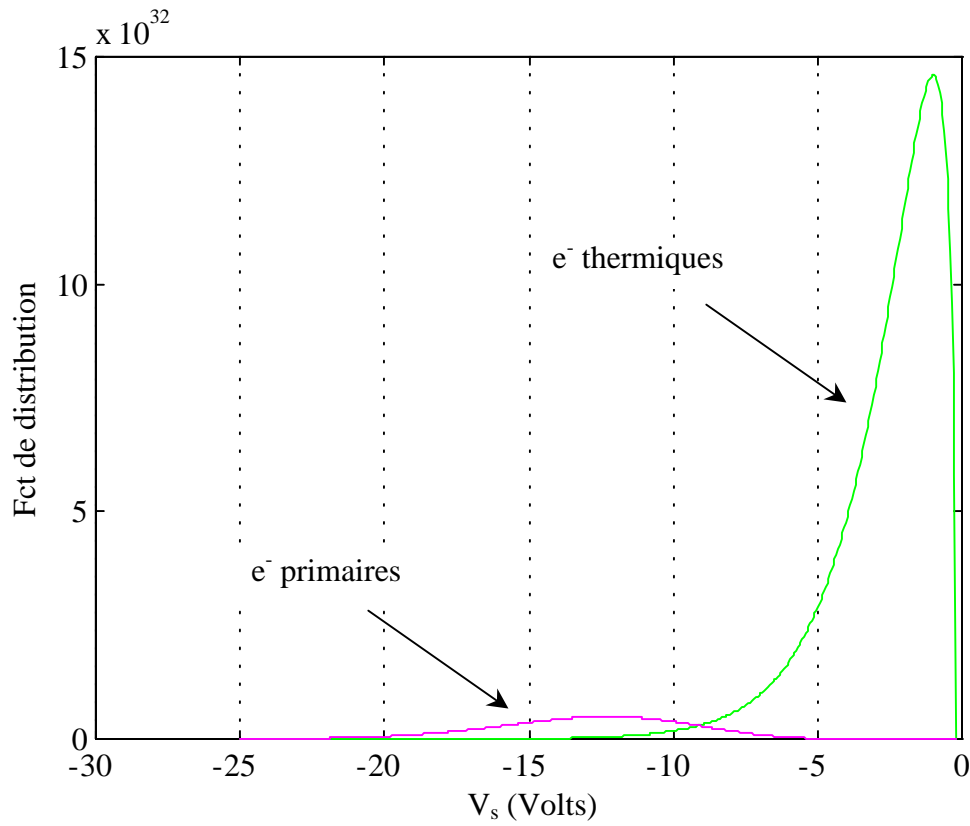


Figure II.13 : *Fonctions de distribution en énergie des deux populations électroniques*

II.3.e. Sondes différentielles

Le diagnostic de sondes différentielles est constitué de deux sondes de Langmuir et utilise leurs caractéristiques courant-tension pour déterminer la valeur du potentiel local. Nous l'avons utilisé pour mesurer le profil de potentiel de la gaine-prégaine du disque métallique au-dessus duquel les poussières sont en lévitation. Les résultats seront présentés dans le Chapitre III.3.a. L'idée de base de ce diagnostic est de postuler que le potentiel local est égal au potentiel de polarisation des sondes pour lequel les caractéristiques courant-tension se superposent, c'est à dire la tension pour laquelle la différence des courants recueillis par les sondes est nulle.

Le système est constitué de deux filaments de tungstène parfaitement identiques (en provenance d'ampoules du commerce) de 1 mm de largeur environ et distants de moins de 1 mm. Les filaments sont supportés par un tube de céramique de 2.8 mm de diamètre (Figure II.14). Celui-ci est percé de quatre trous à l'intérieur desquels on réalise le contact entre les filaments et des fils de cuivre connectés à un circuit électronique de pilotage extérieur.

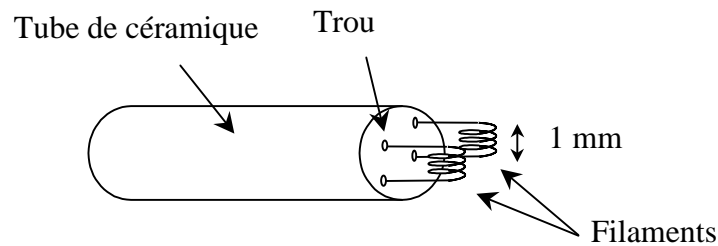


Figure II.14 : *Montage du système de sondes différentielles*

Chaque filament est chauffé par un courant délivré par une alimentation continue. Le courant que l'on fait circuler dans l'une des deux sondes est augmenté jusqu'à provoquer l'émission d'électrons. A la surface de cette sonde le bilan des courants doit alors tenir compte des flux provenant du plasma mais également du flux d'électrons issus de la sonde elle-même. Cette sonde est appelée sonde émettrice. La seconde est chauffée en deçà du seuil d'émission dans le seul but de conserver un bon niveau de propreté. Cette sonde se comporte comme une sonde de Langmuir standard et on l'appellera par la suite sonde collectrice.

Les caractéristiques courant-tension de ces sondes ainsi que leur différence sont représentées sur la Figure II.15.

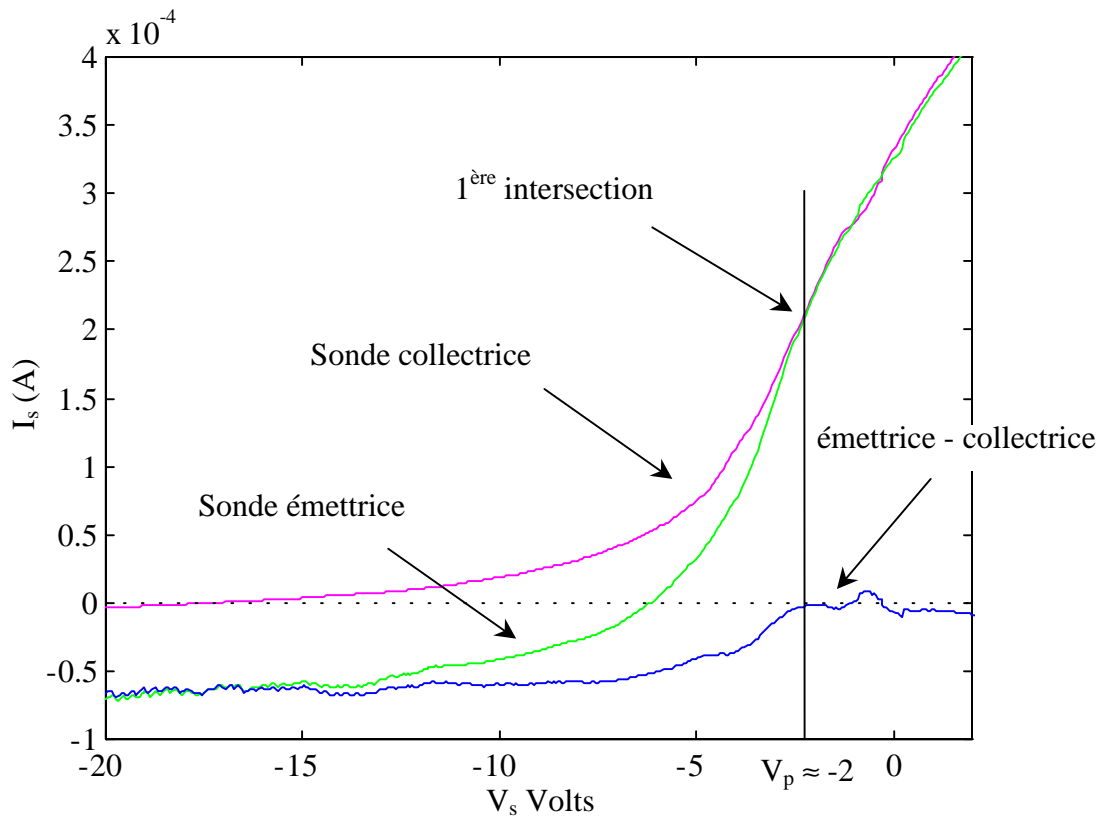


Figure II.15 : *Caractéristiques typiques du système de sondes différentielles*

Nous constatons sur la Figure II.15 que le courant recueilli par la sonde émettrice devient rapidement négatif. Cela correspond, selon les conventions de signe que nous avons adoptées ici, à un courant d'ions arrivant sur la sonde, équivalent à un courant d'électrons sortant de la sonde. La caractéristique de la sonde collectrice a, quant à elle, un profil semblable à celui d'une sonde de Langmuir.

Le fait de prendre comme potentiel local, la tension de polarisation pour laquelle on a la première intersection entre les 2 caractéristiques, revient à dire qu'en ce point, la sonde émettrice se comporte comme une sonde collectrice, c'est à dire qu'elle n'émet plus d'électrons. Nous en déduisons alors que si les électrons n'arrivent pas à sortir de la sonde c'est parce que le potentiel extérieur est inférieur (ou au moins égal) au potentiel de la sonde. Sur notre exemple, le potentiel local mesuré est d'environ -2 Volts et nous voyons que si nous polarisons la sonde émettrice à 0 Volts (par exemple), les électrons ne peuvent plus sortir puisque qu'ils sont repoussés par le potentiel négatif du milieu.

Déterminer le potentiel local en faisant l'acquisition des caractéristiques de chaque sonde puis en effectuant leur différence peut devenir fastidieux, en particulier lorsqu'il faut établir un profil de potentiel. Ce travail "ingrat" est donc confié à un circuit électronique qui va effectuer le processus décrit ci-dessus : 1°) en polarisant les sondes, 2°) en différenciant les courants recueillis puis 3°) en modifiant la tension de polarisation (par une boucle de rétroaction) jusqu'à ce que la différence des deux courants soit égale à zéro. Le schéma

simplifié du circuit électronique de E.Y. Wang^[43] correspondant à cet enchaînement est donné par la Figure II.16.

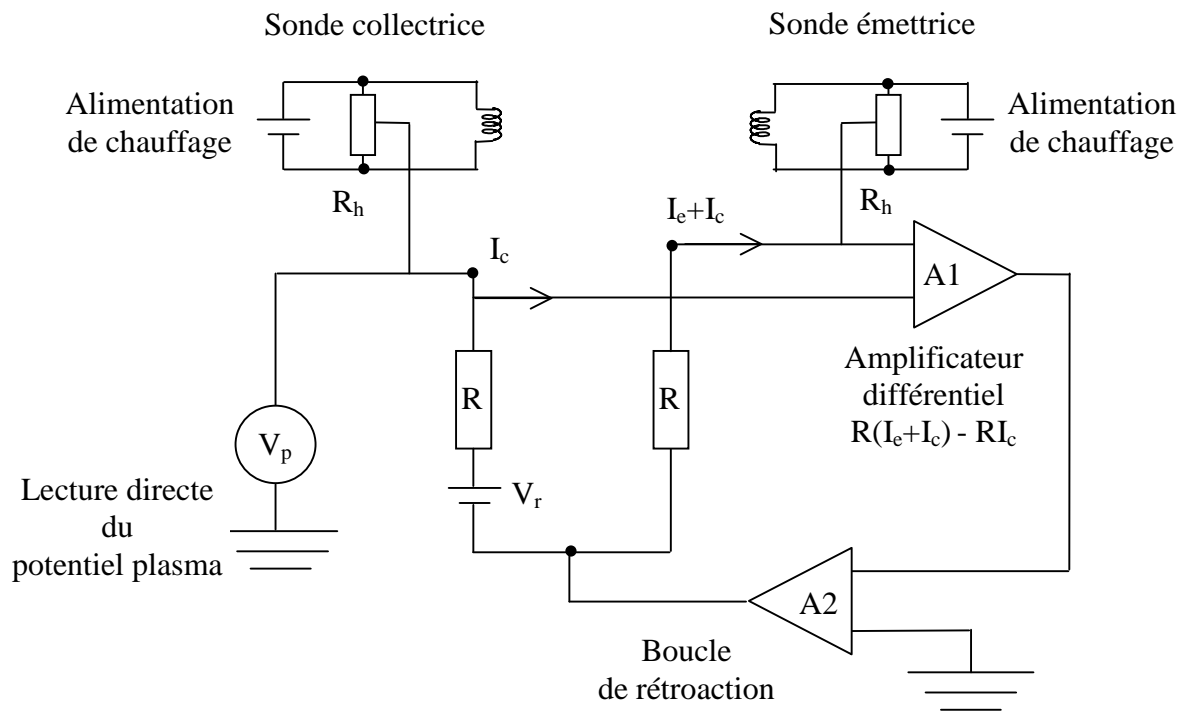


Figure II.16 : *Principe du circuit de pilotage du système de sondes différentielles*

La polarisation des sondes se fait via le point milieu d'un potentiomètre noté R_h afin de réduire les effets qui pourraient être induits par la chute de potentiel entre les extrémités du filament. Le courant recueilli par la sonde collectrice est noté I_c . Le bilan des courants au niveau de la sonde émettrice est noté $I_e + I_c$ où I_e est le courant émis et I_c le courant collecté, identique à celui de la sonde collectrice. Ces courants sont récupérés par un amplificateur différentiel A1 qui effectue le calcul : $R(I_e + I_c) - RI_c$. La différence est ensuite envoyée sur un second amplificateur A2 de gain réglable qui va appliquer cette différence au point milieu des filaments, à travers les résistances R , parfaitement identiques. Lorsque la différence des courants est nulle (en fait $I_e = 0$), la tension de polarisation des sondes reste fixe et nous donne directement par simple lecture sur un voltmètre, la valeur du potentiel local. La pile V_r qui apparaît dans ce circuit était à l'origine, destinée à supprimer les problèmes de charge d'espace, en ajoutant un offset dans le calcul de l'amplificateur A1 : $R(I_e + I_c) - RI_c - V_r$. Cependant, une comparaison avec les mesures effectuées par sonde de Langmuir nous a incités à enlever cette pile. Le potentiel maximum que nous pouvons mesurer avec ce système est de -22 Volts (tension d'alimentation maximum des amplificateurs opérationnels) et la résolution spatiale est fixée par la taille des filaments ≈ 1 mm.

II.3.f. Fluorescence Induite par Laser (FIL)

Le diagnostic de Fluorescence Induite par Laser^[44,45] utilisé ici permet d'obtenir la fonction de distribution en vitesse des ions $f(v_i)$ dans la direction de propagation du faisceau laser. De $f(v_i)$, nous pouvons déduire le potentiel accélérateur local. Ce diagnostic non intrusif nous permettra d'évaluer l'influence des poussières sur le profil de potentiel de la gaine en comparant les profils sans poussières et avec poussières.

Le principe de fonctionnement de la FIL est le suivant : le faisceau laser de fréquence ν_L et de vecteur d'onde \vec{k} traverse le plasma. La fréquence de transition d'un ion au repos est ν_0 . Cet ion est excité si $\nu_L = \nu_0$. Si l'ion est animé d'une vitesse \vec{v} , alors il absorbera la fréquence du laser si celle-ci vérifie la relation du décalage Doppler :

$$2\pi\Delta\nu = 2\pi(\nu_L - \nu_0) = \vec{v} \cdot \vec{k} = v_{\parallel} k \quad (2.22)$$

où v_{\parallel} est la vitesse de l'ion dans la direction du faisceau laser. Cet ion excité retourne spontanément sur un niveau d'énergie inférieur en émettant un photon de fluorescence que l'on doit détecter. Nous voyons d'après la relation (2.22) que pour explorer toutes les classes de vitesse des ions et construire ainsi leur fonction de distribution, il suffit de faire varier ν_L et de mesurer pour chaque fréquence le signal de fluorescence.

Les niveaux d'énergie mis en jeu dans cette étude sont représentés sur la Figure II.17. Le niveau métastable (de longue durée de vie) $3d^2G_{9/2}$ est supposé être représentatif de l'ensemble des ions du plasma.

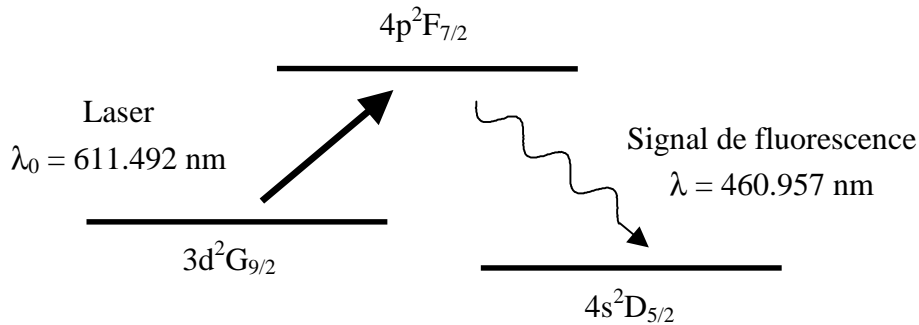


Figure II.17 : *Niveaux d'énergie mis en jeu dans le processus de fluorescence*

Le pompage de la transition entre le niveau métastable $3d^2G_{9/2}$ et le niveau $4p^2F_{7/2}$ de l'argon s'effectue par un laser à colorant (rhodamine 6G) continu à cavité annulaire pompé par un laser à argon. On obtient ainsi un rayonnement de fréquence accordable pouvant balayer un domaine spectral de 30 GHz. Une petite fraction du faisceau est détournée vers une cuve contenant de l'iode dont le spectre d'absorption, parfaitement connu, nous permet d'étalonner les spectres de fluorescence.

Le faisceau laser de 3 mm de diamètre est dirigé perpendiculairement au disque métallique (Figure II.18) et le signal de fluorescence est recueilli à 90° par un photomultiplicateur (PM). Un système optique constitué d'un doublet de lentilles (grossissement $\times 1.88$) est placé juste devant le PM et permet de focaliser le signal de fluorescence sur une fente de 250 μm de largeur fixant la résolution spatiale dans le plasma à 470 μm . Afin de bien discriminer le signal provenant des ions excités par le laser de toute autre source possible (émission des filaments, émission spontanée du plasma) le faisceau laser est "haché" et le signal analysé est le résultat de la soustraction entre les deux états : laser ON - laser OFF (détection synchrone). De plus un filtre interférentiel à bande passante étroite (1 nm) permet d'éliminer toute lumière parasite.

Un disque en inox très mince et parfaitement réfléchissant est posé sur le disque métallique afin d'éviter que les mesures ne soient faussées par la diffusion du faisceau incident. On obtient ainsi un système avec deux faisceaux perpendiculaires au disque : le faisceau incident et le faisceau réfléchi qui, tous deux, vont contribuer au signal de fluorescence. Cela se traduit sur le signal enregistré (Figure II.19) par deux pics symétriques par rapport à la vitesse nulle ($v_L = v_0 \equiv \omega_L = \omega_0$). Les ions accélérés vers le disque sont excités par le faisceau incident (vitesse positive) puis par le faisceau réfléchi (vitesse négative).

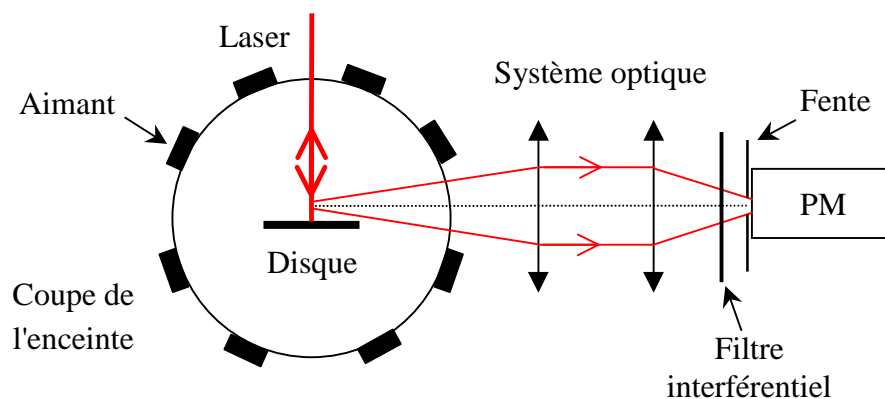


Figure II.18 : *Acquisition du signal de fluorescence*

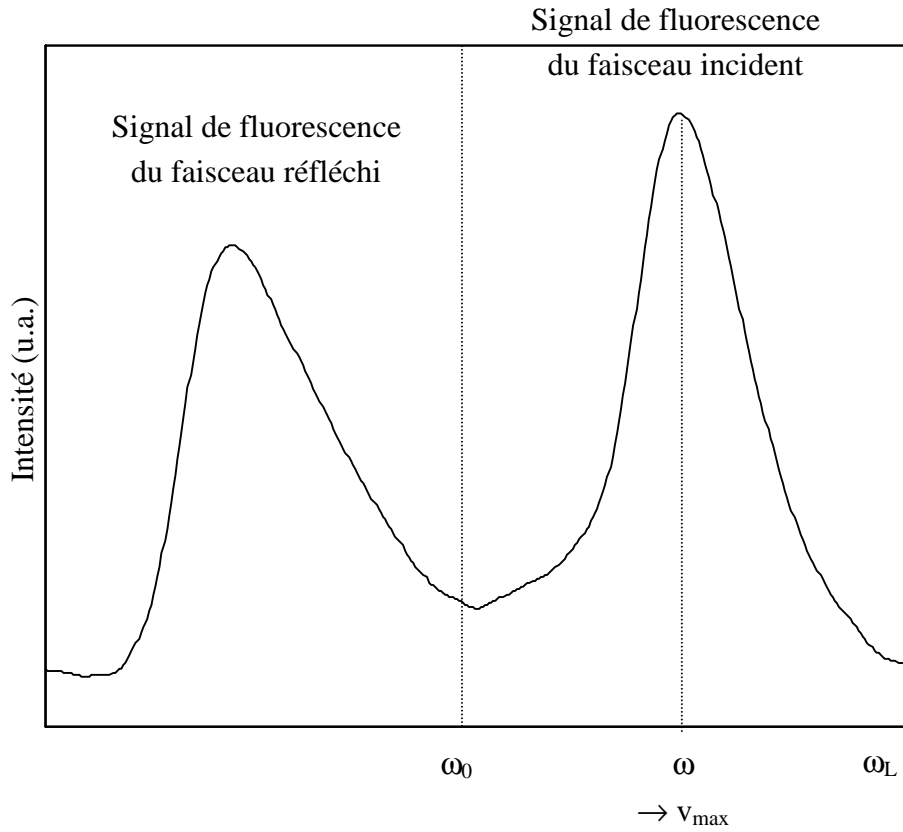


Figure II.19 : *Signal de fluorescence enregistré*

Le potentiel local V_{local} , c'est à dire le potentiel accélérateur des ions est obtenu en écrivant la loi de conservation de l'énergie des ions :

$$\frac{1}{2} m_i v_{\text{max}}^2 + eV_{\text{local}} = eV_p \quad (2.23)$$

où v_{max} représente la vitesse correspondant au maximum de la fonction de distribution des ions, côté faisceau incident de la Figure II.19. v_{max} est exprimée par la formule (2.22) que l'on peut réécrire de la façon suivante :

$$v_{\text{max}} = c \frac{\omega - \omega_0}{\omega_0} \quad (2.24)$$

où $\omega_0 = 16\,348.93 \text{ cm}^{-1}$ (611.492 nm) et c est la vitesse de la lumière.

II.4. Les poussières

II.4.a. Introduction dans le plasma et observation

Les poussières utilisées dans cette expérience sont des microballons de verre calibrés (fournis par la société Scotch 3M). Nous disposons de différents échantillons, de manière à pouvoir choisir les microballons qui sont les mieux adaptés à notre expérience par leur diamètre et leur densité. La coupe que nous utiliserons dans la majorité des expériences est la coupe de rayon $r_d = 32 \pm 2 \mu\text{m}$, de densité volumique $\rho_d = 0.111 \text{ g/cm}^3$ conduisant à la masse $m_d \approx (1.52 \pm 0.3) 10^{-11} \text{ kg}$. Des essais ont été effectués avec une coupe de taille inférieure ($r_d \approx 20 \mu\text{m}$) mais la très grande énergie cinétique (vitesses de déplacement importante) de ces poussières ne permet pas une observation correcte (§ II.4.b). De même, l'utilisation d'une coupe de taille supérieure ($r_d \approx 50 \mu\text{m}$) n'a pas conduit à des résultats satisfaisants. Les poussières se sont avérées trop lourdes pour léviter dans nos conditions expérimentales.

L'introduction des poussières dans le plasma est réalisée par un système basé sur le principe de la salière (Figure II.20). Il s'agit d'un cylindre en inox de 4 cm de long et de 2 cm de diamètre, perforé d'un trou de 3 mm de diamètre permettant le passage des poussières et recouvert d'une grille (pas de $140 \mu\text{m}$) afin de limiter le nombre de poussières de chaque lâché. Celui-ci s'effectue en appliquant un mouvement de rotation au cylindre depuis l'extérieur par l'intermédiaire d'un levier monté sur un passage tournant. Cet ensemble est fixé sur un soufflet permettant de retirer le cylindre du plasma après injection des poussières.

Un disque métallique en inox de 12 cm de diamètre et 0.5 mm d'épaisseur est placé au centre de l'enceinte afin d'intercepter les poussières et de créer le champ électrique nécessaire à leur lévitation (formation d'une gaine électrostatique contenant la chute de potentiel entre V_p et le potentiel du disque). Cette plaque conductrice peut être laissée au potentiel flottant négatif ou bien polarisée plus négativement, par une alimentation extérieure.

Les poussières sont observées par l'intermédiaire de deux hublots. Le premier de 63 mm de diamètre est placé latéralement, pour l'étude du comportement des poussières dans le plan vertical et le second de 95 mm de diamètre est placé au sommet de l'enceinte, pour l'étude dans le plan horizontal (Figure II.1). Un troisième hublot, placé sur l'une des portes latérales permet d'éclairer les poussières en lévitation par l'intermédiaire d'une lampe halogène. Les poussières sont alors visibles grâce à cette lumière blanche qu'elles diffusent.

L'étude du comportement des poussières est réalisée par l'intermédiaire d'une caméra CCD noir et blanc (COHU 4912) équipée d'un objectif macro de focale 18-108 mm et d'ouverture F2.5. Cette caméra peut être placée indifféremment devant chaque hublot d'observation. Les images sont visionnées en temps réel sur un écran de télévision et peuvent être enregistrées simultanément par un magnétoscope. La numérisation sur ordinateur des images issues du magnétoscope est réalisée par une carte d'acquisition PC_EYE1 de chez

ELTEC installée sur le bus PCI d'un Pentium 233, équipé de 256 Mo de RAM. Ce système permet d'effectuer des acquisitions en rafale de 25 images par seconde, avec stockage des images en mémoire vive. Nous avons dans ces conditions jusqu'à 500 images de taille 640x480 pixels, soit 20 secondes de film en continu. Afin de dépouiller les images numérisées, nous avons écrit des programmes de traitement d'images en utilisant le logiciel MATLAB 4.2b (certaines routines ont été trouvées sur internet). Le programme principal détecte les poussières sur chaque image d'une séquence et nous donne ainsi la position des poussières à chaque instant. Un autre programme calcule alors les vitesses de l'ensemble des poussières ainsi que les distances inter-poussières pour étudier par exemple les collisions entre poussières (§ IV). D'autres programmes effectuent une statistique sur les vitesses (§ V.4.b) ou alors appliquent des méthodes géométriques pour caractériser la phase d'organisation des poussières (§ V.2).

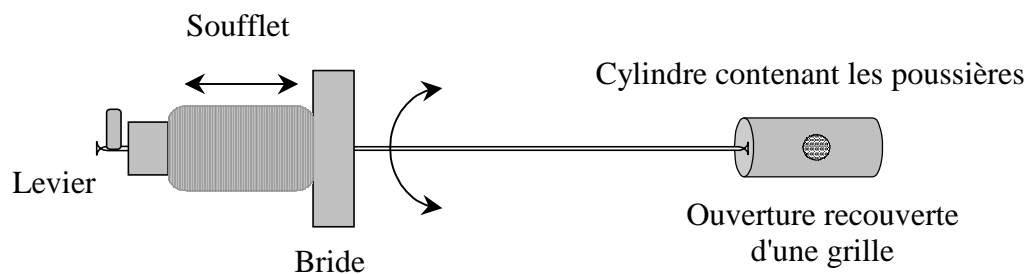


Figure II.20 : Système introducteur de poussières

II.4.b. Comportement des poussières en fonction des conditions de la décharge

En guise d'introduction aux trois chapitres consacrés aux poussières (poussière isolée, nuage en phase fluide et nuage organisé), nous allons décrire brièvement les différents types de comportement que nous pouvons observer en fonction des paramètres de la décharge.

Lorsque nous injectons les poussières dans le plasma, le piégeage des poussières sur un plan horizontal, parallèle au disque n'est obtenu que pour un fort courant de décharge I_D ($I_f \approx 12.8 - 13$ A entraînant $I_D \approx 0.28 - 0.32$ A) et une pression d'argon élevée ($P_{ar} \approx 8 \cdot 10^{-4} - 10^{-3}$ mbar). Si I_D est plus faible ($I_D < 0.25$ A) les poussières rebondissent sur le disque et tombent.

Une fois que les poussières sont en lévitation, notre latitude sur les paramètres de la décharge est plus grande. Si l'on conserve les paramètres ci-dessus, les poussières sont animées de mouvements rapides et l'analyse des images s'avère difficile. En effet, lorsque leur vitesse est importante, les poussières sont d'une part peu "lumineuses" et d'autre part la faible résolution temporelle de notre caméra (25 images par seconde) ne permet pas une analyse précise de leur position. Leur mouvement est intégré, ceci se traduisant par une trace blanche

sur chaque image, définissant leur trajectoire. Si l'on augmente I_D ou si l'on baisse P_{ar} leur énergie cinétique augmente. Pour la pression $P_{ar} \approx 10^{-3}$ mbar, nous avons constaté qu'en baissant I_D , les poussières ralentissent. La plupart de nos expériences ont été réalisées dans ces conditions. D'une manière générale nous pouvons observer (de fort I_D à faible I_D) :

- Une phase fluide où les poussières se déplacent dans un plan parallèle au disque tout en oscillant verticalement. Le mouvement oscillant peut subsister durablement malgré les collisions que les poussières subissent entre elles. Le lieu de piégeage est fixé par les flux d'électrons primaires inhomogènes, créant au-dessus du disque des puits de potentiel de grande dimension.
- Une phase fluide sans oscillations. L'énergie cinétique des poussières diminue mais leurs mouvements restent contrôlés par les collisions.
- Une phase organisée où les poussières sont relativement stables et où elles s'organisent en cellules hexagonales. Pour obtenir cette phase il est nécessaire d'introduire un anneau de piégeage imposant un puits de potentiel aux limites fixes à l'intérieur duquel les poussières vont s'organiser.

Chapitre III

POUSSIÈRE ISOLÉE : DETERMINATION THÉORIQUE ET EXPÉRIMENTALE DE LA CHARGE

Dans ce chapitre nous allons étudier les conditions d'équilibre d'une poussière isolée dans la gaine électrostatique du disque métallique. Nous poserons les bases théoriques de cette étude en calculant la charge de la poussière à partir du modèle OML (§ III.1) et en donnant les expressions des différentes forces qui lui sont appliquées : force de gravité, force électrique et forces d'entraînement ioniques (III.2). Une mesure expérimentale du profil de potentiel de la gaine, par le diagnostic de sondes différentielles permettra d'établir quantitativement ces forces (§ III.3). Nous présenterons ensuite 2 méthodes expérimentales destinées à évaluer la charge Q_d de la poussière : i) la mesure de sa hauteur de lévitation (§ III.4.a) et ii) la mesure de sa fréquence de résonance (III.4.b). Les valeurs trouvées seront comparées à la charge prévue par le modèle OML. Par ailleurs le diagnostic de FIL a été utilisé pour mettre en évidence l'influence des poussières sur la dynamique des ions dans la région de gaine (III.5).

III.1. Charge théorique d'une poussière

Un paramètre fondamental dans l'étude des plasmas poussiéreux est la charge électrique des poussières. Cette charge notée Q_d est déduite du potentiel de surface de la poussière noté V_d , par la relation suivante :

$$Q_d = C V_d \quad (3.01)$$

où C est la capacité de la poussière. Le potentiel V_d est défini relativement au potentiel local. Dans le cas d'une poussière sphérique de rayon r_d la capacité est définie par :

$$C = 4\pi\epsilon_0 r_d \quad (3.02)$$

Le potentiel de surface de la poussière, dépend des espèces présentes dans le plasma. En effet, tout objet plongé dans un plasma acquiert un potentiel pour lequel la somme des flux de particules chargées arrivant à sa surface est égale à zéro (potentiel flottant V_{flot}). Dans un plasma, les particules chargées sont les ions et les électrons, si bien que l'on doit avoir à la surface de la poussière, un courant d'électrons égal au courant d'ions (en valeur absolue). Dans le Chapitre précédent nous avons déterminé les expressions des courants qui atteignent une sonde plane. Nous allons voir comment calculer les courants collectés par une poussière sphérique isolée, dans le cadre du modèle OML^[46].

Les courants obéissant au modèle OML sont définis comme étant les courants maximum (fonctions du potentiel de surface de la sonde) qui peuvent être collectés par une sphère (ou un cylindre infini) parfaitement absorbante dans un plasma non collisionnel, stationnaire et isotropique^[47]. Le modèle OML s'applique dans le cas où le rayon de la sonde est petit devant la longueur de Debye linéarisée notée λ_D :

$$\frac{1}{\lambda_D^2} = \frac{1}{\lambda_{De}^2} + \frac{1}{\lambda_{Di}^2} \quad (3.03)$$

où λ_{De} est la longueur de Debye électronique définie par l'équation (2.19) et λ_{Di} la longueur de Debye ionique calculée en remplaçant dans cette même équation T_e par T_i . Dans les plasmas de laboratoire nous avons d'une manière générale $\lambda_D \approx \lambda_{Di}$ dû à la différence importante d'agitation thermique entre les ions et les électrons ($T_i \ll T_e$). Dans notre cas expérimental, ce modèle est raisonnablement applicable à une poussière car $r_d \approx 32 \mu\text{m}$ est inférieur à $\lambda_{Di} \approx 75 \mu\text{m}$ ($T_i \approx 0.08 \text{ eV}$ mesuré avec la FIL). Des études ont montré que le modèle OML reste encore une bonne approximation lorsque r_d est de l'ordre de la longueur de Debye électronique^[48].

III.1.a. Courant d'électrons

Dans le cas d'un potentiel répulsif, le courant atteignant une sonde est le même pour toute sonde de forme convexe. Dans le cas général, le potentiel de surface d'une poussière sphérique isolée est négatif. Ce potentiel est répulsif pour les électrons et les expressions des courants électroniques qui atteignent une sonde plane ((2.07) et (2.16)) sont applicables à la poussière de surface S_d en posant $V = V_s - V_p = V_d$:

$$I_e = S_d n_e e \left(\frac{kT_e}{2\pi m_e} \right)^{1/2} \exp\left(\frac{eV_d}{kT_e} \right) \quad (3.04)$$

$$I_{ep} = \frac{S_d \tilde{n}_{ep} e}{2\sqrt{\pi}} \left\{ v_t [x_b x_p + 1] \exp(-x_m^2) + v_b \sqrt{\pi} \left[x_m x_p + \frac{3}{2} \right] [1 + \operatorname{erf}(x_m)] \right\} \quad (3.05)$$

III.1.b. Emission secondaire

Nous avons évoqué la notion d'émission secondaire dans le chapitre précédent lorsque nous avons justifié l'utilisation du tantale pour la fabrication des sondes de Langmuir. Nous avons précisé que pour ce matériau, le phénomène d'émission secondaire était négligeable (Tableau III.1^[49]). Cependant ce mécanisme doit être étudié avec plus d'attention pour des poussières de verre et si l'émission secondaire se révèle importante, le bilan des courants à la surface d'une poussière doit être corrigé en tenant compte de cette nouvelle contribution.

Le coefficient d'émission secondaire δ , représente le nombre d'électrons secondaires émis par électron incident. D'une manière générale elle est exprimée en fonction de l'énergie E des électrons arrivant sur la surface par l'expression suivante (Sternglass 1954) :

$$\delta(E) = 7.4 \delta_m \frac{E}{E_m} \exp\left(-2 \sqrt{\frac{E}{E_m}} \right) \quad (3.06)$$

Cette fonction est tracée sur la Figure III.1 dans le cas du verre. Les paramètres δ_m et E_m sont respectivement l'amplitude maximum de la courbe et l'énergie des électrons incidents correspondante. Ces valeurs sont dépendantes du matériau utilisé. Les paramètres E_I et E_{II} qui apparaissent sur la courbe sont les valeurs de l'énergie pour lesquelles un électron incident arrache un électron à la surface. Entre ces deux valeurs, il y a plus d'électrons émis que d'électrons incidents si bien que la surface peut acquérir un potentiel positif (peu de matériaux ont un $\delta_m < 1$). On peut remarquer dans le Tableau III.1 que dans le cas du verre, il est assez difficile de donner des valeurs précises de ces paramètres du fait du nombre importants de matériaux regroupés sous ce nom générique.

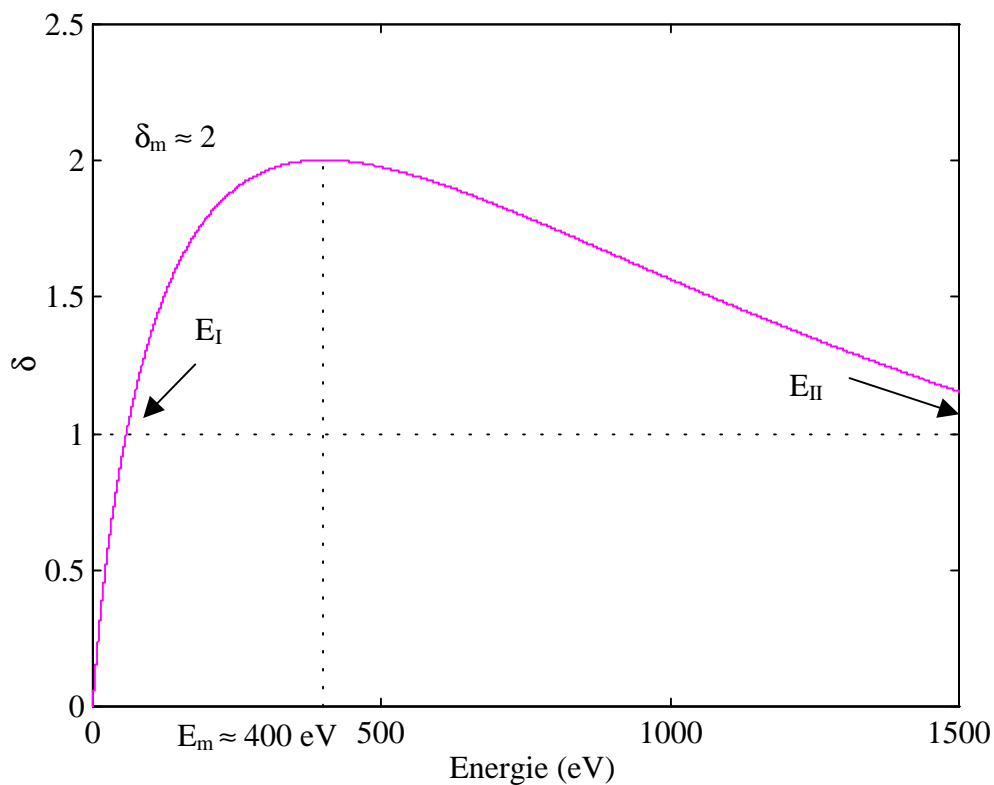


Figure III.1 : *Courbe typique d'émission secondaire (ici pour le verre)*

	E_I	$E_m (\delta_m)$	E_{II}
Tungstène (W)	250	650 (1.4)	> 1500
Tantale (Ta)	250	600 (1.3)	> 2000
Verre	≈ 40	300-450 (2-3)	> 1500

Tableau III.1 : *Coefficients d'émission secondaire*

Le flux d'électrons secondaires émis s'exprime en fonction du courant d'électrons incidents de la façon suivante :

$$J_{\text{sec}} = \frac{2\pi e}{m_e^2} \int_{-eV}^{+\infty} \epsilon f(\epsilon) \left[1 + \frac{eV}{\epsilon} \right] \delta(\epsilon + eV) d\epsilon \quad (3.07)$$

où $\epsilon + eV = \epsilon + e (V_s - V_p)$ représente l'énergie cinétique des électrons incidents à leur arrivée sur la surface (ils ont une énergie ϵ mais ils sont ralentis par le potentiel négatif de la surface V_s). Il s'agit en fait du produit entre le courant, exprimé suivant la fonction de distribution en énergie ((2.06)) et le coefficient d'émission secondaire en $(\epsilon + eV)$.

Nous avons ici deux populations électroniques, les électrons du plasma et les électrons primaires énergétiques, bons candidats pour produire de l'émission secondaire.

Dans le cas d'une population d'électrons thermiques Maxwelliens, l'équation (3.07) a été résolue^[10] et nous donne le flux d'électrons secondaires suivant :

$$I_{\text{sec}} = 3.7 \delta_m F_5(E_m / 4KT_e) I_e \quad (3.08)$$

où I_e est le courant des électrons Maxwelliens (2.07) et F_5 est défini par la relation ci-dessous :

$$F_5(x) = x^2 \int_0^{\infty} u^5 \exp(-(xu^2 + u)) du \quad (3.09)$$

Si nous considérons le courant d'électrons primaires donné par l'équation (2.16), le calcul de I_{sec} se révèle assez difficile. L'émission secondaire est essentiellement due aux électrons les plus énergétiques qui sont présents au voisinage du potentiel flottant. Nous avons décidé par conséquent, d'utiliser l'expression du courant des électrons primaires monoénergétiques qui est une bonne approximation dans cette zone.

Dans ces conditions l'équation (3.07) donne le courant d'électrons secondaires suivant :

$$I_{\text{sec}} = \delta(E_p + eV) I_{ep} \quad (3.10)$$

III.1.c. Courant ionique

Le potentiel étant attractif pour les ions, le courant ionique collecté dépend de la géométrie de la surface. Afin de calculer ce courant, il faut déterminer les conditions de capture des ions par la poussière. Pour cela nous devons tenir compte du comportement d'un ion au voisinage d'une poussière en fonction de sa trajectoire incidente. Pour établir le flux d'ions sur une poussière, nous considérons que les ions sont monoénergétiques et qu'ils arrivent perpendiculairement à la lisière de la gaine (lieu de lévitation des poussières, voir Figure III.2 a)). On introduit une distance b_{coll} en deçà de laquelle l'ion va heurter la poussière (Figure III.2 b) trajectoire n°1) et va ainsi contribuer au courant collecté. Au-delà de cette distance, il va transférer seulement une partie de sa quantité de mouvement (trajectoire n°2) par diffusion sur la poussière.

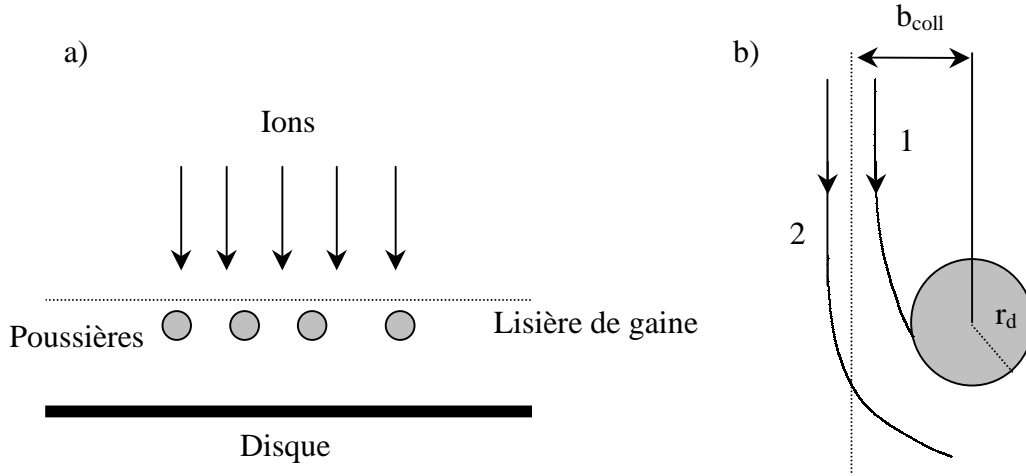


Figure III.2 : Flux d'ions a) vers le disque b) au voisinage d'une poussière

Le paramètre b_{coll} est obtenu en utilisant les lois de conservation de l'énergie et du moment cinétique^[50] :

$$\frac{1}{2} m_i v_{ip}^2 = \frac{1}{2} m_i v_i^2 - e V_d \quad (3.11)$$

$$m_i v_{ip} r_d = m_i v_i b_{\text{coll}} \quad (3.12)$$

où v_i est la vitesse de l'ion dans le plasma et v_{ip} est la vitesse de l'ion au moment de l'impact avec la poussière (en r_d).

En éliminant v_{ip} entre (3.11) et (3.12) on obtient l'expression suivante pour b_{coll} :

$$b_{coll}^2 = r_d^2 \left(1 - \frac{2eV_d}{m_i v_i^2} \right) \quad (3.13)$$

La section efficace de collection s'écrit alors πb_{coll}^2 et le courant ionique prend la forme suivante :

$$I_i = -(\pi b_{coll}^2) n_i e v_i \quad (3.14)$$

soit :

$$I_i = -\frac{S_d n_i e v_i}{4} \left(1 - \frac{2eV_d}{m_i v_i^2} \right) \quad (3.15)$$

En prenant la vitesse des ions égale à C_s à la lisière de gaine par application du critère de Bohm, le courant ionique collecté peut alors s'écrire :

$$I_i = -\frac{S_d n_i e}{4} \left(\frac{kT_e}{m_i} \right)^{1/2} \left(1 - \frac{2eV_d}{kT_e} \right) \quad (3.16)$$

III.1.d. Charge d'une poussière

La valeur du potentiel de surface de la poussière est la valeur de V_d vérifiant :

$$I_e(V_d) + I_{ep}(V_d) + I_i(V_d) - I_{sec}(V_d) = 0 \quad (3.17)$$

Dans les expressions de chacun de ces courants, les paramètres plasma de densité et de température : n_e , n_{ep} , T_e , T_{ep} ainsi que la vitesse de dérive v_b des électrons primaires sont trouvés expérimentalement avec les sondes de Langmuir. Pour évaluer correctement les valeurs numériques de ces courants, il faudrait avoir les valeurs de ces mêmes paramètres à la hauteur de lévitation. En première approximation, nous prendrons néanmoins les paramètres plasma. Dans les conditions de décharge étudiée au Chapitre précédent (§ II.3.d) nous obtenons en effectuant la somme des courants collectés par la poussière la courbe représentée Figure III.3.

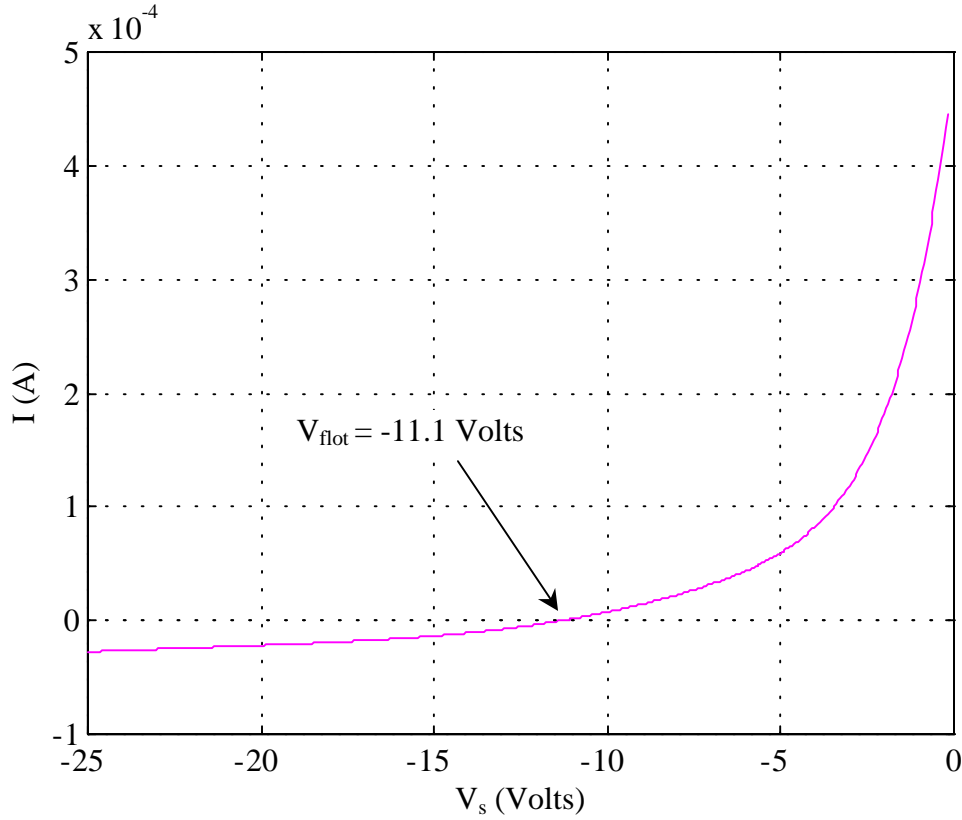


Figure III.3 : Détermination du V_{flot} d'une poussière

La valeur qui annule les courants est ici $V_{\text{flot}} = -11.1$ Volts. Notons que dans les mêmes conditions expérimentales, si nous ne considérons que les ions et les électrons thermiques du plasma, la valeur du potentiel pour laquelle $I_e(V_s) + I_i(V_s) = 0$ est $V_{\text{flot}} \approx -6$ Volts. Ce résultat met l'accent sur l'importance de la contribution des électrons primaires dans le mécanisme de charge des poussières. La valeur de -11.1 Volts est en effet fixée par les électrons primaires les plus énergétiques.

Pour un rayon de poussière de $r_d = (32 \pm 2) \mu\text{m}$ et un potentiel plasma de $V_p = -0.2$ Volts (voir § II.3.d) la charge de la poussière est donnée par :

$$Q_d = 4\pi\epsilon_0 r_d V_d \quad (3.18)$$

où $V_d = (V_{\text{flot}} - V_p)$

Soit:

$$Q_d = - (3.95 \pm 0.25) 10^{-14} \text{ C}$$

Soit encore :

$$Q_d = (2.47 \pm 0.16) 10^5 e^-$$

Les poussières utilisées ici, sont chargées par un grand nombre d'électrons du fait de leur grand rayon et de leur fort potentiel de surface.

Notons que, le courant d'électrons secondaires induit par les électrons du plasma est : $I_{\text{sec}} = 0.03 I_e$. Le courant I_{sec} a modifié le potentiel de surface de la poussière de -11.40 Volts à -11.33 Volts. Comme on pouvait s'y attendre, les électrons thermiques du plasma induisent une faible émission secondaire. Le courant d'électrons secondaires induit par les électrons primaires, a modifié le potentiel de surface de -11.33 Volts ($Q_d = 2.52 \cdot 10^5 e^-$) à -11.1 Volts ($Q_d = 2.47 \cdot 10^5 e^-$). Bien que la modification du potentiel de surface de la poussière soit plus importante que dans le cas des électrons thermiques, elle reste relativement faible (3%).

Une poussière chargée, placée dans une gaine est soumise à différentes forces qui favorisent ou qui s'opposent à la lévitation. Dans le paragraphe qui suit, nous allons donner les expressions des différentes forces qui interviennent dans nos conditions expérimentales.

III.2. Bilan des forces s'exerçant sur une poussière isolée

La hauteur de lévitation peut être déterminée en faisant le bilan des forces qui s'exercent sur une poussière. La hauteur d'équilibre est alors la hauteur pour laquelle les forces en présence se compensent, c'est à dire que leur somme est égale à zéro. Les forces principales qui s'opposent sont la force de gravité qui attire la poussière vers le bas et la force électrique qui existe au-dessus du disque métallique. Toutefois, d'autres forces sont susceptibles d'intervenir sur l'équilibre des poussières. Nous nous attarderons notamment sur les forces d'entraînement ioniques produites par le flux d'ions accélérés vers le disque polarisé négativement. La force d'entraînement du gaz ainsi que la force de thermophorèse (due aux gradients thermiques) peuvent être négligées ici du fait d'une très faible pression de neutres.

III.2.a. Force de gravité

La force de gravité F_g que subit une poussière de rayon r_d s'exprime sous la forme bien connue :

$$F_g = m_d g = \frac{4}{3} \pi r_d^3 \rho_d g \quad (3.19)$$

III.2.b. Force électrique

La force électrique due au champ électrique de gaine E , existant à la hauteur de lévitation et s'exerçant sur une poussière de charge Q_d s'écrit :

$$F_E = Q_d E \quad (3.20)$$

Soit, en exprimant Q_d avec la relation (3.01) et en écrivant $E = -\partial V / \partial z$:

$$F_E = -4\pi\epsilon_0 r_d V_d \frac{\partial V}{\partial z} \quad (3.21)$$

où l'axe z est l'axe normal à la surface du disque.

III.2.c. Forces d'entraînement ioniques

La lévitation ayant lieu dans une région où les ions sont accélérés vers le disque métallique, les effets d'entraînement des poussières vers le bas dus aux flux ioniques doivent être évalués. Pour cela, on distingue deux forces dues aux ions : une force qui résulte de l'impact direct des ions sur la poussière, appelée force de collection (notée F_{coll}) et une force provenant de la diffusion Coulombienne des ions par la poussière (notée F_{coul}). Dans ce dernier cas, seule une partie de la quantité de mouvement des ions est transférée à la poussière.

La force de collection^[32] est donnée par :

$$F_{coll} = n_i \mu v_i^2 \sigma_{coll} = n_i \mu v_i^2 (\pi b_{coll}^2) \quad (3.22)$$

où $\mu = m_i m_d / (m_i + m_d) \approx m_i$ est la masse réduite du système ion-poussière. σ_{coll} est la section efficace de collection qui s'écrit sous la forme : πb_{coll}^2 , traduisant le domaine à l'intérieur duquel un ion doit se trouver pour être collecté par la poussière. En utilisant le paramètre b_{coll} (3.13) calculé dans le paragraphe III.1.c, l'équation (3.22) devient :

$$F_{coll} = \pi r_d^2 m_i n_i v_i^2 \left(1 - \frac{2e V_d}{m_i v_i^2} \right) \quad (3.23)$$

La force de diffusion Coulombienne s'écrit sous la même forme que l'équation (3.22) :

$$F_{\text{coul}} = n_i \mu v_i^2 \sigma_{\text{coul}} \quad (3.24)$$

où σ_{coul} est la section efficace de transfert de quantité de mouvement dont l'expression est donnée dans l'Annexe 3 par la formule (A3.26) :

$$\sigma_{\text{coul}} = 4\pi \int \frac{p dp}{1 + (p/p_0)^2} \quad (3.25)$$

où p est le paramètre d'impact et p_0 (voir (A3.23)) le paramètre d'impact donnant lieu à une déviation de 90° et appliqué au cas d'une interaction ion-poussière :

$$p_0 = \frac{Q_d e^2}{4\pi\epsilon_0 m_i v_i^2} \quad (3.26)$$

Il reste à déterminer les bornes du domaine d'intégration, soit les limites du paramètre d'impact p . Pour la borne inférieure nous prendrons b_{coll} afin de ne pas faire intervenir dans le calcul de cette force les particules qui sont collectées par la poussière. Pour la borne supérieure nous choisirons comme limite la longueur de Debye linéarisée en supposant qu'au-delà de cette distance les interactions sont négligeables.

La section efficace de transfert de quantité de mouvement s'écrit alors :

$$\sigma_{\text{coul}} = 4\pi \int_{b_{\text{coll}}}^{\lambda_D} \frac{p dp}{1 + (p/p_0)^2} \quad (3.27)$$

Le calcul de l'intégrale (3.27) nous donne :

$$\sigma_{\text{coul}} = 2\pi p_0^2 \ln \Lambda \quad (3.28)$$

où $\ln \Lambda = \ln \left(\frac{p_0^2 + \lambda_D^2}{p_0^2 + b_{\text{coll}}^2} \right)$ est le logarithme Coulombien.

La force de diffusion Coulombienne prend alors la forme suivante :

$$F_{\text{coul}} = n_i \mu v_i^2 (2\pi p_0^2) \ln \Lambda \quad (3.29)$$

Pour calculer la force électrique, nous avons besoin de connaître le profil de potentiel de la gaine et notamment les valeurs du potentiel et du champ électrique à la hauteur de lévitation. Ces données sont également nécessaires pour le calcul des forces ioniques puisque la densité n_i et la vitesse v_i des ions doivent être calculés à la hauteur de lévitation.

Leur dépendance en fonction du potentiel local de la gaine est obtenue en vérifiant les lois de conservation de l'énergie et de conservation du flux :

$$\frac{1}{2} m_i v_i^2 + eV = \frac{1}{2} m_i v_0^2 \quad (3.30)$$

$$n_i v_i = n_0 v_0 = n_0 C_s \quad (3.31)$$

où n_0 et $v_0 = C_s$ représentent respectivement la densité et la vitesse des ions à l'entrée de la gaine et $V = V_{\text{local}} - V_p$. Nous obtenons ainsi les équations qui régissent l'évolution de la densité et de la vitesse des ions dans la gaine :

$$v_i = v_0 \left(1 - \frac{2eV}{m_i v_0^2} \right)^{1/2} \quad (3.32)$$

$$n_i = \frac{n_0}{\left(1 - \frac{2eV}{m_i v_0^2} \right)^{1/2}} \quad (3.33)$$

Dans le paragraphe qui suit nous présentons les mesures du profil de potentiel de la gaine. Nous donnons ensuite une estimation de la valeur des différentes forces que nous venons de présenter.

III.3. Profil de potentiel de la gaine

III.3.a. Mesures avec les sondes différentielles

Nous utilisons le diagnostic de sondes différentielles décrit dans le paragraphe II.3.e afin de mesurer le profil de potentiel de la gaine, pour différentes tensions de polarisation du disque, V_{polar} .

Les conditions de décharge sont les suivantes :

$$\begin{aligned} P_{\text{ar}} &= 1.1 \cdot 10^{-3} \text{ mbar} \\ I_f &= 12.3 \text{ A} & I_D &= 0.15 \text{ A} \\ V_f &= 14.1 \text{ Volts} & V_D &= -40 \text{ Volts} \end{aligned}$$

Les mesures sont réalisées pour les tensions de polarisation ci-dessous (en Volts) :

$$-26.5 (V_{\text{flot}}), -32, -38, -44, -50.$$

Le système de sondes différentielles monté sur un passage en translation est déplacé perpendiculairement au disque et la hauteur est lue sur un vernier. Les points obtenus sont représentés sur la Figure III.4 où nous avons fait apparaître en pointillés la valeur du potentiel plasma atteint à la hauteur de 2 cm. Le disque métallique est placé en $h=0$ où la tension indiquée est la tension de polarisation du disque. Le premier point mesuré avec les sondes différentielles est en $h = (1.8 \pm 0.1) \text{ mm}$.

Les courbes en trait plein représentées pour chaque valeur de la tension de polarisation correspondent à un ajustement empirique donné par la fonction :

$$V(z) = -a \exp(-bz) + c \quad (3.34)$$

où les paramètres a et c donnés dans le Tableau III.2 peuvent être approchés par :

$$\begin{aligned} c &\approx V_p \\ a &\approx V_p - V_{\text{polar}} \end{aligned}$$

Cette fonction n'a pas pour objectif de modéliser la gaine mais nous permet d'avoir une valeur du potentiel pour n'importe quelle hauteur dans la gaine. Notons cependant que ce diagnostic a une résolution spatiale de 1 mm, ce qui a pour effet de moyenner les mesures. Le diagnostic ne peut ainsi rendre compte d'un fort gradient de potentiel (cas de la gaine). De plus ce diagnostic est basé sur l'analyse des courants de saturation électronique qui n'existent pas dans la gaine. Nous pouvons cependant, l'utiliser raisonnablement dans le plasma ($V_p \approx \text{cste}$), dans la zone de pré-gaine caractérisée par une faible variation de potentiel et probablement au commencement de la gaine (Figure III.4).

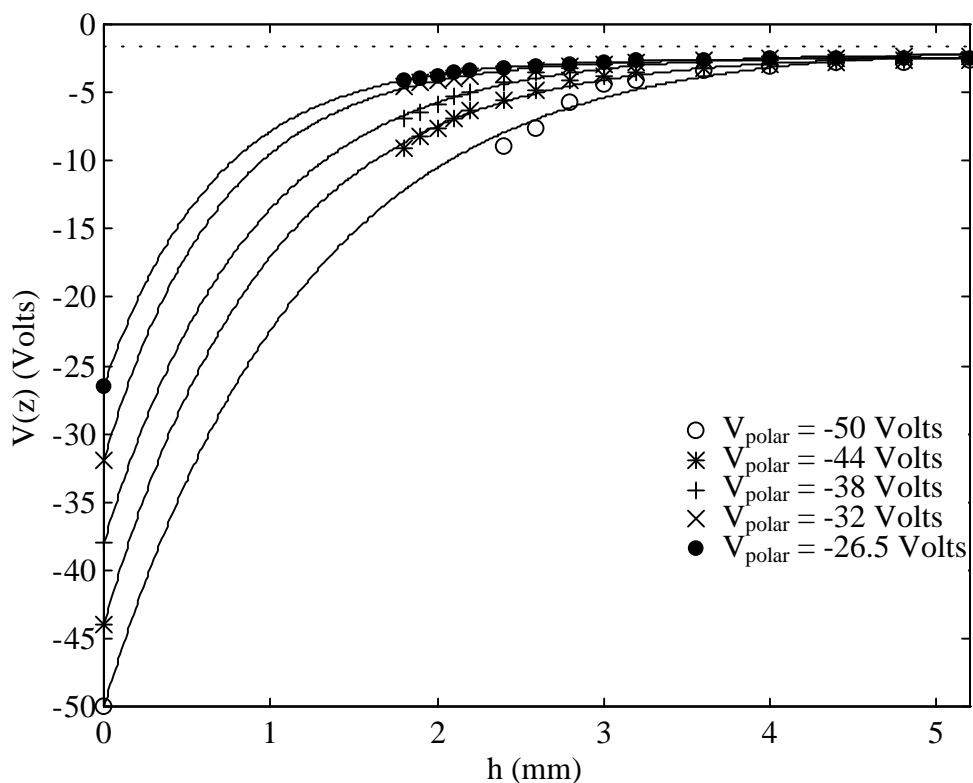


Figure III.4 : *Profils de potentiel pour différentes valeurs de V_{polar}*

V_{polar} (Volts)	-26.5	-32	-38	-44	-50
a	-24	-29.5	-36	-41.8	-48.5
b	1500	1440	1148	1037	841
c	-2.5	-2.47	-2.12	-2.22	-1.49

Tableau III.2 : *Paramètres d'ajustement des profils de potentiel*

Nous constatons que les séries de points expérimentaux présentées ici, ajustées par une fonction de type $V(z)$ ont même allure et peuvent relativement se déduire les unes des autres par une translation suivant h . Le fait de polariser la plaque de plus en plus négativement se traduit par un décalage vers la droite des courbes. Nous avons ainsi un élargissement de la zone de gaine sans modification des pentes. Pour illustrer cet effet, nous avons tracé l'évolution de la hauteur de gaine h pour laquelle le potentiel local est égal à -4 Volts, en fonction de la tension de polarisation du disque (Figure III.5).

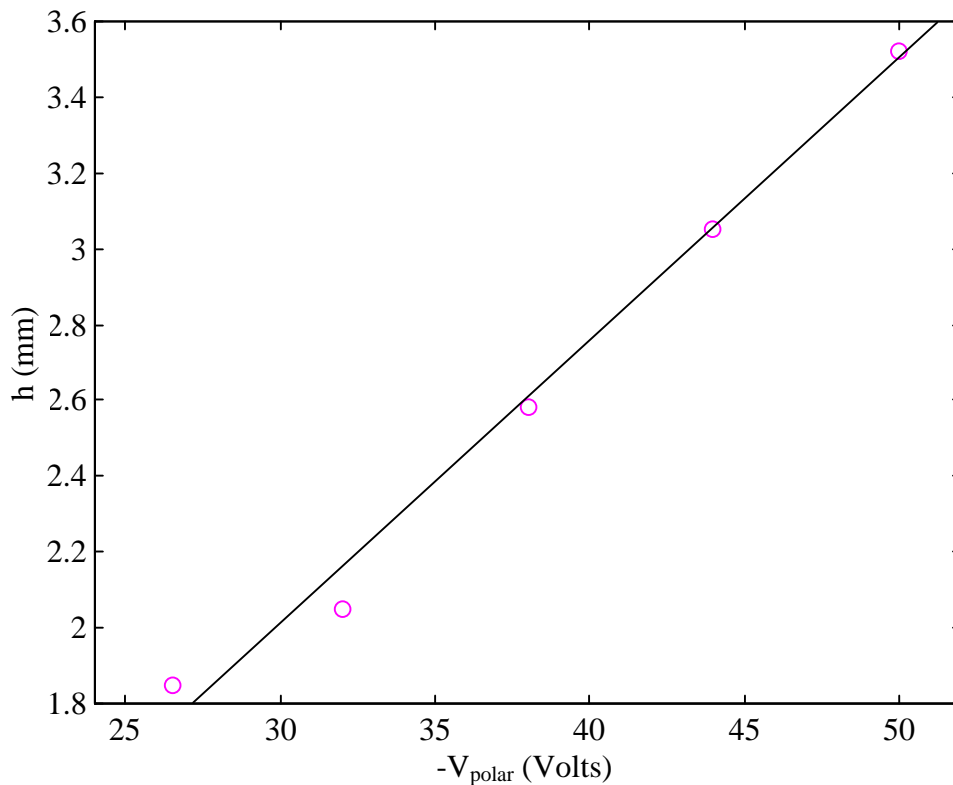


Figure III.5 : *Evolution de la position d'une valeur de potentiel en fonction de V_{polar}*

Nous constatons sur la Figure III.5 que la hauteur se déplace linéairement lorsque la tension de polarisation du disque augmente.

Connaissant maintenant le profil de potentiel de la gaine donné par la fonction empirique $V(z)$, nous pouvons évaluer les différentes forces qui s'exercent sur la poussière.

III.3.b. Evolution des forces dans le profil de gaine

Dans les conditions expérimentales qui nous intéressent ici (§ III.3.a), les paramètres du plasma sont obtenus par une sonde de Langmuir. Ils sont injectés dans le modèle OML à partir duquel nous trouvons le potentiel de surface de la poussière : $V_d = -16.7$ Volts. Pour un rayon de poussière de $r_d = (32 \pm 2) \mu\text{m}$, la charge calculée est :

$$Q_d = (3.71 \pm 0.23) 10^5 e^-$$

Nous pouvons maintenant tracer l'évolution des forces qui s'exercent sur la poussière de charge $Q_d \approx 3.7 10^5 e^-$, dans le profil de potentiel $V(z)$, obtenu avec $V_{\text{polar}} = -26.5$ Volts. Rappelons que le meilleur ajustement donne : $V(z) = -24 \exp(-1500 z) - 2.5$.

La Figure III.6 donne l'intensité de ces forces en fonction de la hauteur h dans la gaine ($h=0$ étant la position du disque). La longueur de Debye ionique qui intervient dans l'expression de F_{coul} (équation (3.29)) est calculée en supposant une température ionique égale à celle mesurée dans le plasma par le diagnostic de FIL : $T_i = 0.08$ eV

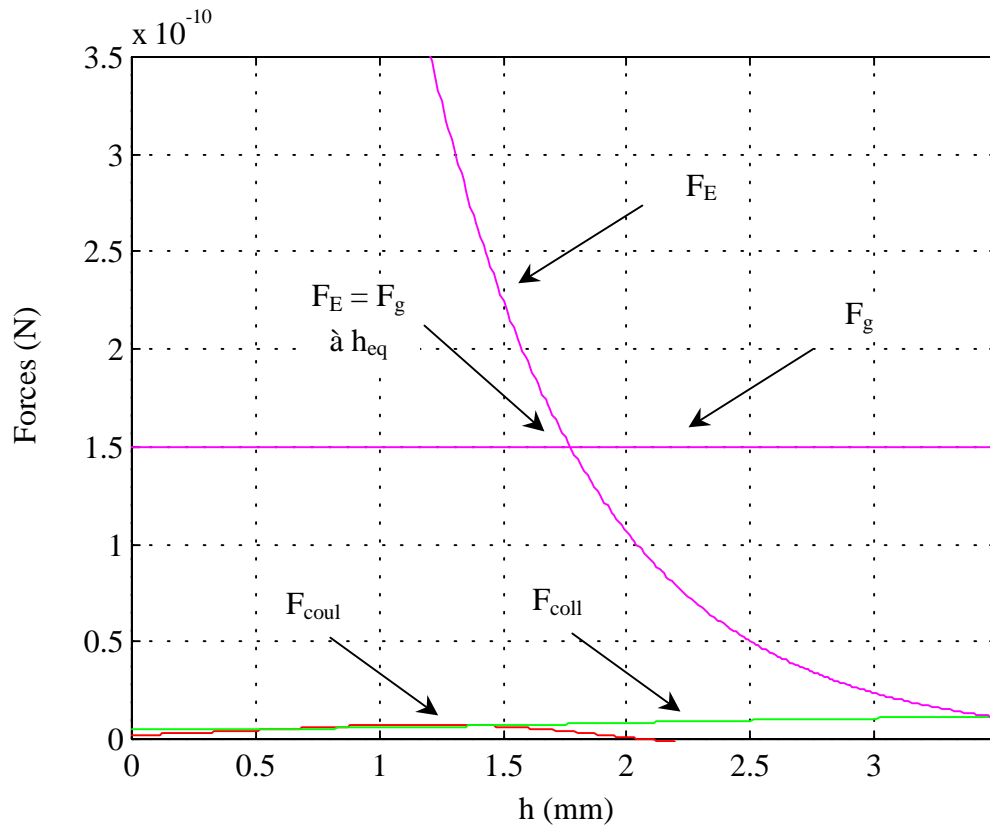


Figure III.6 : Forces appliquées à la poussière en fonction de la hauteur dans la gaine

La Figure III.6 montre que les forces ioniques peuvent être négligées. Dans ce cas, la hauteur de lévitation est déterminée par l'équilibre entre la force de gravité et la force électrique. Dans le cas présenté sur la Figure III.6, la hauteur d'équilibre théorique notée h_{eq} est :

$$h_{eq} \approx 1.78 \text{ mm}$$

Ayant mesuré les profils de potentiel de gaine pour différentes valeurs de la tension de polarisation du disque, on peut calculer les hauteurs de lévitation correspondantes. Ces valeurs sont données dans le Tableau III.3.

V_{polar} (Volts)	-26.5	-32	-38	-44	-50
h_{eq} (mm)	1.78	1.98	2.45	2.76	3.34

Tableau III.3 : Hauteurs de lévitation théoriques en fonction de V_{polar}

Ces hauteurs de lévitation théoriques obtenues en prenant Q_d calculé par le modèle OML peuvent être maintenant confrontée aux mesures expérimentales. Il s'agit pour cela de se placer dans les mêmes conditions expérimentales et d'isoler une poussière. Nous appliquons au disque les tensions de polarisation données dans le Tableau III.3 et pour chacune de ces valeurs nous mesurons la hauteur de lévitation h_{exp} . En posant l'égalité entre la force de gravité et la force électrique en h_{exp} nous déduisons la charge Q_d de la poussière. Cette mesure est présentée dans le paragraphe qui suit.

III.4. Mesures expérimentales de la charge d'une poussière

Nous allons voir maintenant comment la charge d'une poussière peut être déterminée à partir d'observations expérimentales. Les deux méthodes que nous allons présenter nécessitent la connaissance des profils de potentiel déjà donnés (Figure III.4).

La première méthode consiste à mesurer la hauteur de lévitation d'une poussière isolée et de poser l'égalité entre la force de gravité et la force électrique en ce point, les forces ioniques étant négligeables comme cela a été démontré dans le paragraphe III.3.b.

La deuxième méthode consiste à étudier l'oscillation d'une poussière autour de sa position d'équilibre. Ce phénomène peut être décrit par le modèle de l'oscillateur harmonique.

Nous obtenons alors une relation entre la fréquence d'oscillation et la charge de la poussière. On distingue deux types d'oscillation : l'oscillation naturelle et l'oscillation forcée.

III.4.a. 1^{ère} méthode : Etude de la hauteur de lévitation

Pour cette étude nous avons réalisé une expérience de lévitation d'une seule poussière et nous nous sommes placés dans les conditions de décharge nécessaires à sa stabilisation. Ces conditions sont celles pour lesquelles les profils de potentiel ont pu être mesurés par la sonde émissive différentielle.

Nous avons mesuré la hauteur de lévitation de la poussière pour les cinq tensions de polarisation du disque. L'évolution de cette hauteur est représentée sur la Figure III.7 où nous avons superposé les cinq images correspondant aux cinq valeurs de V_{polar} . Le graphe correspondant est donné sur la Figure III.8 où nous avons figuré également les hauteurs théoriques. La droite est un ajustement linéaire des points expérimentaux. Nous avons placé ces hauteurs sur les profils de potentiel afin d'en déduire le potentiel local d'équilibre V_{eq} et le champ électrique E_{eq} correspondant. Nous avons ensuite posé l'égalité entre la force de gravité et la force électrique à la hauteur d'équilibre mesurée h_{exp} pour en déduire Q_d :

$$Q_d = \frac{m_d g}{E_{\text{eq}}} \quad (3.35)$$

Les valeurs numériques de ces différentes grandeurs sont données dans le Tableau III.4.

V_{polar} (Volts)	-26.5	-32	-38	-44	-50
h_{exp} (mm)	1.9	2.3	2.6	2.9	3.3
V_{eq} (Volts)	-3.9	-3.6	-3.9	-4.2	-4.4
E_{eq} (kV/m)	2.1	1.6	2.1	2.2	2.4
Q_d ($10^5 e^-$)	4.3	5.6	4.3	4.2	3.8

Tableau III.4 : Valeurs numériques des hauteurs de lévitation

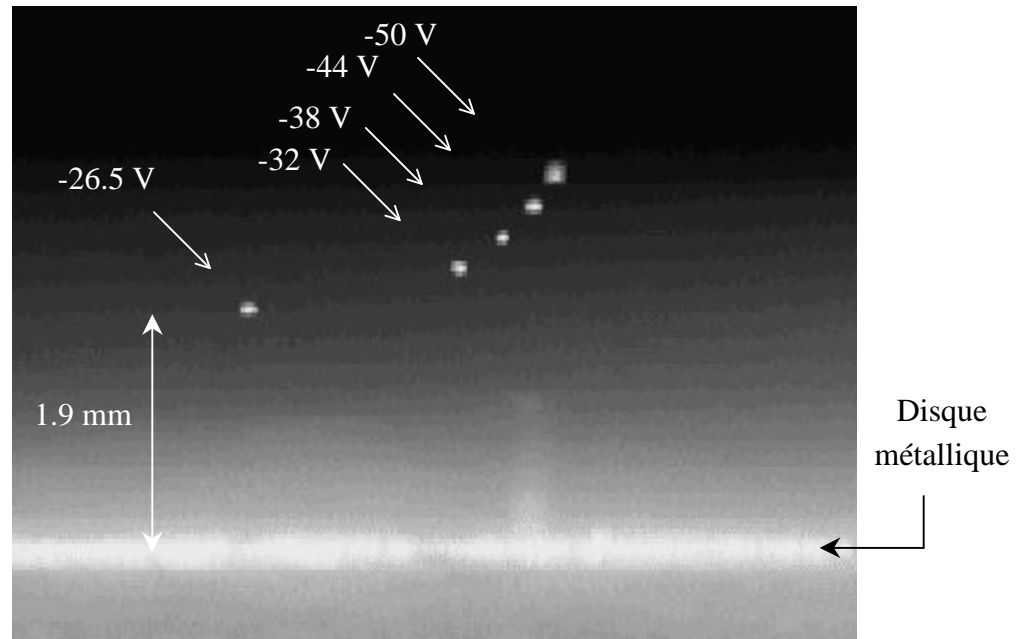


Figure III.7 : Hauteur de lévitation en fonction de V_{polar}

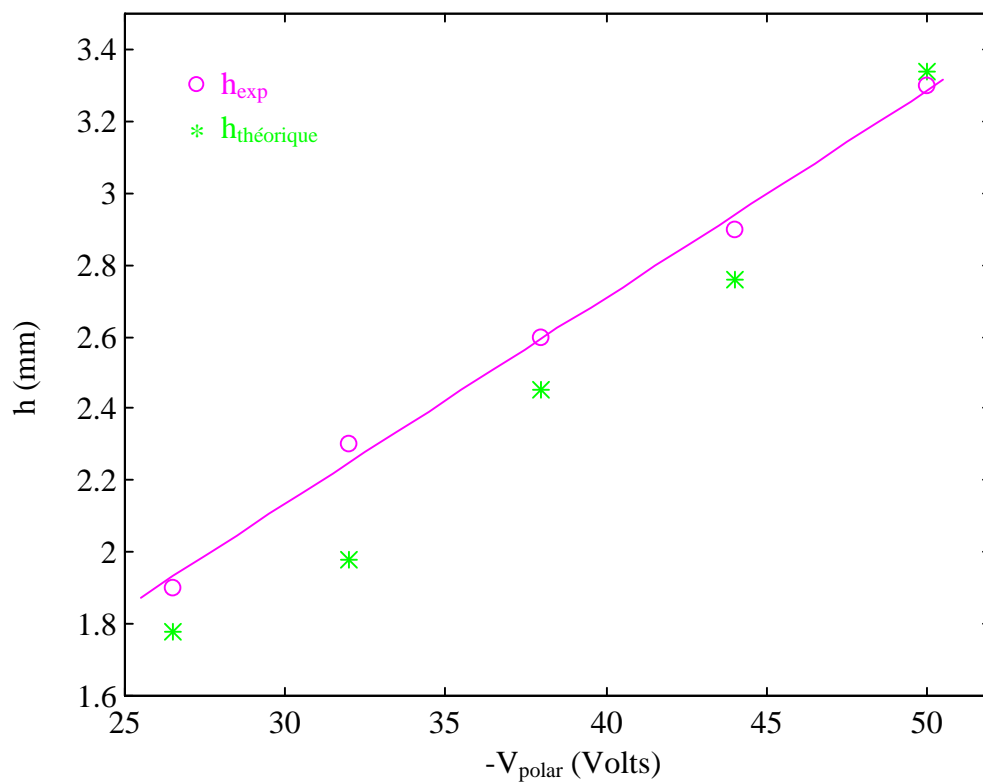


Figure III.8 : Hauteurs de lévitation expérimentales et théoriques en fonction de V_{polar}

Nous constatons sur la Figure III.7 que la hauteur de lévitation augmente avec la tension de polarisation du disque métallique mais que le potentiel d'équilibre et le champ électrique d'équilibre restent relativement constants (Tableau III.4). Plus précisément nous obtenons les valeurs moyennes :

$$V_{eq} = (-4 \pm 0.4) \text{ Volts}$$

$$E_{eq} = (2 \pm 0.4) \text{ kV/m}$$

Cela signifie que la poussière, stable dans la région de gaine où le potentiel $V_{eq} \approx -4$ Volts, suit l'élargissement de la gaine (elle reste sur le potentiel $V_{eq} \approx -4$ Volts) tout en conservant une charge à peu près constante :

$$Q_d = (4.4 \pm 1.2) 10^5 e^-$$

Cet effet est mis en évidence sur la Figure III.8 où la hauteur de lévitation croît linéairement avec la tension de polarisation comme sur la Figure III.5. Nous pouvons remarquer un léger décalage de la poussière vers la droite lorsque nous augmentons V_{polar} ($-26.5 \rightarrow -50$ Volts) sans doute induit par des inhomogénéités de potentiel dans le plan horizontal. Ce déplacement ne semble pas affecter de façon significative les résultats.

Nous constatons que la charge déduite expérimentalement est supérieure à celle calculée par le modèle OML ($Q_d = 3.7 10^5 e^-$). Nous discuterons de cette différence dans le paragraphe III.4.c après avoir décrit dans le paragraphe III.4.b la deuxième méthode expérimentale permettant de déterminer la charge d'une poussière.

III.4.b. 2^{ème} méthode : Etude de l'oscillation d'une poussière

Nous pouvons observer expérimentalement deux types d'oscillations verticales (perpendiculairement au disque) :

- L'oscillation naturelle
- L'oscillation forcée

Dans le cas de l'oscillation naturelle, l'équation du mouvement de la poussière s'écrit de la façon suivante :

$$m_d \ddot{z} = F_e + F_g \quad (3.36)$$

En développant l'expression des forces, nous pouvons écrire :

$$m_d \ddot{z} = Q_d E(z) + m_d g \quad (3.37)$$

En supposant que l'amplitude des oscillations est faible autour de la position d'équilibre z_0 , nous linéarisons (3.37) autour de $z = z_0$ en posant :

$$\begin{aligned} z &= z_0 + z_1 \\ E &= E_0 + E_1 \end{aligned}$$

où $E_0 = E(z_0)$ représente le champ électrique à l'équilibre et les indices 1 les petites fluctuations autour des valeurs d'équilibre.

Nous développons $E(z)$ en série de Taylor autour de z_0 :

$$E(z)_{z \rightarrow z_0} = E_0 + z_1 \left. \frac{dE}{dz} \right|_{z_0} \quad (3.38)$$

L'équation (3.37) devient :

$$\ddot{z}_1 = \underbrace{\frac{Q_d}{m_d} E_0 + g}_{=0} + \frac{Q_d}{m_d} z_1 \left. \frac{dE}{dz} \right|_{z_0} \quad (3.39)$$

En z_0 , la force de gravité et la force électrique se compensent. Le membre de droite de l'équation (3.39) se limite alors au terme du 1^{er} ordre en z_1 . L'équation (3.39) peut s'écrire sous la forme suivante :

$$\ddot{z}_1 + \omega_0^2 z_1 = 0 \quad (3.40)$$

définissant l'équation d'un oscillateur harmonique de fréquence propre $f_0 = \omega_0 / 2\pi$ où ω_0 est défini par la relation suivante :

$$\omega_0^2 = \frac{Q_d}{m_d} \left. \frac{dE}{dz} \right|_{z_0} \quad (3.41)$$

En mesurant la fréquence d'oscillation f_0 de la poussière et en connaissant le profil de potentiel de la gaine nous pouvons alors déterminer la charge Q_d :

$$Q_d = \frac{m_d \omega_0^2}{\left. \frac{dE}{dz} \right|_{z_0}} \quad (3.42)$$

La Figure III.9 montre l'oscillation naturelle d'une poussière animée d'un mouvement dans le plan horizontal. La combinaison de ce mouvement avec l'oscillation dans le plan vertical nous donne une trajectoire sinusoïdale. La Figure III.9 est obtenue en superposant 22 images consécutives.

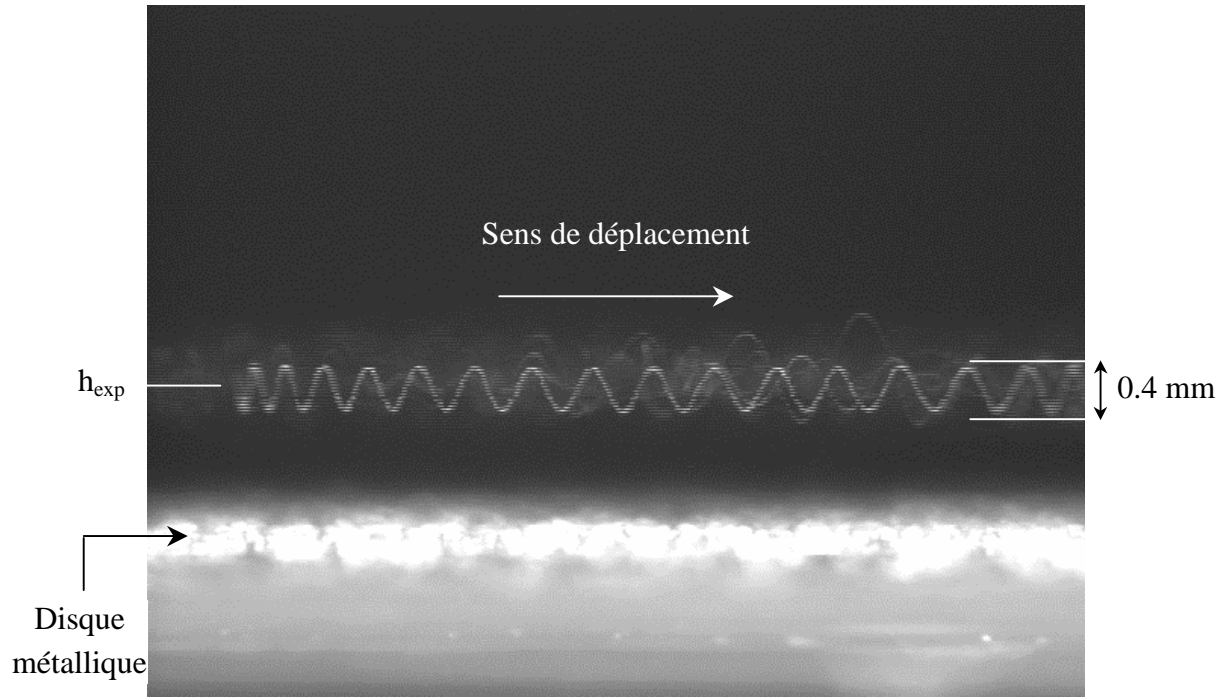


Figure III.9 : Oscillation naturelle d'une poussière

Les conditions expérimentales pour lesquelles cette oscillation naturelle est observée ne sont pas exactement identiques à celles qui nous ont permis de mesurer les profils de potentiel avec les sondes différentielles. La différence vient de la valeur de I_f (et par conséquent de I_D) qui est plus élevée ici. En effet ces oscillations naturelles ne sont observées que lorsque le courant de décharge est fort (> 0.2 A) ou lorsque la pression d'argon est faible ($\approx 8 \cdot 10^{-4}$ mbar). Lorsque $I_D = 0.15$ A et $P_{ar} = 10^{-3}$ mbar ces oscillations disparaissent et les poussières se stabilisent (cas présenté dans le paragraphe III.4.a). Cependant la mesure de la hauteur de lévitation de la poussière sur la Figure III.9 nous a donné une valeur proche de celle obtenue dans le paragraphe III.4.a pour $V_{polar} = -26.5$ Volts : $h_{exp} \approx 2$ mm et une amplitude de ± 0.2 mm. Nous pouvons alors prendre comme approximation du champ électrique local la valeur donnée dans le Tableau III.4 : $E_{eq} = 2.1$ kV/m. La dérivée du champ électrique E en z_0 est calculée en utilisant la fonction empirique définie par l'équation (3.34). La fréquence d'oscillation f_0 mesurée sur la partie centrale de la Figure III.9 est :

$$f_0 = (17 \pm 1) \text{ Hz}$$

Dans ces conditions l'équation (3.42) nous donne la valeur suivante pour la charge Q_d :

$$Q_d = (4.3 \pm 0.5) 10^5 e^-$$

Cette valeur de Q_d est du même ordre de grandeur que celle obtenue par la mesure de la hauteur de lévitation. Dans ces deux expériences nous avons mesuré une charge qui est du même ordre de grandeur que celle prédite par le modèle OML ($Q_d \approx 3.7 10^5 e^-$). Nous allons voir que cet ordre de grandeur est également obtenu par l'analyse d'une oscillation forcée.

L'oscillation d'une poussière, initialement stable peut être induite par une source extérieure^[51]. Dans l'expérience qui suit, nous avons superposé au potentiel flottant du disque métallique, un potentiel sinusoïdal d'amplitude F_0 et de fréquence $f = 2\pi/\omega$ réglable. Les conditions de la décharge sont les suivantes :

$$\begin{aligned} P_{ar} &= 1.1 10^{-3} \text{ mbar} \\ I_f &= 12.2 \text{ A} & I_D &= 0.14 \text{ A} \\ V_f &= 14.1 \text{ Volts} & V_D &= -40 \text{ Volts} \end{aligned}$$

Ces conditions sont similaires à celles du paragraphe III.3.a si bien que les profils de potentiel obtenus pourront nous servir de référence.

L'équation du mouvement de la poussière est l'équation (3.36) à laquelle nous ajoutons le terme d'excitation $F_0 \cos(\omega t)$. Nous allons également ajouter dans cette étude un terme supplémentaire d'amortissement F_{nd} traduisant la friction avec le gaz neutre. Les applications numériques montreront que ce terme reste négligeable, justifiant son absence dans l'étude précédente (3.36). L'équation du mouvement devient :

$$m_d \ddot{z} = F_e + F_g - F_{nd} + F_0 \cos(\omega t) \quad (3.43)$$

La force de friction du gaz suit la formule d'Epstein^[52] adaptée au régime cinétique (basse pression) :

$$\vec{F}_{nd} = \frac{4}{3} \pi r_d^2 m_n n_n C_n \vec{v}_{nd} \quad (3.44)$$

où $C_n = \left(\frac{8kT_n}{\pi m_n} \right)^{1/2}$, m_n , n_n et T_n représentent respectivement la vitesse thermique, la masse,

la densité et la température des neutres. T_n est pris égal à la température ambiante $\approx 300 \text{ }^\circ\text{K}$.

$\vec{v}_{nd} = \vec{v}_n - \vec{v}_d$ où \vec{v}_n est la vitesse de dérive du gaz que l'on supposera nulle et \vec{v}_d la vitesse de la poussière qui peut s'écrire \dot{z}_1 .

Si l'on pose :

$$k_1 = \frac{4}{3} \pi r_d^2 m_n n_n C_n \quad (3.45)$$

$$\tau = \frac{m_d}{k_1} \quad (3.46)$$

$$F_m = F_0 / m_d \quad (3.47)$$

où τ est le temps d'amortissement, nous obtenons l'équation du mouvement suivante :

$$\ddot{z}_1 + \frac{1}{\tau} \dot{z}_1 + \omega_0^2 z_1 = F_m \cos(\omega t) \quad (3.48)$$

La solution de cette équation est :

$$z(t) = A(\omega) \cos(\omega t - \delta) \quad (3.49)$$

où la fonction $A(\omega)$ représente l'amplitude de l'oscillation en fonction de la fréquence de l'excitation :

$$A(\omega) = \frac{F_m}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \frac{\omega^2}{\tau^2}}} \quad (3.50)$$

δ est la phase définie par la relation suivante :

$$\tan \delta = \frac{\omega/\tau}{(\omega_0^2 - \omega^2)} \quad (3.51)$$

L'amplitude $A(\omega)$ variant également en fonction de τ , nous obtenons le faisceau de courbes représenté sur la Figure III.10 (τ_1 est choisi de façon arbitraire et la fréquence de l'excitation est supposée égale à 10 Hz).

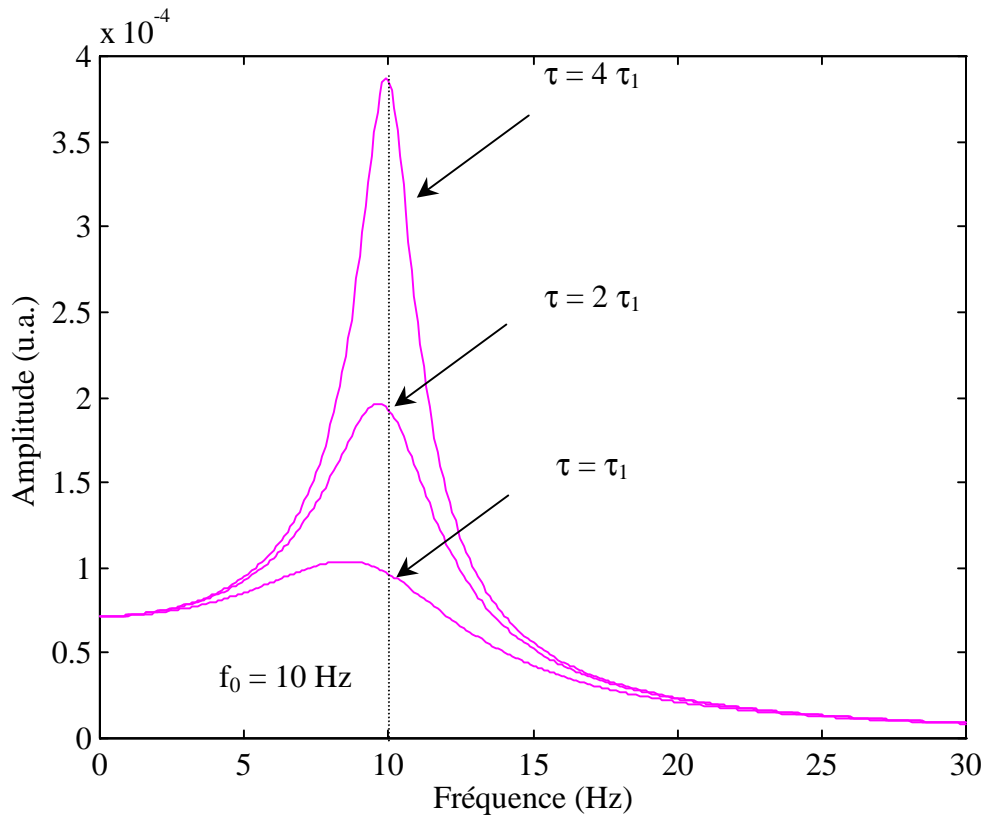


Figure III.10 : *Amplitude de l'oscillation en fonction de ω et de τ*

Nous remarquons sur la Figure III.10 que l'amplitude de l'oscillation est maximale au voisinage de la fréquence d'excitation. Ce maximum se déplace vers des fréquences plus basses lorsque l'amortissement augmente ($\tau \rightarrow 0$).

La Figure III.11 montre l'oscillation d'une poussière pour différentes valeurs de la fréquence d'excitation. Pour chacune des fréquences nous avons superposé 50 images. La hauteur de lévitation moyenne mesurée est :

$$h_{\text{exp}} \approx 1.9 \text{ mm}$$

La Figure III.12 regroupe les amplitudes mesurées en fonction de la fréquence d'excitation (cercles). La fonction $A(\omega)$ définie par l'équation (3.50) est tracée avec un paramètre τ égal à 5.54 s calculé d'après les équations (3.45) et (3.46) ($C_n \approx 400 \text{ m/s}$, $k_1 \approx 2.7 \cdot 10^{-12} \text{ kg/s}$) et comme paramètre libre de l'ajustement, la fréquence de résonance $\omega_0 = 2\pi f_0$. La valeur de f_0 issue de l'ajustement est :

$$f_0 = 19.2 \text{ Hz}$$

On peut noter que les points expérimentaux sont peu nombreux au voisinage du maximum de la courbe. Nous n'avons pas pu explorer le domaine de fréquence au voisinage de 19 Hz car la pression du gaz neutre étant très faible (i.e. τ grand) l'amplitude maximale de l'oscillation devient très grande ($\gg 1$ mm) lorsque la fréquence d'excitation est parfaitement égale à la fréquence naturelle. Cette oscillation de forte amplitude ne permet pas de conserver la poussière en lévitation. Le paramètre que nous dégageons sans ambiguïté est la fréquence de résonance de l'oscillation. Cette valeur de f_0 nous permet de calculer la charge Q_d de la poussière grâce à l'équation (3.42) :

$$Q_d = 4.4 \cdot 10^5 e^-$$

Cette oscillation nous permet également d'estimer la valeur de la force F_{nd} . Connaissant l'amplitude et la fréquence de l'oscillation (≈ 1 mm à 19 Hz) on peut calculer la vitesse de la poussière $v_d = 38$ mm/s. On obtient :

$$F_{nd} = k_1 v_d \approx 10^{-13} \text{ N}$$

Comme nous l'avions annoncé, cette force est très faible par rapport à la force de gravité (en 10^{-10} N) où même par rapport aux forces ioniques (en 10^{-11} N).

Le phénomène de résonance a également été utilisé dans d'autres expériences^[27], pour mesurer la charge de poussières de rayon $r_d = 9 \mu\text{m}$ et de masse $m_d \approx 1.3 \cdot 10^{-11}$ kg en équilibre dans un plasma d'argon de forte pression ($P_{ar} = 7.5 \cdot 10^{-1}$ mbar) produit par une décharge RF. Dans ces conditions expérimentales les poussières étaient en phase solide et formaient des structures hexagonales. Comme nous le verrons dans le chapitre V, en phase solide, les poussières sont fortement couplées et leur charge dépend également de la présence des autres poussières. Notons que le modèle OML, valide dans le cas d'une poussière isolée (notre cas expérimental) n'est plus applicable ici. En imposant une tension sinusoïdale basse fréquence sur l'électrode de la décharge, les poussières en phase organisée oscillent toutes verticalement et une étude similaire à celle présentée précédemment leur a permis d'évaluer la charge d'une poussière (ou des poussières) dans ces conditions là. Notons par ailleurs, que la courbe de résonance (d'une poussière isolée) que nous avons obtenue est extrêmement piquée du fait d'une pression d'argon très faible ($P_{ar} = 1.1 \cdot 10^{-3}$ mbar) contrairement à la courbe de résonance de la référence^[27] où la pression du gaz est élevée.

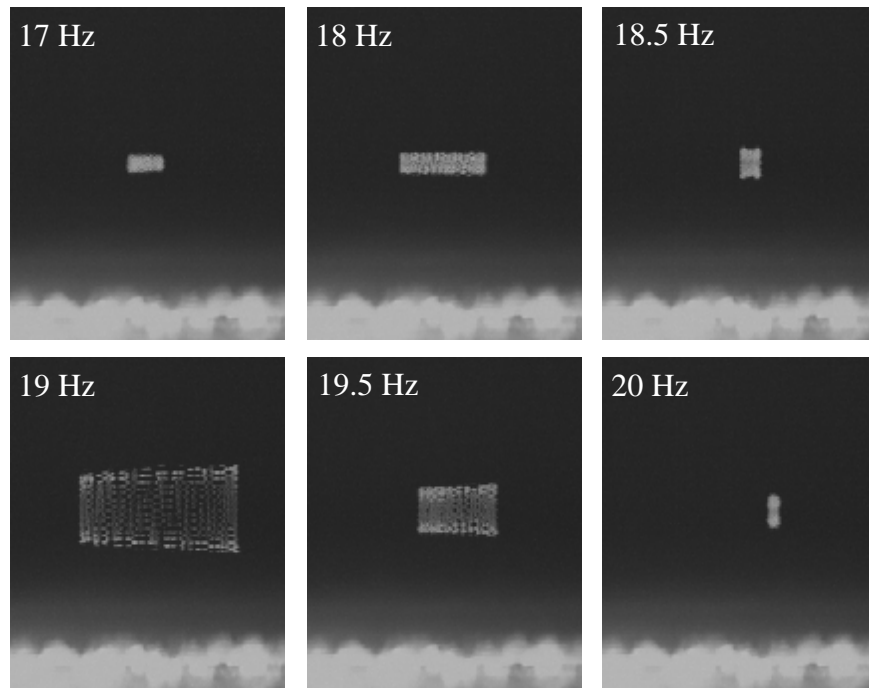


Figure III.11 : *Oscillations forcées d'une poussière en fonction de la fréquence d'excitation*

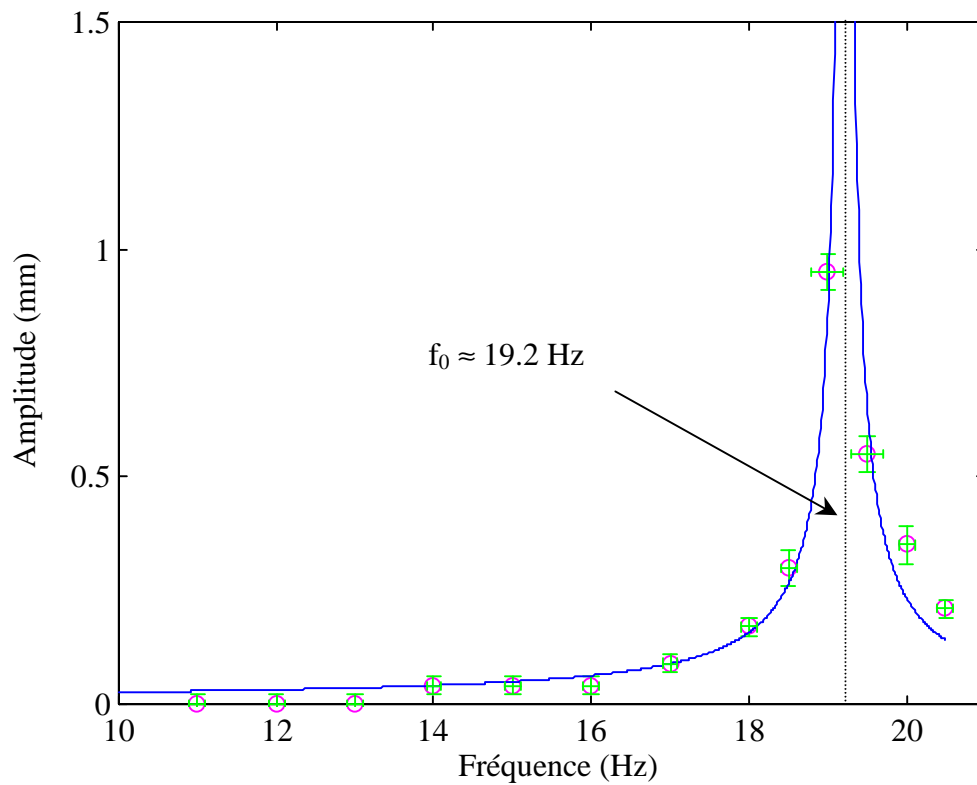


Figure III.12 : *Amplitude des oscillations et meilleur ajustement par $A(\omega)$*

III.4.c. Discussion

Pour chacune des méthodes expérimentales que nous venons de décrire, nous avons obtenu une valeur de Q_d du même ordre de grandeur que la valeur prédite par le modèle OML. Nous constatons cependant que les valeurs mesurées sont supérieures à la valeur théorique. Les méthodes expérimentales présentées nous ramènent à des équations à deux inconnues ((3.35) et (3.42)), la charge Q_d que nous voulons calculer et le champ électrique E . Nous nous sommes ramené à une seule inconnue en effectuant des mesures du profil de potentiel de la gaine avec le diagnostic de sondes différentielles (voir II.3.e et III.3.a). Ce diagnostic intrusif ne nous permet pas d'obtenir une résolution spatiale inférieure au millimètre (taille des sondes) et les mesures que nous avons effectuées sont donc intégrées sur ce domaine. Cette intégration a sans doute pour effet d'aplatir les profils de potentiel mesurés et entraîne par conséquent une sous-estimation du champ électrique présent dans la gaine. Pour être en accord avec les observations, la charge Q_d doit alors être plus élevée. De plus, les mesures ayant été effectuées en l'absence de poussières, nous avons fait ainsi l'hypothèse implicite que les poussières ne modifient pas la forme du profil de potentiel. Cependant les effets de leur présence dans la gaine ont pu être observés avec le diagnostic de FIL. Les résultats sont présentés dans le paragraphe suivant (§ III.5).

III.5. Influence des poussières sur la gaine

Afin d'évaluer l'influence que peuvent avoir les poussières sur le profil de potentiel de la gaine, il faut être capable de mesurer ce profil en présence de poussières et de le comparer à celui obtenu sans poussières. Cela peut être réalisé avec un diagnostic non intrusif tel le diagnostic de Fluorescence Induite par Laser décrit dans le paragraphe II.3.f.

III.5.a. Résultats préliminaires obtenus avec la FIL

Sur la Figure III. 13 sont représentées les courbes typiques obtenues avec ce diagnostic dans la zone de gaine. Ici nous n'avons figuré que la composante correspondant au faisceau incident pour deux positions différentes dans la gaine (deux hauteurs du PM) et pour les paramètres de décharge suivant :

$$P_{ar} = 1.1 \cdot 10^{-3} \text{ mbar}$$

$$I_f = 12.7 \text{ A}$$

$$V_f = 15 \text{ Volts}$$

$$V_{polar} = -38 \text{ Volts}$$

$$I_D = 0.24 \text{ A}$$

$$V_D = -40 \text{ Volts}$$

Notons que le courant de décharge est ici plus important que dans les expériences où nous avons utilisé les sondes différentielles. En effet, pour avoir les fonctions de distribution en vitesse des ions avec un bon rapport signal/bruit, le rayonnement de fluorescence doit être important. Afin d'augmenter la densité des ions qui diminue dans les régions de pré-gaine et de gaine, nous avons augmenté le courant d'émission des filaments. L'amplitude est en unité arbitraire et les échelles sont différentes pour les deux courbes, l'objectif est avant tout de constater l'accélération des ions dans la gaine et non de calculer la densité correspondante nécessitant une bonne interprétation des profils. L'élargissement de la courbe lorsqu'on pénètre dans la gaine n'est pas significatif et ne traduit pas une augmentation de la température ionique. En effet le diagnostic a une résolution spatiale de $488\text{ }\mu\text{m}$ et intègre donc le signal émis par tous les ions compris dans cet intervalle de hauteur. Plus on s'enfonce dans la gaine, plus le gradient de potentiel est fort et plus la dispersion en vitesse des ions est importante sur $488\text{ }\mu\text{m}$. Les profils observés dans ces conditions sont donc le résultat d'un produit de convolution entre le profil réel et la fonction d'appareil représentant la fente du PM (fonction carrée en principe). Ce travail dépassant le cadre de notre étude, nous avons décidé de relever la valeur de la vitesse correspondant au maximum de la fonction de distribution v_{max} en fonction de la distance au disque.

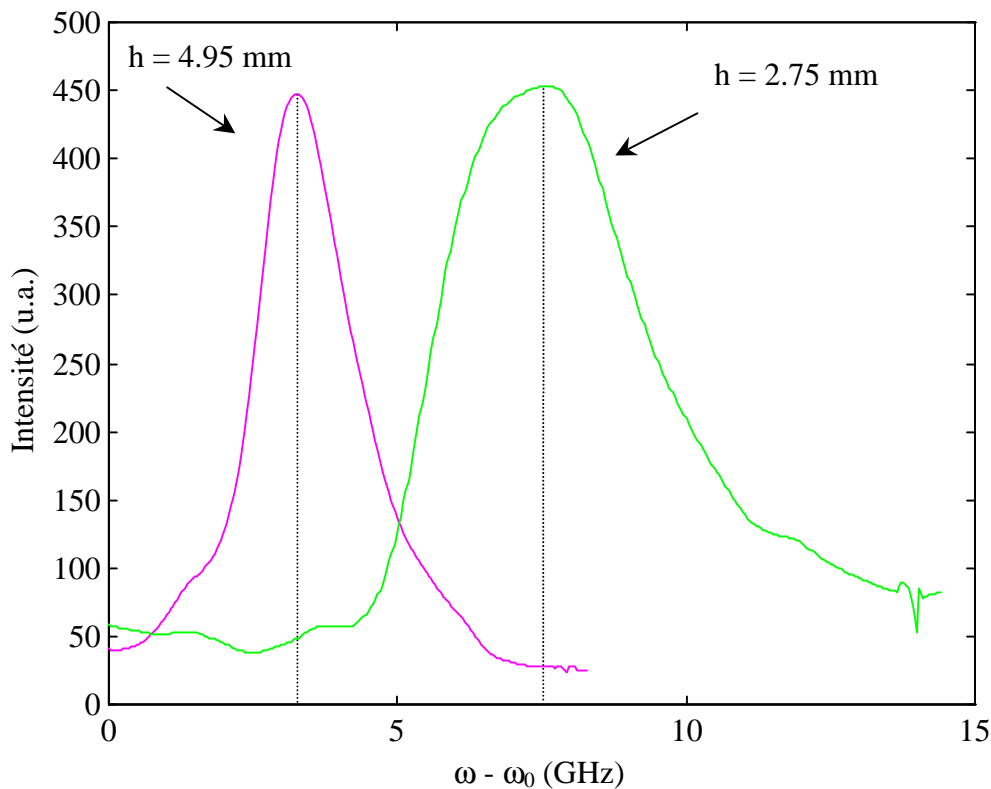


Figure III. 13 : *Fonctions de distribution des ions pour 2 hauteurs*

Sur la Figure III.14 a) nous avons représenté l'évolution de v_{\max} pour deux valeurs de la tension de polarisation du disque : -26.5 Volts et -38 Volts. La Figure III.14 b) donne les potentiels correspondants (voir (2.23)) ainsi que les courbes ajustées décrites par une fonction de la forme $V(z) = -a \exp(-bz) + c$ (éq. (3.34)) identique à celle trouvée pour les mesures de sondes différentielles. Les paramètres a , b , c sont toutefois différents.

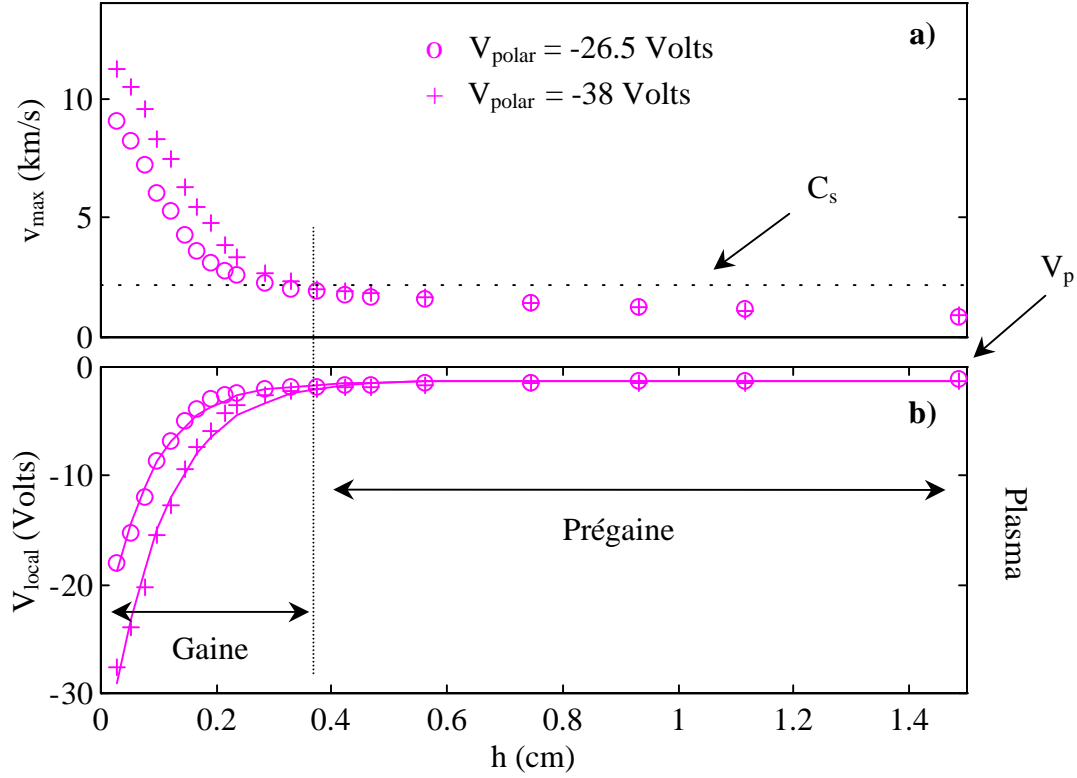


Figure III.14 : a) Vitesse des ions b) Profils de potentiel

Une acquisition de sonde de Langmuir dans ces conditions de décharge nous a donné une température électronique de $T_e = 1.88$ eV. Nous pouvons ainsi calculer la vitesse du son $C_s = 2.2$ km/s que nous avons représentée en pointillés sur la Figure III.14 a). C_s est atteint en $h \approx 0.29$ cm pour $V_{\text{polar}} = -26.5$ Volts et en $h \approx 0.35$ cm pour $V_{\text{polar}} = -38$ Volts. Ceci nous permet de délimiter la zone de gaine, la zone de pré-gaine (zone d'accélération qui permet aux ions d'atteindre C_s) pour arriver finalement dans une zone ($h \approx 2$ cm, non représentée ici) où le potentiel ne varie plus, le plasma (Figure III.14 b)).

III.5.b. Influence des poussières sur la dynamique des ions

Dans ce paragraphe nous avons restreint notre région d'étude (intervalle de hauteur) à la zone de lévitation des poussières. Les conditions de la décharge sont les suivantes :

$$P_{\text{ar}} = 1.1 \cdot 10^{-3} \text{ mbar}$$

$$I_f = 12.6 \text{ A}$$

$$V_f = 15.19 \text{ Volts}$$

$$V_{\text{polar}} = -38 \text{ Volts}$$

$$I_D = 0.22 \text{ A}$$

$$V_D = -40 \text{ Volts}$$

Dans ces conditions, les poussières sont en phase fluide et lèvitent à une hauteur de $2.7 \pm 0.1 \text{ mm}$ tout en oscillant dans le plan vertical avec une amplitude de l'ordre de $\pm 0.25 \text{ mm}$ (même comportement que dans le § III.4.b). Les mesures ont donc été réalisées entre 2.3 et 3.1 mm avec en permanence entre 6 et 8 poussières traversant le faisceau laser. La Figure III.15 donne la vitesse des ions dans cette zone en a) et le potentiel accélérateur correspondant en b). Pour les deux figures la barre d'erreur n'est représentée que sur le point à $h = 2.67 \text{ mm}$ (pour raisons de clarté) mais s'applique à l'ensemble des points. L'erreur provient de la détermination du maximum de la fonction de distribution des ions.

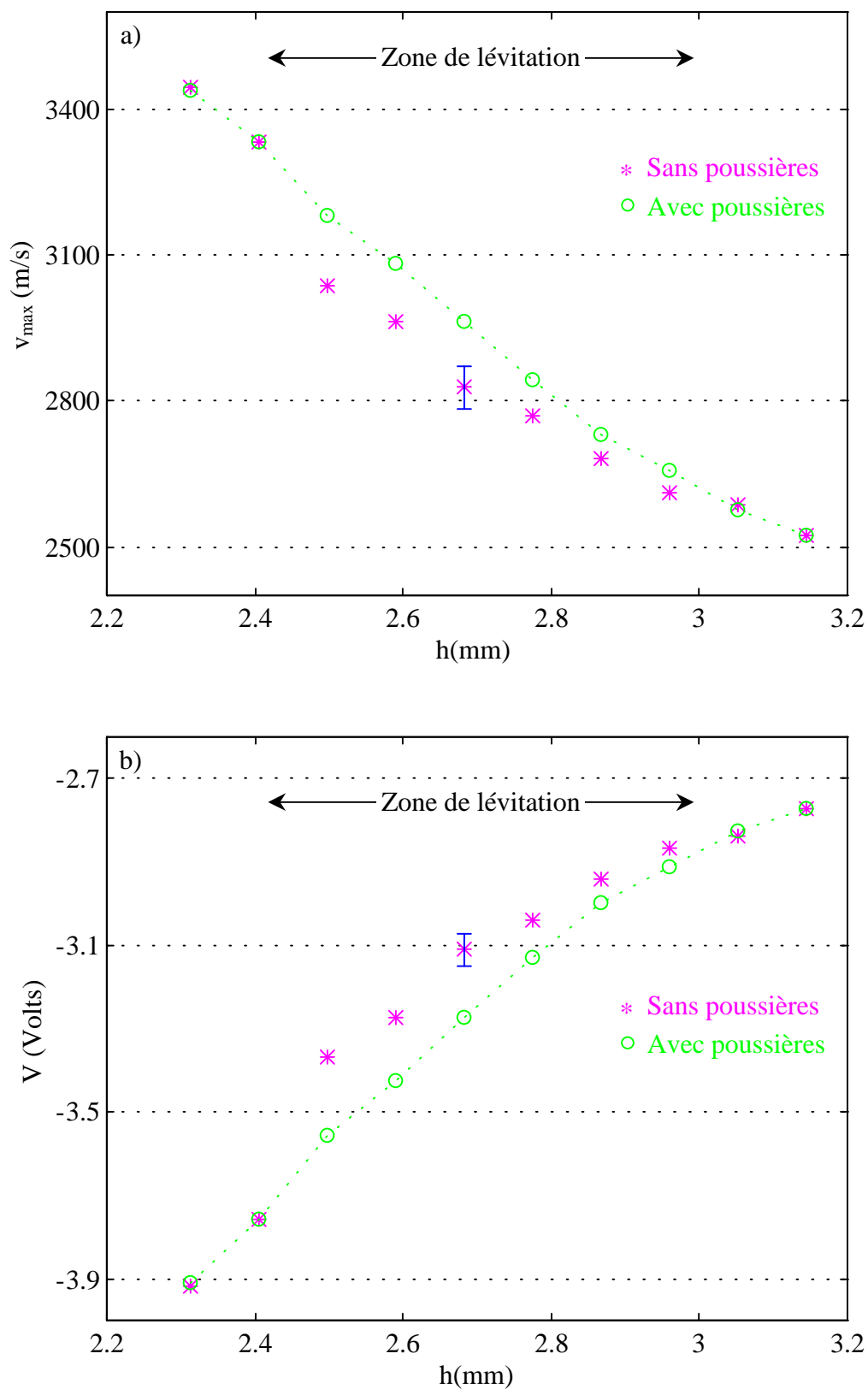


Figure III.15 : a) Vitesse des ions et b) potentiel accélérateur, en fonction de la distance au disque dans la zone de lévitation

Nous constatons sur la Figure III.15 a) (courbe avec o) qu'il y a une accélération des ions en présence de poussières, dans une zone centrée sur la hauteur de lévitation et dont la largeur est sensiblement égale à l'amplitude des oscillations. Les courbes se superposent de part et d'autre de cette zone ($h < 2.4$ mm et $h > 3$ mm). Par conséquent nous observons sur la Figure III.15 b) une augmentation en valeur absolue du potentiel local accélérant les ions. Ces mesures traduisent le fait que les ions qui se dirigent vers le disque, trouvent sur leur trajet un nuage de poussières dont le potentiel de surface est fortement négatif par rapport au potentiel local de (-3.25 ± 0.45) Volts. En effet, la charge qu'aurait une poussière en équilibre dans le profil non perturbé (courbe avec *) à la hauteur de lévitation $h \approx 2.7$ mm, est donnée expérimentalement par :

$$Q_d = \frac{m_d g}{E} = 3.8 \cdot 10^5 e^-$$

correspondant à un potentiel $V_d \approx -17$ Volts. Notons que la vitesse du son $C_s \approx 2100$ m/s (avec $T_e \approx 1.8$ eV) est atteinte pour $h > 3.2$ mm. Ceci démontre que les poussières lèvitent en dessous de la zone de pré-gaine, c'est à dire dans une zone où les ions sont supersoniques.

La faible différence dans les mesures de potentiel avec et sans poussières (160 m/s \rightarrow 0.18 V en $h = 2.5$ mm) s'explique par le peu de poussières présentes dans le faisceau laser lors des mesures. En effet, les mesures de fluorescence sont intégrées sur un volume fixé par le rayon du faisceau laser r_L et la largeur l_f de la fente du PM soit : $\pi \times r_L^2 \times l_f \approx 3.5 \cdot 10^{-9} \text{ m}^3$ alors que le volume représenté par 8 poussières est égal à : $8 \times 4 \times \pi \times r_d^3 / 3 \approx 1.1 \cdot 10^{-12} \text{ m}^3$ soit un rapport de l'ordre de $3 \cdot 10^3$.

L'expérience a été renouvelée dans des conditions de décharge légèrement différentes. La modification de la vitesse des ions en présence de poussières a été de nouveau observée, ce qui confirme le caractère reproductible de ce phénomène.

Avec cette étude nous avons pu mettre en évidence l'influence des poussières sur la dynamique des ions dans la gaine. Ce résultat nous montre que les mesures de champ électrique que nous avons effectuées pour le calcul de la charge Q_d ne mettent pas en évidence l'interaction réelle qui existe entre les poussières et les particules chargées de la gaine. En effet, les flux de particules arrivant sur les poussières fixent leur potentiel de surface. En retour celles-ci vont modifier les flux de particules, à la hauteur de lévitation. Ce mécanisme "auto-cohérent" n'est pas non plus décrit par le modèle OML.

Chapitre IV

COLLISION DE DEUX POUSSIÈRES

Après avoir étudié dans le chapitre précédent le comportement d'une poussière isolée, nous allons examiner le cas où plusieurs poussières sont présentes. Dans cette situation, nous présentons un exemple de collision entre deux poussières. Cette étude nous permettra d'introduire la notion de potentiel d'interaction entre poussières au moment de la collision.

L'énergie potentielle d'interaction entre deux particules de charge de même signe Z_1e et Z_2e est l'énergie Coulombienne qui prend la forme bien connue :

$$\varphi(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0 r} \quad (4.01)$$

où r est la distance entre les deux particules.

En physique des plasmas $\varphi(r)$ est corrigé par un terme d'écrantage induit par la présence de particules chargées de signe opposé. $\varphi(r)$ est alors appelé potentiel Coulombien écranté ou potentiel de Yukawa et s'écrit :

$$\varphi(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0 r} \exp\left(-\frac{r}{\lambda_s}\right) \quad (4.02)$$

où λ_s représente la longueur d'écrantage locale.

Dans le cas où les particules chargées en interaction ne sont pas des ions et des électrons mais des poussières de charge négative, la longueur d'écrantage λ_s sera assimilée aux longueurs de Debye électronique ou ionique. Des études de collisions binaires^[23] "forcées" et d'oscillation horizontale forcée d'une chaîne de poussières^[22] ont montré que la longueur d'écrantage d'une poussière est du même ordre de grandeur que la longueur de Debye électronique.

Les rappels sur la théorie classique des collisions élastiques sont donnés dans l'Annexe 3 où sont définies les différentes grandeurs caractéristiques d'une collision binaire. Nous présentons ici un exemple de collision où la poussière cible est au repos. Nous montrons dans le paragraphe IV.2 que l'hypothèse d'une collision élastique peut être justifiée en vérifiant expérimentalement les lois de conservation de la quantité de mouvement et de l'énergie. Nous déterminons ensuite dans le paragraphe IV.3 la longueur d'écrantage λ_s de l'interaction à partir des paramètres de la collision directement mesurables. Nous comparons ensuite λ_s aux longueurs de Debye ionique et électronique que nous pouvons évaluer en tout point du potentiel de gaine du disque.

IV.1. Exemple de collisions de poussières

La Figure IV.1 a) montre un exemple de 3 collisions successives entre 4 poussières. Durant les expériences concernant les collisions entre poussières, les observations vidéos montrent que le mouvement des poussières est contenu dans un plan parallèle au disque (dans les limites de précision de la caméra). Une superposition de 29 images permet de faire apparaître les trajectoires avant et après les chocs. Nous nous intéressons à la collision entre les poussières numérotées 1 (poussière incidente) et 2 (poussière cible). Les flèches représentent le sens de la collision. Leurs trajectoires respectives après le choc sont notées 1' et 2'. La Figure IV.1 b) est un zoom des trajectoires sur lequel nous avons figuré les angles de déviation après le choc. Cette collision a été retenue pour une étude approfondie car les lois de conservation de la quantité de mouvement et de l'énergie sont assez bien vérifiées (§ IV.2). Les autres collisions (collisions 2-3 et 3-4) ne vérifient pas ces deux conditions et ne sont pas analysées. Ce non respect des lois de conservation est sans doute dû à des inhomogénéités locales du champ électrique. Cet effet peut être notamment observé avec la poussière n°1 qui décrit une trajectoire courbe quelques instants après le choc avec la poussière n°2. La présence d'une barrière de potentiel due aux flux d'électrons primaires dans la partie gauche de l'image est sans doute responsable de ce comportement. Une autre raison peut être avancée: les collisions peuvent être inélastiques (pertes de charges à la surface des poussières) en particulier quand les vitesses incidentes ont élevées.

Les conditions de la Figure IV.1 sont les suivantes :

$$P_{\text{ar}} = 10^{-3} \text{ mbar}$$

$$I_f = 12.5 \text{ A}$$

$$V_f = 14.47 \text{ Volts}$$

$$V_{\text{polar}} = -50 \text{ Volts}$$

$$I_D = 0.21 \text{ A}$$

$$V_D = -40 \text{ Volts}$$

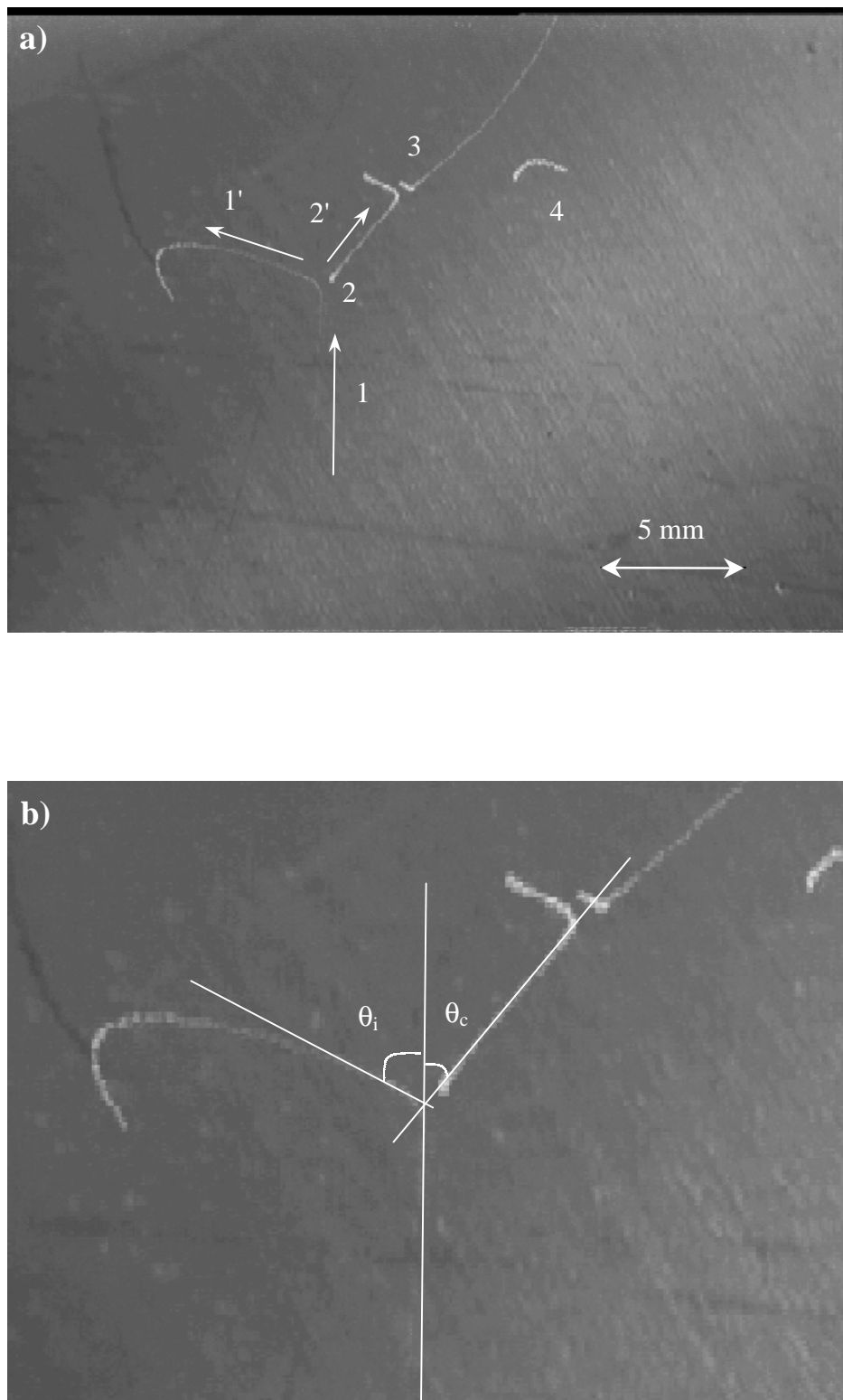


Figure IV.1 : *Collision étudiée a) Vue générale b) Zoom et angles de déviation*

Le traitement des images constituant la Figure IV.1 nous a permis d'obtenir la représentation de la Figure IV.2. Les cercles numérotés indiquent la position des poussières sur chaque image. En joignant ces points, nous pouvons simuler les trajectoires des poussières. Cette approximation n'est cependant pas valable pour décrire la trajectoire de la poussière incidente entre le point n°9 et le point n°10 (lieu de la collision). Cette imprécision est due à la faible vitesse de notre caméra (25 images/s) qui ne permet pas de décomposer le mouvement entre ces deux points. Ce mouvement est en réalité une courbe et non une droite. Du fait de cette limitation notre étude se basera essentiellement sur les mesures effectuées avant et après le choc. Les hypothèses de conservation de la quantité de mouvement et de l'énergie seront testées de part et d'autre du point n°9.

Sur la Figure IV.2 on peut constater que la poussière cible est pratiquement immobile avant le choc (points n°1 à 9). Après le choc (points n°10 à 13) les vitesses des poussières semblent approximativement constantes (points équidistants).

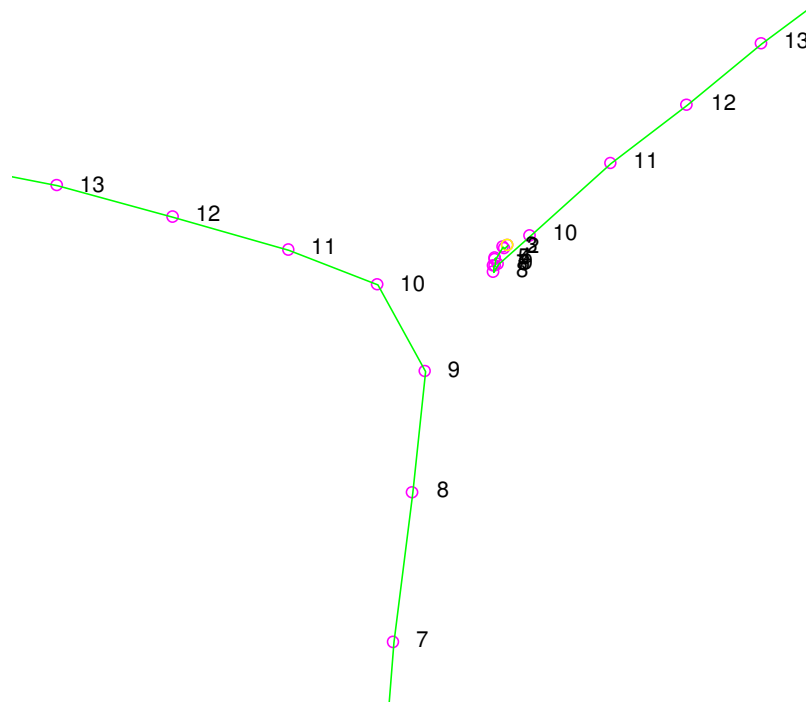


Figure IV.2 : Indices de position de la collision de la Figure IV.1

A partir de la Figure IV.2 les paramètres suivants peuvent être mesurés (paramètres définis dans l'Annexe 3) :

Le paramètre d'impact : p
 La distance de plus courte approche : r_m
 La différence des vitesses initiales : g
 Les angles de déviation : θ_i et θ_c

Nous avons obtenu par traitement informatique les valeurs suivantes :

$$\begin{aligned} p &= 300 \mu\text{m} \\ r_m &= 670 \mu\text{m} \\ g &= 50 \text{ mm/s} \\ \theta_i &= 64^\circ \\ \theta_c &= 35^\circ \end{aligned}$$

Les paramètres p et g qui sont des données expérimentales et les paramètres r_m , θ_i et θ_c qui dépendent des caractéristiques du potentiel d'interaction, nous serviront pour la détermination de la longueur d'écrantage λ_s (§ IV.3).

IV.2. Conservation de la quantité de mouvement et de l'énergie

Afin de valider l'utilisation du modèle de collisions élastiques, il faut vérifier que nous avons conservation de la quantité de mouvement et de l'énergie. En projetant les trajectoires des poussières sur deux axes orthogonaux x et y (correspondant aux axes de l'image) nous devons vérifier les équations suivantes :

$$\begin{aligned} m_i v_{ix} + m_c v_{cx} &= m_i v'_{ix} + m_c v'_{cx} \\ m_i v_{iy} + m_c v_{cy} &= m_i v'_{iy} + m_c v'_{cy} \end{aligned} \quad (4.03)$$

$$m_i v_i^2 + m_c v_c^2 = m_i v_i'^2 + m_c v_c'^2 \quad (4.04)$$

où les indices i et c désignent respectivement la poussière incidente et la poussière cible. Les vitesses affectées d'un prime indiquent les vitesses après le choc. Nos observations nous indiquent que le mouvement des poussières est contenu dans le plan (x,y) de l'image. Par conséquent il n'apparaît pas de composante de vitesses suivant un axe z perpendiculaire au disque dans les équations (4.03) et (4.04).

Sur la Figure IV.3 sont représentés les produits mv_x et mv_y de la poussière incidente (étoiles) et de la poussière cible (cercles) en fonction du temps, représenté par les indices de position définis sur la Figure IV.2. La frontière entre l'avant choc et l'après choc se situe au niveau de l'indice de position n°9 correspondant au produit mv , calculé entre l'indice de position n°9 et l'indice de position n°10. Le rapport m_i / m_c est calculé en utilisant la relation (A3.13) et les angles θ_i et θ_c mesurés. Nous en déduisons le rapport : r_{di} / r_{dc} (respectivement rayon de la poussière incidente et de la poussière cible) :

$$\frac{m_i}{m_c} = \frac{\sin 2\theta_c}{\tan \theta_i} + \cos 2\theta_c \approx 0.8 \quad (4.05)$$

$$\frac{r_{di}}{r_{dc}} = \left(\frac{m_i}{m_c} \right)^{1/3} \approx 0.93 \quad (4.06)$$

Nous prendrons ici une poussière incidente de $r_{di} = 31 \mu\text{m}$ et une poussière cible de $r_{dc} = 33.4 \mu\text{m}$. Une étude sera faite sur l'influence des variations de rayon sachant que la dispersion de notre coupe est de $r_d = 32 \pm 2 \mu\text{m}$.

Nous constatons qu'avant le choc, la poussière cible est au repos ($m_c v_{cx} \approx m_c v_{cy} \approx 0$) et que la vitesse de la poussière incidente est approximativement uniforme ($m_i v_{ix} \approx \text{cste}$, $m_i v_{iy} \approx \text{cste}$). Sur la composante x, la conservation de la quantité de mouvement est facilement observable : les deux courbes voisines de 0 avant le choc se séparent symétriquement de part et d'autre de l'axe $mv_x \approx 0$. Ce comportement est moins bien marqué sur la composante y. Nous avons représenté la somme des quantités de mouvement sur la Figure IV.4. Nous avons ajouté les barres d'erreur qui ne figuraient pas sur la Figure IV.3 pour des raisons de clarté. La décroissance de Σmv_y entre les points n°6 et n°8 provient d'un ralentissement de la poussière incidente quelques instants avant le choc. Nous faisons l'hypothèse que ce ralentissement ne résulte pas d'une interaction avec la poussière cible (qui reste immobile durant cette période) mais d'un léger relèvement du potentiel de gaine dans le plan horizontal, résultat des flux inhomogènes d'électrons primaires. Par conséquent, les conditions initiales du choc, dans la direction y, sont celles du point n°8. Nous comparons alors, le point n°8 (dernier point avant le choc) et les points n°10 et n°11 (premiers points après le choc). En effectuant cette restriction, il apparaît sur la Figure IV.4 b), que la quantité de mouvement est approximativement conservée suivant y.

La Figure IV.5 donne les énergies cinétiques des deux poussières ainsi que leur somme en fonction du temps. Les grandes barres d'erreur qui apparaissent dans la zone précédant le choc sont la conséquence de la grande vitesse de la particule incidente ($\approx 50 \text{ mm/s}$) qui ne permet pas d'effectuer des mesures très précises de la trajectoire (faible luminosité, intégration du mouvement sur chaque image).

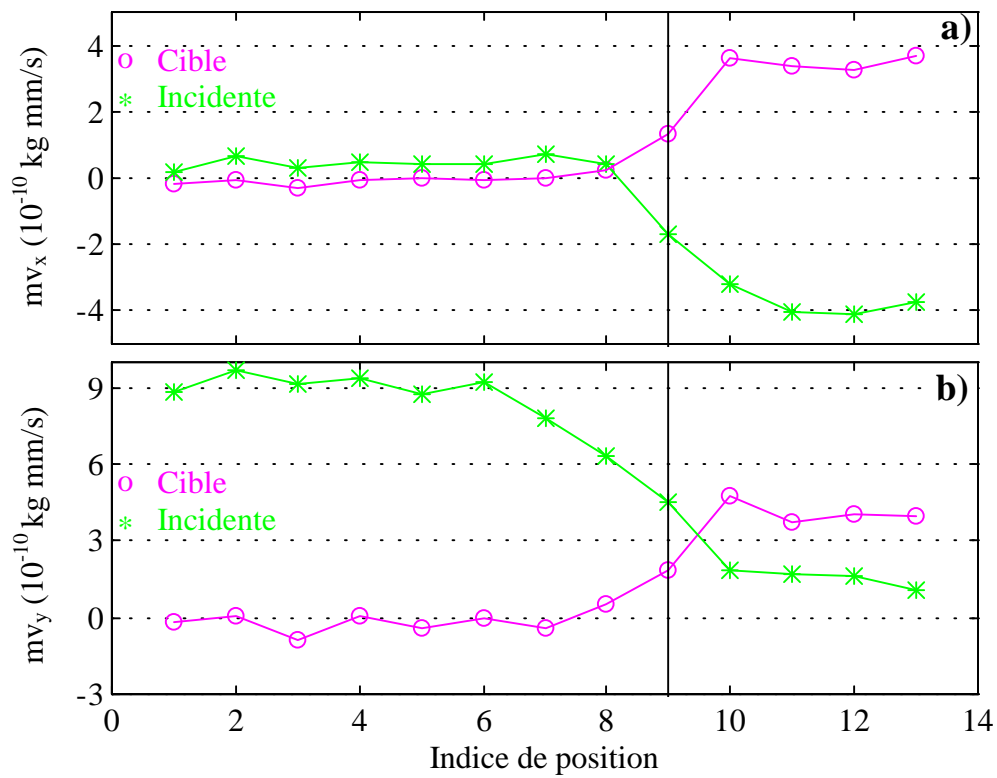


Figure IV.3 : *Quantités de mouvement suivant a) x b) y*

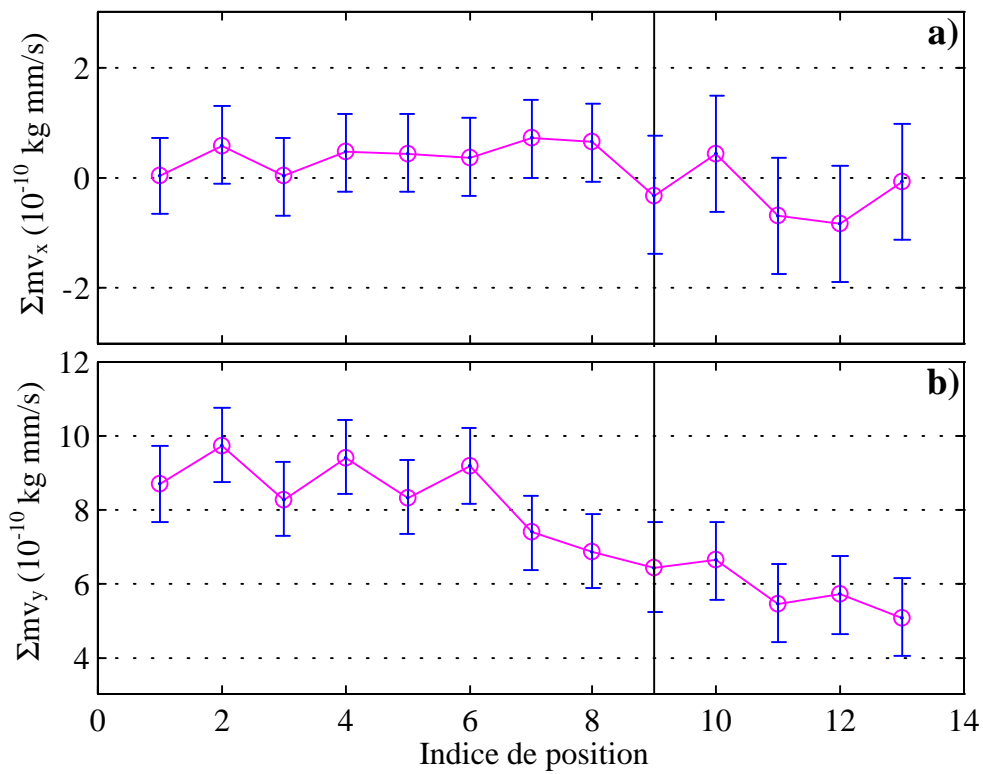


Figure IV.4 : *Somme des quantités de mouvement suivant a) x b) y*

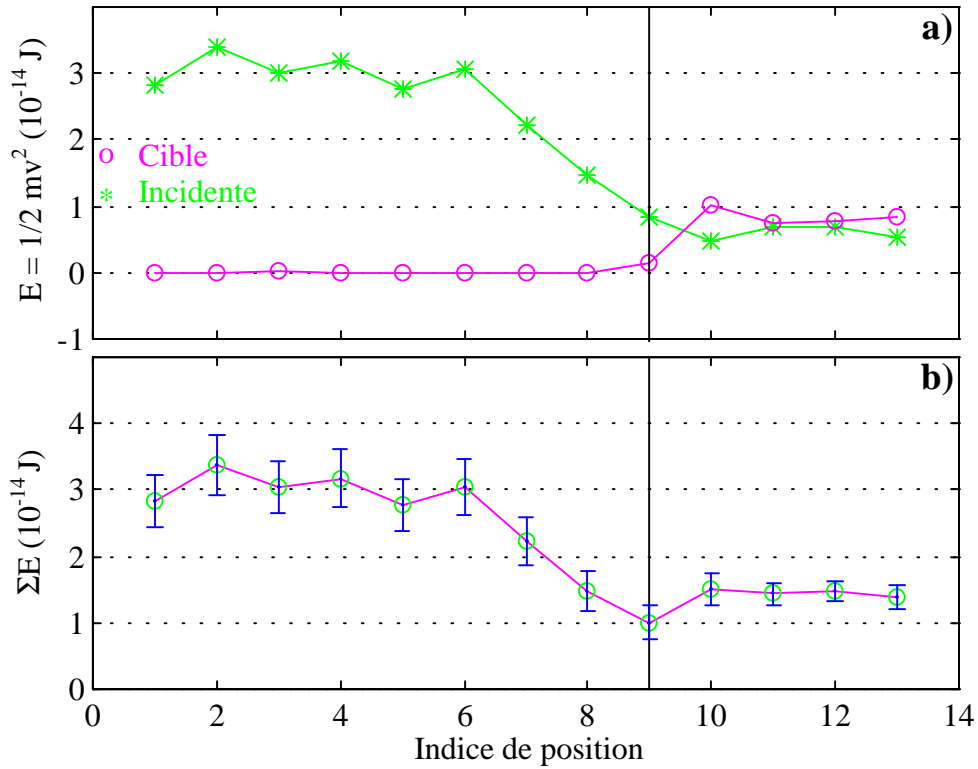


Figure IV.5 : *Conservation de l'énergie a) Énergie de chaque poussière b) Somme des énergies*

IV.3. Potentiel d'interaction - Mesure de la longueur d'écrantage

Dans ce paragraphe, nous allons considérer un potentiel d'interaction Coulombien écranté pour décrire la collision de la Figure IV.1.

En injectant l'équation (4.02) dans l'équation (A3.08) vérifiée pour $r = r_m$, nous pouvons exprimer la longueur d'écrantage λ_s en fonction des paramètres de la collision :

$$\lambda_s = -\frac{r_m}{\ln\left(\frac{2\pi\epsilon_0\mu g^2}{Z_i Z_c e^2} \frac{r_m^2 - p^2}{r_m}\right)} \quad (4.07)$$

Dans l'équation ci-dessus la seule inconnue qui subsiste est le produit $Z_i Z_c$. Comme nous l'avons vu dans le chapitre III, la charge d'une poussière peut être calculée par le modèle OML. Dans les conditions de décharge données précédemment nous obtenons un potentiel de surface pour les poussières de $V_d = -14$ V à partir duquel nous pouvons calculer les charges.

Le Tableau IV.1 donne les valeurs de λ_S obtenues pour trois couples de valeurs (r_{di}, r_{dc}) respectant la dispersion de notre coupe et le rapport 0.93 précédemment calculé. Figurent également les valeurs $Z_{i,c}$ correspondantes et les angles $\theta_{i,c}$ théoriques calculés par les équations (A3.10), (A3.11) et (A3.12).

$r_{di} (\mu m)$	$r_{dc} (\mu m)$	$\lambda_S (\mu m)$	$Z_i (10^5 e^-)$	$Z_c (10^5 e^-)$	$\theta_i (^\circ)$	$\theta_c (^\circ)$
30	32.3	443	2.92	3.14	60.8	37.4
31	33.4	453	3.01	3.25	60.6	37.6
32	34.5	463	3.11	3.35	60.5	37.7

Tableau IV.1 : Valeur de la longueur d'écrantage λ_S

Avec les paramètres p , g , r_m , θ_i et θ_c mesurés puis en utilisant le modèle OML pour la détermination du produit $Z_i Z_c$ on obtient d'après le Tableau IV.1 :

$$\lambda_S = 453 \mu m \pm 10 \mu m$$

Cette valeur ne tient pas compte des éventuelles erreurs sur les paramètres p , g et r_m de la collision. Sur la Figure IV.6, nous avons mis en évidence la sensibilité de λ_S aux valeurs de ces paramètres. Pour $r_{di} = 31 \mu m$ ($r_{dc} = 33.4 \mu m$) nous avons tracé pour plusieurs valeurs de r_m les iso-contours de λ_S dans le repère (p, g) avec :

$$r_m = 670 \pm 40 \mu m$$

$$p = 300 \pm 20 \mu m$$

$$g = 50 \pm 10 \text{ mm/s}$$

Le cercle tracé sur le diagramme où $r_m = 670 \mu m$ représente la valeur de λ_S obtenue avec les valeurs moyennes (Tableau IV.1). Dans la limite des barres d'erreur que nous avons estimées pour r_m , p et g , les iso-contours de λ_S varient entre 330 et 650 μm .

En utilisant le même type de représentation nous avons figuré la sensibilité de λ_S aux variations du couple (Z_i, Z_c) sur la Figure IV.7. Les valeurs de Z_i et Z_c présentées correspondent à une variation de :

$$V_d = -14 \pm 2 \text{ Volts.}$$

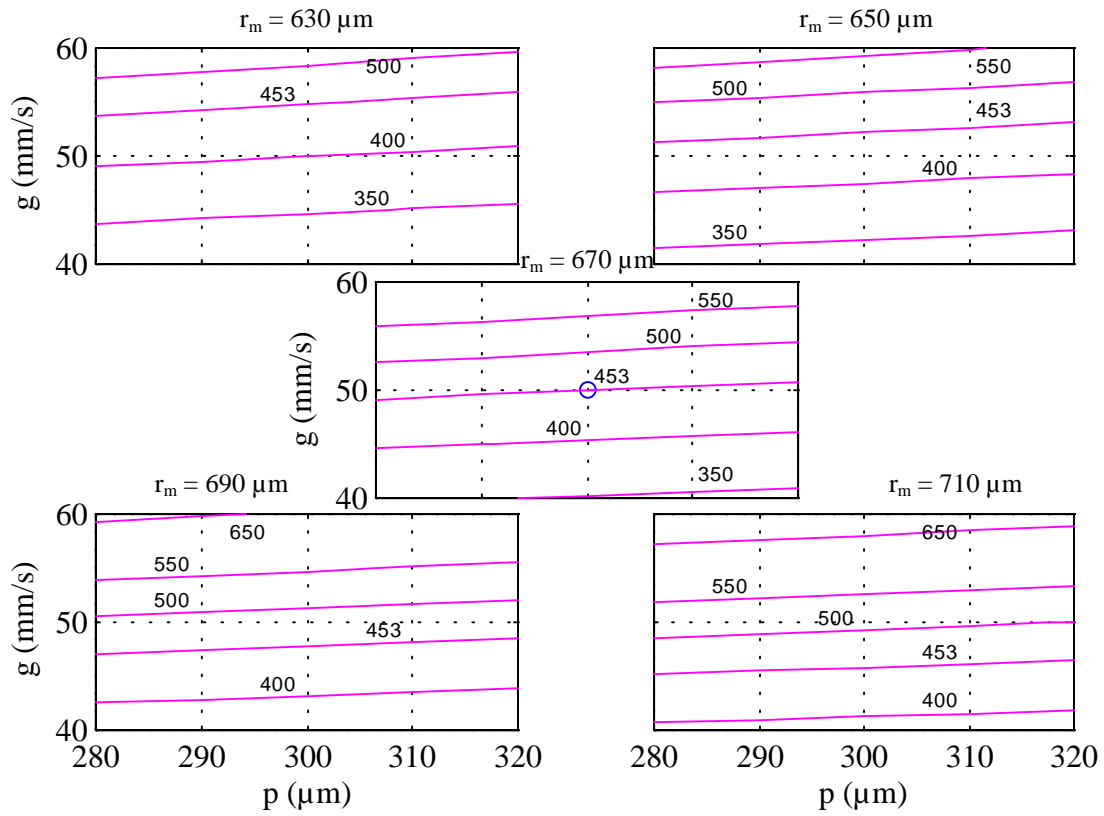


Figure IV.6 : Evolution de λ_S en fonction de r_m , p , g

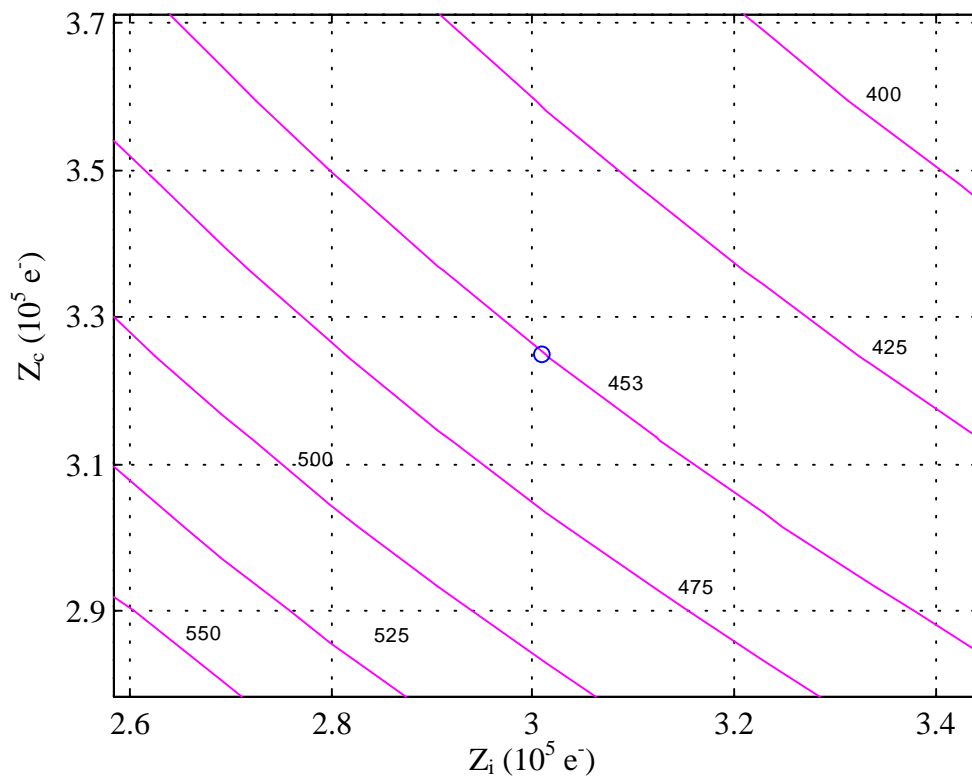


Figure IV.7 : Evolution de λ_S en fonction de Z_i , Z_c

La Figure IV.6 et la Figure IV.7, donnent l'éventail des valeurs de λ_s associées à la collision de la Figure IV.1. Dans nos conditions expérimentales nous pouvons raisonnablement avancer pour λ_s l'encadrement suivant :

$$330 \mu\text{m} < \lambda_s < 650 \mu\text{m}$$

en remarquant que la longueur d'écrantage est surtout sensible aux variations des paramètres g et $Z_i Z_c$.

Les longueurs de Debye électroniques et ioniques dans le plasma sont calculées à partir des mesures d'une sonde de Langmuir :

$$\lambda_{De} \approx 320 \mu\text{m}$$

$$\lambda_{Di} \approx 75 \mu\text{m}$$

Le profil de potentiel de gaine établi pour une polarisation de plaque de -50 Volts nous permet de calculer en fonction de la distance h au disque, les densités électroniques et ioniques. A la hauteur de lévitation nous trouvons :

$$\lambda_{De} = 640 \mu\text{m} \pm 30 \mu\text{m}$$

$$\lambda_{Di} = 85 \mu\text{m} \pm 5 \mu\text{m}$$

La longueur d'écrantage λ_s est du même ordre de grandeur que la longueur de Debye électronique, la valeur de λ_{Di} étant trop faible pour pouvoir être considérée comme la longueur caractéristique de l'interaction entre deux poussières (résultat également déduit dans d'autres expériences^[22,23]). En effet, dans la zone de lévitation, les ions ont une vitesse grande devant leur vitesse thermique (supersonique, § III.5.b) et ne sont pas capables de former une gaine autour des poussières. L'écrantage ici, traduit donc une déficience d'électrons dans une région de longueur caractéristique λ_{De} .

Chapitre V

NUAGE DE POUSSIÈRES EN PHASE ORGANISÉE

Dans ce chapitre nous allons voir comment un nuage de poussières peut être stabilisé (diminution de l'énergie cinétique des poussières au profit d'une énergie potentielle d'interaction). La formation de structures organisées a été observée dans d'autres systèmes où des particules chargées se trouvent dans des états fortement couplés : les cristaux ioniques^[53] ou électroniques^[54], à l'échelle atomique et les cristaux de colloïdes^[55] dans les fluides, à l'échelle macroscopique. Dans les plasmas poussiéreux de laboratoire, ces structures cristallines ont été observées pour la première fois dans les décharges radio-fréquence^[25-28]. Elles apparaissent lorsque le paramètre de couplage Γ (rapport entre l'énergie potentielle d'interaction et l'énergie thermique des poussières) est grand^[24]. La forte pression de neutres ($> 10^{-1}$ mbar) dans les réacteurs RF produit une force de friction qui diminue l'énergie cinétique des poussières ("refroidissement" des poussières). C'est la raison pour laquelle ces structures sont difficilement observables dans les décharges continues à basse pression^[30] (faible friction), en particulier lorsque le rayon des poussières est faible. La fréquence de collision des poussières avec les atomes neutres est donnée par :

$$v_{nd} = n_n (\pi r_d^2) C_n \quad (5.01)$$

où n_n et C_n représentent respectivement la densité et la vitesse thermique des neutres. Par conséquent, le refroidissement des poussières est d'autant plus efficace que la pression du gaz et le rayon des poussières sont grands.

Ce chapitre est consacré à l'étude d'une phase organisée bidimensionnelle obtenue sous certaines conditions de décharge. Nous appliquerons les méthodes géométriques classiquement utilisées pour caractériser les phases solides et nous mettrons alors en évidence son caractère hexagonal. Nous utiliserons un programme basé sur un modèle variationnel pour montrer que les cellules hexagonales sont obtenues lorsque l'énergie du système constitué de poussières est minimale. Nous mesurerons ensuite les fonctions de distribution en vitesse des poussières et nous en déduirons la température associée. Cette valeur nous permettra d'estimer le paramètre Γ .

V.1. Obtention de la phase organisée

Les expériences que nous avons décrites jusqu'à présent (hauteur de lévitation d'une poussière, oscillations, collisions) ont été obtenues sans aucun confinement électrostatique matériel dans le plan horizontal. Ce confinement fixe nous est apparu indispensable pour l'observation d'une phase organisée. En effet, pour stabiliser les poussières nous devons diminuer les fluctuations de potentiel au voisinage des poussières. Jusqu'à présent celles-ci étaient piégées dans des puits de potentiel formés par les flux inhomogènes d'électrons primaires. La largeur et l'amplitude de ces puits varient avec les fluctuations de la décharge et ces variations communiquent de l'énergie aux poussières. Ces problèmes diminuent en posant un anneau de cuivre (≈ 6 cm de diamètre intérieur et 2 mm d'épaisseur) sur le disque métallique afin de créer un puits de potentiel fixe à l'intérieur duquel les poussières vont pouvoir s'organiser (Figure V.1).

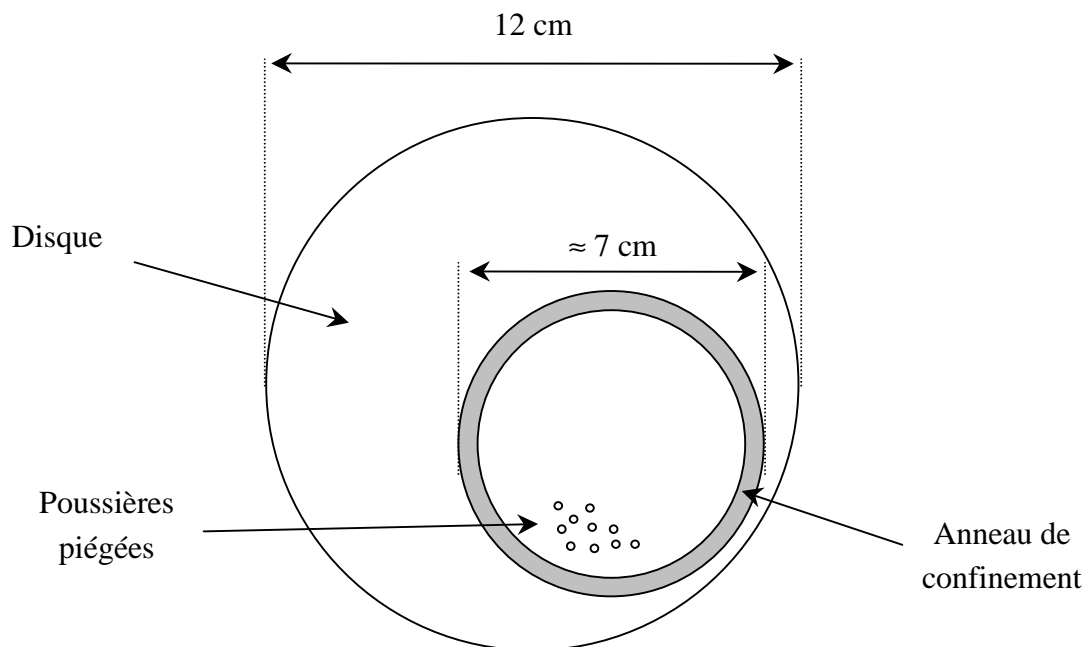


Figure V.1 : Confinement du nuage de poussière

Afin d'observer la stabilisation du nuage de poussières, nous devons nous placer à faible I_f (faible puissance injectée dans le circuit de décharge) et à une pression d'argon plus élevée ($> 10^{-3}$ mbar) que dans les expériences précédentes. Les paramètres de la décharge sont les suivants :

$$P_{\text{ar}} = 1.8 \cdot 10^{-3} \text{ mbar}$$

$$I_f = 12.2 \text{ A}$$

$$V_f = 13.6 \text{ Volts}$$

$$V_{\text{polar}} = -50 \text{ V}$$

$$I_D = 0.1 \text{ A}$$

$$V_D = -35 \text{ Volts}$$

Le disque est polarisé à -50 Volts afin d'augmenter la hauteur de lévitation des poussières. Les poussières lèvitent alors à environ 4 mm au-dessus du disque et ne sont pas ombrées par l'anneau (éclairage latéral optimum). L'anneau étant en contact direct avec le disque, est également polarisé à -50 Volts. Avec ces paramètres, nous obtenons pour la fréquence définie par (5.01) : $v_{nd} \approx 5.5 \cdot 10^{13}$ Hz. Cette valeur est du même ordre de grandeur dans la référence^[56] où une phase organisée est observée dans une décharge RF pour $v_{nd} \approx 1.1 \cdot 10^{14}$ Hz, une pression de 0.42 mbar de krypton et avec $r_d = 3.45 \mu\text{m}$.

Dans ces conditions, nous avons obtenu un nuage de 27 poussières en interaction forte formant une structure organisée (Figure V.2) que nous devons définir. Des problèmes lors du calibrage de l'image ne nous ont pas permis de mesurer avec précision la distance inter-poussières moyenne (distance moyenne entre premiers voisins), mais nous pouvons l'estimer comprise entre 1.7 et 2.2 mm, pour des poussières de $32 \mu\text{m}$ de rayon. On remarque dans le coin inférieur gauche de la Figure V.2 l'anneau de confinement. Cette frontière fixe impose les conditions de bord et nous constatons en effet que la forme du nuage épouse celle de l'anneau. Celui-ci détermine la position des 4 ou 5 poussières les plus proches, le reste du nuage s'organise alors en fonction de ces poussières de référence.

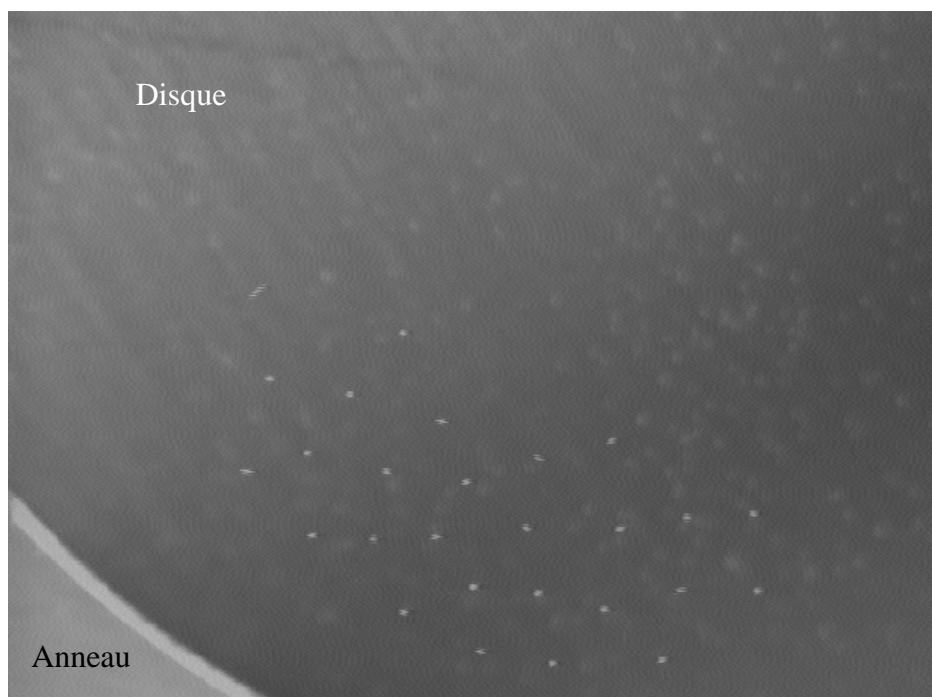


Figure V.2 : Nuage de poussières en phase organisée

Différentes méthodes géométriques peuvent être appliquées afin de caractériser les cellules observées. On se propose dans le paragraphe suivant de décrire les principales méthodes utilisées et de les appliquer à la situation présentée sur la Figure V.2.

V.2. Méthodes géométriques

V.2.a. Diagramme de Voronoï et triangulation de Delaunay

Les diagrammes de Voronoï sont utilisés depuis très longtemps et dans des domaines très variés. Voronoï, un mathématicien russe de la fin du siècle dernier a été le premier à les définir précisément et ils sont utilisés dans de nombreux domaines comme la cristallographie ou la géographie. D'une manière générale, l'objectif de cette analyse est de caractériser l'organisation spatiale d'un ensemble de points. Delaunay, un élève de Voronoï, a établi les propriétés fondamentales de la triangulation qui porte son nom et qui représente le graphe dual du diagramme de Voronoï.

Les principales étapes qui mènent à la construction d'un diagramme de Voronoï sont représentées sur la Figure V.3. La Figure V.4 a) montre les deux types d'analyse dans le cas de points disposés suivant une structure hexagonale. Les traits pleins représentent le diagramme de Voronoï et les pointillés la triangulation de Delaunay. La Figure V.4 b) établit la relation qui existe entre ces deux types d'analyse : les sommets d'un triangle de Delaunay appartiennent au cercle dont le centre est un nœud du diagramme de Voronoï. De plus la triangulation de Delaunay a l'avantage d'être unique pour un ensemble de points donnés grâce à la propriété suivante : un triangle est un triangle de Delaunay si le cercle qui lui est associé délimite une zone vierge de tout autre point (Figure V.4 b)).

En appliquant ces méthodes au cas de la Figure V.2, nous obtenons les graphes de la Figure V.5 qui mettent en évidence le caractère hexagonal de la structure. Nous observons cela sur la Figure V.5 b) où nous voyons apparaître des hexagones formés par des groupes de 6 triangles. Sur la Figure V.5 c), la présence de polygones à 6 faces au centre du nuage confirme la nature hexagonale. Cependant, le nombre de poussières trop faible, comme les effets de bord importants (anneau de confinement) et le mouvement aléatoire des poussières autour de leur position d'équilibre font que nous ne pouvons obtenir une structure régulière comme celle de la Figure V.4 a). Ces défauts sont mis en évidence par les différences de longueur des côtés des hexagones (Figure V.5 b) et c)). Toutefois nous vérifions qu'il y a bien organisation des poussières, en comparant la Figure V.5 aux résultats obtenus avec une distribution aléatoire de points (Figure V.6). A ce niveau, nous pouvons définir la distance inter-poussières moyenne d_i comme étant la longueur moyenne d'un côté d'un triangle de Delaunay ou rayon de Wigner-Seitz.

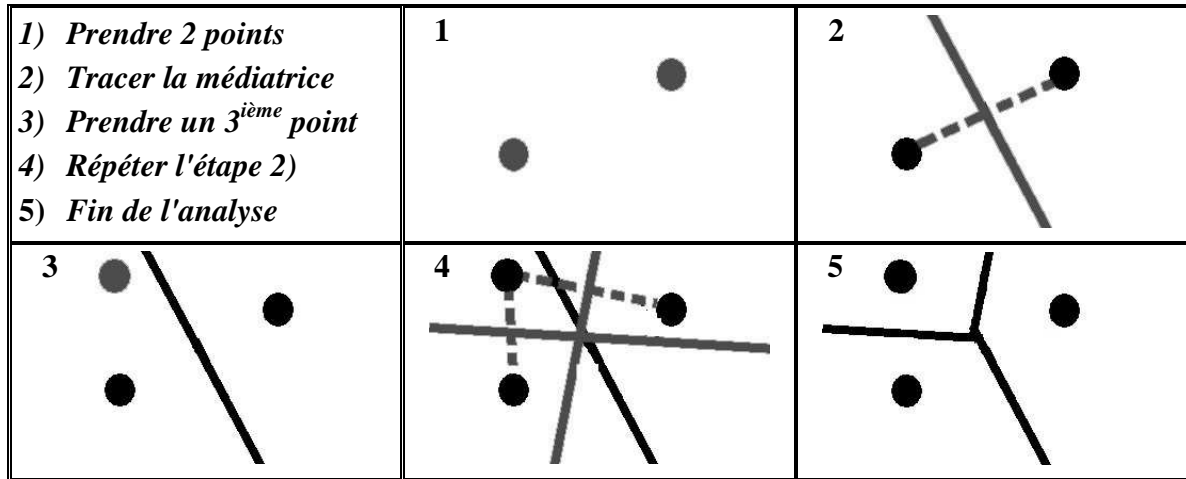


Figure V.3 : *Etapes de la construction d'un diagramme de Voronoï*

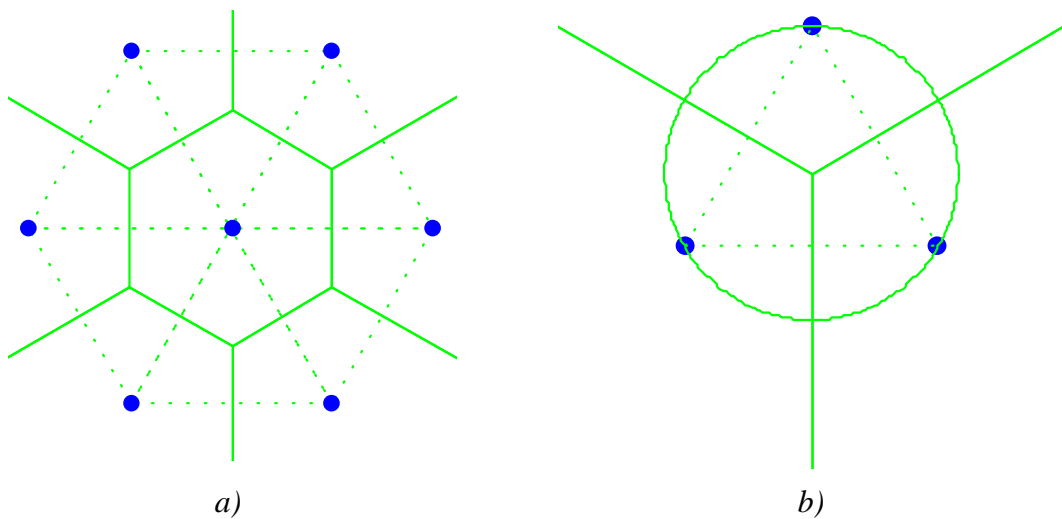


Figure V.4 : *Relation entre diagramme de Voronoï (traits pleins) et triangulation de Delaunay (pointillés)*

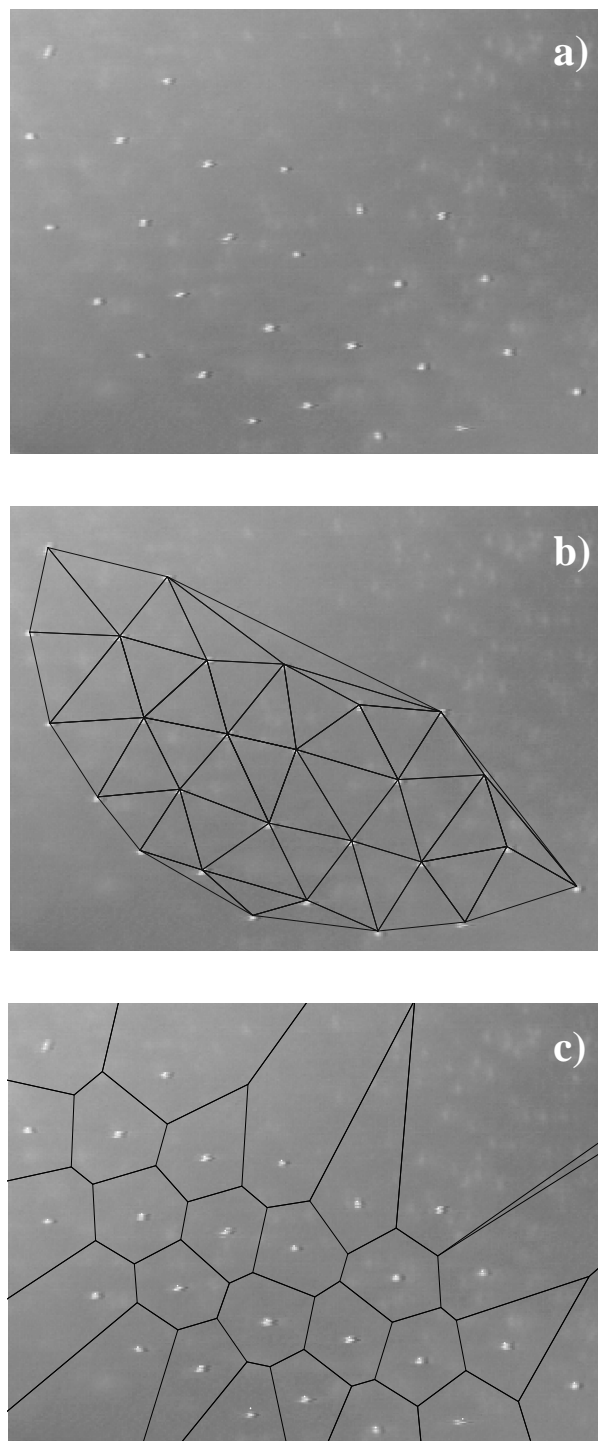


Figure V.5 : *Triangulation de Delaunay et diagramme de Voronoï de la Figure V.2*

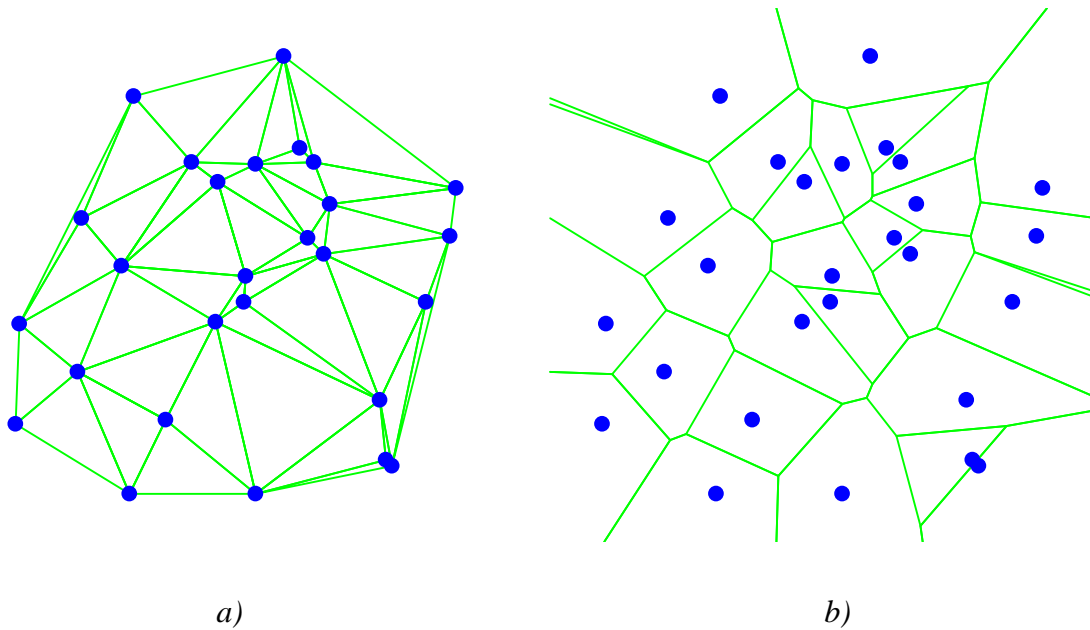


Figure V.6 : *Méthodes géométriques appliquées à une série aléatoire de points*
a) Triangulation de Delaunay et b) Diagramme de Voronoï

V.2.b. Fonctions de corrélation

Une méthode plus précise permettant de caractériser la structure d'un nuage de poussière est l'analyse des fonctions de corrélation, calculées à partir des positions des poussières^[57]. Nous distinguons deux fonctions :

- La fonction de corrélation de paires qui mesure l'ordre en translation de la structure. Cette fonction notée $g(r)$ est proportionnelle à la probabilité de trouver deux poussières séparées d'une distance r à Δr près. Dans le cas d'un cristal parfait $g(r)$ est une série de fonctions de Dirac dont les positions et les amplitudes sont déterminées par les distances séparant les nœuds du réseau.
- La fonction de corrélation d'orientation qui mesure l'ordre en orientation de la structure. Cette fonction notée $g_6(r)$ effectue une statistique sur l'orientation des côtés des triangles de Delaunay. Dans le cas d'un réseau hexagonal parfait, ces côtés forment tous le même angle (modulo $\pi/3$) avec un axe arbitraire et $g_6(r) = 1$.

Ces fonctions permettent de caractériser l'état du nuage de poussières, c'est à dire de définir si les poussières sont en phase gazeuse, liquide ou solide. Dans le cas des cristaux bidimensionnels la théorie qui décrit les transitions de phase entre l'état cristal et l'état liquide puis l'état liquide et l'état gazeux est la théorie dite KTHNY^[58,59] du nom de ses auteurs. Elle

met en évidence l'existence d'une phase intermédiaire entre la phase solide et la phase liquide, appelée phase hexatique. Pour la phase solide, l'ordre en translation et en orientation est à longue portée (plusieurs fois d_i). La phase hexatique intermédiaire est caractérisée par un ordre en translation à courte portée mais un ordre en orientation à longue portée. Pour la phase liquide, l'ordre en translation et en orientation est à courte portée (décroissance exponentielle de $g(r)$ et $g_6(r)$). La phase gazeuse se caractérise par une fonction $g(r)$ qui croît de 0 pour saturer à $g(r) \approx 1$ (toutes les distances entre poussières sont équiprobables), et une fonction $g_6(r)$ oscillant autour de 0.

Dans le cas présenté ici, les calculs de $g(r)$ et surtout de $g_6(r)$ s'avèrent difficiles. En effet, pour caractériser les phases décrites par les poussières, en particulier lorsqu'elles subissent des interactions à longue portée, le nuage doit être constitué de plusieurs centaines de poussières garantissant une étude statistique sur des distances $r \gg d_i$. Ici, nous nous contenterons de localiser la position des pics de $g(r)$ appliquée au nuage de la Figure V.2. Nous comparerons ces positions à celles que nous obtenons pour une structure hexagonale parfaite. La fonction $g_6(r)$ ne peut être tracée pour des raisons de statistique trop faible.

Sur la Figure V.7 a) nous avons représenté la fonction $g(r)$ issue de nos résultats expérimentaux (à partir d'une image). Nous avons également figuré la fonction $g(r)$ d'un réseau hexagonal parfait (pics de largeur nulle). La distance r est normalisée à la distance inter-poussières moyenne d_i . De plus, l'amplitude de $g(r)$ est normalisée par la surface de la couronne de rayon r et d'épaisseur Δr et par la densité de poussières. La courbe expérimentale laisse apparaître en $r = d_i$, un pic de forte amplitude qui traduit la maille élémentaire du réseau, suivi de pics en $r = \sqrt{3} d_i$, $r = 2d_i$ et $r = 1.5\sqrt{3} d_i$ et $r \approx 3 d_i$ qui sont les positions attendues pour un réseau hexagonal parfait. L'aspect très irrégulier de cette fonction et l'absence d'information pour des rapports r/d_i supérieur à 3 vient du faible nombre de poussières dont nous disposons (27 poussières). Afin de surmonter cet inconvénient, nous avons effectué le calcul de $g(r)$ sur 200 images consécutives et la Figure V.7 b) est le résultat d'une moyenne sur les 200 fonctions $g(r)$. Trois bosses principales apparaissent : la première, en $r = d_i$ puis une autre autour $r \approx 2d_i$ et englobant les positions théoriques $\sqrt{3} d_i$ et $2d_i$, puis finalement une dernière bosse autour de $r \approx 3 d_i$ et englobant $1.5\sqrt{3} d_i$ et $3d_i$. La largeur importante de ces bosses est une conséquence du mouvement des poussières autour de leur position d'équilibre. Par exemple, une poussière qui doit être placée en $r = 2d_i$ est sur une image en $r = 1.9d_i$ et sur la suivante en $r = 2.1d_i$. En effectuant la moyenne sur 200 images on englobe toutes ces positions ceci expliquant la largeur des bosses. Sur la Figure V.7 c), la moyenne est tracée en utilisant la convention d'image minimum^[60] qui revient à fixer des conditions aux limites périodiques. Cette technique utilisée dans les codes de dynamique moléculaire, fait tendre vers 1 la probabilité de trouver une poussière à l'infini. Cette méthode est performante lorsque le nombre de particules est important. Dans notre cas, elle ne nous permet pas de mettre en évidence la bosse en $r \approx 3d_i$ mais nous la présentons tout de même car c'est la méthode généralement utilisée pour l'étude de $g(r)$ dans les plasmas poussiéreux.

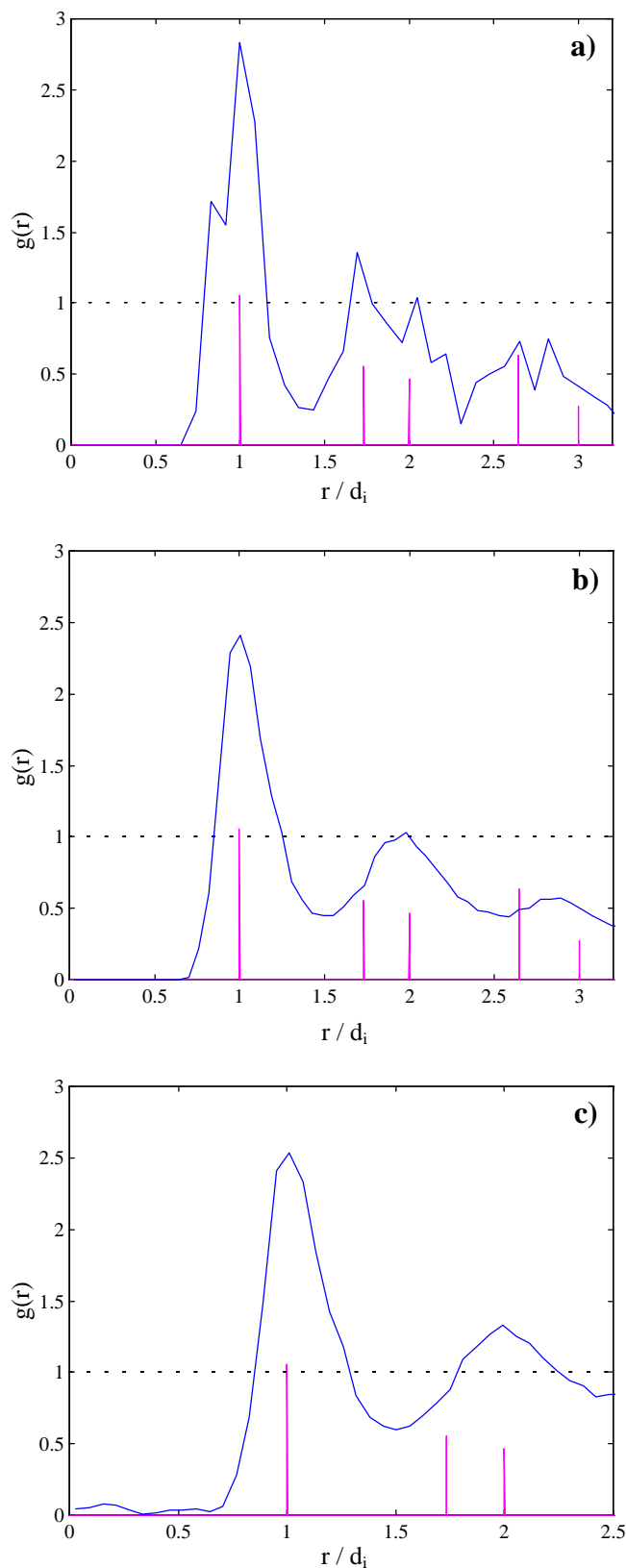


Figure V.7 : *Fonction de corrélation de paire $g(r)$, a) sur 1 image, b) moyenne sur 200 images, c) moyenne sur 200 images et convention d'image minimum (les traits verticaux représentent $g(r)$ pour une structure hexagonale parfaite)*

V.3. Modèle variationnel

L'état d'équilibre d'un système est celui pour lequel l'énergie totale est minimum. En appliquant ce principe à un nuage de poussières, on peut prédire qu'il va s'organiser au cours du temps de manière à minimiser son énergie totale. Dans le cas présenté par la Figure V.2, nous avons un nuage de poussières interagissant entre elles via un potentiel de type Coulombien écranté et plongées dans un potentiel de confinement fixé par l'anneau. En première approximation, on peut considérer que ce potentiel de piégeage est parfaitement parabolique. L'énergie E_i de la poussière n°i est alors la somme de son énergie potentielle en αr_i^2 et de son énergie d'interaction avec les N autres poussières j distantes de d_{ij} :

$$E_i \propto \alpha r_i^2 + \beta \sum_{j \neq i}^N \frac{\exp(-d_{ij} / \lambda)}{d_{ij}} \quad (5.02)$$

L'énergie totale du système est alors la somme des énergies de chaque poussière.

Nous allons présenter dans ce paragraphe les résultats obtenus par un programme de simulation^[61]. Nous effectuons un tirage aléatoire des positions des poussières au temps $t=0$. L'énergie totale du système est calculée en utilisant l'équation (5.02). Au pas de temps suivant $t+\Delta t$, nous déplaçons de façon aléatoire chacune des poussières puis nous calculons la nouvelle énergie du système. Si la nouvelle énergie est plus petite que la précédente, alors nous répétons le processus à partir des nouvelles positions des poussières. Dans le cas contraire, un nouveau déplacement aléatoire est effectué à partir des positions initiales.

Les grandeurs utilisées dans le programme (amplitude des énergies, longueur d'écrantage) sont purement arbitraires, le but n'étant pas de modéliser quantitativement la formation des structures organisées.

La Figure V.8 donne les résultats obtenus en fonction du nombre n de poussières considérées ($n = 3, 4, 5, 6, 7, 15$). Nous pouvons reconnaître des structures organisées traditionnelles : carré pour $n = 4$, pentagone pour $n = 6$. Lorsque 7 poussières sont présentes, nous constatons que l'énergie totale du système est obtenue pour une structure hexagonale. Sur la Figure V.9, nous avons représenté l'évolution au cours du temps de l'énergie totale d'un système de 15 poussières. Nous voyons bien apparaître une décroissance, suivie d'un plateau de saturation indiquant que l'énergie minimale est atteinte.

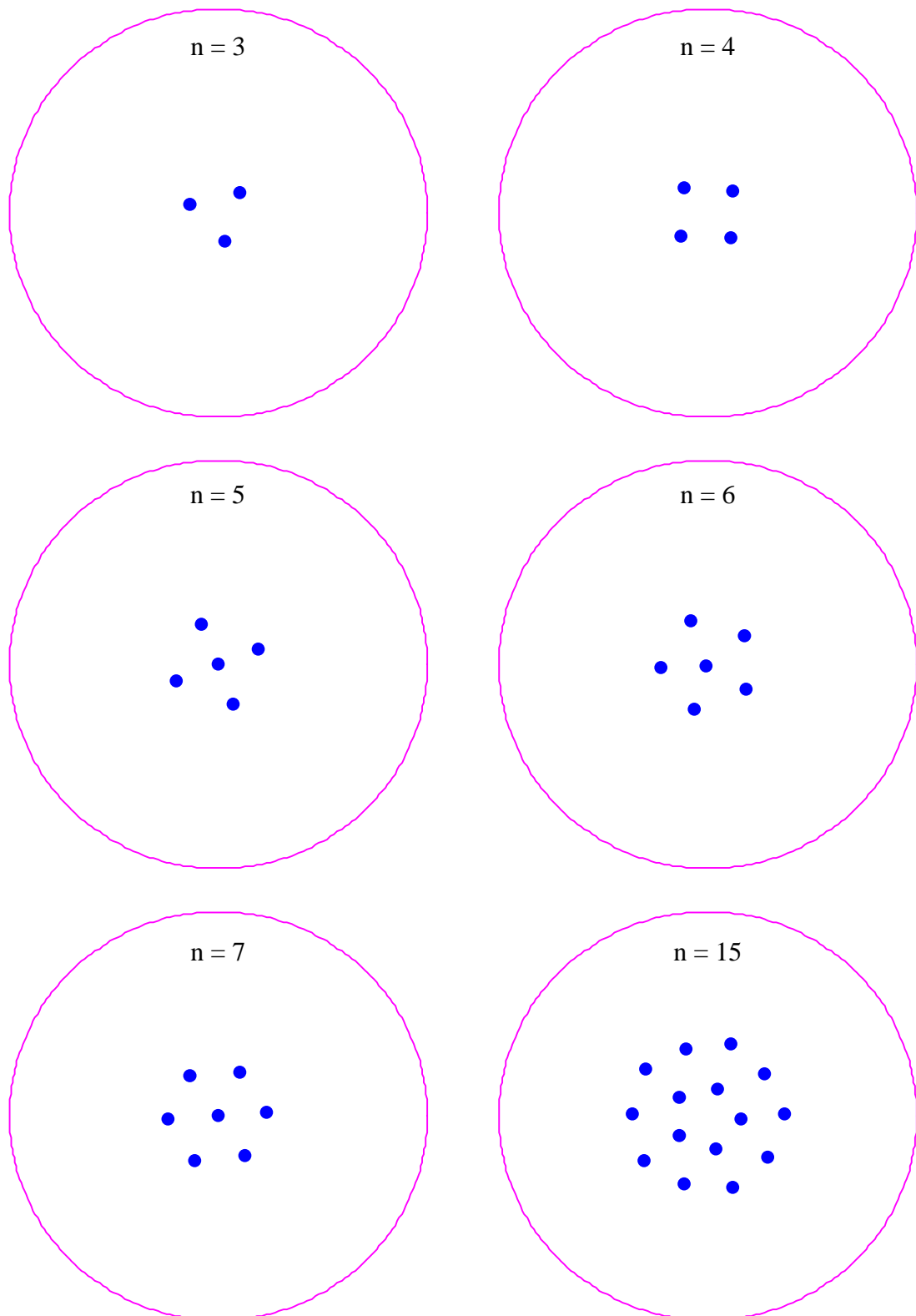


Figure V.8 : *Résultats des simulations en fonction du nombre n de poussières*

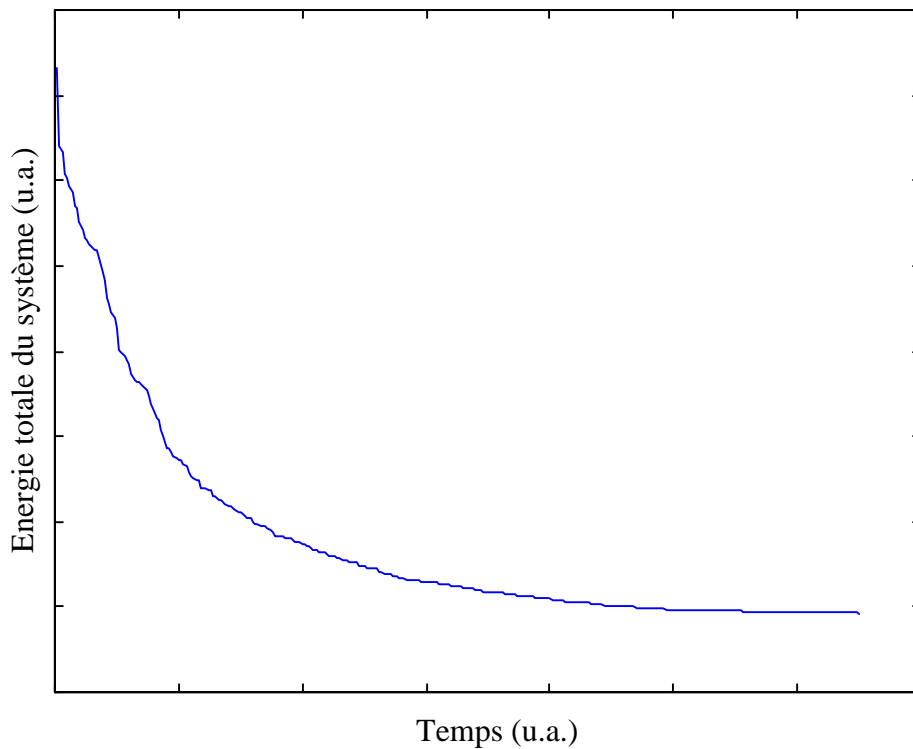


Figure V.9 : *Evolution de l'énergie totale du système avec $n=15$*

Nous pouvons également appliquer aux résultats des simulations, les méthodes géométriques mentionnées au paragraphe précédent. Sur la Figure V.10, nous avons appliqué la triangulation de Delaunay et nous avons construit le diagramme de Voronoï sur des simulations effectuées avec 27 et 50 poussières. Dans le cas où $n = 27$ poussières, les structures obtenues sont assez similaires au cas expérimental et nous voyons bien apparaître la courbure imposée au nuage, par la géométrie circulaire du piège. Pour $n = 50$ nous voyons apparaître des structures plus régulières au centre du nuage de forme hexagonale. De plus, nous avons appliqué la fonction $g(r)$ au cas où $n = 27$ et nous avons obtenu la Figure V.11 présentant les mêmes caractéristiques que la Figure V.7 a) du cas expérimental. Les effets du mouvement aléatoire autour de leur position d'équilibre (cas expérimental) rendant les côtés inégaux sont ici simulés par un pas d'espace "trop grand" pour le déplacement des poussières. Un pas d'espace plus petit produit des cellules hexagonales parfaites, au centre.

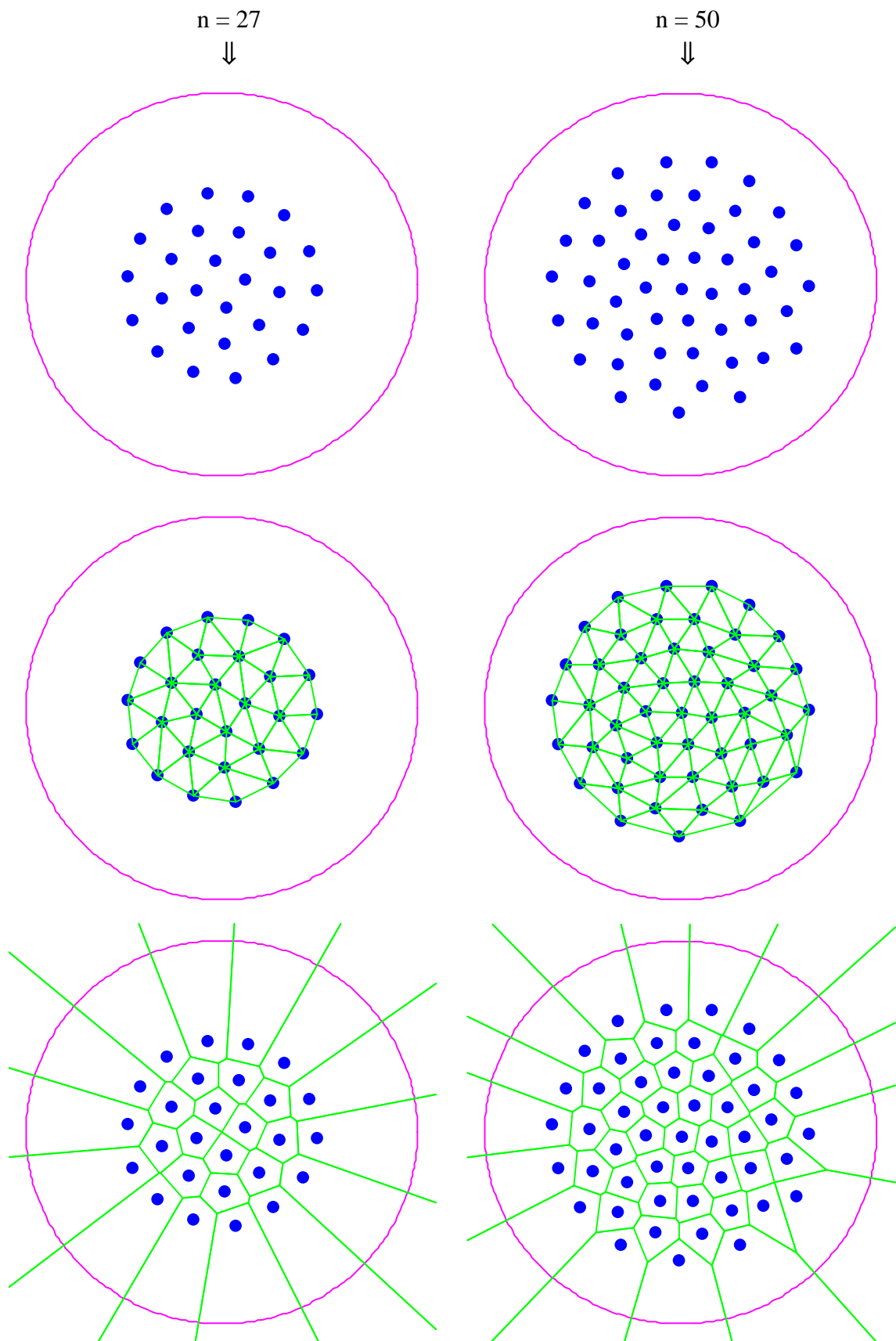


Figure V.10 : *Analyses géométriques*

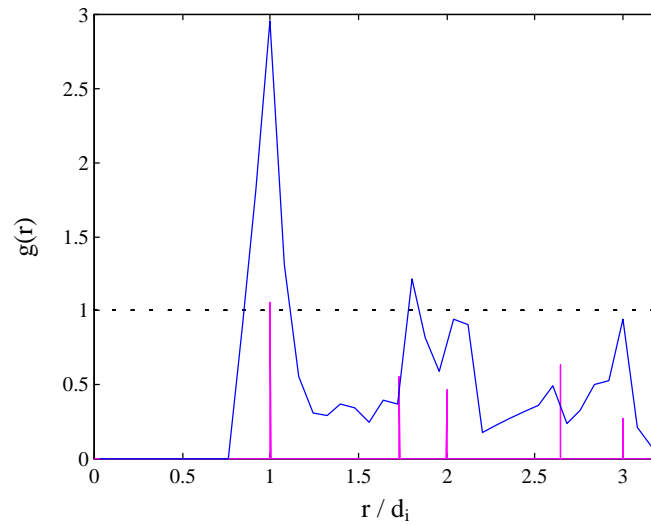


Figure V.11 : *Fonction $g(r)$ issue de la simulation à 27 poussières*

V.4. Systèmes fortement couplés

V.4.a. Modèles

L'intensité du couplage entre des particules chargées distantes de d_i , est déterminée par le paramètre de couplage Γ défini comme le rapport entre l'énergie d'interaction et l'énergie thermique. Dans le cas d'un potentiel de type Coulombien, Γ s'écrit :

$$\Gamma = \frac{Q_d^2}{4\pi\epsilon_0 d_i} \frac{1}{KT_d} \quad (5.03)$$

où T_d représente la température des poussières. Quand Γ est suffisamment grand ($\gg 1$) le système est dit fortement couplé (énergie potentielle d'interaction \gg énergie thermique) et les particules chargées forment alors une structure organisée. Dans le cas du modèle OCP (One-Component-Plasma : système idéal dans lequel des ions se déplacent sur un fond uniforme et neutralisant) des simulations^[62] de type Monte Carlo ont montré que la transition de l'état fluide à l'état solide apparaît pour un Γ critique : $\Gamma_c \approx 170$ (cas du cristal tridimensionnel) et $\Gamma_c \approx 130$ (cas bidimensionnel). Des simulations plus poussées^[63] ont pris en compte les effets d'écrantage dus au fond neutralisant en utilisant un potentiel d'interaction Coulombien écranté avec Γ qui devient :

$$\Gamma = \frac{Q_d^2 \exp(-d_i / \lambda_D)}{4\pi\epsilon_0 d_i} \frac{1}{KT_d} \quad (5.04)$$

La transition de phase apparaît alors pour un Γ_c qui croît^[63,64] avec le rapport d_i/λ_D . Le diagramme de transition de phase pour le modèle OCP et le modèle Yukawa^[63] est représenté sur la Figure V.12.

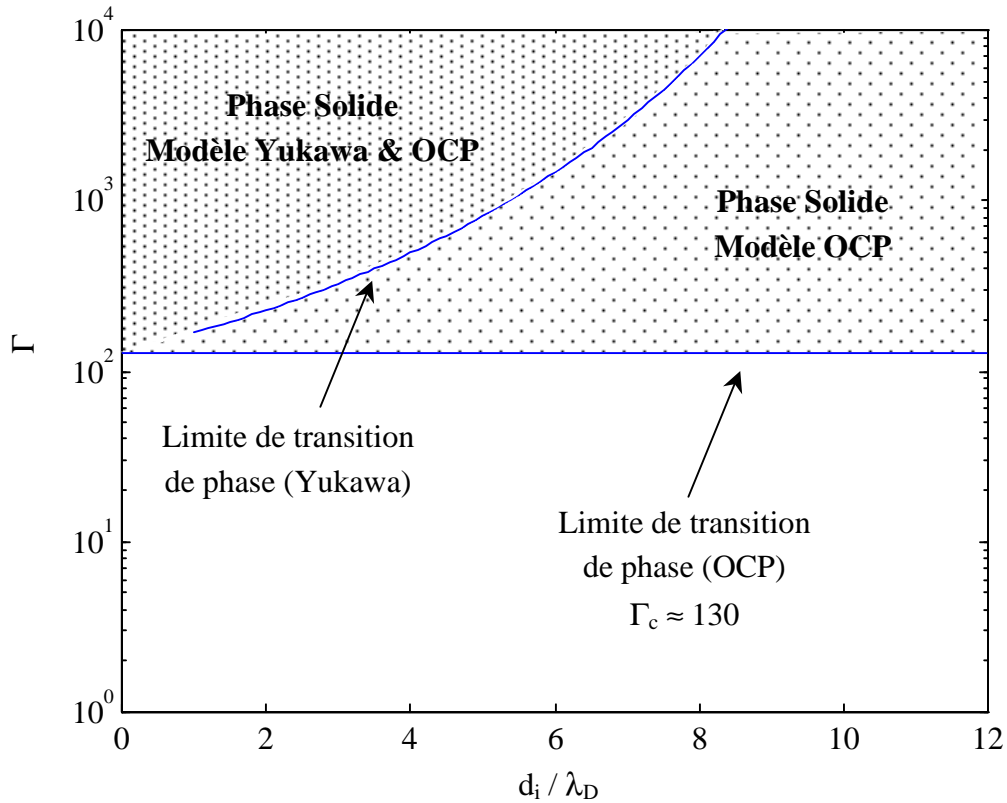


Figure V.12 : *Diagramme de transition de phase pour le modèle OCP et Yukawa*

La détermination de Γ nécessite la connaissance des paramètres Q_d , d_i , λ_D et T_d . Deux d'entre eux peuvent être évalués assez correctement : la charge Q_d peut être estimée avec le modèle OML et la distance moyenne inter-poussières d_i peut être calculée avec la fonction $g(r)$. La température des poussières peut être établie à partir de la fonction de distribution des vitesses.

V.4.b. Fonctions de distribution des vitesses

Les poussières constituant le nuage de la Figure V.2 ne sont pas parfaitement immobiles mais sont animées de mouvement autour de leur position d'équilibre. Ces déplacements sont apparents sur la Figure V.13 où nous avons superposé 25,50,100 et 200 images consécutives.

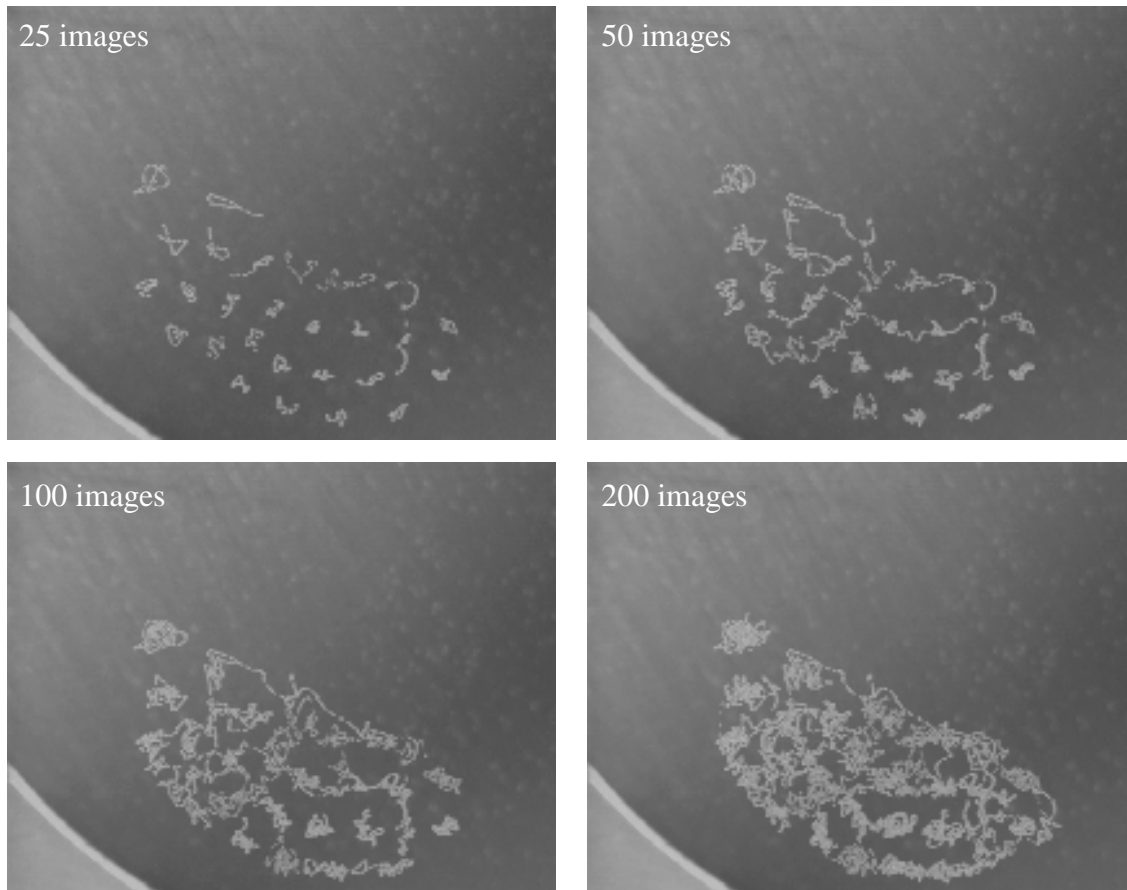


Figure V.13 : *Mouvement des poussières autour de leur position d'équilibre*

Pour les raisons déjà spécifiées précédemment, l'étude n'a pas pu être effectuée sur la phase organisée de la Figure V.13. En nous plaçant dans des conditions similaires, nous avons obtenu une autre phase organisée robuste de 16 poussières. La Figure V.14 fait apparaître ce nuage de poussières pour différentes valeurs de la pression d'argon ($P_{ar} = 1.7, 1.5, 1.3, 1.2, 0.9, 0.6 \cdot 10^{-3}$ mbar). Pour chaque pression 200 images sont superposées. On peut remarquer le déplacement vers la droite du nuage lorsque la pression diminue. De ce fait à $P_{ar} = 0.9 \cdot 10^{-3}$ mbar, seulement 12 poussières sont dans le champ de la caméra et pour $P_{ar} = 0.6 \cdot 10^{-3}$ mbar, l'angle de vue de la caméra a dû être modifié (rotation $\approx -30^\circ$), le grossissement restant inchangé. On notera que le confinement n'est plus assuré par un anneau mais par un piège carré de 4 cm de côté dont nous avons indiqué la position sur l'image à $P_{ar} = 1.7 \cdot 10^{-3}$ mbar.

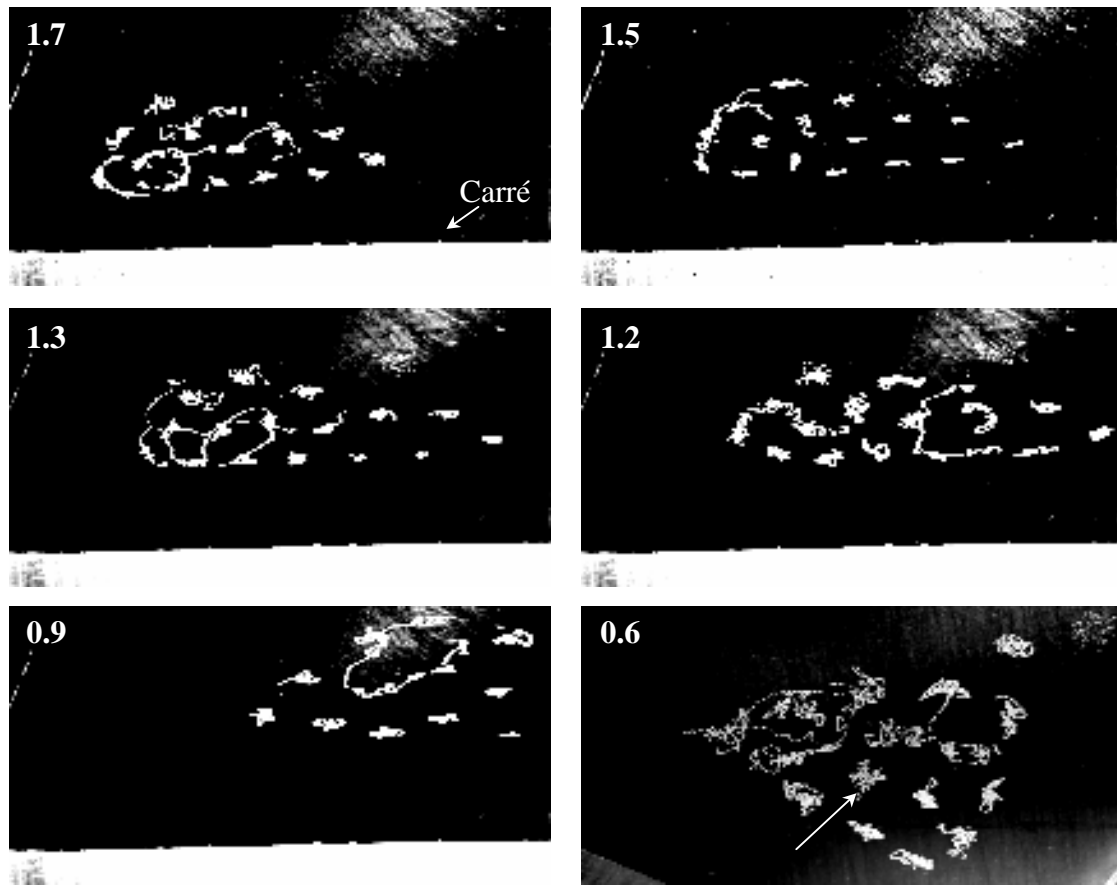


Figure V.14 : *Evolution de la phase organisée en fonction de P_{ar} (10^{-3} mbar)*

Les vitesses des poussières sont calculées en mesurant le déplacement de chacune d'elles entre deux images consécutives. Les fonctions de distribution des vitesses sont construites en répétant cette analyse sur les 200 images de chaque série. On obtient alors une statistique sur $16 \times 199 = 3184$ vitesses.

La Figure V.15 montre les histogrammes de v_x, v_y et $v = \sqrt{v_x^2 + v_y^2}$ pour la série à $P_{ar} = 0.6 \cdot 10^{-3}$ mbar. Les vitesses obtenues sont comprises dans l'intervalle ± 14 mm/s. Sur chaque graphe, la courbe en trait plein est le meilleur ajustement obtenu à partir des équations suivantes (5.05) et (5.06) respectivement pour $f(v_{x,y})$ et $f(v)$.

$$f(v_{x,y}) = \left(\frac{m_d}{2\pi k T_{dx,y}} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{m_d v_{x,y}^2}{2k T_{dx,y}} \right) \quad (5.05)$$

$$f(v) = 2\pi \left(\frac{m_d}{2\pi k T_d} \right)^{3/2} v \cdot \exp\left(-\frac{m_d v^2}{2k T_d} \right) \quad (5.06)$$

Le paramètre libre de l'ajustement est à chaque fois la température des poussières T_{dx} , T_{dy} et T_d .

Pour chacun des ajustements à $P_{ar} = 0.6 \cdot 10^{-3}$ mbar, nous avons obtenu une température $T_d = T_{dx} = T_{dy} = (380 \pm 2)$ eV. La même étude effectuée pour les autres pressions nous donne des valeurs comprises entre 50 eV et 110 eV. Ces températures de poussières sont très grandes devant la température du gaz neutre : $T_n \approx 0.026$ eV correspondant à la température ambiante (25°C). Les phénomènes physiques responsables de cette forte température sont pour l'instant inconnus. Nous pouvons cependant émettre l'hypothèse de petites fluctuations du potentiel local. En effet, pour communiquer à une poussière de charge $Q_d \approx 3.8 \cdot 10^5 e^- = 380 \cdot 10^3 e^-$, une énergie de $eT_d \approx 380$ eV, il suffit d'une fluctuation de potentiel de $V = T_d / Q_d \approx 1$ mVolt.

La Figure V.16 représente l'espace (v_x, v_y) pour $P_{ar} = 0.6 \cdot 10^{-3}$ mbar. La forme circulaire du nuage de points met en évidence l'isotropie de la distribution des vitesses des poussières. Par conséquent, la température associée aux poussières est la même suivant x et y . Ceci n'est pas vérifié pour les autres pressions. En effet, nous constatons sur la Figure V.14 pour $P_{ar} = 1.7, 1.5, 1.3, 1.2$ et $0.9 \cdot 10^{-3}$ mbar, que le carré de confinement restreint fortement la liberté de mouvement des poussières suivant l'axe y . Cet effet est visible à $P_{ar} = 1.5 \cdot 10^{-3}$ mbar où l'essentiel du mouvement des poussières se situe dans un plan parallèle au bord du carré. Dans ces conditions la fonction de distribution des vitesses $f(v_y)$ donne une température T_{dy} inférieure à T_{dx} avec une différence d'environ 30eV. Pour cette raison, une dépendance de la température en fonction de la pression^[65] ne peut pas être mise en évidence avec ces mesures.

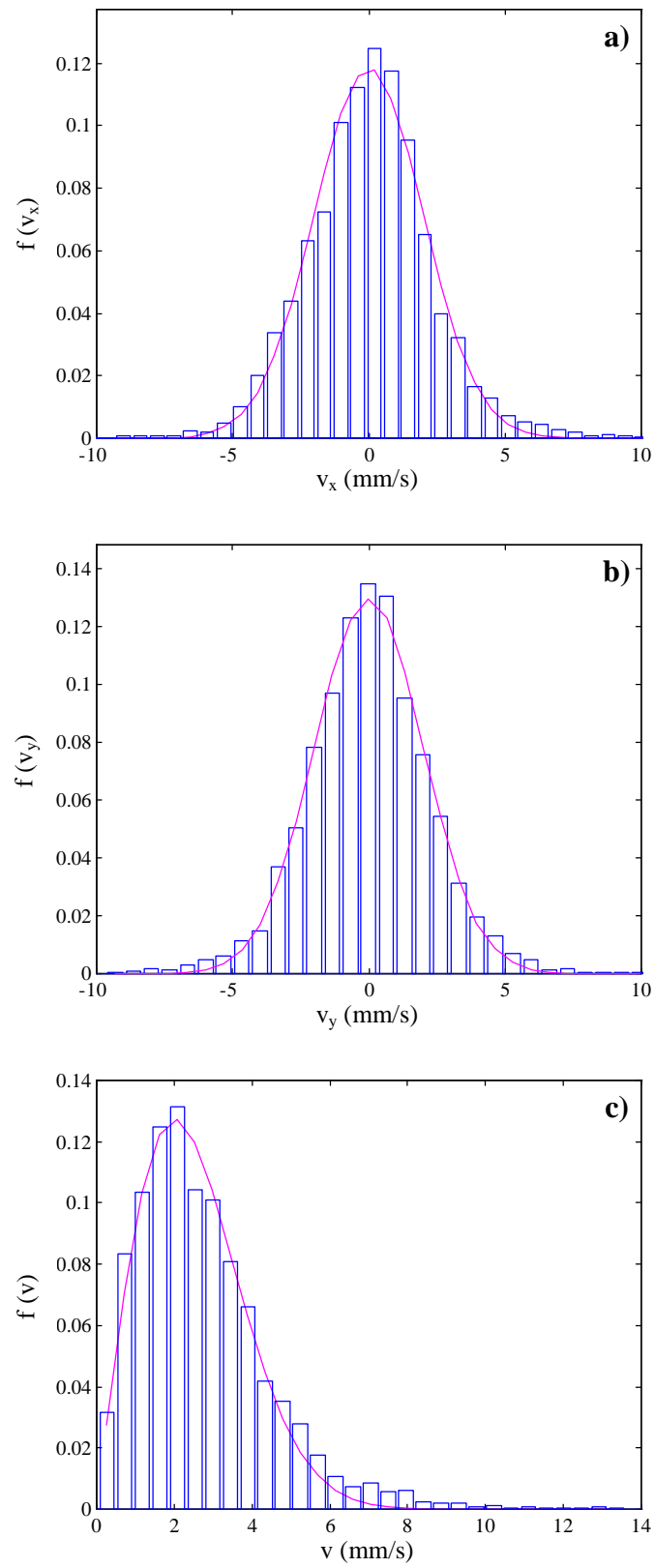


Figure V.15 : Fonction de distribution de a) v_x , b) v_y , c) v

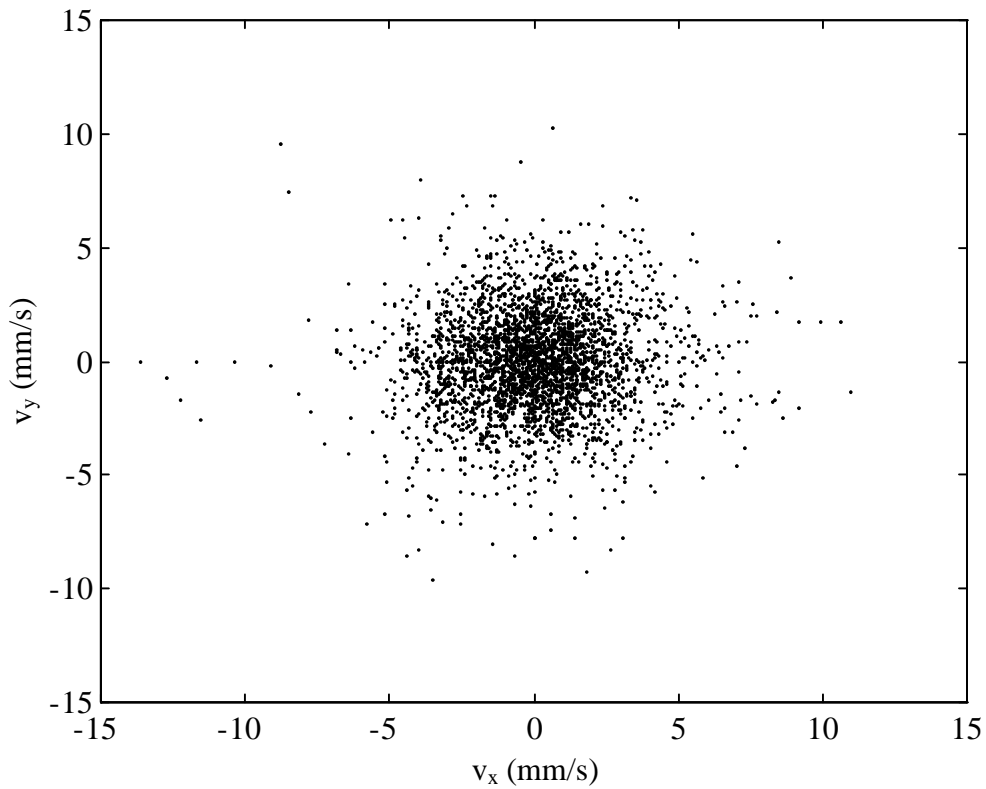


Figure V.16 : *Isotropie de la distribution en vitesse des poussières*

Sur la Figure V.17 nous avons représenté l'évolution temporelle des composantes v_x et v_y de la poussière indiquée par une flèche sur la dernière image de la Figure V.14 ($P_{ar} = 0.6 \cdot 10^{-3}$ mbar). La moyenne sur les 200 images de $v_{x,y}$ est représentée en pointillés. Cette moyenne est dans les deux cas approximativement égale à 0 ce qui signifie que la poussière est restée parfaitement confinée autour de sa position d'équilibre pendant l'intervalle de temps considéré.

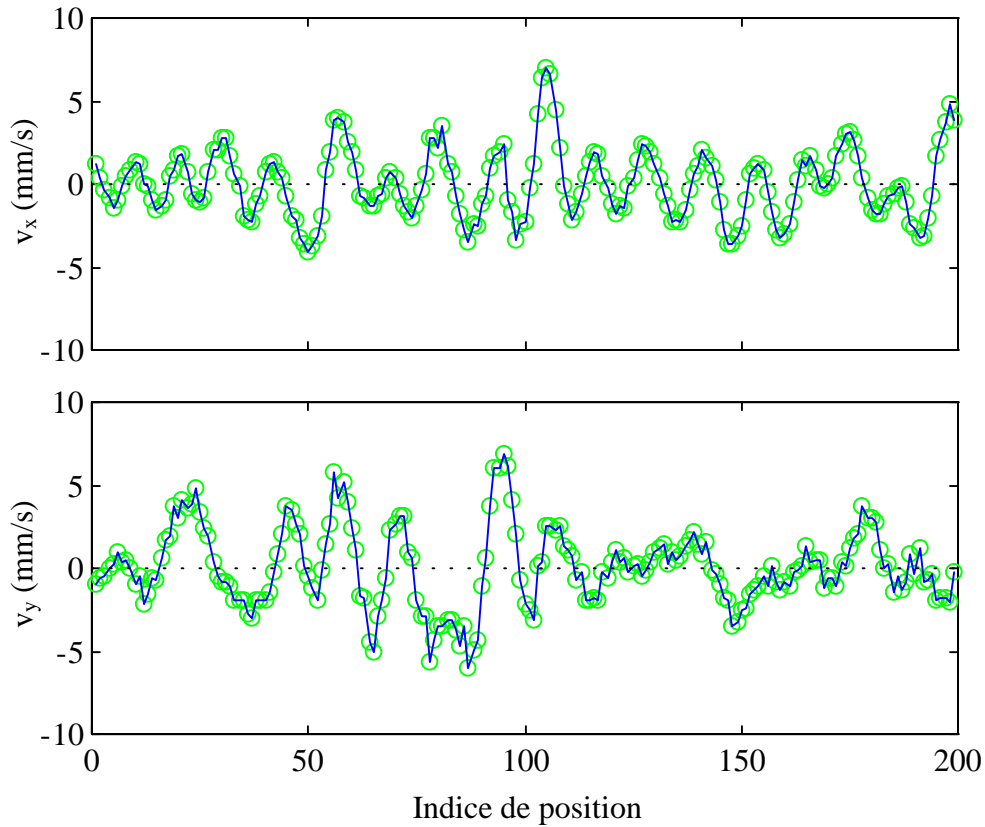


Figure V.17 : *Evolution temporelle de v_x et v_y (valeurs moyennes en pointillés)*

V.4.c. Distance inter-poussières et longueur d'écrantage

Pour chaque pression, la distance inter-poussières d_i a été établie en calculant la moyenne sur 200 images de la fonction $g(r)$. L'évolution de d_i en fonction de la pression est présentée sur la Figure V.18. Pour calculer Γ , il faudrait évaluer la longueur d'écrantage λ_s à la hauteur de lévitation. Au chapitre III, nous avons présenté l'étude d'une collision permettant d'établir ce paramètre lorsque les poussières sont en phase fluide. Dans le cas où elles sont fortement corrélées, nous pouvons supposer que les flux d'ions et d'électrons sont légèrement modifiés à leur voisinage entraînant une modification de la longueur d'écrantage locale. Cependant à titre indicatif, nous avons ajouté sur le même graphe l'évolution de la longueur de Debye électronique λ_{De} du plasma (densité et température mesurée avec une sonde de Langmuir). Les droites représentent les meilleurs ajustements linéaires.

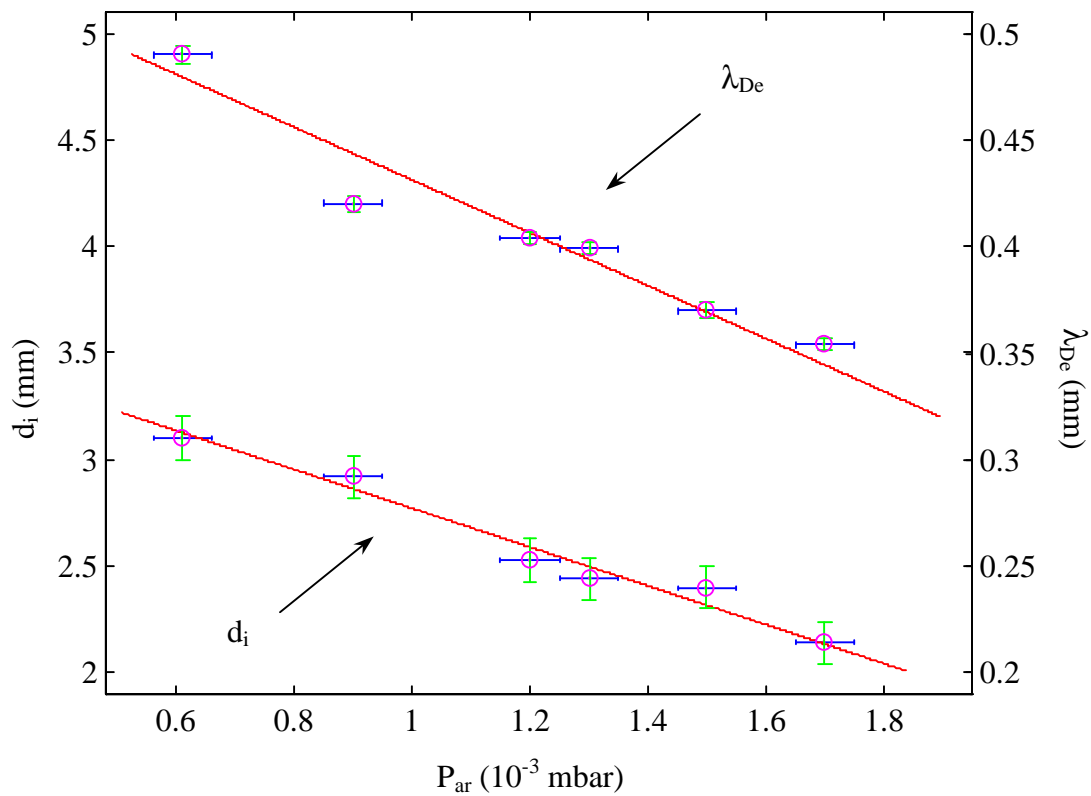


Figure V.18 : Evolution de la distance moyenne inter-poussières et de λ_{De}

Lorsque la pression augmente, on observe que λ_{De} diminue (accroissement de la densité du plasma) ainsi que d_i , le rapport d_i / λ_{De} restant approximativement constant : $d_i / \lambda_{De} \approx 6.3$ (par exemple, à $P_{ar} = 1.2 \cdot 10^{-3}$ mbar, $d_i \approx 2.53$ mm et $\lambda_{De} \approx 404$ μ m). Ce dernier résultat confirme que le potentiel d'interaction est de type Coulombien écranté.

La charge Q_d est estimée par le modèle OML, et nous faisons l'hypothèse qu'à la hauteur de lévitation nous avons $\lambda_s \approx d_i / 2$. En effet, chaque poussière est entourée d'une gaine de rayon λ_s et nous supposons que la distance d_i est fixée par le contact entre ces deux gaines. Un rapport $d_i / \lambda_s \approx 2$ est concevable ici et a été mesuré expérimentalement dans la référence^[22]. En utilisant les températures et les distances d_i mesurées pour chaque pression, nous avons tracé sur la Figure V.19 les courbes iso- Γ ($\Gamma = 10, 30, 50, \Gamma_{ocp} = 130$ et Γ_{Yukawa}) dans le repère (Q_d, λ_s) . Les zones en pointillés représentent les couples de valeurs pour lesquels la condition $\Gamma > \Gamma_{ocp}$ et $\Gamma > \Gamma_{Yukawa}$ est vérifiée. Les valeurs estimées du paramètre Γ sont représentées par des cercles.

L'analyse de ces deux figures nous montre que le nuage de poussière de la Figure V.14 est probablement dans un état liquide ($27 < \Gamma < 135$). Nous pouvons exclure le cas de la phase gazeuse ($g(r) \approx 1$), car la fonction $g(r)$ montre qu'il existe bien, dans nos conditions expérimentales, un ordre en translation jusqu'à $r / d_i \approx 3$. De même, on ne peut conclure que la

phase organisée étudiée, décrit exactement une phase solide (étant donné l'agitation thermique importante des poussières). Notons que malgré de grandes températures, Γ est très supérieur à 1 indiquant un couplage fort dû à la charge importante des poussières (qq. $10^5 e^-$).

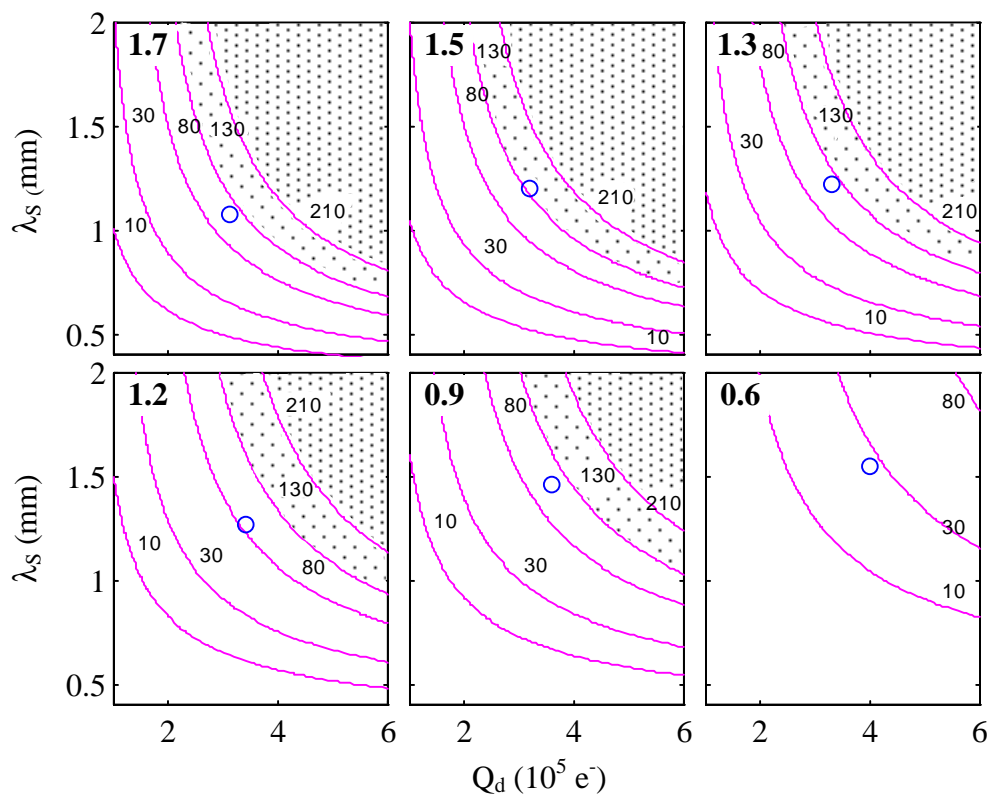


Figure V.19 : Contours de Γ en fonction de Q_d et λ_s

Chapitre VI

CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

Dans cette thèse, nous avons étudié le piégeage de poussières dans la gaine d'un plasma de décharge continue. Pour cela nous avons introduit au cœur d'un plasma d'argon produit dans une enceinte multipolaire, un disque métallique polarisé négativement au-dessus duquel une gaine électrostatique apparaît. Cette zone de quelques millimètres d'épaisseur, "contient" la différence de potentiel entre le plasma et le disque. Nous avons introduit depuis le haut de l'enceinte, des poussières de verre micrométriques. Soumises à leur propre poids elles tombent et traversent le plasma. Elles acquièrent alors une charge électrique négative fixée par l'égalité des courants électroniques et ioniques à leur surface. Lorsqu'elles arrivent dans la zone de la gaine, elles subissent l'effet du champ électrique local qui tend à les repousser. Ainsi, elles lèvitent à quelques millimètres au-dessus du disque, à une hauteur pour laquelle l'équilibre des forces est respecté.

Nous avons tout d'abord étudié l'équilibre d'une poussière isolée. Dans cette situation, nous avons estimé la charge électrique de la poussière en utilisant le modèle OML. Nous avons obtenu une charge de l'ordre de qq. $10^5 e^-$ et nous avons montré qu'elle est due à la présence d'électrons énergétiques émis par la cathode.

Expérimentalement, nous avons mesuré le profil de potentiel de la gaine et de la pré-gaine en utilisant le diagnostic de sondes différentielles. Nous avons ainsi mis en évidence l'élargissement de la gaine lorsque la polarisation du disque augmente. Cette mesure nous a permis d'estimer les forces qui s'appliquent sur la poussière fortement chargée. Nous avons montré que les forces d'entraînement ioniques pouvaient être négligées et que la hauteur de lévitation est essentiellement fixée par l'équilibre entre la force de gravité et la force électrique. Nous avons ensuite déduit la charge, avec deux méthodes différentes. La première méthode consiste à mesurer la hauteur de lévitation de la poussière pour plusieurs tensions de polarisation du disque. Une fois connu le profil de gaine, ces valeurs nous donnent

directement le potentiel d'équilibre local. Nous avons constaté que la hauteur de lévitation suivait la croissance de la gaine avec un potentiel d'équilibre constant. La charge a été calculée en posant l'égalité des forces en ce point. La deuxième méthode consiste à étudier l'oscillation résonante d'une poussière. Nous avons montré que dans nos conditions expérimentales, des oscillations naturelles pouvaient apparaître. Nous avons appliqué le modèle de l'oscillateur harmonique pour déduire une relation entre la fréquence d'oscillation et la charge. Cette dernière a également été déterminée par l'étude d'oscillations forcées en appliquant un potentiel sinusoïdal au disque. Ces méthodes nous ont donné des charges expérimentales du même ordre de grandeur que celle prédite par le modèle OML. Nous avons ensuite utilisé le diagnostic de FIL pour estimer l'influence des poussières sur la dynamique des ions dans la région de gaine. En particulier nous observons une accélération des ions dans la zone de lévitation.

Lorsque les poussières sont en phase fluide, leur lieu de piégeage est fixé par les flux inhomogènes des électrons primaires. Dans ces conditions, nous avons étudié un exemple de collision binaire. Cette étude nous a permis de donner une estimation de la longueur d'écrantage locale intervenant dans l'expression du potentiel d'interaction de type Yukawa. Nous avons montré que celle-ci est du même ordre de grandeur que la longueur de Debye électronique locale.

Lorsque le couplage entre poussières augmente, elles sont susceptibles de former des structures organisées. Nous avons obtenu cette situation en fixant les limites du puits de potentiel à l'intérieur duquel les poussières sont piégées et en augmentant la pression du gaz. Nous avons analysé ces structures et mis en évidence leur forme hexagonale. Nous avons montré avec un programme de calcul variationnel que cette configuration correspond à l'énergie minimale d'un système constitué de N particules chargées en interaction Coulombienne écranté et plongées dans un puits de potentiel parabolique. Expérimentalement, les poussières ont un mouvement résiduel autour de leur position d'équilibre. Nous avons mesuré les fonctions de distribution des vitesses correspondantes, desquelles nous avons déduit une température. Nous avons évalué le paramètre de couplage Γ , rapport entre l'énergie d'interaction et l'énergie thermique et trouvé une valeur très supérieure à 1, traduisant un couplage fort des poussières dû à leur charge négative importante.

Afin de mieux caractériser les phases décrites successivement par les poussières, il est prévu d'améliorer les conditions de la décharge : diminuer les dimensions du disque et rendre les flux d'électrons primaires homogènes. Cette dernière caractéristique devrait permettre de faire léviter beaucoup plus de poussières. L'analyse de leur comportement dans ces conditions pourrait être envisagée de manière plus approfondie en utilisant par exemple, les fonctions de corrélation $g(r)$ et $g_6(r)$ pour la description de chaque phase. Par ailleurs l'homogénéité des flux d'électrons primaires devrait permettre une étude plus poussée des collisions. Nous pourrions ainsi dégager la longueur d'écrantage qui intervient lorsque les poussières décrivent

une phase fluide. Cependant, les résultats préliminaires du chapitre IV, montrent que cette analyse doit être associée à une bonne résolution des vitesses, ceci impliquant pour nous l'utilisation d'un matériel plus performant (caméra rapide)

PUBLICATIONS

ANNEXES

ANNEXE 1

CALCUL DU COURANT DES ELECTRONS PRIMAIRES

Le courant des électrons primaires est calculé à partir de la fonction de distribution en énergie par l'équation suivante :

$$j_{ep} = \frac{2\pi e}{m_e^2} \int_{-eV}^{+\infty} \epsilon f(\epsilon) \left[1 + \frac{eV}{\epsilon} \right] d\epsilon \quad (A1.01)$$

où $V = V_s - V_p$.

Dans le cas d'une population représentée par une Maxwellienne décalée en vitesse la fonction $f(v)$ s'écrit :

$$f(v) = n_{ep} \left(\frac{m_e}{2\pi k T_{ep}} \right)^{3/2} \exp \left(-\frac{m_e}{2k T_{ep}} (v - v_b)^2 \right) \quad (A1.02)$$

$f(\epsilon)$ est déduit de cette équation en posant $\epsilon = m_e v^2/2$.

L'équation (A1.01) nous donne alors :

$$j_{ep} = a [J_1 + e V J_2] \quad (A1.03)$$

où les notations suivantes sont utilisées :

$$J_1 = \int_{-eV}^{\infty} \epsilon \exp \left[-b \left(\sqrt{\frac{2\epsilon}{m_e}} - v_b \right)^2 \right] d\epsilon \quad (A1.04)$$

$$J_2 = \int_{-eV}^{\infty} \exp \left[-b \left(\sqrt{\frac{2\epsilon}{m_e}} - v_b \right)^2 \right] d\epsilon \quad (A1.05)$$

$$a = e \frac{2\pi}{m_e^2} n_{ep} \left(\frac{m_e}{2\pi k T_{ep}} \right)^{3/2} \quad (A1.06)$$

$$b = \frac{m_e}{2k T_{ep}} \quad (A1.07)$$

En développant J_1 et J_2 on obtient :

$$J_1 = \frac{m_e^2}{2} [v_b^3 K_0 + 3v_b^2 K_1 + 3v_b K_2 + K_3] \quad (A1.08)$$

$$J_2 = m_e [v_b K_0 + K_1] \quad (A1.09)$$

où les intégrales K_i sont définies de la façon suivante :

$$\begin{aligned} K_0 &= \int_{\alpha}^{\infty} \exp(-bu^2) du & K_1 &= \int_{\alpha}^{\infty} u \exp(-bu^2) du \\ K_2 &= \int_{\alpha}^{\infty} u^2 \exp(-bu^2) du & K_3 &= \int_{\alpha}^{\infty} u^3 \exp(-bu^2) du \end{aligned} \quad (A1.10)$$

où $\alpha = v_{\min} - v_b$.

Le calcul des intégrales K_i nous donne :

$$\begin{aligned} K_0 &= \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi}{b}} [1 - \operatorname{erf}(\sqrt{b}\alpha)] & K_1 &= \frac{1}{2b} \exp(-b\alpha^2) \\ K_2 &= \frac{1}{2b} K_0 + \alpha K_1 & K_3 &= \left(\alpha^2 + \frac{1}{b} \right) K_1 \end{aligned} \quad (A1.11)$$

Le courant donné par l'équation (A1.03) peut alors s'écrire de la façon suivante :

$$I_{ep} = \frac{S \tilde{n}_{ep} e}{2\sqrt{\pi}} \left\{ v_t [x_b x_p + 1] \exp(-x_m^2) + v_b \sqrt{\pi} \left[x_m x_p + \frac{3}{2} \right] [1 + \operatorname{erf}(x_m)] \right\} \quad (A1.12)$$

$$\begin{aligned} n_{ep} &= 2 \tilde{n}_{ep} (1 + 2 E_p / T_{ep}) \quad \text{avec } E_p \gg T_{ep} \\ v_t &= \sqrt{2 k T_{ep} / m_e} \\ x_b &= v_b / v_t \\ x_p &= (v_b + v_{\min}) / v_t \\ x_m &= (v_b - v_{\min}) / v_t \end{aligned} \quad (A1.13)$$

L'équation reliant n_{ep} à \tilde{n}_{ep} est obtenue en normalisant :

$$n_{ep} = 4\pi \sqrt{\frac{2}{m_e^3}} \int f(\epsilon) \sqrt{\epsilon} d\epsilon \quad (A1.14)$$

ANNEXE 2

TRAITEMENT INFORMATIQUE

PRINCIPE DE LA DETECTION DES POUSSIÈRES

Cette annexe décrit brièvement les programmes que nous avons développés sous Matlab 4.2b pour le traitement des images issues du magnétoscope et numérisées via la carte Eltec.

Le principe de la détection des poussières est illustré par les captures d'écran de la Figure A2.1. L'image d'origine que nous devons dépouiller (640x480 pixels, 256 niveaux de gris) est représentée sur la Figure A2.1 a). Après sélection du domaine d'étude (celui-ci peut être limité à une portion d'image ou englober l'ensemble de l'image) un programme détecte les positions des poussières et écrit ces données dans des fichiers exploitables par la suite. Pour cela il applique différents filtres qui peuvent être combinés à la demande de l'utilisateur. Les principaux filtres à disposition sont les suivants :

- ◆ Soustraction d'une image de référence
- ◆ Lissage de l'image afin d'éviter la détection de bruit (moyenne de chaque pixel par les pixels voisins)
- ◆ Homogénéisation du fond (construction d'une image de référence avec harmonisation de l'éclairage par interpolation)

Une fois l'image filtrée la technique de détection des contours permet de repérer les objets lumineux sur l'image. L'utilisateur peut choisir le nombre de contours; plus ce nombre est grand, plus des objets faiblement lumineux sont détectés. Augmenter le nombre de contours a l'avantage de pouvoir détecter une poussière moins bien éclairée que les autres mais nécessite un bon filtrage au préalable pour éviter le bruit. L'analyse des contours effectuée, il suffit alors pour déterminer la position des poussières de calculer le barycentre de chacun des contours (cercle sur la Figure A2.1 b)). A droite de l'écran, une interface utilisateur permet de corriger les éventuelles erreurs commises par le programme en enlevant des objets qui ne sont pas des poussières (bruit) ou en rajoutant des poussières non détectées.

Cette détection peut s'appliquer à une seule image ou à une série d'images. Le programme dépouille alors automatiquement toutes les images de la série et prévient l'utilisateur (par un son) s'il rencontre un problème lors du traitement, c'est à dire si sur l'une des images de la série il détecte une poussière en plus ou en moins par rapport à la première image de la série. Le programme passe alors en mode manuel et active l'interface utilisateur.

Lorsque la série est entièrement traitée un programme récupère les fichiers de données et construit les trajectoires des poussières comme on peut le voir sur la Figure A2.2 a) où 20 images ont été dépouillées. A partir de ces points des calculs de vitesses (voir Chapitre IV) ou de statistique (voir Chapitre V) peuvent être demandés au programme. La Figure A2.2 b) est la superposition des 20 images dépouillées, ce qui nous permet de confirmer la fiabilité de la détection automatique.

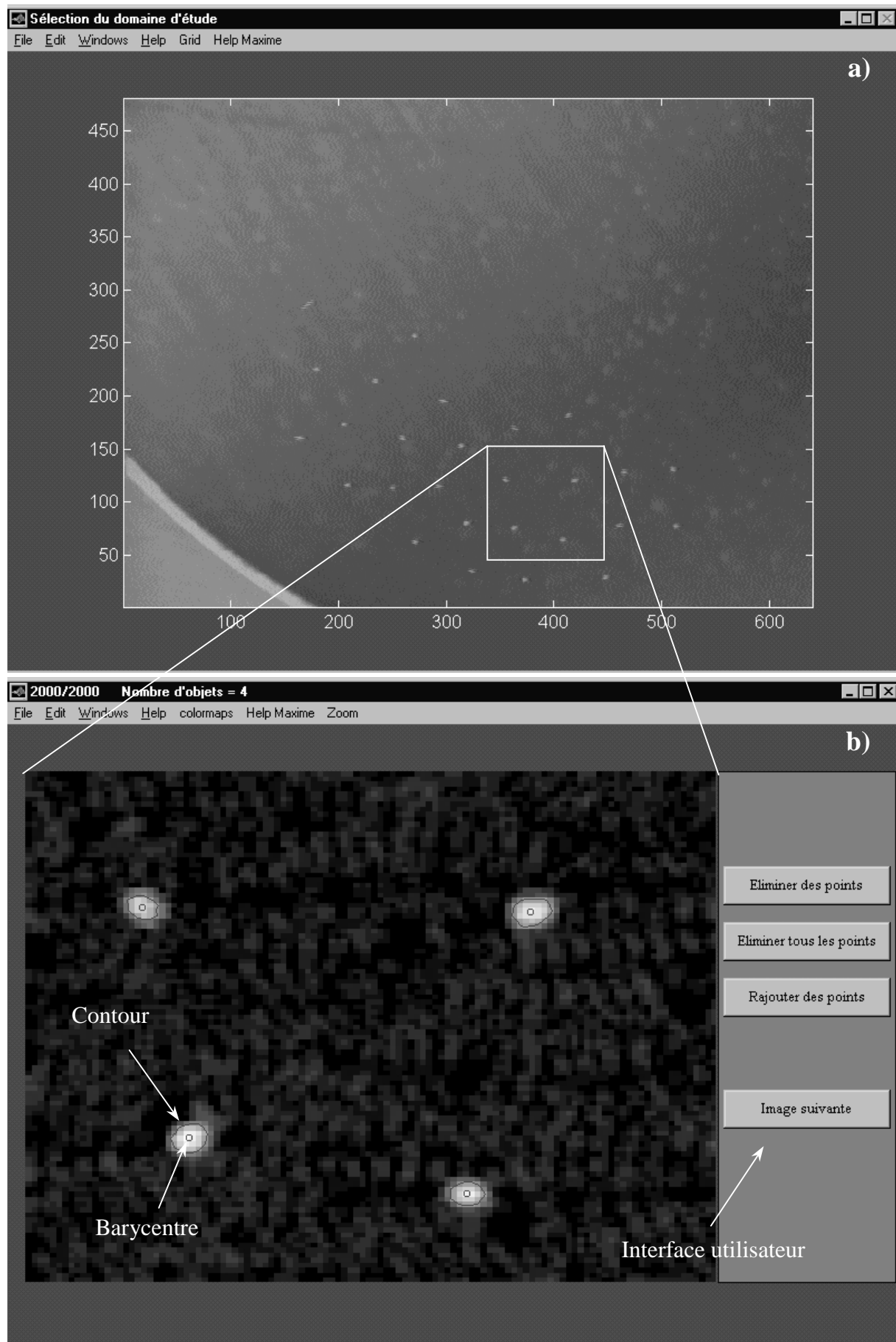


Figure A2.1 : a) Image d'origine b) Traitement d'une portion de l'image

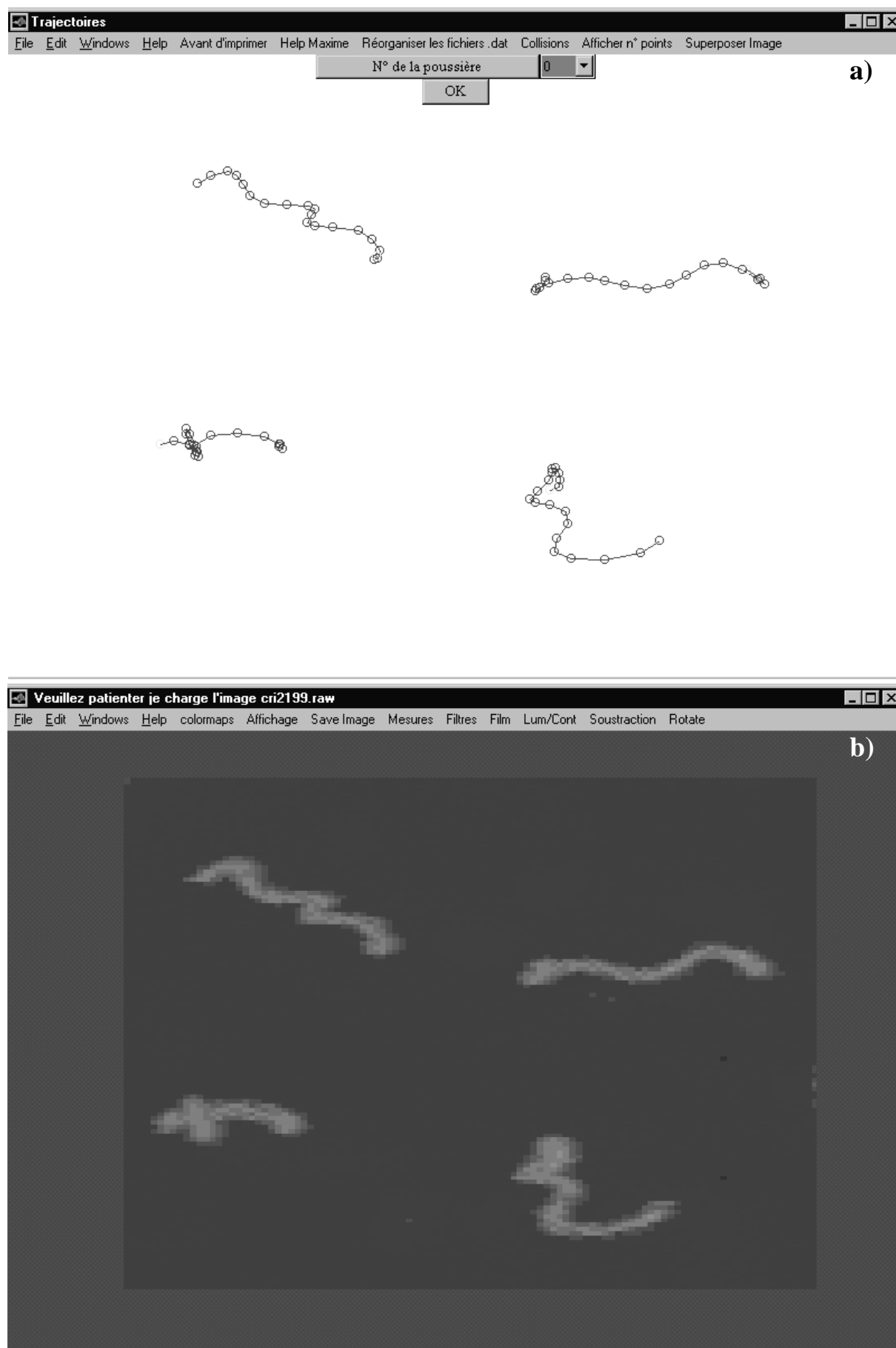


Figure A2.2 : a) Série dépouillée (20 images) b) Superposition des images

ANNEXE 3

RAPPELS SUR LA THEORIE CLASSIQUE DES COLLISIONS

ELASTIQUES^[66,67]

Principales grandeurs

Dans le cas de forces centrales, la force exercée par une particule 1 sur une particule 2 est égale mais de sens opposée à la force exercée par la particule 2 sur la particule 1. Ces forces dérivent d'un potentiel d'interaction $\phi(r)$ ce qui nous permet d'écrire :

$$\vec{F}_{12} = -\vec{F}_{21} = -\frac{\partial \phi}{\partial r} \frac{\vec{r}}{r} \quad (\text{A3.01})$$

où $\vec{r} = \vec{r}_1 - \vec{r}_2$ est le vecteur position relative de la particule 1 par rapport à la particule 2.

En repérant la position de chaque particule (\vec{r}_1 et \vec{r}_2) par rapport à la position du centre de gravité (\vec{r}_G) on obtient :

$$\begin{aligned} \vec{r}_1 &= \vec{r}_G + \frac{m_2}{m_1 + m_2} \vec{r} \\ \vec{r}_2 &= \vec{r}_G - \frac{m_1}{m_1 + m_2} \vec{r} \end{aligned} \quad (\text{A3.02})$$

En combinant les équations de la dynamique des deux particules, nous obtenons alors l'équation du mouvement relatif :

$$\vec{F}_{12} = \mu \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} \quad (\text{A3.03})$$

avec:

$$\mu = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} \quad (\text{A3.04})$$

où μ est la masse réduite du système.

La relation (A3.03) nous montre que le mouvement relatif est identique au mouvement d'un mobile fictif de masse μ qui évoluerait autour d'un point fixe O avec un vecteur position $\vec{r} = \vec{r}_1 - \vec{r}_2$ sous l'action de la force d'interaction \vec{F}_{12} . Afin de simplifier les calculs nous pouvons étudier le mouvement de ce mobile dans le système du centre de gravité. La situation est alors décrite par la Figure A3.1.

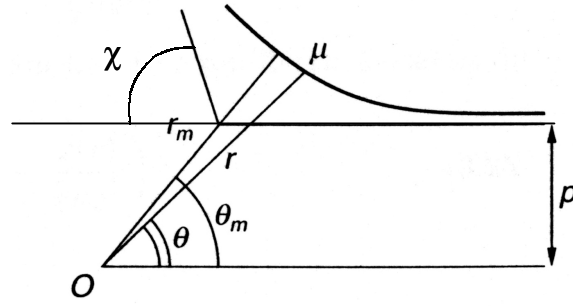


Figure A3.1 : *Mouvement du mobile fictif dans le système du centre de gravité*

Les coordonnées du mobile sont représentées par r et θ , r_m est la distance de plus courte approche correspondant à θ_m et p est le paramètre d'impact c'est à dire la distance à laquelle passerait le mobile s'il n'y avait pas de force d'interaction. Le paramètre fondamental qui permet de décrire cette collision est l'angle de déviation χ lié à θ_m par :

$$\chi = \pi - 2\theta_m \quad (\text{A3.05})$$

Il s'agit maintenant d'exprimer χ en fonction des paramètres de la collision et notamment en fonction de $\varphi(r)$. Pour cela il suffit d'écrire les équations de conservation du moment cinétique par rapport au point O et de conservation de l'énergie que l'on combine pour obtenir les relations suivantes :

$$\dot{r} = -g \left(1 - \frac{p^2}{r^2} - 2 \frac{\varphi(r)}{\mu g^2} \right)^{1/2} \quad (\text{A3.06})$$

$$\frac{dr}{d\theta} = -\frac{r^2}{p} \left(1 - \frac{p^2}{r^2} - 2 \frac{\varphi(r)}{\mu g^2} \right)^{1/2} \quad (\text{A3.07})$$

où g est la vitesse relative initiale des deux particules aussi bien dans le système du centre de gravité que dans celui du laboratoire : $g = |\vec{v}_1 - \vec{v}_2|_{t_{\text{initial}}}$

La distance de plus courte approche r_m est alors la valeur de r pour laquelle l'équation (A3.06) s'annule c'est à dire la solution de :

$$1 - \frac{p^2}{r^2} - 2 \frac{\varphi(r)}{\mu g^2} = 0 \quad (\text{A3.08})$$

On peut alors en déduire l'angle θ_m :

$$\theta_m = \int_{r_m}^{\infty} \frac{p \, dr}{r^2 \left(1 - 2 \frac{\varphi(r)}{\mu g^2} - \frac{p^2}{r^2} \right)^{1/2}} \quad (\text{A3.09})$$

Soit finalement :

$$\chi(p, g) = \pi - 2p \int_{r_m}^{\infty} \frac{dr}{r^2 \left(1 - 2 \frac{\varphi(r)}{\mu g^2} - \frac{p^2}{r^2} \right)^{1/2}} \quad (\text{A3.10})$$

Le passage du référentiel du centre de gravité au référentiel du laboratoire (référentiel de l'expérience) s'effectue par les relations suivantes donnant les angles de déviation de la particule cible (θ_2) et de la particule incidente (θ_1) en fonction de χ :

$$\theta_2 = \frac{1}{2}(\pi - \chi) \quad (\text{A3.11})$$

$$\tan \theta_1 = \frac{\sin \chi}{\frac{m_1}{m_2} + \cos \chi} \quad (\text{A3.12})$$

De ces deux équations on peut établir une relation entre θ_1 , θ_2 , m_1 et m_2 :

$$\tan \theta_1 = \frac{\sin 2\theta_2}{\frac{m_1}{m_2} - \cos 2\theta_2} \quad (\text{A3.13})$$

Notion de section efficace

Soit un faisceau de particules monoénergétiques représenté par le flux Φ_1 et diffusé par un centre fixe O (voir Figure A3.2). Le nombre de particules diffusées par unité de temps à l'intérieur de l'angle solide $d\Omega$ autour d'une direction χ donnée peut alors s'exprimer sous la forme :

$$\frac{dN_1}{dt} = \Phi_1 \sigma(\chi, \phi) d\Omega \quad (\text{A3.14})$$

où $\sigma(\chi, \phi)$ est la section efficace différentielle de collision élastique.

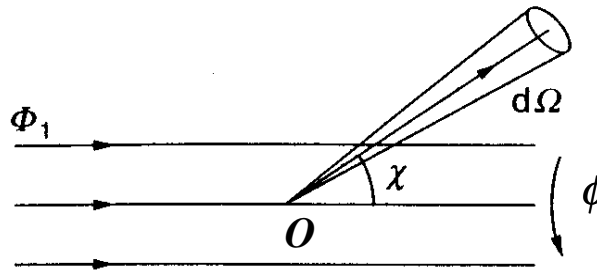


Figure A3.2 : *Diffusion d'un faisceau par un centre fixe*

Les forces en jeu étant centrales on admet que σ ne dépend pas de l'azimut ϕ mais seulement de l'angle de déviation χ . On exprime alors le nombre de particules dont la déviation est comprise entre χ et $d\chi$ de la façon suivante :

$$\frac{dN_1}{dt} = \Phi_1 \sigma(\chi) 2\pi \sin \chi d\chi \quad (\text{A3.15})$$

car
$$d\Omega = 2\pi \sin \chi d\chi \quad (\text{A3.16})$$

Afin d'exprimer cette section efficace en fonction du paramètre d'impact p on peut écrire que le nombre de particules subissant une collision dont le paramètre d'impact est compris entre p et $p+dp$ est :

$$\frac{dN_1}{dt} = \Phi_1 2\pi p dp \quad (\text{A3.17})$$

Des équations (A3.15) et (A3.17) on obtient l'expression suivante pour la section efficace différentielle de collision élastique :

$$\sigma(\chi) = \frac{p \, dp}{\sin \chi \, d\chi} \quad (\text{A3.18})$$

La section efficace de transfert de la quantité de mouvement est donnée par :

$$\sigma_1 = \int \sigma(\chi) (1 - \cos \chi) d\Omega \quad (\text{A3.19})$$

où le terme $1 - \cos \chi$ provient de la variation de la quantité de mouvement du faisceau projetée sur la direction initiale de celui-ci.

Soit en utilisant les relations (A3.16) et (A3.18) :

$$\sigma_1 = 2\pi \int p (1 - \cos \chi) dp \quad (\text{A3.20})$$

Il s'agit maintenant de calculer χ en fonction du potentiel d'interaction considéré.

Si l'on considère un potentiel d'interaction de type Coulombien entre deux particules de charge $Z_1 e$ et $Z_2 e$ on injecte dans l'équation (A3.09) l'expression suivante pour $\phi(r)$:

$$\phi(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0 r} \quad (\text{A3.21})$$

et on obtient pour θ_m :

$$\tan \theta_m = \frac{p}{p_0} \quad (\text{A3.22})$$

$$\text{où } p_0 = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0 \mu g^2} \quad (\text{A3.23})$$

est le paramètre d'impact donnant lieu à une déviation de 90° .

On en déduit alors en utilisant l'équation (A3.05) :

$$1 - \cos \chi = 1 + \cos 2\theta_m = \frac{2}{1 + \tan^2 \theta_m} \quad (\text{A3.24})$$

soit :

$$1 - \cos \chi = \frac{2}{1 + (p/p_0)^2} \quad (\text{A3.25})$$

On obtient finalement la section efficace de transfert de quantité de mouvement dans le cas d'un potentiel d'interaction Coulombien :

$$\sigma_{\text{coul}} = 4\pi \int \frac{p \, dp}{1 + (p/p_0)^2} \quad (\text{A3.26})$$

BIBLIOGRAPHIE

- [1] G.S. Selwyn, J. Singh, R.S. Bennett, " *In situ laser diagnostic studies of plasma-generated particulate contamination* ", J. Vac. Sci. Technol. A **7**, 2758-2765 (1989)
- [2] G.S. Selwyn, J.E. Heidenreich, K.L. Haller, " *Particle trapping phenomena in radio frequency plasmas* ", Appl. Phys. Lett. **57**, 1876-1878 (1990)
- [3] H.M. Anderson, R. Jairath, J.L. Mock, " *Particulate generation in silane/ammonia rf discharges* ", J. Appl. Phys. **67**, 3999-4011 (1990)
- [4] A. Bouchoule, A. Plain, L. Boufendi, J.Ph. Blondeau, C. Laure, " *Particle generation and behavior in a silane-argon low-pressure discharge under continuous or pulsed radio-frequency excitation* ", J. Appl. Phys. **70**, 1991-2000 (1991)
- [5] J.-L. Dorier, Ch. Hollenstein, A.A. Howling, " *Spatiotemporal powder formation and trapping in radio frequency silane plasmas using two-dimensional polarization-sensitive laser scattering* ", J. Vac. Sci. Technol. A **13**, 918-926 (1995)
- [6] A. Bouchoule, L. Boufendi, " *High concentration effects in dusty plasmas* ", Plasma Sources Sci. Technol. **3**, 292-301 (1994)
- [7] J.P. Boeuf, Ph. Belenguer, T. Hbid, " *Plasma particle interactions* ", Plasma Sources Sci. Technol. **3**, 407-417 (1994)
- [8] T. Gold, Mon. Not. R. Astron. Soc. **115**, 585-604 (1955)
- [9] E.C. Whipple, " *Potentials of surfaces in space* ", Rep. Prog. Phys. **44**, 1197-1250 (1981)
- [10] N. Meyer-Vernet, " *"Flip-Flop" of electrical potential of dust grains in space* ", Astron. Astrophys. **105**, 98-106 (1982)
- [11] C.K. Goertz, " *Dusty plasmas in the solar system* ", Rev. Geophys. **27**, 271-292 (1989)
- [12] De Angelis U., " *The physics of dusty plasmas* ", Physica Scripta. **45**, 465-474 (1992)

- [13] O. Havnes, T.K. Aanesen, F. Melandso, " *On dust charges and plasma potentials in a dusty plasma with dust size distribution* ", J. Geophys. Res. **95**, 6581-6585 (1990)
- [14] A. Barkan, N. D'Angelo, R.L. Merlino, " *Charging of dust grains in a plasma* ", Phys. Rev. Lett. **73**, 3093-3096 (1994)
- [15] C. Cui, J. Goree, " *Fluctuations of the charge on a dust grain in a plasma* ", IEEE Trans. Plasma Sci. **22**, 151-158 (1994)
- [16] B. Walch, M. Horanyi, S. Robertson, " *Charging of dust grains in plasma with energetic electrons* ", Phys. Rev. Lett. **75**, 838-841 (1995)
- [17] F. Melandso, T. Nitter, T. Aslaksen, O. Havnes, " *The dust direct current self bias potential in a time varying plasma sheath* ", J. Vac. Sci. Technol. A **14**, 619-623 (1996)
- [18] R.N. Carlile, S. Geha, J.F. O'Hanlon, J.C. Stewart, " *Electrostatic trapping of contamination particles in a process plasma environment* ", Appl. Phys. Lett. **59**, 1167-1169 (1991)
- [19] S.J. Choi, P.L.G. Ventzek, R.J. Hoekstra, M.J. Kushner, " *Spatial distributions of dust particles in plasmas generated by capacitively coupled radiofrequency discharges* ", Plasma Sources Sci. Technol. **3**, 418-425 (1994)
- [20] D.B. Graves, J.E. Daugherty, M.D. Kilgore, R.K. Porteous, " *Charging, transport and heating of particles in radiofrequency and electron cyclotron resonance plasmas* ", Plasma Sources Sci. Technol. **3**, 433-441 (1994)
- [21] S.J. Choi, M.J. Kushner, " *Mutual shielding of closely spaced dust particles in low pressure plasmas* ", J. Appl. Phys. **75**, 3351-3357 (1994)
- [22] S. Peters, A. Homann, A. Melzer, A. Piel, " *Measurement of dust particle shielding in a plasma from oscillations of a linear chain* ", Phys. Lett. A **223**, 389-393 (1996)
- [23] U. Konopka, L. Ratke, H.M. Thomas, " *Central collisions of charged dust particles in a plasma* ", Phys. Rev. Lett. **79**, 1269-1272 (1997)
- [24] H. Ikesi, " *Coulomb solid of small particles in plasmas* ", Phys. Fluids **29**, 1764-1766 (1986)

-
- [25] H. Thomas, G.E. Morfill, V. Demmel, J. Goree, B. Feuerbacher, D. Möhlmann, " *Plasma crystal : Coulomb crystallization in a dusty plasma* ", Phys. Rev. Lett. **73**, 652-655 (1994)
 - [26] Y. Hayashi, K. Tachibana, " *Observation of Coulomb-crystal formation by grown-up carbon particles in methane plasmas* ", Jpn. J. Appl. Phys. **33**, L804 (1994)
 - [27] A. Melzer, T. Trottenberg, A. Piel, " *Experimental determination of the charge on dust particles forming Coulomb lattices* ", Phys. Lett. A **191**, 301-308 (1994)
 - [28] J.B. Pieper, J. Goree, R.A. Quinn, " *Three-dimensional structure in a crystallized dusty plasma* ", Phys. Rev. E **54**, 5636-5640 (1996)
 - [29] V.E. Fortov, A.M. Lipaev, V.I. Molotkov, A.P. Nefedov, O.F. Petrov, V.M. Torchinskii, " *Dusty plasma ordered structures in the stratified dc glow discharge* ", Proceedings on XXIII ICPIG, 17-22 July 1997, Toulouse (France)
 - [30] S. Nunomura, T. Misawa, K. Asano, N. Ohno, S. Takamura, " *Observation of trapping and fluctuation of a dust cloud at a very low gas pressure* ", 1998 ICPP & 25th EPS Conf. on Contr. Fusion and Plasma Physics, ECA **22C**, 2509-2512 (1998)
 - [31] Y. Watanabe, M. Shiratani, M. Yamashita, " *Observation of growing kinetics of particles in a helium-diluted silane rf plasma* ", Appl. Phys. Lett. **61**, 1510 (1992)
 - [32] M.S. Barnes, J.H. Keller, J.C. Forster, J.A. O'Neill, D.K. Coultas, " *Transport of dust particles in glow-discharge plasmas* ", Phys. Rev. Lett. **68**, 313-316 (1992)
 - [33] M. Carrère, L. Chérigier, C. Arnas Capeau, G. Bachet, F. Doveil, " *Steady state behaviour of a multipolar plasma device* ", Rev. Sci. Instrum. **67**, 4124 (1996)
 - [34] Rapp, Englander-Golden, J. Chem. Phys. 1965
 - [35] K.N. Leung, N. Hershkowitz, K.R. MacKenzie, " *Plasma confinement par localized cusps* ", Phys. Fluids **19**, 1045-1053 (1976)
 - [36] K.N. Leung, G.R. Taylor, J.M. Barrick, S.L. Paul, R.E. Kribel, " *Plasma confinement by permanent magnet boundaries* ", Phys. Lett. **57A**, 145-147 (1976)

- [37] D. Guyomarch'h, " *Mesure automatique et cartographie d'un champ magnétique tridimensionnel dans une enceinte multipolaire* ", Rapport de stage de maîtrise, Université Aix-Marseille II (1991)
- [38] H.M. Mott-Smith, I. Langmuir, Phys. Rev. **28**, 727 (1926)
- [39] O. Auciello, " *Plasma diagnostics Volume 1 : Discharge parameters and chemistry* ", Edition Academic Press, p.114-130
- [40] C. Lejeune, " *Cours d'enseignement des techniques du vide* ", Institut d'électronique fondamentale Université Paris Sud (Orsay), 13-15
- [41] A.M. Pointu, " *Méthodes de mesures dans les plasmas* ", Laboratoire de physique des gaz et des plasmas, Université Paris Sud (Orsay)
- [42] F.F. Chen, " *Introduction to plasma physics and controlled fusion, Second edition, Volume I: Plasma physics* ", Edition Plenum Press New-York London, p.292-296 (1984)
- [43] E.Y. Wang, T. Intrator, N. Hershkowitz, " *Direct indication technique of plasma potential with differential emissive probe* ", Rev. Sci. Instrum. **56**, 519-524 (1985)
- [44] G. Bachet, L. Chérigier, M. Carrère, F. Doveil, " *Laser-Induced fluorescence observations of a multipolar argon discharge* ", Phys. Fluids B **5**, 3097-3102 (1993)
- [45] L. Chérigier, Thèse de doctorat, " *Mise au point d'un diagnostic de fluorescence induite par laser et application à l'étude d'un plasma d'argon multipolaire* ", Université de Provence (1994)
- [46] I.B. Bernstein, I. Rabinowitz, " *Theory of electrostatic probes in a low-density plasma* ", Phys. Fluids **2**, 112-121 (1959)
- [47] J.G. Laframboise, L.W. Parker, " *Probe design for orbit-limited current collection* ", Phys. Fluids **16**, 629-636 (1973)
- [48] J.E. Daugherty, R.K. Porteous, M.D. Kilgore, D.B. Graves, " *Sheath structure around particles in low-pressure discharges* ", J. Appl. Phys. **72**, 3934-3942 (1992)
- [49] D.R. Lide, Handbook of Chemistry and Physics **78nd**, 12.125 (1997-1998)

-
- [50] T. Nitter, " *Levitation of dust in rf and dc glow discharges* ", J. Vac. Sci. Technol. **5**, 93-111 (1996)
 - [51] M. Zuzic, H.M. Thomas, G.E. Morfill, " *Wave propagation and damping in plasma crystals* ", J. Vac. Sci. Technol. A **14**, 496-500 (1996)
 - [52] P.S. Epstein, " *On the resistance experienced by spheres in their motion through gases* ", Phys. Rev. **23**, 710 (1924)
 - [53] F. Diedrich, E. Peik, J.M. Chen, W. Quint, H. Walther, " *Observation of a phase transition of stored laser-cooled ions* ", Phys. Rev. Lett. **59**, 2931-2934 (1987)
 - [54] H.W. Jiang, R.L. Willet, H.L. Stormer, D.C. Tsui, L.N. Pfeiffer, K.W. West, " *Quantum liquid versus electron solid around $\nu=1/5$ Landau-level filling* ", Phys. Rev. Lett. **65**, 633-636 (1990)
 - [55] C.A. Murray, D.H. Van Winkle, " *Experimental observation of two-stage melting in a classical two-dimensional screened Coulomb system* ", Phys. Rev. Lett. **58**, 1200-1203 (1987)
 - [56] H.M. Thomas, G.E. Morfill, " *Solid/liquid/gaseous phase transitions in a plasma crystals* ", J. Vac. Sci. Technol. A **14**, 501-505 (1996)
 - [57] R.A. Quinn, C. Cui, J. Goree, J.B. Pieper, H. Thomas, G.E. Morfill, " *Structural analysis of a Coulomb lattice in a dusty plasma* ", Phys. Rev. E **53**, R2049-R2052 (1996)
 - [58] J.M. Kosterlitz, D.J. Thouless, J. Phys. C **6**, 1181 (1973)
B.I. Halperin, D.R. Nelson, Phys. Rev. B **19**, 2457 (1979)
A.P. Young, Phys. Rev. B **19**, 1855 (1979)
 - [59] K.J. Strandburg, Rev. Mod. Phys. **60**, 161 (1988)
 - [60] N. Metropolis, A.W. Rosenbluth, M.N. Rosenbluth, A.H. Teller, E. Teller, " *Equation of state calculations by fast computing machines* ", J. Chem. Phys. **21**, 1087-1092 (1953)
 - [61] V.N. Gheorghe, L.C. Giurgiu, O.S. Stoican, B.M. Mihalcea, D.M. Cacicovschi, E. Fazakas, F. Vedel, M. Vedel, " *Charged microparticle trapping in air* ", non publié, communication privée

- [62] W.L. Slattery, G.D. Doolen, H.E. DeWitt, " *Improved equation of state for the classical one-component plasma* ", Phys. Rev. A **21**, 2087-2095 (1980)
- [63] M.O. Robbins, K. Kremer, G.S. Grest, " *Phase diagram and dynamics of Yukawa systems* ", J. Chem. Phys. **88**, 3286-3312 (1988)
- [64] R.T. Farouki, S. Hamaguchi, " *Thermodynamics of strongly-coupled Yukawa systems near the one-component-plasma limit. II. Molecular dynamics simulations* ", J. Chem. Phys. **101**, 9885-9893 (1994)
- [65] A. Melzer, A. Homann, A. Piel, " *Experimental investigation of the melting transition of the plasma crystal* ", Phys. Rev. E **55**, 2757-2766 (1996)
- [66] L. Landau, E. Lifchitz, " *Physique théorique, Tome I : Mécanique* ", 4e édition complétée, Editions Mir, Moscou, p. 80-100 (1982)
- [67] J.L. Delcroix, A. Bers, " *Physique des plasmas I* ", InterEditions/CNRS Editions, Paris, p.141-180 (1994)

TABLE DES ILLUSTRATIONS

Chapitre II

Figure II.1 : <i>Dispositif expérimental</i>	15
Figure II.2 : <i>Alimentation de la cathode</i>	16
Figure II.3 : <i>Section efficace d'ionisation de l'argon</i>	17
Figure II.4 : <i>Valeur du champ magnétique à la distance d de l'aimant</i>	19
Figure II.5 : <i>Méthodes de confinement a) magnétique b) électrostatique</i>	19
Figure II.6 : <i>Schéma d'une sonde de Langmuir</i>	20
Figure II.7 : <i>Caractéristique de sonde</i>	21
Figure II.8 : <i>Détermination graphique du potentiel plasma</i>	27
Figure II.9 : <i>Ajustement d'une caractéristique de sonde</i>	30
Figure II.10 : <i>Composantes du courant électronique</i>	31
Figure II.11 : <i>a) Erreur $\Delta I = I_s - I_{fit}$ b) Erreur relative $\Delta I / I_s$</i>	31
Figure II.12 : <i>Fonction de distribution en énergie des électrons a) thermiques b) primaires</i> 32	
Figure II.13 : <i>Fonctions de distribution en énergie des deux populations électroniques</i>	32
Figure II.14 : <i>Montage du système de sondes différentielles</i>	33
Figure II.15 : <i>Caractéristiques typiques du système de sondes différentielles</i>	34
Figure II.16 : <i>Principe du circuit de pilotage du système de sondes différentielles</i>	35
Figure II.17 : <i>Niveaux d'énergie mis en jeu dans le processus de fluorescence</i>	36
Figure II.18 : <i>Acquisition du signal de fluorescence</i>	37
Figure II.19 : <i>Signal de fluorescence enregistré</i>	38
Figure II.20 : <i>Système introducteur de poussières</i>	40

Chapitre III

Figure III.1 : <i>Courbe typique d'émission secondaire (ici pour le verre)</i>	46
Figure III.2 : <i>Flux d'ions a) vers le disque b) au voisinage d'une poussière</i>	48
Figure III.3 : <i>Détermination du V_{flot} d'une poussière</i>	50
Figure III.4 : <i>Profils de potentiel pour différentes valeurs de V_{polar}</i>	56
Figure III.5 : <i>Evolution de la position d'une valeur de potentiel en fonction de V_{polar}</i>	57
Figure III.6 : <i>Forces appliquées à la poussière en fonction de la hauteur dans la gaine</i>	58
Figure III.7 : <i>Hauteur de lévitation en fonction de V_{polar}</i>	61
Figure III.8 : <i>Hauteurs de lévitation expérimentales et théoriques en fonction de V_{polar}</i>	61
Figure III.9 : <i>Oscillation naturelle d'une poussière</i>	64
Figure III.10 : <i>Amplitude de l'oscillation en fonction de ω et de τ</i>	67

Figure III.11 : Oscillations forcées d'une poussière en fonction de la fréquence d'excitation	69
Figure III.12 : Amplitude des oscillations et meilleur ajustement par $A(\omega)$	69
Figure III.13 : Fonctions de distribution des ions pour 2 hauteurs	71
Figure III.14 : a) Vitesse des ions b) Profils de potentiel	72
Figure III.15 : a) Vitesse des ions et b) potentiel accélérateur, en fonction de la distance au disque dans la zone de lévitation	74

Chapitre IV

Figure IV.1 : Collision étudiée a) Vue générale b) Zoom et angles de déviation	80
Figure IV.2 : Indices de position de la collision de la Figure IV.1	81
Figure IV.3 : Quantités de mouvement suivant a) x b) y	84
Figure IV.4 : Somme des quantités de mouvement suivant a) x b) y	84
Figure IV.5 : Conservation de l'énergie a) Energie de chaque poussière b) Somme des énergies	85
Figure IV.6 : Evolution de λ_S en fonction de r_m , p , g	87
Figure IV.7 : Evolution de λ_S en fonction de Z_i , Z_c	87

Chapitre V

Figure V.1 : Confinement du nuage de poussière	91
Figure V.2 : Nuage de poussières en phase organisée	92
Figure V.3 : Etapes de la construction d'un diagramme de Voronoï	94
Figure V.4 : Relation entre diagramme de Voronoï (traits pleins) et triangulation de Delaunay (pointillés)	94
Figure V.5 : Triangulation de Delaunay et diagramme de Voronoï de la Figure V.2	95
Figure V.6 : Méthodes géométriques appliquées à une série aléatoire de points	96
Figure V.7 : Fonction de corrélation de paire $g(r)$, a) sur 1 image, b) moyenne sur 200 images, c) moyenne sur 200 images et convention d'image minimum (les traits verticaux représentent $g(r)$ pour une structure hexagonale parfaite)	98
Figure V.8 : Résultats des simulations en fonction du nombre n de poussières	100
Figure V.9 : Evolution de l'énergie totale du système avec $n=15$	101
Figure V.10 : Analyses géométriques	102
Figure V.11 : Fonction $g(r)$ issue de la simulation à 27 poussières	103
Figure V.12 : Diagramme de transition de phase pour le modèle OCP et Yukawa	104
Figure V.13 : Mouvement des poussières autour de leur position d'équilibre	105
Figure V.14 : Evolution de la phase organisée en fonction de P_{ar} (10^{-3} mbar)	106
Figure V.15 : Fonction de distribution de a) v_x , b) v_y , c) v	108

Figure V.16 : <i>Isotropie de la distribution en vitesse des poussières</i>	109
Figure V.17 : <i>Evolution temporelle de v_x et v_y (valeurs moyennes en pointillés)</i>	110
Figure V.18 : <i>Evolution de la distance moyenne inter-poussières et de λ_{De}</i>	111
Figure V.19 : <i>Contours de Γ en fonction de Q_d et λ_s</i>	112

Annexes

Figure A2.1 : <i>a) Image d'origine b) Traitement d'une portion de l'image</i>	136
Figure A2.2 : <i>a) Série dépouillée (20 images) b) Superposition des images</i>	137
Figure A3.1 : <i>Mouvement du mobile fictif dans le système du centre de gravité</i>	140
Figure A3.2 : <i>Diffusion d'un faisceau par un centre fixe</i>	142

Résumé : Piégeage de poussières dans la gaine d'un plasma de décharge continue

Les plasmas contaminés par des poussières (plasmas poussiéreux) constituent une des nouvelles branches de la physique des plasmas. On les rencontre aussi bien à l'état naturel (plasmas astrophysiques) que dans les plasmas industriels (micro-électronique).

Dans cette thèse, nous analysons le comportement de poussières dans la gaine d'une électrode polarisée négativement et plongée dans un plasma d'argon. Celui-ci est créé dans une enceinte multipolaire, par une décharge continue à cathode chaude, à basse pression (plasma non collisionnel).

La charge négative d'une poussière isolée est estimée expérimentalement en mesurant sa hauteur de lévitation (lieu d'équilibre entre la force de gravité et la force électrique développée par l'électrode) ou en étudiant son oscillation résonante (oscillation naturelle ou forcée). Pour cela, le profil de potentiel de la gaine est mesuré avec des sondes différentielles. Nous vérifions que cette charge est du même ordre de grandeur que celle prédite par le modèle OML. Nous estimons l'influence des poussières sur la dynamique des ions dans la région de gaine avec le diagnostic de Fluorescence Induite par Laser (FIL).

Nous étudions une collision binaire élastique dont les caractéristiques dépendent du potentiel d'interaction entre les poussières. Celui-ci peut être modélisé par un potentiel Coulombien écranté et nous donnons une estimation de la longueur d'écrantage appliquée aux poussières. Elle est du même ordre de grandeur que la longueur de Debye électronique.

Lorsque l'énergie cinétique des poussières diminue, des couplages forts apparaissent entre les poussières et nous observons la formation de structures hexagonales. Un calcul variationnel montre qu'elles représentent l'état d'énergie minimum du système. Nous donnons une estimation du paramètre de couplage, rapport entre l'énergie d'interaction Coulombienne et l'énergie cinétique.

Abstract : Dust particle trapping in the sheath of a continuous discharge plasma

Plasmas contaminated by dust particles (dusty plasmas) are a new field in plasma physics. They occur in natural state (astrophysics plasmas) or in industrial plasmas (micro-electronic).

In this thesis, we analyze the behavior of dust particles in the sheath of a negatively biased electrode embedded in an argon plasma. The plasma is produced in a multipolar device, by a hot cathode discharge at low pressure (collisionless regime).

The negative charge of an isolated dust particle is experimentally estimated measuring its levitation height (where the gravity force and the electric force produced by the electrode, are in equilibrium) or studying its resonant oscillation (natural or forced oscillation). For this study the potential profile of the sheath is measured with differential emissive probes. We check that this charge is of the same order than the one predicted by the OML theory. We estimate the dust particles influence on the ions dynamic in the sheath region, using the Laser Induced Fluorescence (LIF) diagnostic.

We study a binary elastic collision which characteristics depend of the interacting potential between dust particles. This one can be modeled by a screened Coulombian potential and we give an estimation of the dust screening length. It is of the order of the electron Debye length.

When the dust particles kinetic energy decreases, strong coupling appears between them and we observe the formation of hexagonal structures. A variational calculation shows that this order corresponds to the minimum energy of the system. We estimate the coupling parameter, ratio between the interaction energy and the kinetic energy.

Mots-clés : Plasmas poussiéreux, Charge d'une poussière, Dynamique des poussières, Systèmes fortement couplés, Gaines électrostatiques, Fluorescence Induite par Laser, Décharge continue, Enceinte multipolaire.