



**HAL**  
open science

# Conception d'une optique électrostatique à champ de vue hémisphérique pour l'étude des plasmas magnétosphériques, terrestre et planétaires

Xavier Morel

## ► To cite this version:

Xavier Morel. Conception d'une optique électrostatique à champ de vue hémisphérique pour l'étude des plasmas magnétosphériques, terrestre et planétaires. Physique des plasmas [physics.plasm-ph]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2012. Français. NNT: . tel-01062842

**HAL Id: tel-01062842**

**<https://theses.hal.science/tel-01062842>**

Submitted on 15 Sep 2014

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

**THESE DE DOCTORAT DE  
L'UNIVERSITE PIERRE ET MARIE CURIE**

Spécialité

Physique des Plasmas  
(Ecole doctorale ED389 P2MC La Physique de la Particule à la Matière Condensée)

Présentée par

M. MOREL Xavier

Pour obtenir le grade de

**DOCTEUR de l'UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE**

Sujet de la thèse :

Conception d'une optique électrostatique à champ de vue hémisphérique pour l'étude des plasmas magnétosphériques, terrestre et planétaires

Thèse dirigée par Matthieu BERTHOMIER et Dominique DELCOURT  
Préparée au Laboratoire de Physique des Plasmas

Soutenue le 24 Septembre 2012

devant le jury composé de :

M. Tiberiu MINEA  
M. Alain HILGERS  
M. Marie-Christine ANGININ  
M. Jean André SAUVAUD  
M. François LEBLANC  
M. Matthieu BERTHOMIER

Rapporteur  
Rapporteur  
Examineur  
Examineur  
Examineur  
Invité



**Résumé :** Nous présentons le développement d'une optique électrostatique à champ de vue hémisphérique fonctionnant dans la gamme d'énergie allant de quelques eV à 30 keV et dont nous avons étudié le principe de fabrication en mettant en place un procédé de lithographie innovant. Après avoir exposé nos motivations scientifiques et l'état de l'art des optiques électrostatiques dédiées à l'étude des plasmas spatiaux, nous présentons le concept optique à la base de cet instrument. Avec deux têtes de mesure, il est possible de s'affranchir de la période de rotation des satellites pour avoir une couverture complète des directions d'arrivée des particules. La résolution temporelle des mesures n'est plus déterminée que par la rapidité du balayage en énergie de l'instrument et par sa sensibilité qui s'avère équivalente à un ensemble de 8 détecteurs classiques à champ de vue 2D. Ce concept repose sur une polarisation indépendante des faces internes et externes des électrodes. Ceci est rendu possible par l'utilisation de plastique haute performance pour la réalisation des électrodes de l'optique. Deux procédés ont été mis en place *ab initio* pour permettre la fabrication de l'optique au laboratoire. Le premier est un procédé de métallisation chimique, le second un procédé de lithographie laser. Leur combinaison permet de réaliser une métallisation sélective des électrodes pour assurer une décroissance linéaire du potentiel en certaines zones de l'optique afin d'éviter les phénomènes de claquage. La question de la polarisation à haute tension de l'optique est également abordé, nous montrons comment l'ablation en profondeur du polymère permet de polariser l'optique à champ de vue 3D sans affecter ses performances.

**Mots-clés :** physique des plasmas spatiaux, analyseur plasma, champ de vue hémisphérique, haute résolution temporelle, simulation numérique, métallisation de plastique, métallisation sélective de plastique, lithographie laser UV.

---

**Thesis title:** Design of an electrostatic optic with a hemispherical field of view for the study of magnetospheric, terrestrial and planetary plasmas.

**Abstract:** We present the development of an innovative 3D plasma analyzer with a hemispherical field of view that covers an energy range from a few keV to 30 keV, and for which we have studied its' manufacturing process by implementing a lithographic process. After outlining our scientific motivations and the state of the art of electrostatic optics dedicated to the study of space plasmas, we present the concept behind this 3D optic. With two measuring heads, it is possible to overcome the satellites' period of rotation to have a full coverage of the arrival directions of particles. The temporal resolution of the measurements is only determined by the energy scanning speed of the instrument and its' sensitivity that is equivalent to 8 classic 2D field of view detectors. This concept is based on the independent polarization of the internal and external faces of the electrodes. This is made possible by the use of high performance plastic in the realization of the optic's electrodes. Two methods have been developed, that allow the realization of the optic at the laboratory. The first is a method of chemical electroless metallization; the second is a laser lithographic process. The combination of the two processes allows a selective metallization of the electrodes to ensure a linear decrease of potential in some areas of the optic in order to avoid breakdown voltage. Finally, the problem of the electric polarization is discussed and we show how the deep ablation of the polymer allows the polarization of the optic without deterioration of its' performances.

**Keywords:** space plasma physics, plasma analyzer, hemispherical field of view, high temporal resolution, numerical simulation, plastic metallization, selective plastic metallization, UV laser lithography.

Laboratoire de Physique des Plasmas, 4 avenue de Neptune, 94100 Saint-Maur-des-Fossés

# Remerciements

C'est avec ces remerciements que j'achève ce soir la rédaction de ce manuscrit de thèse.

Je tiens tout d'abord à remercier Matthieu Berthomier et Dominique Delcourt d'avoir accepté de diriger cette thèse. Plus particulièrement Matthieu, pour l'avoir encadré et m'avoir donné la possibilité de travailler sur ce projet. Merci pour ta disponibilité et ces discussions toujours enrichissantes et créatrices, ton énergie et ton sens théorique de l'expérience. Ce duo de travail a été une superbe aventure professionnelle et humaine. J'ai beaucoup appris au cours ces années.

En regardant ces pages, je réalise le chemin parcouru. Comment ne pas repenser à la première réunion que nous avons eu, avec Jean-Jacques, à propos de l'instrument, juste avant que je commence cette thèse, le projet était ambitieux, bourré de défis technologiques et chacun de ceux relevés resteront gravés comme des moments forts. La physique expérimentale est allée au-delà de mes attentes et la physique appliquée a pris tout son sens dans ce projet véritablement transdisciplinaire.

Encore merci !

Je tiens également à remercier Jean-Jacques Berthelier, à qui l'on doit la paternité de ce concept optique. Merci pour tes remarques pertinentes et toutes ces discussions. Merci pour tes anecdotes sur la vie du labo de Saint-Maur et ces récits historiques le midi que nous écoutions tous religieusement.

Ce travail de thèse a été réalisé dans un laboratoire dont la promiscuité, dans un cadre superbe, et l'ambiance ont rendu son déroulement bien plus qu'agréable.

Merci à tous ceux que j'ai pu côtoyer sur le site de Saint-Maur : Olivier, Fouad, Iannis, Alessandro, Christine. Merci à Christiane pour ta disponibilité quand il fallut gérer des commandes à n'en plus finir. A Raymond, pour ta bonne humeur, et l'intérêt que tu as porté à mon travail. J'ai également un pensé pour Hung, avec qui j'ai partagé le bureau pendant ces années, merci pour ton humilité et ta gentillesse. Merci Christophe, Alain, Joël, et les pongistes de saint-maur. A Sébastien, pour ton aide, ta bonne humeur et ta disponibilité. A Jean-Denis, pour le fun indéniable que tu insuffles. A Frédérique, Jean, pour vos conseils pointus et votre savoir faire. À Amine, Anna, Emilie, Hong, Tran, Nicolas, Malik, Jérôme (aka Rocky), thésards ou anciens thésards du labo avec qui j'ai passé de très bons moments.

Je remercie également les personnes avec qui j'ai pu collaborer plus étroitement, Olivier Godde et Olivier Bousquet, du bureau d'étude du Laboratoire de Météorologie Dynamique. Merci pour l'intérêt et le temps que vous avez consacré à travailler sur ce projet lors de la réalisation du modèle mécanique de l'instrument et pour vos conseils précis durant la phase réalisation des électrodes de l'instrument. Merci également à Mickael Baudier pour la réalisation mécanique du bras de positionnement. Merci à Bruno Katra pour le travail que tu as réalisé sur le générateur de pulse au manuel inexistant ! et pour ta bonne humeur.

Merci à la direction du laboratoire, Laurence Rezeau, Antoine Rousseau.

Merci aux membres du jury, Tiberiu Minea et Alain Hilgers d'avoir rapporté ce travail, merci également à Marie-Christine Angonin, François Leblanc et Jean-André Sauvaud d'avoir accepté d'examiner ce travail et la soutenance.

Enfin, merci à mes proches à qui je dédie ce travail.

Migane, pour tes relectures, si précieuses, ton soutien, tes encouragements, durant toutes ces années et toutes ces discussions constructives qu'on a eues à propos de cette thèse : iluvya :

A mes parents (je me rappelle de ce soir d'été en Camargue, je devais avoir cinq/six ans, quand on a pointé cette petite lunette astronomique vers les anneaux de Saturne et les satellites de Jupiter. Aussi loin que je puisse remonter, ce fût mon premier choc frontal avec la Physique, il a influencé tout le reste) et ma grand-mère, mon frère, mes oncles, tantes, cousins et cousines, nièce et belle sœur et ceux partis trop tôt pour voir tout ça. Vous avez tous été des piliers sur lesquels je me suis reposé pour parvenir au bout de ce long cursus.

Egalement merci aux enseignants qui m'auront convaincu et marqué par leur passion pour la Physique. Agnès Borderies, prof de physique en 2<sup>nd</sup> et Term S, qui nous enseignait l'humilité devant la physique. Roch Smets pour nous avoir enseigné la physique avec ce génial pétilllement et ce sens de la formule.

Merci aussi à mes maîtres de stage de Licence, Master 1 et 2, Guy Cernogora (Latmos) et Julien Barjon (Gemac), qui ont su laisser, à l'étudiant que j'étais, les libertés nécessaires sur ces sujets de stage pour découvrir les sciences Physiques expérimentales et faire naître cette vocation.



# Table des matières

<b>INTRODUCTION</b>	<b>11</b>
<b>CHAPITRE I : CONTEXTE SCIENTIFIQUE</b>	<b>13</b>
<b>I – La magnétosphère terrestre</b>	<b>14</b>
1.1 La turbulence plasma	14
1.2 La reconnexion magnétique	15
1.3 Le choc d'étrave	17
1.4 Synthèse	18
<b>II – Les régions aurorales de l'environnement terrestre</b>	<b>18</b>
<b>III – Les environnements planétaires</b>	<b>20</b>
<b>CHAPITRE II : LES SPECTROMETRES PLASMA</b>	<b>22</b>
<b>I – Principes de base de l'optique électrostatique</b>	<b>22</b>
<b>II– Caractéristiques d'un spectromètre plasma</b>	<b>27</b>
<b>III– Etat de l'art</b>	<b>30</b>
3.1 Le spectromètre plasma de type « top-hat »	30
3.2 Limitations du « top-hat »	32
3.3 Variations autour du concept de « top-hat »	33
3.4 Concepts d'analyseurs 3D existants et leurs limitations	35
3.5 Conclusion	38
<b>CHAPITRE III : DEVELOPPEMENT D'UNE OPTIQUE A CHAMP DE VUE HEMISPHERIQUE</b>	<b>39</b>
<b>I - Concept optique</b>	<b>39</b>
<b>II - Présentation du modèle numérique</b>	<b>43</b>
<b>III - Etude du concept en géométrie cylindrique à 2D</b>	<b>48</b>
3.1 Elimination des UV	48
3.2 Contrôle du champ de vue dans la dimension polaire	49
3.3 Conclusion sur l'étude du concept en géométrie cylindrique	51
<b>IV - Modèle toroïdal simple</b>	<b>52</b>
4.1 Présentation du modèle	52
4.2 Performances optiques du modèle	52
4.3 Synthèse	57
<b>V – Optimisation du modèle et étude paramétrique</b>	<b>57</b>
5.1 Etude de l'influence du grand rayon du tore $R_a$ sur les performances optiques	58

5.2 Perte de particules vers les secteurs adjacents	59
<b>VI - Modèle toroïdal avancé</b>	<b>60</b>
6.1 Implémentation des cloisons	60
6.2 Implémentation de diaphragmes à l'entrée des canaux	62
6.3 Synthèse des résultats pour le modèle final	63
<b>VII – Modèle mécanique</b>	<b>71</b>
<b>CHAPITRE IV : PROCEDES DE METALLISATION DES PLASTIQUES</b>	<b>76</b>
<b>I – Métallisation des plastiques</b>	<b>77</b>
1.1 Préparation de la surface et activation du polymère	77
1.2 La métallisation	82
1.3 Choix du type de procédé de métallisation	86
<b>II – Présentation du procédé de métallisation mis en place</b>	<b>87</b>
2.1 Généralités sur la chimie de la métallisation « electroless »	87
2.2 Choix du plastique utilisé et du métal déposé	89
2.3 Description détaillée du procédé utilisé	90
<b>III – Validation expérimentale du procédé de métallisation</b>	<b>99</b>
3.1 Nettoyage aux ultrasons	100
3.2 Traitement plasma	100
3.3 Greffage des ions palladium	102
3.4 Réduction du palladium ionique à l'état de palladium métallique	102
3.5 Métallisation « electroless »	103
<b>CHAPITRE V : METALLISATION SELECTIVE DES PLASTIQUES</b>	<b>106</b>
<b>I – Objectifs de la métallisation sélective</b>	<b>106</b>
<b>II –Recherche d'un procédé de métallisation sélective adapté</b>	<b>107</b>
2.1 Spécificités de notre problème	107
2.2 Métallisation sélective par modification du potentiel de surface	108
2.3 Métallisation sélective par greffage direct de palladium en solution	109
2.4 Métallisation sélective après ablation de palladium déposé par spin-coating	110
<b>III - Présentation du procédé de métallisation sélective mis au point</b>	<b>111</b>
3.1 Adaptation du procédé de métallisation « electroless »	111
3.2 Choix du type de rayonnement UV utilisé	113
3.3 Effet de seuil dans l'ablation du palladium par laser	114
<b>IV – Dispositif expérimental</b>	<b>115</b>
4.1. La source laser	117
4.2. Mesure de l'énergie et du profil du faisceau laser	119
4.3 Eléments opto-mécaniques et système de visualisation	120
<b>V – Schéma du banc optique</b>	<b>124</b>
5.1 Présentation générale du banc optique	124

5.2 Choix des éléments optiques	125
5.3 Simulation optique	126
5.4 Validation du banc expérimental	128
<b>VI – Résultats</b>	<b>130</b>
6.1 Métallisation sélective	130
6.2 Réalisation de pistes de largeurs variables	130
6.3 Tests de claquage à haute tension	133
<b>CHAPITRE VI : POLARISATION DE L’OPTIQUE ELECTROSTATIQUE</b>	<b>135</b>
<b>I – Polarisation des parties métallisées de l’optique</b>	<b>135</b>
1.1 Présentation du problème	135
1.2 Solutions envisagées	136
<b>II – Ablation en profondeur d’un polymère par laser excimère</b>	<b>142</b>
2.1 Interprétations physico-chimiques	142
2.2 Lois empiriques	143
2.3 Application au cas de l’ablation d’Ultem par un laser XeCl	144
<b>III – Conception du banc optique d’ablation laser</b>	<b>145</b>
3.1 Principe de l’homogénéisation du faisceau laser	145
3.2 Intégration du système d’homogénéisation du faisceau au banc	147
3.3 Modélisation des performances du banc optique	149
<b>CONCLUSIONS</b>	<b>153</b>
<b>PERSPECTIVES</b>	<b>155</b>
<b>BIBLIOGRAPHIE</b>	<b>158</b>



# Introduction

Dans la magnétosphère terrestre et le vent solaire, le transport induit par la turbulence plasma, la reconnexion magnétique et ses conséquences sur l'interaction Soleil-Terre, ainsi que la formation de chocs non-collisionnels, sont autant de phénomènes qui nécessitent la mise en orbite de constellations de satellites ayant une réelle capacité d'analyse multi-échelles. Or, à l'heure actuelle, l'exigence de haute résolution temporelle des mesures et le champ de vue instantané limité des spectromètres plasmas impose de multiplier les têtes de mesure sur chaque satellite. On comprend les limites de cette approche qui contraint fortement le nombre de satellites pouvant être déployés.

Pour les missions d'exploration planétaire, l'utilisation de plateformes stabilisées trois axes, c'est-à-dire pointant vers la Planète aux fins d'imagerie, limite la qualité de mesures des spectromètres plasmas dont le champ de vue instantané ne couvre qu'une partie limitée de l'espace. Alors que des concepts d'instruments à champ de vue élargi et fonctionnant à basse énergie, jusqu'à quelques keV, ont été développés dans le passé, la qualité de la mesure du plasma de plus haute énergie, jusqu'à plusieurs dizaines de keV, reste un enjeu essentiel pour comprendre, par exemple, les phénomènes dynamiques se produisant dans les accélérateurs géants que forment les magnétosphères planétaires comme celle de Jupiter.

L'objectif de cette thèse était de démontrer la faisabilité d'un spectromètre plasma à champ de vue hémisphérique, fonctionnant dans une large gamme d'énergie, et dont les performances seraient adaptées, à la fois aux enjeux de la physique des relations Soleil-Terre, et aux contraintes des missions d'exploration planétaires. Dans ce manuscrit, nous reviendrons au Chapitre I, de façon plus approfondie, sur les motivations scientifiques à l'origine de ce travail de conception instrumentale. Ensuite, après avoir rappelé quelques principes fondamentaux d'optique électrostatique, nous établirons au Chapitre II un bref état de l'art des spectromètres plasmas existants. Nous montrerons les limitations de ces approches. Puis, au Chapitre III, nous exposerons un concept générique de spectromètre à champ de vue hémisphérique et les différentes étapes du travail de modélisation numérique entrepris afin d'optimiser ses performances.

La mise au point d'un nouvel instrument implique un ensemble de tâches incluant : la modélisation numérique, la conception mécanique et électrique, la fabrication, les tests et la

calibration d'un prototype. On notera, comme cela est souligné par J. P. McFadden et C. W. Carlson (McFadden et al. 1998) à l'origine du concept d'instrument « top-hat » évoqué au chapitre II, qu'idéalement, la modélisation numérique ne peut pas être menée à son terme sans considérer son impact sur la conception électrique et mécanique du capteur. Ainsi, les allées et venues entre ces différents aspects de la conception peuvent être nombreuses et le modèle d'instrument peut être amené à évoluer. Dans cette thèse, nous nous sommes concentrés sur l'étude de l'optique électrostatique à champ de vue hémisphérique tout en intégrant ces contraintes liées à la conception électrique et mécanique de l'instrument. Parallèlement à ce travail, une action de R&T a été entreprise au laboratoire pour développer le détecteur imageur associé à l'optique 3D et le système de convertisseur DC-DC permettant la polarisation du détecteur et de l'optique. Cette thèse représente donc l'un des volets du travail de développement engagé par le LPP sur ce concept d'instrument.

Afin de montrer qu'il était possible de construire cette optique électrostatique, j'ai dû concevoir un procédé de fabrication faisant appel à des technologies très largement en dehors du domaine de compétence classique d'un laboratoire de physique des plasmas spatiaux. Au Chapitre IV, nous présenterons le procédé physico-chimique mis au point pour la métallisation des électrodes de notre optique. Nous décrirons ensuite, au Chapitre V, la technique de métallisation sélective développée au laboratoire pour maîtriser le profil de potentiel électrique créé au sein de l'optique. Enfin, le Chapitre VI abordera la question de la polarisation de l'optique. La solution proposée implique la mise en place d'un dispositif d'ablation laser et nous montrerons sa faisabilité à partir d'une modélisation du banc optique.

Enfin, après avoir résumé les principaux résultats obtenus, nous exposerons les nombreuses perspectives de ce travail de thèse, de validation expérimentale au laboratoire et d'adaptation de ce concept générique d'instrument aux besoins spécifiques des missions spatiales d'étude du Système Solaire.

---

# Chapitre I : Contexte scientifique

---

La magnétosphère terrestre est un véritable laboratoire de physique des plasmas où il est possible d'étudier un grand nombre de processus physiques. Accessible aux mesures *in situ* grâce aux satellites scientifiques, cet environnement ionisé se compose de nombreuses régions aux propriétés variables: la queue magnétique, la magnétopause, les cornets polaires, les régions aurorales. Dans chacune de ces régions ont lieu des processus physiques universels qui sont aussi à l'œuvre dans des objets astrophysiques plus lointains tels que les disques d'accrétions, les super novae, ou les systèmes planétaires. Dans la magnétosphère lointaine, qui est en interaction directe avec le vent solaire, on peut distinguer trois phénomènes majeurs: la turbulence, la reconnexion magnétique et la formation de chocs à l'interface de plasmas en expansion l'un par rapport à l'autre. Ces phénomènes régissent le couplage de plasmas non-collisionnels en interaction. Dans ces environnements, le champ magnétique est faible et de direction variable. Il indique néanmoins une direction privilégiée du milieu, ce qui implique une forte anisotropie de la fonction de distribution des particules du plasma. Etant donnée la variation souvent rapide de la direction du champ magnétique au cours de la trajectoire d'un satellite, la mesure de la fonction de distribution des particules doit permettre une vue 3D du milieu de façon aussi rapide que possible.

Le besoin scientifique d'une instrumentation plasma 3D ne s'arrête pas aux missions scientifiques destinées à l'étude de la magnétosphère lointaine. Les régions aurorales, où une partie de l'énergie du vent solaire stockée dans la magnétosphère est dissipée lors des sous-orages magnétiques, comportent de nombreuses zones d'ombre de par la difficulté d'atteindre la résolution spatio-temporelle appropriée pour les mesures de particules. L'accélération des électrons à l'origine des aurores, l'émission du rayonnement kilométrique auroral par ces électrons, ou bien les mécanismes complexes d'échappement ionosphérique demeurent, de ce fait, difficiles à comprendre quantitativement. Enfin, l'étude de l'environnement des planètes du système solaire est dans une phase encore largement exploratoire, ce qui nécessite d'optimiser les instruments de mesure du plasma afin de les rendre compatibles avec des plateformes qui ne leur sont que rarement dédiées.

# I – La magnétosphère terrestre

## 1.1 La turbulence plasma

La turbulence est un phénomène présent dans une multitude d'environnements astrophysiques, des disques d'accrétion aux super novae en passant par le vent solaire. Ce processus permet le transport d'énergie des grandes échelles aux petites échelles où cette dernière se dissipe. Dans un fluide, cette dissipation s'effectue via les collisions, alors que dans un plasma non-collisionnel, elle implique les ondes électromagnétiques pouvant y exister et elle se traduit par la redistribution de l'énergie entre les différentes populations de particules chargées. Dans la magnétosphère terrestre, les mesures *in situ*, apportent des informations essentielles sur les échelles caractéristiques de la turbulence et sur la façon dont est transférée l'énergie entre ces différentes échelles. Ces mesures, qui indiquent la variabilité spatio-temporelle de la turbulence, permettent aussi de comprendre son rôle dans la dynamique à grande échelle des principales régions de la magnétosphère.

L'analyse globale du processus qu'est la turbulence, nécessite des mesures aux trois principales échelles du milieu (fluide, ionique et électronique) et, à trois dimensions afin que le transfert d'énergie puisse être étudié dans son ensemble. La **figure I.1** illustre les différents niveaux de la cascade en énergie depuis l'échelle fluide jusqu'à l'échelle électronique.

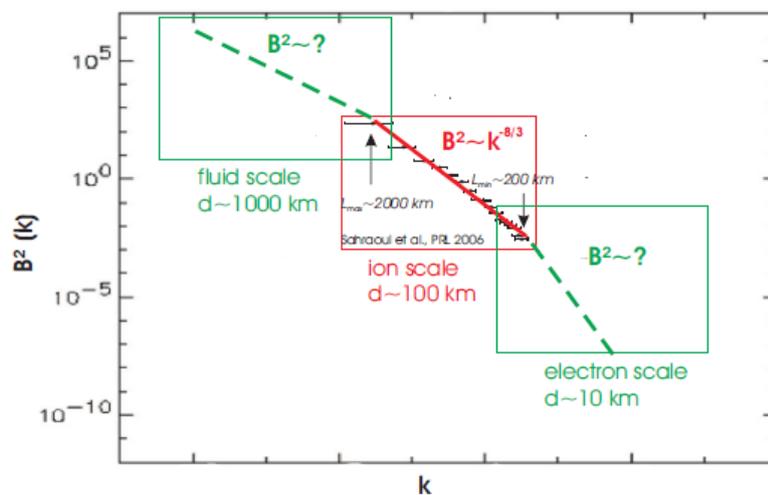


Figure I.1 : Spectre de l'énergie magnétique à la magnétopause (Schwartz et al. 2007)

Comme l'expose la **figure I.1**, la cascade en énergie doit être étudiée sur différentes échelles spatiales correspondant aux échelles caractéristiques du plasma. Ainsi, avec des distances de séparation entre satellites de l'ordre de 1000 km, il est possible d'analyser la turbulence avec une approche « fluide » ou magnéto-hydrodynamique. L'évaluation de l'impact de cette turbulence sur la dynamique des ions devra être réalisée grâce à des distances de séparation plus faibles, d'environ 100 km, qui correspondent par exemple à la longueur d'inertie des ions ou à leur rayon de Larmor. Enfin, si l'on souhaite examiner la turbulence à l'échelle électronique, des distances de l'ordre de 10 km doivent être sondées.

La caractérisation de la turbulence, dans une certaine gamme d'échelles, nécessite un dispositif de mesure multi-points, c'est-à-dire idéalement un ensemble d'au moins quatre satellites séparés d'une distance inférieure à l'échelle d'analyse, à l'instar de la mission CLUSTER ([Escoubet et al. 1997](#)) qui explore les échelles ioniques et fluides. Pour accéder aux échelles électroniques de l'ordre de 10km, il est nécessaire que les distances de séparation soit encore plus faibles. Il faut aussi être capable de mesurer la fonction de distribution des particules à 3D avec une résolution temporelle de l'ordre de 10-100 ms, compatible avec la vitesse relative du satellite par rapport au plasma et qui peut varier de ~10 km/s à plusieurs centaines de km/s. Nous verrons au chapitre II que les concepts actuels d'instruments ne permettent de répondre de manière satisfaisante à ce besoin scientifique qu'au prix d'un très fort accroissement des ressources utilisées.

## 1.2 La reconnexion magnétique

A grande échelle, on considère que les particules chargées d'un plasma non-collisionnel sont gelées dans le champ magnétique qui les traverse. Elles ne peuvent donc pas se « mélanger » à des particules liées aux lignes de champ d'un autre objet magnétisé. C'est le principe du champ gelé qui explique, par exemple, que la magnétosphère terrestre ait pu, au début de l'ère spatiale, être considérée comme fermée par rapport au vent solaire environnant. La reconnexion magnétique est un processus qui permet l'échange de matière et d'énergie entre deux plasmas de nature différente grâce à la modification de la topologie du champ magnétique à leur interface ([Kivelson et al. 1995](#)). Dans le cas de la magnétosphère terrestre, ce phénomène se produit fréquemment, notamment à la magnétopause, lorsque le champ magnétique interplanétaire est orienté vers le Sud et est, par conséquent, anti-parallèle au champ magnétique terrestre. En détruisant ce principe du champ gelé sur de petites échelles,

la reconnexion magnétique rend possible l'échange d'énergie et de matière au travers de cette frontière. Quoique typologiquement différentes, des configurations similaires peuvent exister dans la queue magnétosphérique. La reconnexion magnétique est souvent accompagnée de phénomènes d'accélération de particules. Comme le montre la **figure I.2**, ceux-ci peuvent alors être utilisés comme de véritables traceurs pour détecter les lieux où la reconnexion magnétique se produit.

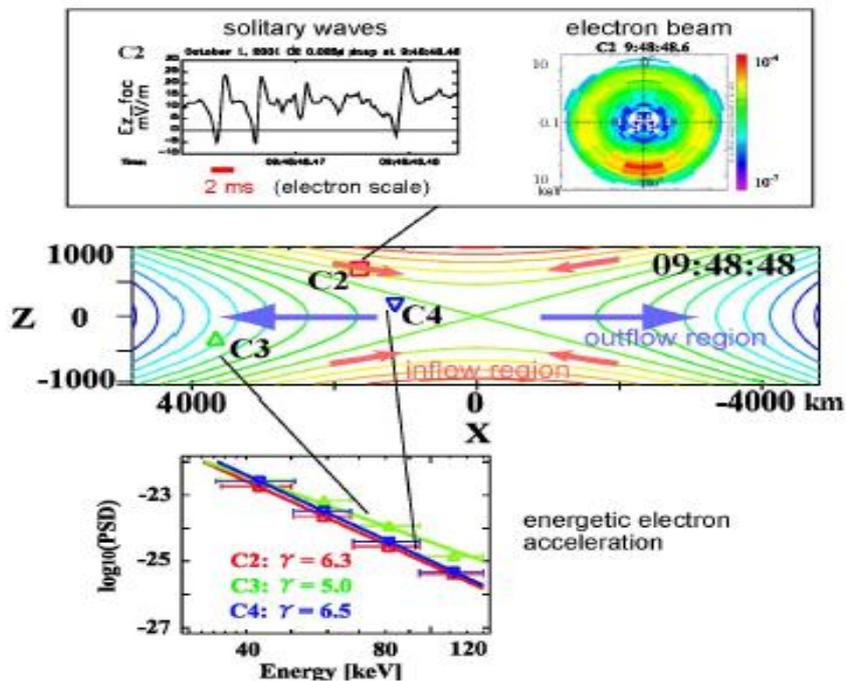
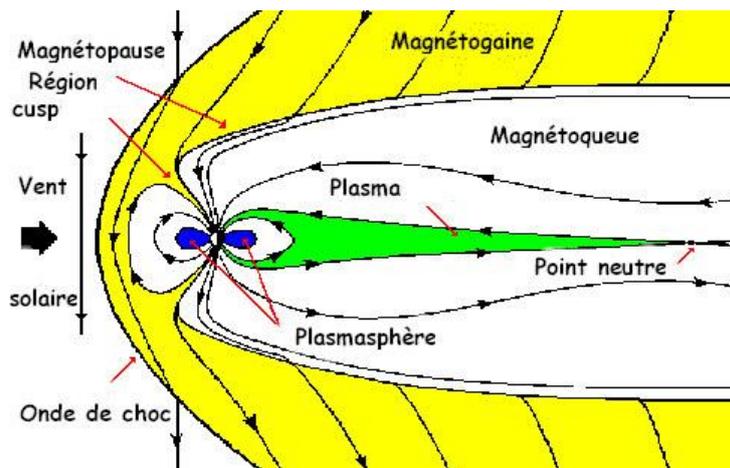


Figure I.2 : Accélération d'électrons dans une région de reconnexion (Schwartz et al. 2007).

L'analyse détaillée de la traversée de la région de reconnexion présentée à la **figure I.2** montre que l'accélération des particules jusqu'à des énergies de l'ordre de la dizaine de keV se produit sur des échelles de temps très courtes, de l'ordre de quelques dizaines de millisecondes, ce qui correspond à des échelles spatiales de l'ordre de quelques km seulement. L'accélération des particules apparaît comme une signature de ces événements de reconnexion. La compréhension de ces mécanismes d'accélération est essentielle pour comprendre la formation et la dynamique des sites de reconnexion. Les mesures nécessaires à la comparaison avec les modèles de reconnexion demandent une résolution temporelle bien meilleure que celle existant actuellement et qui est, par exemple, de l'ordre de 4 secondes sur la mission CLUSTER.

### 1.3 Le choc d'étrave

Le phénomène de choc d'étrave est présent dans le système solaire dès lors qu'un flot de plasma en mouvement rencontre un objet magnétisé ou non. Les caractéristiques du plasma (densité, température, intensité du champ magnétique) changent très brutalement. La **figure I.3** illustre le choc présent en amont de la magnétosphère terrestre entre le vent solaire et l'environnement terrestre protégé par son champ magnétique.



*Figure I.3 : Choc d'étrave à la magnétosphère terrestre*

La **figure I.3** illustre l'obstacle formé par la Terre et son champ magnétique à la pression exercée en permanence par le vent solaire dont l'écoulement supersonique est comprimé en avant du choc magnétosphérique. Le choc, en accélérant et en chauffant des particules à des énergies élevées, guide le flux de particules autour de l'obstacle rencontré et permet ainsi une décélération de la vitesse du vent solaire d'une vitesse supersonique à une vitesse subsonique. Ce processus de choc dans un plasma non-collisionnel, présente un intérêt certain car il permet d'engendrer des flux de particules à haute énergie d'une manière très efficace. Contrairement aux fluides neutres dans lesquels les collisions permettent simplement l'échange d'énergie et de moment et la thermalisation de l'ensemble, ici les espèces du plasma ont souvent des fonctions de distribution très éloignées d'un équilibre maxwellien. Dans ces régions, les observations montrent que les interactions entre les ondes électromagnétiques et les particules du plasma sont nombreuses et qu'un transfert d'énergie important et sur plusieurs échelles (des échelles fluides aux échelles électroniques) est à l'œuvre. La nature multi-échelle de ces phénomènes explique, là encore, que de nombreuses

questions relatives au choc restent toujours sans réponses et que la nature du processus à l'origine de l'accélération des particules et de leur chauffage reste difficile à comprendre et à quantifier. Seule une instrumentation adaptée, permettant un examen simultané des fluctuations électromagnétiques et des distributions de particules à l'échelle électronique, sur des échelles de temps de l'ordre de quelques dizaines de millisecondes, peut offrir la possibilité de comprendre la physique du choc d'étrave dans un plasma non-collisionnel.

#### 1.4 Synthèse

Turbulence, reconnexion magnétique, et chocs, l'ensemble de ces phénomènes requièrent une analyse sur des échelles spatiales variant sur plusieurs ordres de grandeurs. L'étude des plus petites échelles électroniques (<10 km) impose une acquisition de mesure à très haute cadence temporelle qui, pour être complète, doit être réalisée à trois dimensions.

La compréhension de ces processus nécessite le développement de missions scientifiques composées d'un grand nombre de satellites (typiquement quatre par gamme d'échelle), pourvus d'instruments ayant les caractéristiques requises. Comme on le montrera au chapitre II, les instruments existants ne permettent pas la réalisation de ces missions d'étude multi-échelles de la magnétosphère dans la limite des ressources disponibles.

## II – Les régions aurorales de l'environnement terrestre

Observées à haute latitude magnétique (entre 60 et 80° typiquement), les aurores boréales et australes sont engendrées par la précipitation vers la haute atmosphère d'électrons provenant du Soleil et ayant transité par différentes régions de la magnétosphère terrestre et notamment par le feuillet de plasma, situé dans la queue magnétosphérique. Lors de leur entrée dans la haute atmosphère, ces électrons entrent en collision avec les molécules et les atomes qui sont alors excités puis relaxent en émettant des photons, leur longueur d'onde dépendant de la nature des molécules et des atomes concernés, de l'énergie des électrons et de l'altitude d'émission. La **figure I.4** présente deux photographies d'aurores sur lesquelles il est possible de distinguer les différentes couleurs : le vert et le rouge, correspondent aux bandes d'émission de l'oxygène auxquelles peuvent notamment se rajouter des émissions issues des atomes de sodium, d'hélium, et d'azote.



*Figure I.4 : Aurores boréales*

Les particules à l'origine de ces phénomènes ont une énergie comprise dans une gamme allant de quelques centaines d'eV à plusieurs dizaines de keV. La dimension et la structure des aurores, ainsi que leur intensité, témoignent de l'origine des particules qui précipitent et de leur histoire depuis la magnétosphère lointaine jusqu'aux régions d'accélération aurorales. Leur localisation en altitude est liée à l'énergie et à l'angle d'attaque des particules précipitant et également à la composition atmosphérique. Leur localisation en latitude témoigne de l'intensité des perturbations du champ magnétique terrestre induites par le vent solaire : lorsqu'elles ont lieu à des latitudes plus basses, elles sont généralement associées à des sous-orages magnétiques (libération d'énergie accumulée dans la couche de plasma qui accélère les particules du plasma le long des lignes de champ magnétique) plus intenses. Ces phénomènes sont présents dans la magnétosphère terrestre et également autour des pôles des planètes possédant un champ magnétique et une atmosphère.

Les régions d'accélération aurorales sont situées à des altitudes intermédiaires entre la magnétosphère lointaine et l'ionosphère proche où se dépose la quasi-totalité de l'énergie solaire. Elles sont une interface au fonctionnement complexe à travers laquelle notre environnement spatial proche est électrodynamiquement couplé au milieu interplanétaire. La cascade turbulente, vers les petites échelles, de l'énergie qui y est injectée à grande échelle lors des sous-orages magnétiques, l'accélération des particules chargées par des champs électriques très localisés, les processus non-thermiques d'émission de rayonnements électromagnétiques, les mécanismes de chauffage des ions et l'érosion ionosphérique planétaire associée, sont autant de phénomènes d'intérêt astrophysique qui sont encore très mal connus (Berthomier et al. 2010).

Lorsqu'un satellite unique traverse ces régions, il mesure des phénomènes sporadiques à la fois dans le temps (sur quelques 100 ms) et dans l'espace (sur  $\sim 1-100$  km), sans jamais lever cette ambiguïté spatio-temporelle, ce qui rend difficile les progrès dans la compréhension de ces mécanismes complexes. A l'instar de la physique de la magnétosphère lointaine, dans le futur, la physique aurorale progressera par le développement de missions multi-satellites intégrant des mesures à haute résolution temporelle du plasma. Dans ces régions de champ magnétique fort, il est possible de prévoir la direction moyenne du champ au cours de la trajectoire du satellite. Pour les électrons, dont la fonction de distribution peut être considérée comme girotrope, on peut se contenter d'utiliser des instruments à champ de vue limité. Cependant, il reste important de pouvoir mesurer la fonction de distribution des ions à trois dimensions et avec la résolution temporelle souhaitée car ces distributions peuvent présenter un caractère non-girotrope, dû à l'effet de sillage du satellite ou aux champs électriques de convection par exemple.

### III – Les environnements planétaires

Les missions d'explorations planétaires, telles que Mars-Express, Venus-Express, Cassini vers Saturne, ou la future mission JUICE vers Jupiter et ses lunes, sont très souvent pourvues d'un unique module. La nature des instruments qui composent ce type de mission est radicalement différente des missions magnétosphériques terrestres puisqu'en plus de l'instrumentation plasma, ces orbiteurs planétaires sont équipés d'imageurs permettant de cartographier le sol des planètes et/ou d'étudier les propriétés de leur atmosphère. Le cas de Bepi-Colombo vers Mercure où un orbiteur magnétosphérique dédié est associé à un orbiteur planétaire généraliste est moins fréquent.



Figure I.5 : Le module planétaire Cassini et la sonde Huygens dans l'atmosphère de Titan

L'orbiteur planétaire est donc contraint, par ses instruments d'imagerie, d'avoir en visée permanente l'astre étudié. Ces satellites ne tournent donc pas sur eux-mêmes comme peuvent le faire les satellites envoyés dans le proche espace terrestre pour faciliter, comme on le verra au chapitre II, les mesures plasmas. Ainsi, l'instrumentation plasma se doit de tenir compte de cette très forte contrainte, afin que les mesures réalisées puissent permettre d'étudier, dans les meilleures conditions possibles, la phénoménologie de ces environnements. Il est en effet nécessaire que ces instruments réalisent des mesures de fonctions de distribution des particules sur les  $4\pi$  str de l'espace qui les entourent. Or, l'instrumentation plasma placée sur ces plateformes est souvent identique à celle implémentée sur les satellites dédiés à l'analyse du proche environnement terrestre et dont le champ de vue est limité. Un palliatif consiste à utiliser un instrument de ce type pourvu de système de déflexion en entrée ou à le mettre en rotation, avec tous les problèmes qui en découlent en termes de ressources, de fiabilité, et de perturbations induites sur les mesures des autres instruments. Un besoin important existe donc en planétologie pour développer un concept d'instrument plasma à champ de vue hémisphérique afin d'optimiser le retour scientifique de missions utilisant le plus souvent des satellites stabilisés trois axes.

## Conclusion

Que ce soit pour l'exploration planétaire, où les satellites sont stabilisés trois axes, ou pour l'étude de notre proche environnement, le besoin d'une instrumentation scientifique adaptée permettant l'analyse des particules du plasma à haute cadence et à trois dimensions s'avère donc indispensable.

Spécifications générales recherchées pour l'instrument de mesure	
• Paramètres à mesurer	Fonctions de distribution électroniques/ioniques
- Résolution	Energie : ~10%, angle azimutal : ~11°, angle polaire : ~6°
- Sensibilité globale	Dépendant des régions analysées et des flux rencontrés Facteur de géométrie $\sim 1.10^{-2}$ cm <sup>2</sup> .str.eV/eV
- Résolution temporelle	De 10 à 100 millisecondes
- Gamme en énergie	De quelques eV à environ 30 keV
• Champ de vue	Tout l'espace, angle solide sur $4\pi$ steradian
• Masse maximum	3 Kg
• Puissance maximum	3 Watts

Tableau I.1 : Récapitulatif des spécifications recherchées

---

## Chapitre II : Les spectromètres plasma

---

Dans ce chapitre, nous présenterons un bref état de l'art des concepts de spectromètres plasma les plus utilisés pour les missions spatiales dont les objectifs scientifiques ont été succinctement décrits dans le chapitre précédent.

Après avoir présenté les principes de base de l'optique électrostatique, nous reviendrons sur les caractéristiques d'un spectromètre plasma et nous verrons qu'il est possible, grâce à ces instruments, de remonter à la fonction de distribution des particules ainsi qu'aux différents moments de celle-ci, densité, vitesse, température, afin d'obtenir toutes les caractéristiques du milieu. Enfin, nous présenterons une revue concise des instruments actuellement implémentés sur des missions spatiales en cours ou en développement. A travers cette étude bibliographique, nous mettrons en lumière les limitations instrumentales du concept d'analyseur plasma le plus répandu afin de montrer, la nécessité de développer un nouveau concept optique.

### I – Principes de base de l'optique électrostatique

Dans un spectromètre plasma, une différence de potentiel électrique est appliquée entre deux électrodes. La géométrie des électrodes diffère selon les applications et elle est généralement sphérique, cylindrique, ou torique. La **figure II.1** présente le cas d'une géométrie où les électrodes sont concentriques et sphériques avec des rayons de courbures notés  $R_1$  et  $R_2$ . Il en résulte un champ électrique radial dans l'espace inter-électrode que parcourent les particules chargées du plasma.

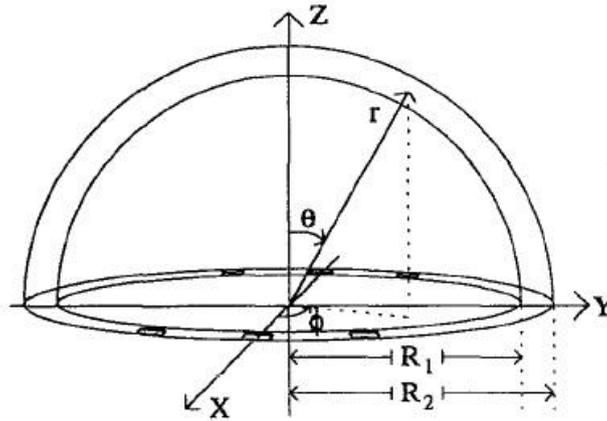


Figure II.1 : Système de coordonnées dans un analyseur sphérique (Vilppola et al. 1993)

Les particules de masse  $m$  et de charge  $q$  qui pénètrent dans ce champ électrique  $\vec{E}$  sont soumises à la loi fondamentale de la dynamique :

$$m\vec{a} = q\vec{E}$$

Dans le système de coordonnées cylindriques  $(r, \theta, z)$  de la **figure II.1**, il est possible d'écrire les équations du mouvement de la façon suivante :

$$\left\{ \begin{array}{l} M \frac{d^2 r}{dt^2} - Mr \left( \frac{d\theta}{dt} \right)^2 = qEr \\ M \frac{d}{dt} \left( r^2 \frac{d\theta}{dt} \right) = 0 \\ M \frac{d^2 z}{dt^2} = qEz \end{array} \right.$$

La résolution analytique de ces équations n'est possible que dans le cas d'analyseurs dont la géométrie des électrodes est sphérique (Paolini et al. 1967). Dans les autres cas la résolution se fait par une méthode approchée. Le champ radial  $E_r$ , qui ne dépend pas de l'angle  $\theta$ , peut être écrit sous la forme d'un développement en série autour du cercle médian de rayon  $a_e = (R_2 + R_1)/2$  en introduisant le paramètre  $\rho$  tel que  $r = a_e(1 + \rho)$ . En  $z=0$ , on obtient une expression du type

$$E_r(\rho, 0) = E_0(1 + \beta_1\rho + \beta_2\rho^2 + \dots)$$

Dans le cas plus général d'analyseurs toriques, de nombreux chercheurs (**McDowell et al. 1963**), (**Matsuo et al. 1972**) et (**Wollnik et al. 1972**) ont mené les développements mathématiques à des ordres plus élevés. En se limitant au premier ordre et en supposant que le potentiel électrique est nul au niveau du rayon médian  $r=a_e$ , le potentiel  $V(r,z)$  et les composantes radiales et axiales du champ électrique peuvent être écrites en utilisant un développement en série de  $\rho$  et de  $\zeta$  où  $z=a_e\zeta$  et  $\zeta \ll 1$  :

$$V(r, z) = -E_0 a_e \left[ \rho + \frac{1}{2} \beta_1 \rho^2 + \frac{1}{3} \beta_2 \rho^3 - \frac{1}{2} (1 + \beta_1) \zeta^2 + \frac{1}{2} (1 - \beta_1 - 2\beta_2) \rho \zeta^2 + \dots \right]$$

$$E_r(r, z) = E_0 \left[ 1 + \beta_1 \rho + \beta_2 \rho^2 + \frac{1}{2} (1 - \beta_1 - 2\beta_2) \zeta^2 + \dots \right]$$

$$E_z(r, z) = E_0 \left[ -(1 + \beta_1) \zeta + (1 - \beta_1 - 2\beta_2) \rho \zeta + \dots \right]$$

Les paramètres  $\beta_1$  et  $\beta_2$  peuvent être exprimés en fonction des petits et des grands rayons de courbure du tore médian défini au niveau de la surface de potentiel électrique nul,  $a_e$  et  $R_e$  :

$$\beta_1 = - \left( 1 + \frac{a_e}{R_e} \right)$$

$$\beta_2 = 1 + \frac{a_e}{R_e} + \frac{a_e^2 (1 + R'_e)}{2R_e^2}$$

où  $R'_e = (dR/dr)_{r=a_e, z=0}$

On peut définir  $v_0$  comme la vitesse de la particule de masse  $M_0$  suivant l'orbite moyenne. Elle satisfait la relation :

$$\frac{M_0 v_0^2}{a_e} = -e E_0$$

Si on considère un ion de masse  $M$  et de vitesse  $v_0(1+\beta)$  avec  $\beta \ll 1$  alors la vitesse à l'intérieur du champ est au premier ordre :

$$v = v_0 \left[ 1 + \beta - \rho + \frac{1}{2} \frac{a_e}{R_e} (\rho^2 - \zeta^2) + \rho \zeta \right]$$

Les équations du mouvement peuvent alors être réécrites en  $\rho$  et  $\zeta$  :

$$\begin{cases} \frac{d^2\rho}{dt^2} = \chi^2 \left(\frac{v_0}{a_e}\right)^2 (\delta - \rho) \\ \frac{d^2\zeta}{dt^2} = -\left(\frac{v_0^2}{a_e R_e}\right) \zeta \end{cases}$$

avec  $\chi^2 = 2 - a_e/R_e$  et  $\delta = (\gamma + 2\beta)/\chi^2$

Ces équations peuvent être résolues au premier ordre et fournissent alors les valeurs de  $\rho$  et  $\zeta$  en tout point de la trajectoire en fonction des paramètres d'entrée  $r = a_e(1 + \rho_0)$  et  $z = z_0 = a_e \zeta_0$ . La trajectoire des particules est alors donnée par les équations suivantes :

$$\begin{aligned} \rho &= -\frac{\alpha'_r}{\chi} \sin(\chi\phi) + \delta[1 - \cos(\chi\phi)] + \rho_1 \cos(\chi\phi) \\ \zeta &= \zeta_1 \cos\left(\sqrt{\frac{a_e}{R_e}} \phi\right) - \alpha'_z \sqrt{\frac{R_e}{a_e}} \sin\left(\sqrt{\frac{a_e}{R_e}} \phi\right) \end{aligned}$$

Il est ainsi possible d'assimiler l'analyseur à un système optique constitué de deux focales ( $f_r$  et  $f_z$ ), l'une dans le plan perpendiculaire à l'axe  $zz'$ , la seconde dans le plan parallèle avec les équations de lentille suivantes :

$$\begin{aligned} (l' - g_r)(l''_r - g_r) &= f_r^2 \\ (l' - g_z)(l''_z - g_z) &= f_z^2 \end{aligned}$$

où

$$\begin{aligned} g_r &= \frac{a_e}{\chi} \cotan(\chi\phi_e) , f_r = \frac{a_e}{\chi \sin(\chi\phi_e)} \\ g_z &= \sqrt{a_e R_e} \cotan\left(\sqrt{\frac{a_e}{R_e}} \phi_e\right), f_z = \frac{\sqrt{a_e R_e}}{\sin\sqrt{a_e/R_e} \phi_e} \end{aligned}$$

L'analyse de ces équations montre qu'un système optique de ce type ne va permettre qu'à une fraction limitée du flux de particules chargées de se propager en son sein sans rentrer en collision avec les électrodes. Plus précisément, comme nous allons le voir au chapitre III, seules les particules dont le rapport énergie/charge est proche du rapport énergie/charge

médian et dont la direction d'entrée dans le système optique est proche de l'axe optique vont atteindre la sortie de ce système.

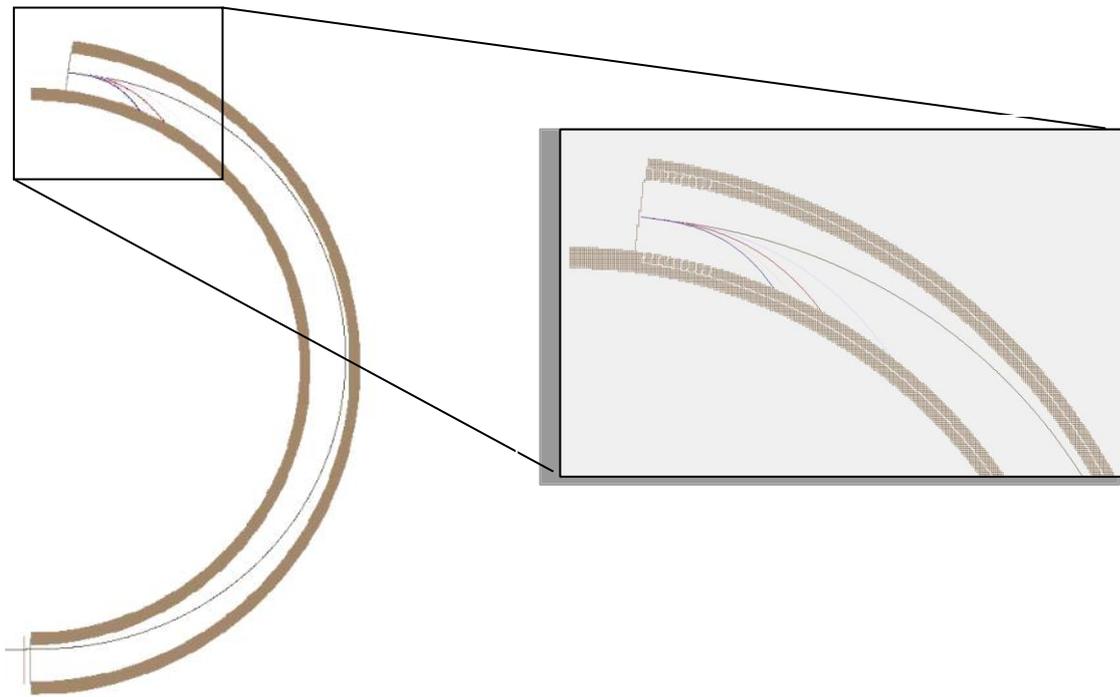


Figure II.2 : Trajectoire de particules de différents rapports  $E/q$  dans un analyseur cylindrique

La **figure II.2** illustre l'analyse en énergie qui est opérée par l'instrument lorsque les électrodes sont polarisées à un potentiel donné d'environ 1 keV. Plusieurs particules, de masse et de charge identique, mais d'énergie différente, sont suivies dans un analyseur cylindrique. Seule, la particule ayant le rapport  $E/q$  qui convient, est détectée. En faisant varier la polarisation des électrodes au cours du temps, on balaie les énergies d'analyse. Couplé à un détecteur de particules situé à la sortie du système optique et à un système de balayage rapide des tensions appliquées aux électrodes, on peut ainsi réaliser un spectromètre plasma.

Les résultats analytiques, présentés ci-dessus, ne sont valables qu'au premier ordre et les développements aux ordres supérieurs deviennent rapidement très complexes. Les calculs sont limités au cas de figure idéal des conditions optiques de Gauss, correspondant à des faisceaux de particules fins, de faibles ouvertures angulaire et de faible dispersion en énergie. Ces approximations perdent très rapidement leur sens dans les cas réels que nous cherchons à étudier. En somme, l'analyse entièrement numérique des équations générales du mouvement s'avère être une meilleure approche dans de nombreux cas.

Dans ce travail de thèse, nous n'avons donc pas étudié de manière analytique l'analyseur toroïdal que nous développons et que nous allons présenter dans ce document, mais nous avons pris en compte les travaux théoriques menés sur la géométrie toroïdale qui ont été réalisés par le passé (Décréau et al. 1975), (Décréau, 1971) pour orienter nos choix dans les études paramétriques réalisées.

## II– Caractéristiques d'un spectromètre plasma

La physique des plasmas est basée sur la théorie cinétique dans laquelle est définie une fonction de distribution des particules  $f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$ , dépendante de sept variables, et telle que  $f(\vec{r}, \vec{v}, t) d\mathbf{r} d\mathbf{v}$  est le nombre probable de particules par unité de volume de l'espace des phases  $d\mathbf{r} d\mathbf{v}$  au point  $\vec{r}, \vec{v}$  :

$$f(\vec{r}, \vec{v}, t) = \frac{dN}{dx dy dz dV_x dV_y dV_z}$$

Pour déterminer les caractéristiques du plasma, il est primordial de connaître cette fonction de distribution pour toutes les espèces de particules de masse  $m$  et de charge  $q$ . A partir de cela, on peut calculer les quantités macroscopiques observables, en prenant les différents moments de ces fonctions de distribution. Les premiers moments sont la densité, la vitesse moyenne et la température. Ils sont définis pour chaque espèce de particules par les relations :

$$\begin{aligned} n(\vec{r}, t) &= \int f(\vec{r}, \vec{v}, t) d^3 v \\ \vec{U}(\vec{r}, t) &= \frac{1}{n} \int \vec{v} f(\vec{r}, \vec{v}, t) d^3 \vec{v} \\ T &= \left( \frac{m}{3k_b n} \right) \times \int (\vec{v} - \vec{v}_D)^2 f(\vec{r}, \vec{v}, t) d^3 \vec{v} \end{aligned}$$

La connaissance de ces trois observables rend possible l'étude de la dynamique du plasma à l'équilibre, si la fonction de distribution est représentée par une distribution maxwellienne.

Cependant, il existe un grand nombre d'observations présentant les plasmas spatiaux comme hors équilibre thermodynamique, par exemple lorsque se produisent les phénomènes d'accélération des particules, de chauffage, et d'émission de rayonnement non-thermiques. Dans ce cas, des mesures plus précises de la fonction de distribution, ne se limitant pas à l'estimation de ses premiers moments, sont impératives. C'est l'objectif principal des spectromètres plasma, qui doivent permettre une mesure à trois dimensions de la fonction de distribution des particules du plasma, ions et électrons, avec la meilleure résolution temporelle, angulaire, en énergie et en masse possible. Ces spectromètres plasma sont immergés dans un flux de particules noté  $\mathbf{J}(m,q,\vec{v},E,t,\vec{r})$  dont l'intensité dépend en particulier de la direction et de l'énergie considérée :

$$J(m, q, \vec{v}, E, t, \vec{r}) = \frac{dN}{dS \cdot \cos\theta d\Omega \cdot dE \cdot dt}$$

Ce flux est défini comme le nombre de particules  $dN$  de masse  $m$ , de charge  $q$ , d'énergie cinétique comprise entre  $E$  et  $E+dE$ , ayant un vecteur vitesse contenu dans un angle solide  $d\Omega$  autour de la direction d'arrivée des particules  $\vec{v}$ , et qui traversent en un temps  $dt$  une surface  $dS$  dont la normale fait un angle  $\theta$  avec le vecteur  $\vec{v}$ . En supposant le milieu homogène à l'échelle spatiale de la mesure, on montre que ce flux différentiel en énergie est relié à la fonction de distribution par la relation suivante :

$$f(m, q, \vec{v}, E, t) = J(m, q, \vec{v}, E, t) \times \frac{m^2}{2E}$$

Un spectromètre plasma, de par son champ de vue et sa bande passante en énergie restreints, n'analyse qu'un domaine limité de l'espace des phases en un intervalle de temps donné. Seule une fraction du flux total atteindra le détecteur de l'instrument. Celle-ci peut être définie de façon probabiliste par un paramètre appelé la transparence et notée  $T(m,q,E,\alpha,\theta)$  où  $\alpha$  est l'angle définissant avec  $\theta$  la direction du vecteur vitesse. La transparence représente la probabilité qu'à une particule, arrivant au niveau de la fenêtre d'entrée, d'être détectée. Elle dépend des paramètres intrinsèques de la particule, son énergie, ses angles d'arrivée, sa masse et sa charge. La transparence nous permet ainsi d'introduire la notion de surface effective de l'instrument qui fait correspondre à la surface d'entrée réelle du système optique  $S$ , une surface correspondant au flux de particules effectivement détecté :

$$S_{eff}(m, q, E, \alpha, \theta) = T(m, q, \alpha, \theta, E) \times S$$

Finalement, on peut définir le nombre de particules atteignant effectivement le détecteur par :

$$N = \int_{\alpha}^{\alpha'} \int_{\theta}^{\theta'} \int_E^{E'} \int_t J(m, q, \alpha, \theta, E) dS_{eff}(n, q, \alpha, \theta, E) \cos(\theta) d\alpha d\theta dE dt$$

$$\text{i.e. } N = S \cdot \Delta t \int_{\Delta\Omega} \int_{E-\frac{\Delta E}{2}}^{E+\frac{\Delta E}{2}} J(m, q, \alpha, \theta, E) \cdot T(m, q, \alpha, \theta, E) \cos(\theta) d\Omega dE$$

où les intégrales sont bornées par le champ de vue  $\Delta\Omega$  de l'instrument ainsi que par sa bande passante en énergie  $\Delta E$  et où on néglige les variations du flux différentiel dans l'intervalle de temps de la mesure  $\Delta t$ .

Il est aussi possible de définir les fonctions de réponse en énergie et en angle d'attaque de l'analyseur, ce qui permet de remonter aux caractéristiques intrinsèques de l'instrument. Dans la pratique, la détermination des caractéristiques d'un analyseur plasma consiste à calculer la trajectoire de particules incidentes ayant des valeurs d'angles et d'énergie balayant toutes les gammes considérées. On intègre ensuite ces résultats en évaluant

- la fonction de réponse en énergie, autour de l'énergie centrale d'analyse  $E_0$  :

$$D(E_0) = \int_{\alpha}^{\alpha'} \int_{\theta}^{\theta'} S_{eff}(n, q, \alpha, \theta, E) \cdot \cos(\alpha_0) \cdot \cos^2(\theta_0) \cdot d\alpha_0 d\theta_0$$

- la fonction de réponse en angle azimutal  $\alpha_0$ , autour de la normale à la fenêtre d'entrée :

$$F(\alpha_0) = \int_{\theta}^{\theta'} \int_E^{E'} S_{eff}(n, q, \alpha, \theta, E) \cdot \cos(\alpha_0) \cdot \cos^2(\theta_0) \cdot d\theta_0 dE_0$$

- la fonction de réponse en angle polaire  $\theta_0$ , autour de l'autre normale à la fenêtre :

$$G(\theta_0) = \int_{\alpha}^{\alpha'} \int_E^{E'} S_{eff}(n, q, \alpha, \theta, E) \cdot \cos(\alpha_0) \cdot \cos^2(\theta_0) \cdot d\alpha_0 dE_0$$

On définit les résolutions en énergie et en angles par les largeurs à mi-hauteur de ces courbes de réponse normalisées. On parle aussi de bande passante en énergie,  $\Delta E$ , et d'acceptances azimutales,  $\Delta\alpha$ , et polaires,  $\Delta\theta$ , de l'analyseur.

La sensibilité de l'instrument, aussi appelée le facteur de géométrie ayant pour unité le  $\text{cm}^2 \cdot \text{str} \cdot \text{eV}$ , est défini par :

$$F_g = \int_E^{E'} D(E_0) dE_0$$

Le facteur de géométrie peut également être relié au taux de comptage, C (quantité mesurée par l'instrument, en coups/secondes) et au flux de particules, J (paramètre physique en  $\text{ions}/\text{cm}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{str} \cdot \text{eV}$ ),  $F_g = C/J$  (avec  $F_g$  mesuré en  $\text{cm}^2 \cdot \text{str} \cdot \text{eV}$ ).  $F_g$  variant avec la bande passante en énergie  $\Delta E$ , on introduit également une autre définition du facteur de géométrie :

$$F_g^* = \frac{F_g R}{\Delta E}$$

Où R est la résolution en énergie  $\Delta E/E$  caractéristique de l'instrument, soit :

$$F_g^* = \frac{C}{JE} \quad \text{avec } F_g^* \text{ mesuré en } \text{cm}^2 \cdot \text{str} \cdot \text{eV} / \text{eV}$$

Une fois les caractéristiques de l'instrument connues, il est possible de réaliser un travail d'inversion permettant de remonter, à partir des mesures fournissant le taux de comptage des particules dans chaque gamme d'énergie et d'angle d'attaque, à la fonction de distribution des particules et à ses moments.

### III– Etat de l'art

#### 3.1 Le spectromètre plasma de type « top-hat »

Le modèle d'analyseur plasma qui est aujourd'hui le plus souvent implémenté sur les missions scientifiques spatiales (Cluster ([Johnstone et al. 1997](#)), FAST ([Carlson et al. 2001](#)), THEMIS ([McFadden et al. 2008](#)), Wind ([Ogilvie et al. 1993](#)) et bientôt sur la mission Bepi-Colombo ([Delcourt et al. 2009](#))), est basé sur un concept développé dans les années 1980 par C. W. Carlson ([Carlson et al. 1983](#)) et appelé « top-hat » de par la forme en

chapeau haut de forme de l'analyseur. Le principe d'un tel instrument est présenté en **figure II.3** ci-dessous.

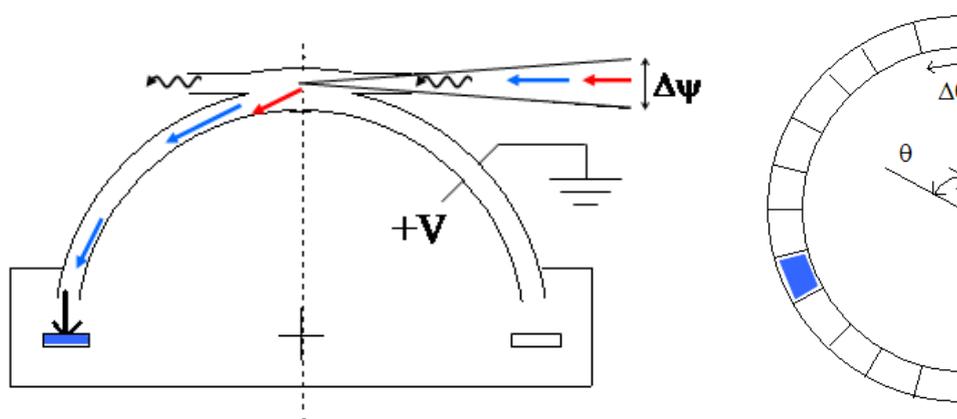


Figure II.3 : Principe de fonctionnement du « top-hat » (Fazakerley et al. 2009)

L'analyseur est constitué de deux électrodes sphériques, empilées concentriquement, auxquelles est appliquée une différence de potentiel qui permet de créer un champ radial. Les particules entrant dans l'analyseur sont alors défléchies par le champ, et lorsqu'elles possèdent une énergie et des valeurs d'angles azimutal ( $\Delta\theta$ ) et polaire ( $\Delta\psi$ ) correspondant aux acceptances de l'instrument, elles atteignent le détecteur placé en sortie de l'instrument. Comme le montre la **figure II.3**, lorsque les particules ont un rapport énergie/charge électrique trop ou pas assez élevé, elles ne sont pas assez ou trop défléchies et sont alors perdues après collision sur les parois des électrodes. L'analyseur possède un axe de symétrie de révolution et couvre un champ de vue de  $360^\circ \times \Delta\psi$  où l'acceptance polaire  $\Delta\psi$  vaut généralement environ  $5^\circ$ . Très souvent, pour des questions d'implantation sur la plateforme satellitaire, le champ de vue du « top-hat » est limité à  $180^\circ \times \Delta\psi$  (Johnstone et al. 1997), (Carlson et al. 2001). On parle alors de demi « top-hat ». Les particules sont localisées dans la dimension azimutale grâce au détecteur, dont chaque pixel correspond à un angle d'arrivée particulier. Un tel instrument permet l'analyse de fonctions de distribution de particules dont l'énergie/charge est comprise entre quelques eV et quelques dizaines de keV. Pour de nombreuses missions, l'analyseur plasma de type « top-hat » est également utilisé comme optique d'entrée des spectromètres de masse ionique à temps de vol (Rème et al. 1997), (Klumpar et al. 2001). Le développement d'une nouvelle optique électrostatique peut être la première étape dans la conception d'un nouveau spectromètre de masse ionique dont l'analyseur en énergie constitue l'une des sous parties.

### 3.2 Limitations du « top-hat »

Malgré les grandes qualités de focalisation de cette optique, celle-ci présente de fortes limitations de par son champ de vue 2D puisque, comme le montre la **figure II.3**, le champ de vue dans la dimension polaire est limité à quelques degrés. La mesure d'une fonction de distribution à trois dimensions par un instrument du type « top-hat » n'est pas possible instantanément. En plus du balayage en énergie, une mesure sur les  $4\pi$  str de l'espace des vitesses n'est réalisable que grâce à la rotation éventuelle du satellite autour d'un axe référence, ce qui permet alors une analyse complète des angles polaires. Cette limitation est une contrainte forte puisque, de ce fait, la résolution temporelle de l'analyse de la fonction de distribution à trois dimensions est intimement liée à la période de rotation de la plateforme du satellite ([Young et al. 2004](#)).

On pourrait penser réduire la période de rotation afin d'obtenir une meilleure résolution, mais ce serait ne pas prendre en compte les contraintes de stabilité du satellite et la présence des autres instruments sur celui-ci. En effet, la stabilité de la plateforme mise en rotation dépend en partie de la longueur des antennes qui sont déployées pour réaliser les mesures de champ magnétique et de champ électrique. Notamment, l'antenne mesurant le champ électrique le long de l'axe de rotation doit être courte si l'on souhaite maintenir une période de rotation de quelques secondes seulement. Or, plus sa longueur est faible, plus les mesures de champ électrique seront perturbées par le satellite. En effet, dans l'espace, un satellite se charge par rapport au plasma ambiant avec des variations importantes dues au flux de photo-électrons, qui dépendent notamment du flux UV et du flux de particules énergétiques. Comme pour tout objet immergé dans un plasma, un effet de gaine autour du satellite se forme à l'échelle de la longueur de Debye, qui à titre d'exemple, est de l'ordre de 10 mètres dans le vent solaire à une unité astronomique. Une longueur d'antenne trop faible fournit une mesure du champ électrique moins précise, comme c'est le cas pour les mesures réalisées par les instruments ondes de la mission THEMIS ([Bonnell et al. 2008](#)), ([Angelopoulos 2008](#)). On est donc amené à rechercher un compromis entre la qualité des mesures de champ et la résolution temporelle des mesures de particules, ce qui s'est traduit dans le passé par des périodes de rotation des satellites de quatre secondes typiquement ([Johnstone et al. 1997](#)), ([Carlson et al. 2001](#)), ([Scudder et al. 1995](#)). Etant donné la vitesse des satellites de 5-10 km/s, et sans prendre en compte le mouvement de convection du plasma, cela rend difficile l'analyse des phénomènes à l'échelle électronique (<10 km).

### 3.3 Variations autour du concept de « top-hat »

On peut optimiser la disposition des instruments à champ de vue 2D sur les plateformes en plaçant deux demi « top-hat », de telles sortes qu'ils pointent dans des directions opposées, comme par exemple pour l'instrument électron de la mission Cluster ([Escoubet et al. 1997](#)). Il est ainsi possible de réduire la résolution temporelle de  $T$  à  $T/2$  (où  $T$  est la période de rotation du satellite). Comme cela est illustré dans la **figure II.4**, des déflecteurs électrostatiques peuvent aussi être ajoutés à l'entrée de l'instrument afin d'augmenter son champ de vue dans la dimension polaire de  $\Delta\psi=5^\circ$  à  $\Delta\psi=\pm 60^\circ$ , comme pour l'instrument SWEA de la mission Stereo ([Sauvaud et al. 2008](#)).

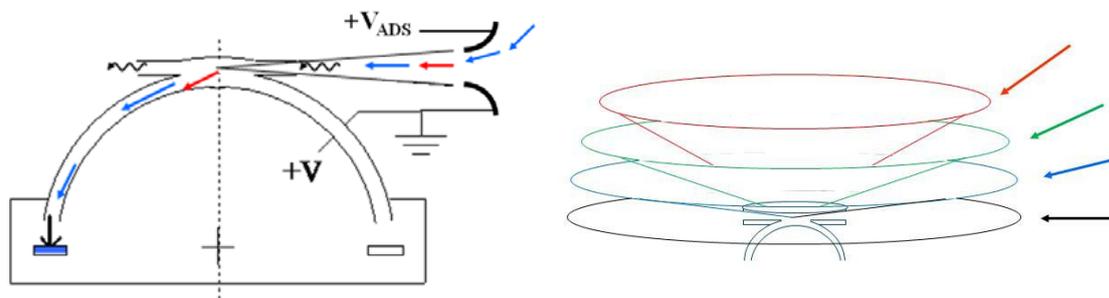


Figure II.4 : « top-hat » pourvu d'un système de déflection ([Fazakerley et al. 2009](#))

Un spectromètre de ce type doit effectuer, en plus du balayage en énergie, un balayage des angles polaires. Le taux de comptage limité de l'instrument implique un temps de mesure dédié, à un angle solide donné, ce qui impose une résolution temporelle minimum.

Ces dispositifs électrostatiques sont aussi plus gourmands en puissance dissipée de par le balayage rapide imposé au système de hautes tensions. Enfin, la déflexion de particules de plusieurs dizaines de keV est difficilement possible avec ces déflecteurs car la tension qui doit leur être appliquée est une fraction significative du rapport énergie/charge de la particule à analyser: à titre d'exemple, le dispositif présent sur SWEA permet d'augmenter considérablement le champ de vue dans la dimension polaire ( $\pm 60^\circ$ ), mais l'analyse en énergie est limitée à des électrons de 3 keV ([Sauvaud et al. 2008](#)). Si cette limite peut suffire pour l'étude des électrons du vent solaire, il n'en n'est pas de même pour les missions magnétosphériques où l'on cherche à analyser des particules ayant des énergies de l'ordre de 30 keV. Ajoutons également que l'implémentation de déflecteurs en entrée d'une optique électrostatique de type « top-hat » dégrade la focalisation des particules dans la dimension azimutale.

La mission MMS, à quatre satellites, dont le lancement est prévu en 2014, a pour objectif principal d'analyser les phénomènes de reconnexion magnétique dans la magnétosphère terrestre. Cette mission cherche à étudier les processus physiques à l'échelle électronique, ce qui nécessite à la fois de faire des mesures des électrons à haute résolution temporelle ( $<100$  ms) et d'estimer, de façon précise, les trois composantes du champ électrique. On cherche notamment à identifier la composante du champ électrique qui serait parallèle au champ magnétique continu et dont l'existence montre que le plasma adopte localement un comportement éloigné de ce qui est prédit par la théorie du champ gelé. Pour cela, la stratégie adoptée consiste à déployer une antenne axiale (le long de l'axe de rotation du satellite) très longue afin que les mesures de champ soient optimales et non perturbées par le potentiel du satellite. Par conséquent, afin d'éviter les problèmes de stabilité évoqués ci-dessus, la période de rotation du satellite est largement augmentée, par rapport à une mission comme Cluster, pour être portée à 20 secondes. Cependant, l'utilisation de déflecteurs pour les instruments particules de type « top-hat » a ses limites : les systèmes de haute tension à balayage rapide étant limités à des valeurs de l'ordre de 6-7 kV pour aller jusqu'à 30 keV, les déflecteurs ne permettent pas d'élargir le champ de vue de l'instrument au-delà de  $\pm 22.5^\circ$  autour du plan de visée moyen (Moore et al, 2005). Il est donc indispensable de placer pas moins de quatre analyseurs doubles (comportant chacun deux têtes de mesure disposées en quinconce) pour avoir une vue 3D du plasma (Shappirio et al. 2009). La figure II.5, ci-dessous, illustre la disposition choisie avec quatre doubles « top-hat » sur chacune des quatre plateformes de MMS.

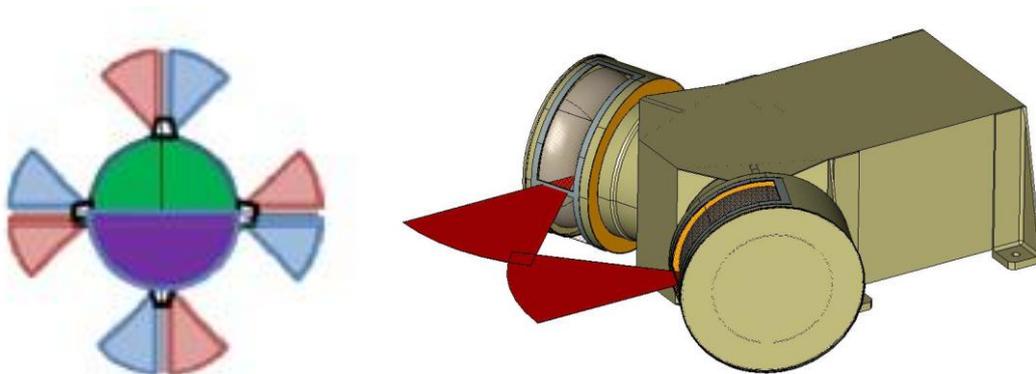


Figure II.5 : Le double top-hat et le champ de vue de chaque instrument (Fazakerley et al. 2009)

Ce type de solution implique un très grand nombre de détecteurs, 32 dans le cas de MMS, puisqu'il y a quatre double « top-hat » pour les ions et autant pour les électrons, pour

chacun des quatre satellites de la mission. Cela pose évidemment un problème pour la fabrication, la calibration, et l'intégration sur un satellite d'un aussi grand nombre de capteurs. Les ressources en puissance et en poids nécessaires pour un si grand nombre d'instruments sont aussi très importantes. Enfin, comme on l'a déjà mentionné ci-dessus, la statistique du taux de comptage d'un tel dispositif reste limitée à haute résolution temporelle.

En conclusion, on peut considérer que la contrainte liée au champ de vue intrinsèquement 2D des instruments particules de type « top-hat » mène à une forme d'impasse pour la planification des futures missions d'étude de la magnétosphère terrestre. La stratégie de la mission MMS, avec quatre plateformes de grande dimension permettant d'embarquer de multiples têtes de mesure, est en effet difficilement transposable aux missions d'étude multi-échelles de la magnétosphère qui nécessitent de disposer d'un bien plus grand nombre de satellites. Le concept de mission comme Cross-Scale ([Schwartz et al. 2007](#)), qui cherche à aborder les grandes questions de la physique magnétosphérique (la turbulence, la reconnexion magnétique, et la physique des chocs non-collisionnels) en s'attaquant à leur nature multi-échelle, propose de disposer en orbite 12 satellites. Avec un tel dispositif de mesure, on peut simultanément analyser ces phénomènes aux échelles fluides, ioniques, et électroniques. Etant donné les ressources (tant matérielles qu'humaines) disponibles pour ce type de mission, il est illusoire de penser disposer d'autant de satellites de type MMS en orbite. Dès lors, on doit envisager une constellation de satellites dont l'instrumentation n'est pas homogène, ce qui revient à la fois à rendre plus complexe le développement industriel de la mission et plus aléatoire son exploitation scientifique. L'expérience montre enfin que seules les missions comportant des satellites identiquement instrumentés (CLUSTER ([Johnstone et al. 1997](#)), THEMIS ([McFadden et al. 2008](#)), RBSP ([Ukhorskiy et al. 2001](#)), MMS ([Avanov et al. 2000](#))) ont pu être implémentées par le passé.

### 3.4 Concepts d'analyseurs 3D existants et leurs limitations

Durant les dernières décennies, seuls quelques concepts d'instruments ayant un champ de vue à 3D ont émergé, parmi lesquelles le concept PICAM ([Vaisberg et al. 2005](#)), un spectromètre plasma « caméra » ayant un champ de vue de  $2\pi$  str qui sera embarqué sur l'orbiteur planétaire de la mission Bepi-Colombo vers Mercure. La **figure II.6** présente une vue en coupe de son concept optique.

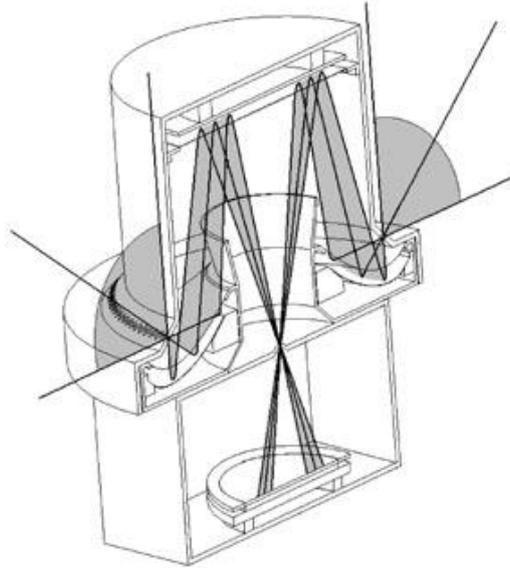
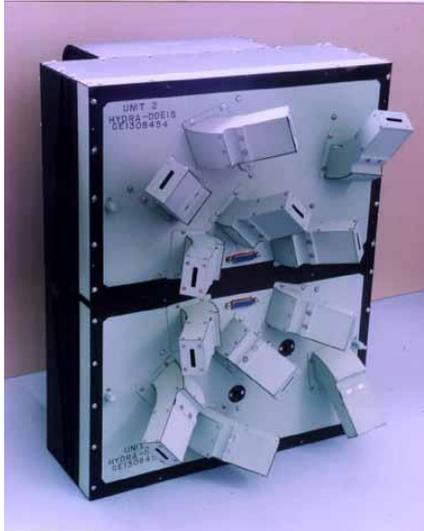


Figure II.6 : Le concept PICAM (Vaisberg et al. 2005)

Le principe de fonctionnement de l'instrument est basé sur l'utilisation de miroirs électrostatiques. A cause des limitations technologiques existantes dans le domaine des hautes tensions, les miroirs électrostatiques ne peuvent être polarisés au point de pouvoir analyser des particules d'énergie supérieure à environ 3 keV. En effet, la polarisation appliquée aux électrodes formant ces miroirs est d'autant plus importante que l'énergie des particules analysées est élevée. L'analyse de particules d'énergie avoisinant les 30 keV est donc impossible, du fait des trop fortes polarisations qui seraient à appliquer. Par ailleurs, le facteur de géométrie de l'optique est relativement faible par rapport à une optique 2D.

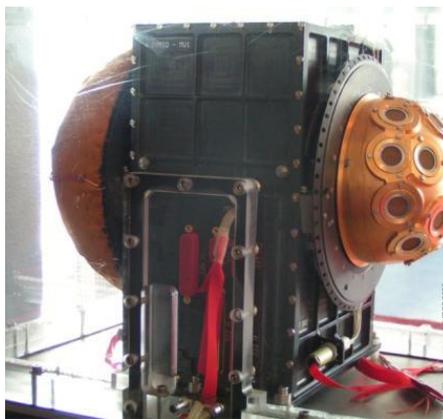
Sur le satellite Polar, l'instrument HYDRA (Scudder et al. 1995) est un concept d'analyseur pour les ions et les électrons dans une gamme d'énergie comprise en 2 eV et 35 keV qui permet une résolution temporelle de  $\sim 0.5$  sec. Cependant, la consommation élevée de l'instrument ( $\sim 14$ W) et son poids de 18,7 kg rendent le concept peu attractif pour une mission multi-satellite. La **figure II.7** présente une photographie de l'instrument.



*Figure II.7 : L'instrument Hydra*

En outre, l'optique de cet instrument fournit plus un échantillonnage de l'espace des vitesses qu'une véritable vue 3D de cet espace.

Enfin, on peut citer l'instrument DYMIO de la mission Mars 96 ([Berthelier et al. 1998](#)) qui utilisait un concept optique devant permettre de réaliser des mesures 3D grâce à 32 fenêtres d'entrée ayant chacune un champ de vue de  $\sim 18^\circ$ . La **figure II.8** présente une photographie de l'instrument.



*Figure II.8 : L'instrument Dymio*

Ce concept est adapté à une plateforme stabilisée trois axes et la fréquence d'échantillonnage y est de l'ordre de la seconde. Cependant, avec le système de déflexion complexe utilisé, l'instrument DYMIO était limité au plasma thermique ( $<700$  eV) et à nouveau, la couverture de l'espace des vitesses était incomplet.

Citons également, l'instrument FONEMA pour la mission Mars 96 ([James et al. 1998](#)) un instrument dédié à la mesure de la fonction de distribution en énergie des ions à 3D dans une gamme d'énergie de 20 eV à 8 keV, en un temps de 125 ms, et dont le concept fut développé pour des plateformes stabilisées trois axes.

### 3.5 Conclusion

La mesure de la fonction de distribution 3D des particules à haute résolution temporelle est un enjeu majeur de la physique des plasmas spatiaux. Nous avons pu voir, avec l'étude des instruments plasma de type « top-hat » ayant un champ de vue 2D, que l'adaptation de ces concepts pour parvenir à cet objectif a entraîné le développement de solutions difficilement transposables pour les futures missions de type constellation. Par ailleurs, pour la planétologie, les instruments proposés ont une gamme en énergie limitée et une sensibilité faible.

Le développement d'un spectromètre plasma permettant une mesure 3D de la fonction de distribution des particules sur une gamme d'énergie allant de quelques eV à  $\sim 30$  keV offrirait la possibilité d'obtenir des résolutions temporelles élevées tout en s'affranchissant de la rotation du satellite. Un tel instrument rendrait alors possible le développement de missions multi-satellites de grande envergure dont la mise en œuvre reste actuellement problématique, notamment du fait du grand nombre de capteurs qui doivent être embarqués. Il permettrait aussi de mieux tirer parti des opportunités d'exploration des environnements planétaires.

---

## Chapitre III : Développement d'une optique a champ de vue hémisphérique

---

Dans ce chapitre, nous présenterons le concept novateur à l'origine de cet instrument plasma. Nous en détaillerons sa géométrie de base et également son principe de fonctionnement. Nous constaterons qu'il est important, dès la phase de simulation numérique, d'anticiper les problèmes de réalisation auxquels il faudra se confronter afin de les inclure dans le modèle numérique : nous pensons ici notamment à l'élimination des photons UV dans une telle optique. Nous verrons également comment la modélisation numérique peut modifier le concept mécanique d'un instrument : des cloisons seront par exemple introduites après la première étape de modélisation numérique. Enfin, une fois l'optimisation numérique achevée, nous présenterons les résultats obtenus ainsi que le modèle mécanique final développé pour la réalisation d'un prototype de laboratoire représentatif d'un modèle de vol.

### I - Concept optique

L'analyseur de particules que nous présentons est constitué d'un nombre variable d'électrodes de forme toroïdale empilées concentriquement. La **figure III.1** fournit une vue schématique en coupe de la géométrie de cette optique électrostatique. Sur cette figure, l'axe vertical (en pointillés) est l'axe de révolution des portions de tores qui constituent l'instrument.

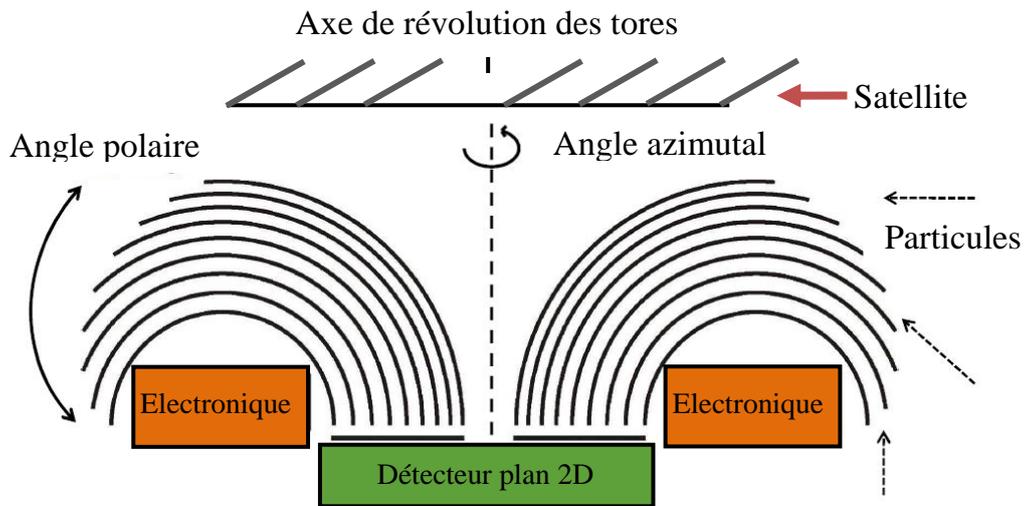


Figure III.1 : Schéma d'une possible implémentation sur une plateforme satellite

Les électrodes forment un ensemble de canaux d'analyse dans la dimension polaire. Le détecteur, qui est situé à la base de l'optique, est lui-même divisé en secteurs dans la dimension azimuthale. Selon la polarisation des électrodes, on obtiendra un analyseur d'ions ou d'électrons.

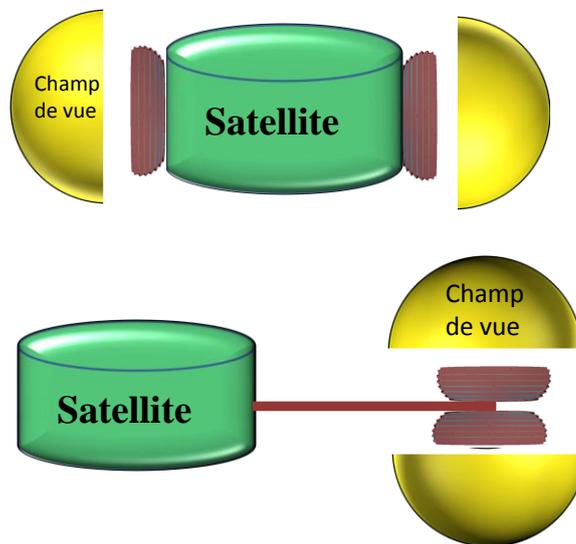
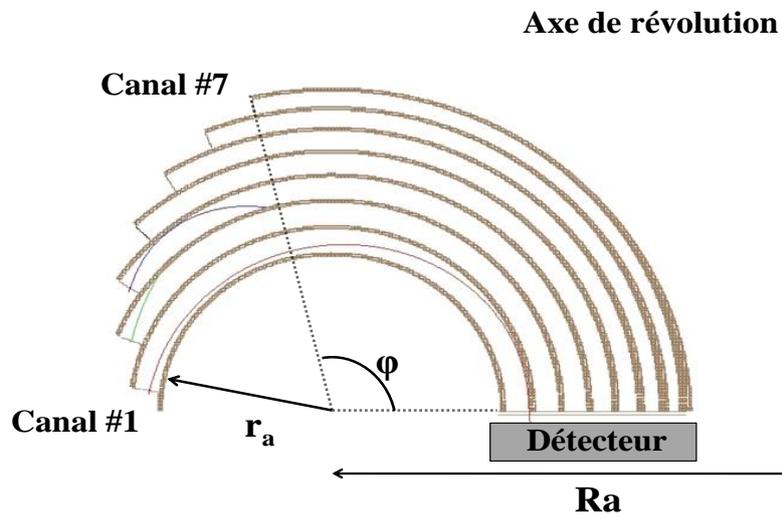


Figure III.2 : Champ de vue de l'instrument après implémentation selon deux options possibles

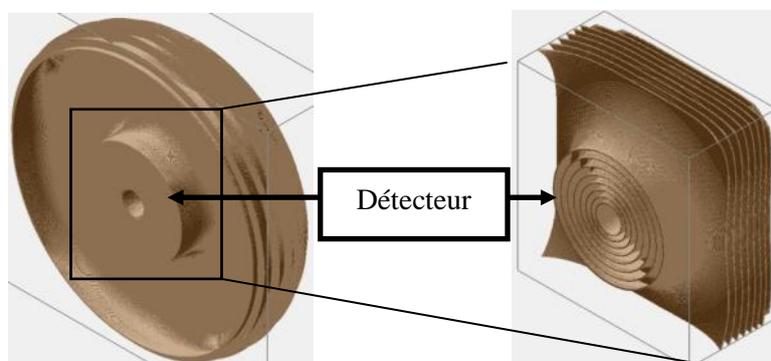
La **figure III.2**, ci-dessus, présente le schéma d'une possible implémentation de l'instrument sur une plateforme satellitaire. Soit le détecteur plan 2D fait dos au milieu analysé et l'optique est fixée sur le satellite au niveau des canaux les plus externes, soit les deux analyseurs sont disposés dos à dos au bout d'un mât pour obtenir une couverture totale de l'espace sur  $4\pi$ .str.

La **figure III.3**, ci-dessous, présente une vue de profil d'une telle optique électrostatique et expose les différents paramètres géométriques qui la définissent. Il s'agit ici d'un modèle à sept canaux d'analyse.



*Figure III.3 : Paramètres géométriques de l'instrument*

Les électrodes de forme torique sont définies par un grand rayon de courbure commun noté  $R_a$ , un petit rayon de courbure noté  $r_a$  et un angle d'arrêt noté  $\varphi$ . Sur cette figure sont également représentés trois exemples de trajectoire de particules. Ils illustrent le caractère sélectif en énergie et en angle d'attaque d'une telle optique électrostatique : l'existence d'un gradient de potentiel entre les deux électrodes polarisées d'un canal permet de créer un champ électrique radial qui accélère les particules d'énergie et d'angle d'attaque appropriés vers le détecteur. En faisant varier le potentiel appliqué aux électrodes, on balaye la gamme d'énergie à analyser.



*Figure III.4 : Vue du dessous de l'optique 3D et de l'emplacement du détecteur*

La **figure III.4** montre que la position d'impact sur le détecteur fournit l'information sur l'angle d'attaque des particules incidentes. Dans le cas présenté sur la **figure III.3**, la particule tirée dans le canal le plus interne (canal 1) possède une énergie comprise dans la bande passante du canal. Elle est correctement défléchie par le champ électrique appliqué et elle atteint le plan de détection en sortie. Les particules tirées dans le deuxième et le troisième canal ont une énergie trop élevée ou trop faible pour être convenablement défléchies. Elles sont absorbées par les électrodes de l'analyseur. Par simulation numérique, nous pouvons déterminer la différence de potentiel  $V$  à appliquer entre les électrodes d'un canal afin de sélectionner les particules d'énergie  $E_0$  et de charge  $q$ . Pour chaque canal de l'instrument, on définit ainsi un facteur  $K$  de la façon suivante :

$$K = \frac{E_0}{qV}$$

Dans la suite, pour fixer les choses, nous nous intéressons au cas des protons. Les facteurs  $K$  obtenus numériquement, pour un instrument de  $\sim 25$  cm de diamètre global, sont présentés dans le **tableau III.1**.

Canal #	Facteur K (eV/V)	Petit rayon du tore $r_a$ (mm)
1	7.6	28.2
2	8.9	33.2
3	10.6	38.1
4	12.7	42.9
5	15	47.3
6	18.4	51.5
7	22.2	55.4

Tableau III.1 : Valeur des facteurs «  $K$  » des canaux pour un grand rayon de tore  $R_a=100$ mm

Pour une certaine énergie  $E_0$ , un facteur «  $K$  » faible indique qu'il sera nécessaire d'apporter une polarisation plus importante aux électrodes pour effectuer cette analyse en énergie.

Ce concept très général d'analyseur de particules peut être décliné de différentes façons selon la nature des électrodes. Prenons le cas d'un analyseur d'ions composé d'électrodes réalisées dans un matériau conducteur. Afin de créer un champ électrique permettant de diriger les ions vers le plan de détection, la tension de polarisation des électrodes doit augmenter continuellement quand on passe des tores les plus internes vers les

tores les plus externes, comme l'expliquent les valeurs du facteur « K » de l'instrument. Ainsi, l'énergie d'analyse maximale de l'optique dépendra de la tension maximale que peut fournir le sous système de polarisation haute tension de l'instrument. Cette contrainte montre que ce type d'implémentation de notre concept optique n'est pas adapté aux missions magnétosphérique qui nécessitent de détecter des particules de plusieurs dizaines de keV. Cependant, il pourrait convenir à l'étude des particules dont l'énergie ne dépasse pas quelques keV comme c'est le cas pour PICAM de la mission Bepi-Colombo ou pour certaines populations d'électrons du vent solaire: sur les missions STEREO et Solar Orbiter, les instruments électrons ont en effet une gamme d'énergie limitée à quelques keV, ce qui correspond à l'énergie typique du « strahl » ([Rosenbauer et al. 1977](#)).

En revanche, si on suppose que la face interne des électrodes toriques peut être polarisée de façon indépendante de leur face externe, en utilisant par exemple du plastique pour la réalisation des électrodes, un spectre d'application beaucoup plus large peut être envisagé pour ce concept optique. Cette hypothèse revient à considérer chaque canal d'analyse comme indépendant du suivant. Nous allons montrer, dans la suite de ce chapitre, que dans ces conditions, la détection de particules à des énergies allant jusqu'à plusieurs dizaines de keV, est possible avec ce concept d'instrument. La vue instantanée hémisphérique de l'optique permet de supprimer le balayage des angles de visée propre aux concepts présentés précédemment. Ceci implique le caractère potentiellement quasi-instantané de la mesure de la fonction de distribution qui nécessiterait un unique balayage en énergie.

## II - Présentation du modèle numérique

Les paramètres géométriques décrits précédemment, les rayons de courbure des électrodes  $r_a$ , le grand rayon du tore  $R_a$ , les angles d'arrêt des électrodes  $\varphi$ , ainsi que l'épaisseur des électrodes notée  $e_p$ , et les espaces inter-électrodes, permettent de créer un modèle numérique en trois dimensions de l'instrument avec le logiciel SIMION ([Dahl, 2006](#)). Ce logiciel résout l'équation de Laplace qui permet de calculer le potentiel électrostatique et le champ électrique en tout point de l'espace pour un ensemble de valeurs de potentiel appliquées aux électrodes de l'instrument. La méthode utilisée est celle des différences finies. Avec ce logiciel, il est également possible de simuler la trajectoire de particules chargées dans les distributions de potentiels obtenues.

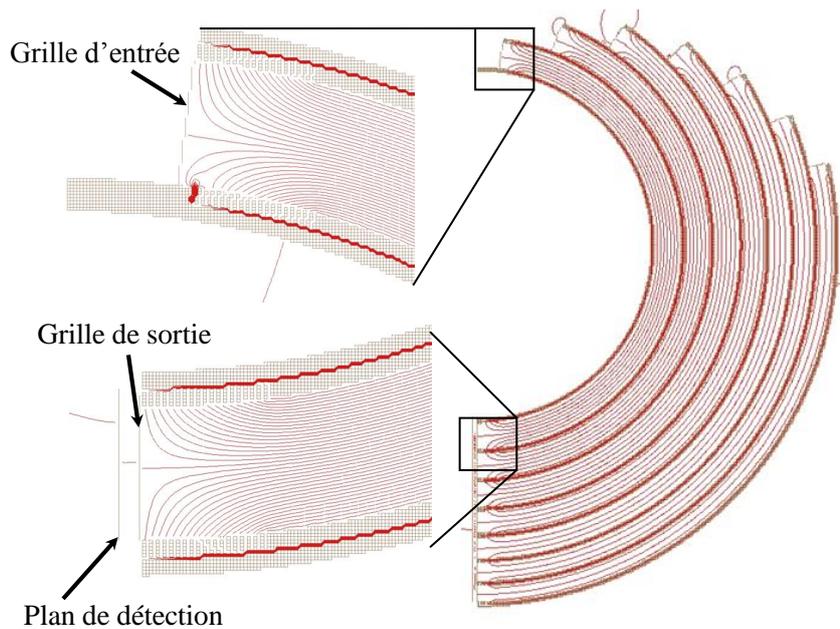


Figure III.5 : Equipotentiels dans l'optique et aux grilles en entrée et en sortie des canaux

La **figure III.5** présente, à droite, les courbes équipotentiels associées à la polarisation des électrodes dans les différents canaux de l'instrument calculées avec le logiciel SIMION. La partie gauche de cette figure présente un zoom des équipotentiels en entrée et en sortie de canal. On a positionné une grille en entrée et en sortie de chaque canal. Cette grille est mise à la masse. On a de plus imposé que le potentiel appliqué aux électrodes décroisse jusqu'à une valeur nulle aux abords des grilles. Cette variation linéaire s'effectue sur une distance équivalente à la distance inter-électrodes, appelée entrefer. Nous reviendrons par la suite sur cette caractéristique importante de notre modèle optique. Enfin, on peut noter que l'entrefer varie d'un canal d'analyse à l'autre, ce qui sera expliqué au paragraphe III de ce chapitre.

Avec un code en langage C, il nous est possible de créer un fichier définissant la géométrie torique de cette optique (fichier \*.gem) en utilisant des instructions et des fonctions géométriques élémentaires comprises par le logiciel SIMION. Comme pour un logiciel de CAO mécanique, les volumes créés peuvent être combinés en utilisant des opérations booléennes ainsi que des symétries et des rotations afin d'engendrer des géométries complexes. Le code en C que nous avons développé utilise en entrée les différents paramètres géométriques de l'optique présentés précédemment : rayon de courbure des électrodes  $r_a$ , grand rayon du tore  $R_a$ , angle d'arrêt des électrodes, épaisseur, entrefers, angle d'arrêt des électrodes. La création du modèle optique de l'instrument est ainsi entièrement paramétrée.

Le fichier de géométrie créé est ensuite chargé sous le logiciel SIMION qui est utilisé pour résoudre l'équation de Laplace en tout point de l'espace. Un fichier d'extension \*.pa est alors créé pour chaque canal d'analyse qui est traité comme un instrument indépendant. Celui-ci contient toutes les informations relatives au modèle électrostatique: valeur de potentiel en tout point du maillage, localisation des électrodes, symétries de la géométrie. La taille de ce fichier varie en fonction de la taille de la boîte de simulation qui est adaptée à la géométrie du canal étudié. Elle est modifiée en fonction de la résolution de la grille de discrétisation. Vingt points de grille dans un entrefer sont généralement nécessaires pour avoir une bonne estimation du potentiel et de la trajectoire des particules. En raison de la taille mémoire disponible, le nombre de points du maillage reste limité à 129 millions ce qui *de facto* fixe la résolution spatiale maximale accessible à 0.1 mm. Le **tableau III.2** présente le dimensionnement de chaque carte de potentiel.

Canal #	Axe x	Axe y	Axe z	Nombre de points de grille (en millions)
1	450	1380	190	117.9
2	500	1430	160	114.4
3	500	1500	140	105
4	550	1420	150	117.1
5	600	1400	150	126
6	680	1350	140	128.5
7	680	1400	120	114.2

*Tableau III.2 : Taille des boîtes de simulations pour chaque canal*

Lors de notre étude numérique, le logiciel SIMION a uniquement été utilisé comme un solveur de Laplace afin de calculer la valeur du potentiel en chaque point du maillage. Ce calcul prend en compte les conditions aux limites, fixées ici par les grilles d'entrée et de sortie des canaux dont le potentiel est nul. Il est aussi possible d'utiliser SIMION pour simuler les trajectoires de particules et obtenir les performances optiques de l'analyseur. Mais la faible puissance d'une station de travail augmente considérablement le temps de calcul pour une optique à la géométrie complexe. Nous avons donc utilisé un cluster de calcul mis à notre disposition au laboratoire pour réaliser ces simulations. Doté d'une soixantaine de processeurs, cet outil nous a permis d'accéder à une puissance de calcul très importante et a

rendu possible la simulation de trajectoires de centaines de millions de particules, en un temps limité, entre 4 et 12 heures selon les résolutions angulaires et en énergie souhaitées.

A partir de la carte de potentiel \*.pa générée par SIMION, nous créons un second fichier \*.geo qui contient uniquement des informations sur la localisation des électrodes dans la boîte de simulation et qui sera utilisé par les codes de simulations de trajectoires que nous utilisons sur le cluster de calcul. Ces codes de simulation sont écrits en fortran 90 et ils contiennent l'ensemble des routines nécessaires au déplacement de particules chargées dans un champ électrique à partir de la position initiale à trois dimensions des particules, de leur vecteur vitesse, et des fichiers précédemment mentionnés contenant toutes les informations relatives au modèle optique. La direction du vecteur vitesse est calculée à partir de la valeur des angles d'incidence azimutaux (*azm*) et polaires (*pol*) des particules :

$$U_i = -\cos(pol) \times \cos(azm)$$

$$U_j = -\cos(pol) \times \sin(azm)$$

$$U_k = -(pol)$$

La position initiale des particules est calculée aléatoirement, selon les formules présentées ci-dessous, afin d'« éclairer » de manière uniforme la surface d'entrée d'un canal :

$$x = decx + [(r_a + x_r) \times scale + ep] \times \sin(\alpha)$$

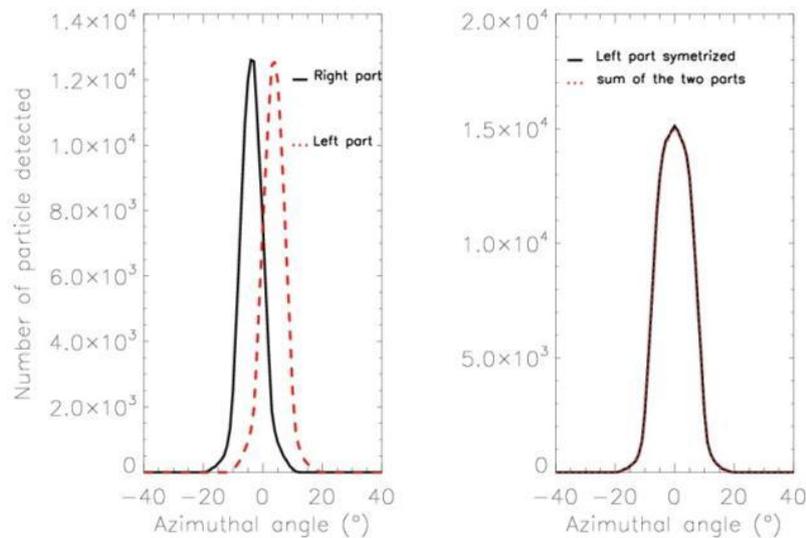
$$y = R_a + \cos(\alpha) \times \{\cos(\alpha) \times [(r_a + x_r) \times scale + ep]\}$$

$$z = \sin(d\varphi) \times \{\cos(\alpha) \times [R_a + (r_a + x_r) \times scale + ep]\}$$

Nous introduisons ici plusieurs paramètres : *scale* est le pas de grille utilisé, *ep* est l'épaisseur des électrodes, *r<sub>a</sub>* est le petit rayon de courbure de l'électrode,  $\alpha = 180^\circ - \theta$ , où  $\theta$  est l'angle d'arrêt des électrodes, *dφ* est la plage d'angle azimutal sur laquelle sont tirées les particules, *R<sub>a</sub>* est le grand rayon du tore, et *decx* est un paramètre de translation selon l'axe x de l'origine de la boîte de simulation qui permet de positionner l'analyseur torique modélisé au centre de celle-ci.

Avant de procéder au tir des particules, nous identifions les angles « morts » de notre optique. Pour des paramètres initiaux donnés, nous vérifions qu'une particule peut être tirée dans un sens puis dans l'autre sans rencontrer une partie de l'instrument. Enfin, du fait de la

symétrie de révolution de l'instrument autour de son axe central, il n'est pas nécessaire d'illuminer la totalité de la fenêtre d'entrée d'un canal mais simplement la moitié, les résultats pouvant être symétrisés lors du traitement des données. La **figure III.6**, ci-dessous, illustre cette symétrisation.



*Figure III.6 : Symétrisation des résultats de simulation dans la dimension azimutale*

La partie gauche de la **figure III.6** présente : en rouge la réponse azimutale du canal 5, lorsque les particules sont tirées depuis la moitié gauche d'une fenêtre d'entrée et en noir la réponse de ce secteur, lorsque les particules sont tirées depuis la moitié droite de la fenêtre. La partie droite de la **figure III.6** présente, en rouge, la somme de ces deux courbes de réponse et, en noir, la courbe de réponse des particules, tirées depuis la moitié gauche de la fenêtre d'entrée, après symétrisation des résultats. On constate que les deux courbes sont strictement identiques. Le temps de simulation peut ainsi être réduit, ou le nombre de particules tirées augmenté, pour obtenir une meilleure statistique.

Pour chaque canal d'analyse, on fait varier l'énergie des particules autour d'une valeur arbitraire de 1 keV tandis qu'on balaye leurs angles polaires et azimutaux autour de la normale à la surface d'entrée. A chaque pas de temps, les routines informatiques utilisées calculent la position de la particule et son vecteur vitesse, en utilisant la méthode de Runge et Kutta au quatrième ordre, afin de déplacer la particule dans le champ électrique. La valeur du champ électrique au point où se situe la particule est interpolée de façon linéaire à partir des valeurs de champ électrique des huit points de grille qui lui sont adjacents. Les particules sont

stoppées lorsqu'elles rencontrent les électrodes ou les cloisons de l'instrument dont les positions sont définies dans le fichier de géométrie \*.geo, c'est-à-dire lorsque la position des particules correspond à la position d'une des parties de l'instrument. Enfin, les particules sont détectées lorsqu'elles franchissent un plan situé à 5 unités de grille (soit à 0.5mm) de la sortie de l'instrument. On classe ensuite les particules détectées en fonction de leurs angles et leurs énergies d'arrivée.

En utilisant les moyens de calcul du cluster du laboratoire, ainsi qu'un code parallélisé sous le langage MPI, il m'a été possible de répartir les calculs sur plusieurs processeurs afin d'envoyer plusieurs centaines de millions de particules à l'intérieur de chacun des canaux de l'instrument et d'avoir une bonne statistique. Les résultats sont regroupés en fin de simulation au sein d'un unique fichier de sortie. Le traitement et la visualisation de ces résultats est réalisé avec plusieurs routines développées en langage IDL. Celles-ci permettent d'obtenir les courbes de réponse en énergie, en angle polaire et azimutal, les iso-contours de la transparence pour chaque canal de l'instrument, et de calculer *in fine* les performances optiques et notamment le facteur de géométrie des différents canaux de l'optique.

### **III - Etude du concept en géométrie cylindrique à 2D**

#### **3.1 Elimination des UV**

Il est important de prendre en compte, dès les premières phases de design d'une optique électrostatique, aux moyens disponibles pour éliminer la propagation du rayonnement ultraviolet dans les canaux de l'instrument. En effet, la propagation des UV d'origine solaire à l'intérieur d'une optique et leur arrivée sur le détecteur, généralement une galette à micro canaux, engendre un signal qui bruite énormément les mesures. La raie Lyman- $\alpha$  du soleil a, en effet, une efficacité de détection significative sur ce type de détecteurs. C'est dans ce but que nous avons étudié une configuration d'instrument 2D simplifiée et composée d'un empilement concentrique de huit électrodes de géométrie cylindrique. L'objectif était de comprendre comment il est possible d'éliminer la propagation des UV à l'intérieur des canaux, tout en essayant de maîtriser l'acceptance angulaire polaire des canaux.

Nous constatons en premier lieu, qu'en réduisant l'espace inter électrodes, il est possible d'éliminer complètement la propagation des UV en forçant les rayons optiques à se réfléchir de multiples fois sur les électrodes, dès lors que celles-ci sont recouvertes d'un dépôt absorbant les UV avec une efficacité suffisamment grande. Plusieurs traitements sont classiquement utilisés pour ce type de problématique, et notamment un noir optique dénommé Ebonol-C (Alsop et al. 1998) : il s'agit d'un dépôt d'oxyde de cuivre réalisé par une succession de bains chimiques. La structure chondritique de ce dépôt favorise le piégeage et l'absorption des UV. Il présente une réflectivité diffuse de l'ordre de quelques pourcents. D'autres traitements, à base de sulfure de cuivre, sont également applicables. Pour un instrument utilisé à l'orbite terrestre, la règle de conception généralement utilisée consiste à s'assurer que les UV subiront au moins trois réflexions (i.e  $10^{-3} \times 10^{-3} \times 10^{-3}$ ), au cours de leur propagation dans l'optique, avant d'atteindre le détecteur.

La distance inter électrodes ne peut être trop réduite en raison des risques de claquage électrique. Dans notre étude, l'entrefer minimal correspond à un champ électrique de 2 kV/mm. L'analyseur que nous développons doit pouvoir analyser des particules d'énergie allant jusqu'à 30 keV. Le **tableau III.1** indique que le facteur K du canal 1 vaut  $\sim 3.8$ , ce qui signifie que la tension de polarisation des électrodes de ce canal doit atteindre 7.8kV. Il est donc nécessaire de fixer une distance d'entre fer minimal de 3.9 mm, pour prévenir les phénomènes de claquage au sein de ce canal. Un compromis doit être fait entre une valeur d'entrefer assez faible pour obtenir trois réflexions sur les parois de l'analyseur et une valeur suffisamment élevée pour éviter les claquages électriques.

### **3.2 Contrôle du champ de vue dans la dimension polaire**

L'étude de l'instrument en géométrie cylindrique a révélé que l'angle d'arrêt des électrodes, qui est l'autre paramètre essentiel définissant les canaux, permettait de contrôler le champ de vue de l'optique et de réduire les zones d'ombre dans la dimension polaire. Les **figures III.7a** et **III.7b** illustrent ce phénomène pour un instrument comportant dix-sept canaux cylindriques empilés concentriquement. La réponse en angle polaire de cet instrument montre qu'il est possible d'obtenir un recouvrement à mi-hauteur des réponses angulaires polaires des canaux et de n'avoir aucune zone d'ombre dans cette dimension qui est analysée de manière optimum par l'instrument.

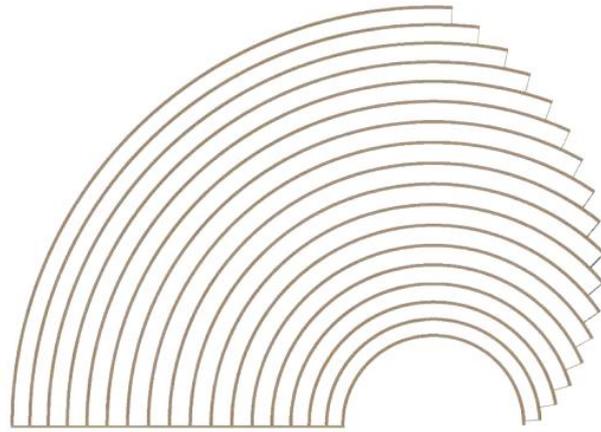


Figure III.7a : Instrument constitué de 17 canaux cylindriques

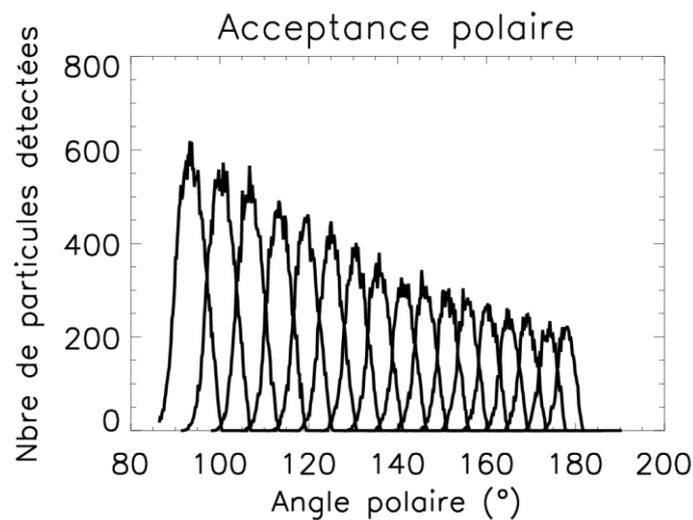


Figure III.7b : Réponse angulaire polaire d'un instrument constitué de 17 canaux cylindriques

L'ajout de canaux a cependant une conséquence directe sur la taille et le poids de l'instrument, qui sont augmentés. Le facteur de géométrie, qui représente la sensibilité de l'instrument, est également fortement amélioré. Par ailleurs, l'augmentation du nombre de canaux implique une résolution angulaire très élevée, ce qui n'est pas le besoin principal dans les plasmas spatiaux. Afin de réaliser un premier prototype d'instrument, nous avons limité le nombre de canaux de l'instrument à huit, afin que ses caractéristiques en termes de dimensions et de poids correspondent à des spécifications classiques : un instrument de moins de 30 cm de diamètre pour un poids inférieur à 3 kg. Avec huit canaux, le recouvrement des réponses polaires de l'instrument ne se produit plus à mi-hauteur, mais à la base comme le montre la **figure III.8** ci-dessous.

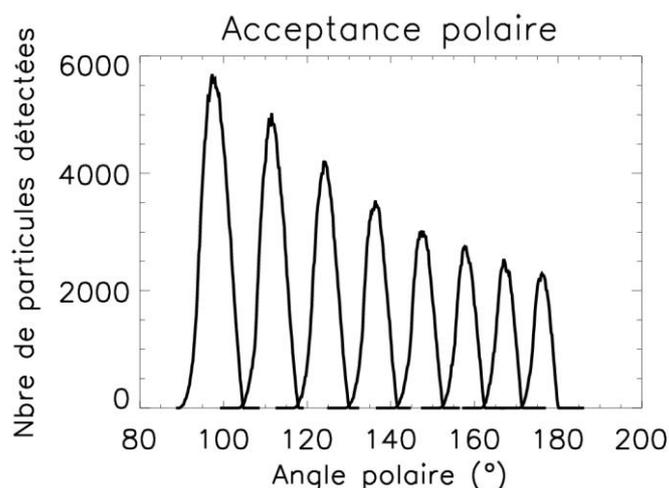


Figure III.8 : Réponse angulaire polaire d'un instrument constitué de 8 canaux cylindriques

### 3.3 Conclusion sur l'étude du concept en géométrie cylindrique

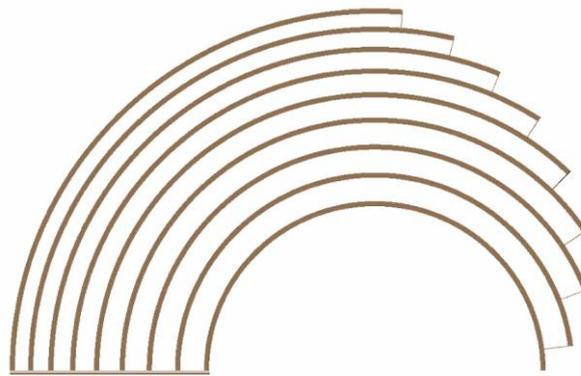
En résumé, l'étude du concept dans une configuration 2D purement cylindrique nous a permis de définir des valeurs d'entrefer assurant une élimination totale des UV à l'intérieur des canaux de l'instrument. La distance d'entrefer a ainsi été adaptée, pour les différents canaux de l'analyseur, afin de contraindre la propagation des UV solaires à subir trois réflexions sur les électrodes qui seront recouvertes d'un dépôt absorbant approprié.

L'étude de la configuration cylindrique a également montré que l'angle d'arrêt des électrodes était un paramètre clé pour le contrôle du champ de vue dans la dimension polaire de l'instrument. Il existe une configuration dans laquelle le recouvrement à mi-hauteur de la réponse angulaire polaire des canaux de l'instrument est possible. Cette configuration comporte seize canaux et accroît les dimensions, le poids mais également le facteur de géométrie de l'instrument. Cependant, nous avons montré qu'il était possible d'obtenir un recouvrement des réponses angulaires polaires à la base avec une configuration comportant huit canaux empilés concentriquement. Pour respecter les objectifs que nous nous sommes fixés, nous choisirons par la suite, d'étudier cette dernière configuration dont les dimensions et le poids sont mieux adaptés aux spécifications classiques des missions spatiales actuelles.

## IV - Modèle toroïdal simple

### 4.1 Présentation du modèle

Les résultats précédemment obtenus, en étudiant une configuration purement cylindrique, sont maintenant intégrés à un nouveau modèle 3D d'instrument. Celui-ci est constitué de neuf électrodes toroïdales empilées concentriquement. Le grand rayon du tore  $R_a$ , fixé à 65 mm, permet l'utilisation de galette à micro canaux de dimensions standards non-annulaire. L'épaisseur des électrodes est de 0.8 mm. Le rayon de courbure des électrodes varie de 27,1 mm pour la première électrode à 58.9 mm pour la dernière. Une coupe de l'instrument est présentée en **figure III.9**.



*Figure III.9 : Vue en coupe de l'analyseur torique comportant 8 canaux*

Nous étudions ici les performances des canaux de l'instrument. Les électrodes sont réalisées d'un seul tenant et il n'existe aucune délimitation physique entre les secteurs azimutaux. Afin d'isoler électrostatiquement l'optique, des grilles, à la masse, sont placées en entrée et sortie de canal.

### 4.2 Performances optiques du modèle

Des simulations numériques complètes ont été réalisées pour connaître les performances optiques d'un tel instrument. Les secteurs n'étant pas séparés les uns des autres en azimut, on définit arbitrairement la fenêtre d'entrée azimutale des canaux par un angle au centre de symétrie de l'instrument, comme indiqué sur la **figure III.10**.

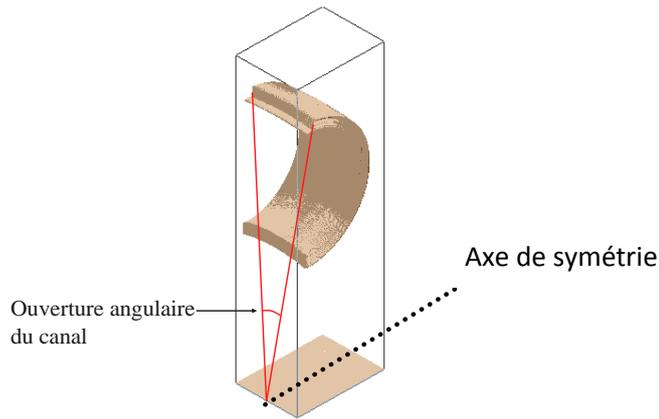


Figure III.10 : Définition de l'ouverture des fenêtres azimutales

Nous divisons les  $360^\circ$  azimutaux de chaque canal en trente fenêtres azimutales de  $12^\circ$  d'ouverture. Les particules sont uniquement tirées sur la moitié de l'ouverture angulaire des fenêtres azimutales. Elles balayent des énergies de 900 à 1100 eV avec un pas de 10 eV, des angles azimutaux de  $-15^\circ$  à  $+15^\circ$  autour de la normale à la fenêtre d'entrée avec un pas de  $0.5^\circ$ , et des angles polaires de  $-10^\circ$  à  $+10^\circ$  autour de la normale à la fenêtre d'entrée avec un pas de  $0.5^\circ$ . Pour cette simulation, vingt et un millions de particules sont tirées à l'entrée des secteurs.

#### 4.2.1 Réponse en angle azimutal des canaux

La **figure III.11**, ci-dessous, présente les réponses azimutales des canaux de l'instrument. Le nombre de particules détectées est représenté en fonction de leur angle azimutal de départ.

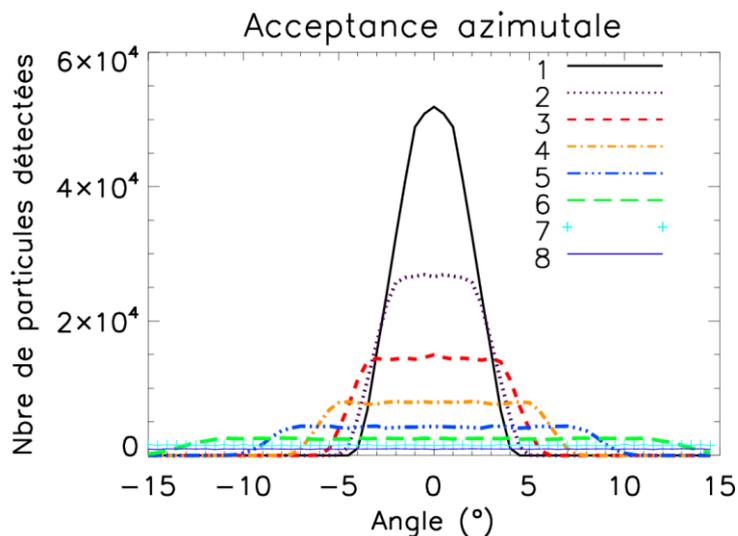


Figure III.11 : Réponse angulaire azimutale des canaux

On constate que l'acceptance azimutale des secteurs croît avec le rayon de courbure des électrodes  $r_a$ , de  $4^\circ$  pour le premier canal, à  $6^\circ$ ,  $8^\circ$ ,  $12^\circ$ ,  $17^\circ$ , et  $26^\circ$  pour les canaux, 2, 3, 4, 5, et 6, respectivement. Les acceptances des canaux 7 et 8 ne peuvent être calculées car ils acceptent une gamme d'angles azimutaux bien trop importante. Les derniers canaux (5, 6, 7 et 8) présentent un véritable défaut de focalisation dans la dimension azimutale. Le cas des canaux 7 et 8 est critique puisqu'ils détectent des particules sur des plages d'angles très étendues. On peut également remarquer que le nombre de particules détectées par les canaux est en constante diminution, jusqu'à atteindre de très faibles valeurs pour les derniers canaux, avec moins de 1000 particules détectées pour le dernier canal, en comparaison des vingt et un millions tirées en entrée.

#### 4.2.2 Réponse en angle polaire des canaux

La réponse angulaire polaire des canaux de l'instrument est présentée **figure III.12**. Le nombre de particules détectées est représenté en fonction de l'angle polaire de départ.

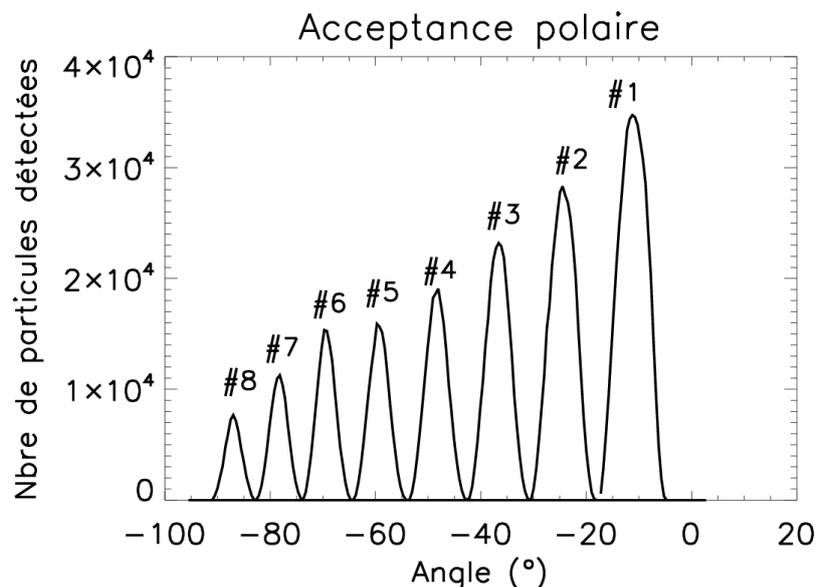


Figure III.12 : Réponse angulaire polaire des canaux

La **figure III.12** permet de constater que l'acceptance angulaire polaire des canaux diminue de façon régulière, de  $7^\circ$  pour le premier canal à  $6^\circ$ ,  $5^\circ$ ,  $4.5^\circ$ ,  $4^\circ$ ,  $3.5^\circ$ ,  $3.5^\circ$  et  $3^\circ$  pour les canaux suivants. Comme nous l'avons expliqué précédemment, dans le cas d'un instrument à 8 canaux, le recouvrement des courbes de réponse angulaire polaire se fait à la base et non à mi-hauteur. Ainsi, des zones d'ombre demeurent, ce qui signifie qu'à un instant donné, des

régions de l'espace seront analysées de manière incomplète par l'instrument. A l'instar des courbes de réponse azimuthale, mais dans une proportion bien moindre, nous remarquons que le nombre de particules détectées diminue constamment.

#### 4.2.3 Réponse en énergie des canaux

La **figure III.13** présente les courbes de réponse en énergie des canaux de l'instrument modélisé. Le nombre de particules détectées est représenté en fonction de l'énergie de départ.

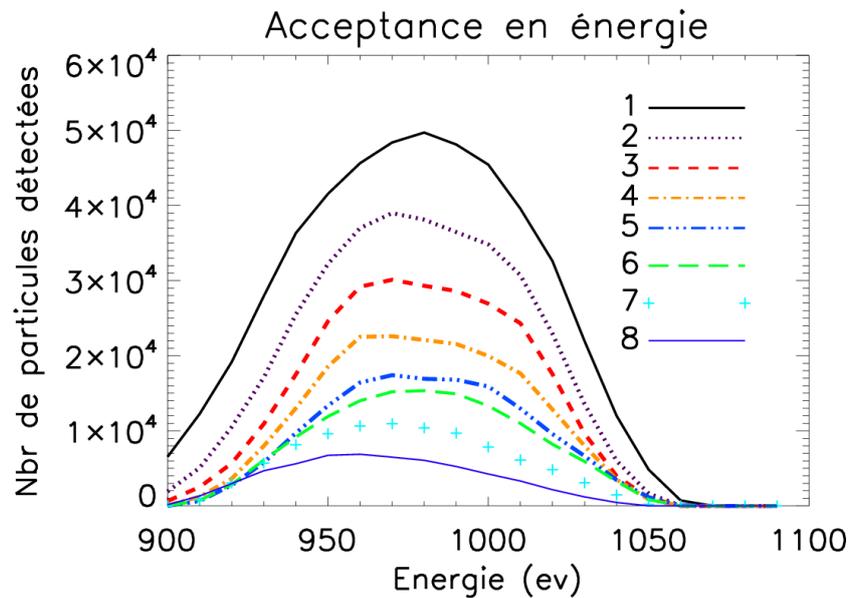


Figure III.13 : Réponse en énergie des canaux

La bande passante en énergie des canaux varie peu, 9% pour le premier canal, 8% pour les 6 suivants et 7% pour le dernier. La réponse en énergie des différents canaux n'est pas située autour de la valeur centrale de tir qui est de 1000 eV ; ce décalage signifie que les valeurs de potentiel appliqué aux électrodes des canaux doivent être ajustées pour une analyse de particules de 1 keV. Le nombre de particules détectées décroît également pour les derniers canaux.

#### 4.2.4 Transparence des canaux

La **figure III.14**, ci-dessous, présente les iso-contours de la transparence de chacun des canaux normalisée à son maximum et intégrée sur toutes les énergies. Ces courbes sont tracées en fonction des angles azimuthaux et polaires des particules.

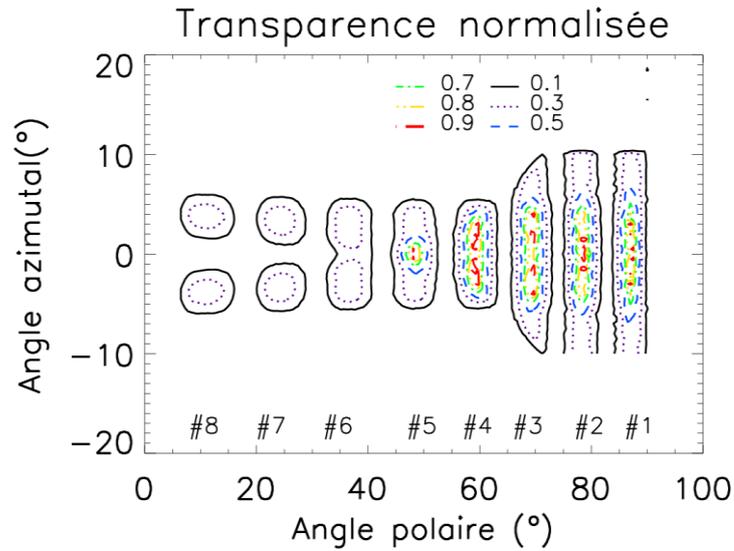


Figure III.14 : Transparence intégrée en énergie des canaux

On retrouve, sur la **figure III.14**, les mêmes zones d'ombre dans la dimension polaire que celles présentent sur les courbes de réponse en angle polaire des canaux. Les canaux 7 et 8 présentent des zones d'ombre dans la dimension azimutale. Par ailleurs, nous constatons que la transparence des canaux chute très rapidement à partir du sixième canal.

#### 4.2.5 Résumé des performances optiques obtenues

Canal N°	1	2	3	4	5	6	7	8
$G_e^{(a)}$	$1.8e^{-5}$	$1.2e^{-5}$	$8.9e^{-6}$	$6.5e^{-6}$	$5.3e^{-6}$	$5.2e^{-6}$	$3.4e^{-6}$	$1.7e^{-6}$
$G_e \text{ total}^{(a)}$	$4.9e^{-4}$	$3.3e^{-4}$	$2.4e^{-4}$	$1.7e^{-4}$	$1.4e^{-4}$	$1.4e^{-4}$	$9.2e^{-5}$	$4.5e^{-5}$
$\Delta E/E$	0.09	0.08	0.08	0.08	0.08	0.08	0.08	0.7
$\Delta \alpha^{(c)}$	4°	6°	8°	12°	17°	26°	>30°	>30°
$\Delta \theta^{(c)}$	7°	6°	5°	4.5°	4°	3.5°	3.5°	3°
Surface d'entrée <sup>(d)</sup>	78	78	74	67	59	50	41	32

Tableau III.3 : Résumé des performances optiques du modèle torique

<sup>(a)</sup>  $G_e$  le facteur de géométrie est exprimé en  $\text{cm}^2 \cdot \text{sr} \cdot \text{eV}/\text{eV}$ .

<sup>(a)</sup>  $G_e \text{ total}$  est le facteur de géométrie intégré sur 30 secteurs azimutaux

<sup>(c)</sup> Les acceptances angulaires sont en degrés

<sup>(d)</sup> La surface d'entrée est en  $\text{mm}^2$

Le facteur de géométrie décroît dans des proportions importantes. Ces variations s'expliquent majoritairement par les différences présentes au niveau de la transparence des

canaux. Le facteur de géométrie global d'un demi-instrument est de  $0.0016 \text{ cm}^2 \cdot \text{sr} \cdot \text{eV}/\text{eV}$  soit de  $0.0032 \text{ cm}^2 \cdot \text{sr} \cdot \text{eV}/\text{eV}$  pour deux demi-instruments, permettant de couvrir l'ensemble des  $4\pi$  str de l'espace.

### 4.3 Synthèse

Nous avons étudié un modèle électrostatique fondé sur un concept novateur que nous avons présenté au début de ce chapitre. Neuf électrodes de géométrie toroïdale sont empilées concentriquement dans la dimension polaire et permettent de couvrir instantanément  $2\pi$  str. de l'espace. Les secteurs azimutaux de l'instrument ne sont pas délimités physiquement les uns des autres. Les réponses angulaires polaires des canaux de l'instrument, nous confirment que la transposition des résultats obtenus, lors de l'étude d'un modèle en géométrie 2D purement cylindrique, est correcte. Un instrument composé de huit canaux d'analyse dans la dimension polaire, présente une réponse angulaire polaire qui comporte des zones d'ombre. Comme nous l'avons montré lors de l'étude du modèle 2D, l'ajout de canaux supplémentaires, permet de les réduire. Concernant la réponse en énergie des différents canaux, on constate que leur bande passante est quasiment constante (autour de 8%) et meilleure que celle des instruments actuels (autour de 15% à 20% typiquement). Le paramètre  $\phi$ , qui définit l'angle d'arrêt des électrodes, permet de contrôler le champ de vue de l'instrument dans la dimension polaire.

Les réponses angulaires azimutales présentent certaines imperfections. Les canaux externes ont un important défaut de focalisation. Les acceptances angulaires des derniers canaux possèdent des caractéristiques qui ne sont pas acceptables et doivent être améliorées. Enfin, la transparence de ces derniers canaux est très faible, ce qui décroît drastiquement leur facteur de géométrie.

## V – Optimisation du modèle et étude paramétrique

Comme nous l'avons vu lors de l'étude du modèle toroïdal, le premier défaut réside dans le comportement optique opposé entre les premiers canaux, 1, 2, 3, 4 et les derniers, 5, 6, 7 et 8. Cela se traduit optiquement par un défaut de focalisation pour les derniers canaux de l'instrument, dont l'acceptance angulaire est très élevée. Réciproquement, l'acceptance

angulaire des premiers canaux de l'instrument est faible, voire inférieure aux spécifications que nous cherchons à obtenir ( $\sim 11^\circ$ ). En conséquence, la transparence des canaux externes se dégrade, et le facteur de géométrie suit une évolution comparable.

La démarche que nous avons adoptée, consiste à cibler des valeurs de paramètres géométriques qui nous permettraient d'obtenir des performances optiques répondant aux spécifications requises. Ainsi, nous recherchons à maximiser le facteur de géométrie des canaux mais aussi à harmoniser l'acceptance azimutale de tous les canaux de l'instrument autour de  $11^\circ$ .

### **5.1 Etude de l'influence du grand rayon du tore $R_a$ sur les performances optiques**

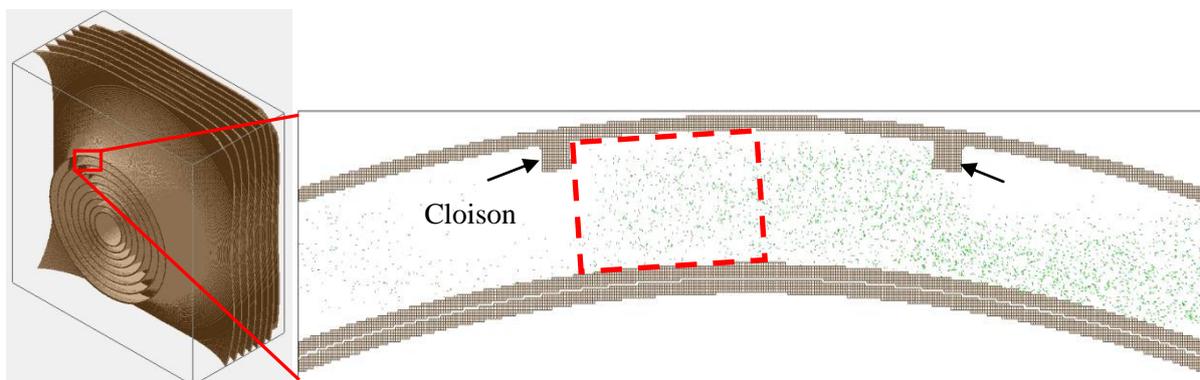
Dans un premier temps, cette étude paramétrique a eu pour but d'étudier l'influence du seul paramètre laissé encore libre dans ce modèle, le grand rayon du tore  $R_a$ . Nous cherchons ici à corriger les défauts de focalisation des derniers canaux afin d'harmoniser les acceptances angulaires entre tous les canaux de l'instrument. L'étude menée a consisté à faire varier le grand rayon de courbure de l'instrument de 80 mm à 150 mm. Elle a permis de montrer qu'il était possible de modifier l'acceptance azimutale des canaux en changeant le grand rayon du tore  $R_a$ . Augmenter  $R_a$  entraîne en effet une hausse de l'acceptance azimutale des premiers canaux et une baisse de celle des derniers. Les canaux 6, 7 et 8 acceptent des particules provenant d'une plage d'angles azimutaux très étendue et ce phénomène s'amplifie lorsque  $R_a$  est inférieur à 100 mm. A contrario, les premiers canaux acceptent trop peu de particules lorsque  $R_a$  est inférieur à 100 mm et leur acceptance azimutale est faible. Dès lors, il s'agit de choisir une valeur de  $R_a$  en prenant en compte ces divers comportements optiques. Ainsi, un  $R_a$  de 80 mm implique une acceptance azimutale faible pour les premiers canaux (de l'ordre de  $6^\circ$ ) avec un faible facteur de géométrie, tandis qu'elle reste supérieure à  $30^\circ$  pour le dernier canal, ce qui n'est pas satisfaisant. Avec un  $R_a$  élevé, 150 mm, l'acceptance azimutale des premiers canaux est augmentée à plus de  $12^\circ$  alors que celle des derniers canaux est sensiblement réduite mais reste supérieure aux spécifications que nous cherchons à obtenir.

Aux contraintes relatives aux acceptances azimutales des canaux et aux facteurs de géométrie, s'ajoute celle de réaliser un instrument dont les dimensions soient comparables à celles des instruments existants. Le compromis est ainsi trouvé pour un grand rayon de tore  $R_a$

de 100 mm. En effet, cette valeur de  $R_a$  se traduit par une optique dont le diamètre est  $\sim 25$ cm et offre le meilleur choix en termes de performances optiques.

## 5.2 Perte de particules vers les secteurs adjacents

En analysant plus finement les paramètres initiaux des particules détectées, nous avons pu constater que les particules étaient détectées sur les pixels adjacents à celui dans lesquelles elles avaient été tirées. La **figure III.15** illustre cette perte de particules incidentes vers les secteurs adjacents au secteur d'entrée.



*Figure III.15 : Perte de particules vers les secteurs adjacents*

La **figure III.15** présente une vue en sortie de canal 1, au niveau du plan de détection. Les particules sont tirées depuis le secteur central, mais uniquement sur la moitié gauche de celui-ci, dans la zone délimitée par les pointillés rouges. Les deux rectangles, mis en évidence par les flèches noires, représentent les bords de ce canal dont l'ouverture angulaire est de  $12^\circ$ . Les particules balayent : les angles azimutaux de  $-20^\circ$  à  $+20^\circ$  autour de la normale à la fenêtre d'entrée avec un pas de  $1^\circ$ , les angles polaires de  $-10^\circ$  à  $+10^\circ$  autour de la normale avec un pas de  $0.5^\circ$  et les énergies de 700 à 1300 eV avec un pas de 10 eV. Les particules détectées sont représentées en vert. On constate qu'une quantité très importante de particules atteint le plan de détection au niveau des secteurs adjacents, perturbant ainsi énormément la localisation.

A la vue de ce résultat, il apparaît impératif d'implémenter, pour cet instrument, des cloisons entre secteurs afin de délimiter les secteurs azimutaux des canaux de l'analyseur. Il est donc nécessaire, pour cela, de développer un nouveau modèle d'instrument pour évaluer l'impact des cloisons sur les performances optiques des canaux.

## VI - Modèle toroïdal avancé

### 6.1 Implémentation des cloisons

#### 6.1.1 Présentation

Le second modèle optique toroïdal développé dans le cadre de cette thèse intègre les précédentes optimisations. L'instrument comporte donc neuf électrodes formant huit canaux dans la dimension polaire. Le grand rayon du tore est à présent fixé à  $R_a=100$  mm. L'épaisseur des électrodes a été augmentée à 1,1 mm, après discussion avec le bureau d'étude, en vue de faciliter la réalisation des électrodes lors de leur usinage. L'évolution majeure est donc l'implémentation de cloisons délimitant chacun des secteurs azimutaux. Ces cloisons permettent de stopper physiquement la progression des particules et introduisent de nouveaux paramètres dans le modèle optique. Leur influence sur les performances optiques de chacun des canaux doit être évaluée et optimisée canal par canal. Elles sont définies par un angle au centre de rotation de l'instrument, (c.f **figure III.11**). Nous décidons de créer des cloisons ayant une épaisseur correspondant à un angle de  $1^\circ$  par rapport au centre de symétrie de l'instrument. Nous avons choisi de polariser les cloisons à la masse et de faire décroître le potentiel des parties centrales des électrodes linéairement aux abords des cloisons, tel que cela est réalisé aux abords des grilles d'entrée et de sortie de l'instrument. Les lignes d'équipotentiels situées aux abords des cloisons sont présentées sur les **figures III.16a** et **III.16b** ci-dessous, en entrée et en sortie du canal 1.

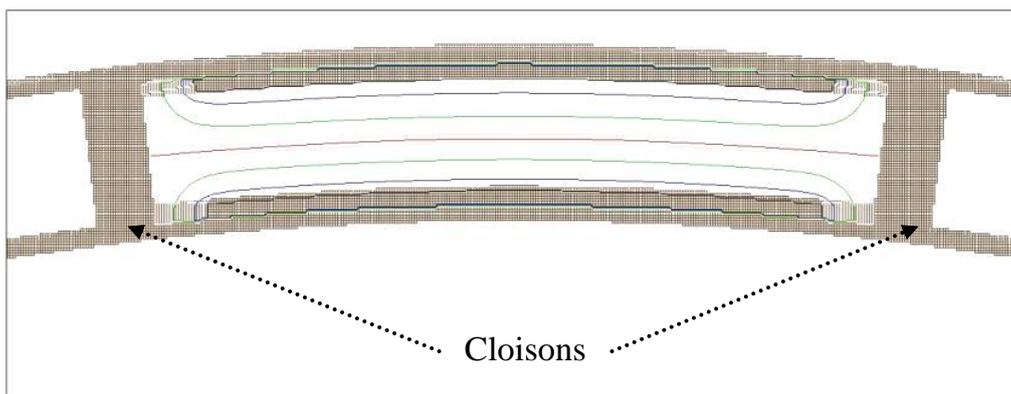


Figure III.16a : Equipotentiels en entrée du canal 1 aux abords des cloisons

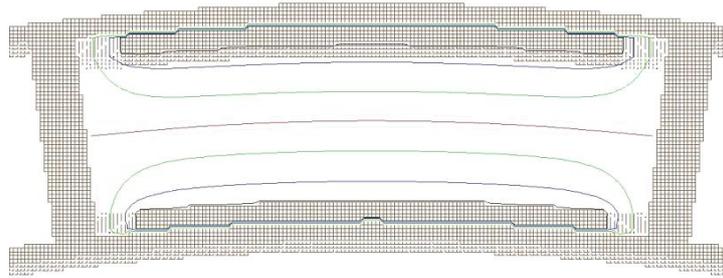


Figure III.16b : Equipotentiels en sortie du canal 1 aux abords des cloisons

Les figures III.16a III.16b ci-dessus illustrent la décroissance des potentiels nominaux des électrodes aux abords des cloisons en entrée et sortie du canal 1. La chute de potentiel est réalisée sur une distance égale à la moitié de la distance inter électrode.

### 6.1.2 Optimisation

Les premiers résultats obtenus, une fois les cloisons incorporées au modèle, mettent en évidence que celles-ci permettent de contrôler plus finement les acceptances azimutales des canaux. En jouant sur l'ouverture angulaire des secteurs azimutaux, définie par l'angle au centre de rotation de l'instrument formé par deux cloisons, il est possible d'obtenir des valeurs d'acceptance angulaire de  $11^\circ$  mais cela uniquement pour les quatre premiers canaux de l'instrument. Les canaux, 5, 6, 7 et 8 conservent malgré tout une acceptance azimutale élevée. Le cas de ces derniers secteurs sera traité au paragraphe suivant.

L'étude paramétrique d'optimisation, menée à l'aide d'un très grand nombre de simulations numériques, a porté sur l'analyse des valeurs d'ouvertures angulaires des secteurs azimutaux permettant d'obtenir des valeurs d'acceptance angulaire ciblées. Les résultats sont résumés dans le **tableau III.4** ci-dessous.

	Ouverture angulaire des secteurs
Canal N° 1	$12^\circ$
Canal N° 2	$11^\circ$
Canal N° 3	$9.4^\circ$
Canal N° 4	$7.4^\circ$

Tableau III.4 : Ouverture angulaire des quatre premiers secteurs azimutaux

On observe que les valeurs listées dans le **tableau III.4** varient de façon importante en fonction des secteurs, allant de  $12^\circ$  d'ouverture pour le premier canal à  $7,4^\circ$  pour le quatrième.

## 6.2 Implémentation de diaphragmes à l'entrée des canaux

L'optimisation de l'ouverture angulaire des secteurs azimutaux des quatre derniers canaux, n'offre pas la possibilité de réduire les acceptances angulaires de ces secteurs aux valeurs souhaitées. Ainsi, nous avons décidé de placer des diaphragmes en entrée des secteurs, au niveau des grilles d'entrée de ces canaux. Les ouvertures angulaires de ces diaphragmes doivent donc à nouveau être étudiées et optimisées par simulation numérique afin de trouver les paramètres permettant d'obtenir les valeurs d'acceptances voulues. Il s'avère qu'il est nécessaire de jouer sur les deux paramètres d'ouverture : l'ouverture angulaire des secteurs azimutaux, qui est définie par l'angle formé par les cloisons, et l'ouverture angulaire des diaphragmes, pour contrôler la valeur de l'acceptance azimutale de ces secteurs. Cependant, à l'analyse des résultats obtenus, nous avons choisi de paramétrer ces ouvertures angulaires pour des valeurs d'acceptance azimutale volontairement plus élevées que celles que nous ciblions afin de conserver des valeurs de facteur de géométrie suffisamment importantes. Le détail de toutes les performances optiques sera présenté au paragraphe suivant.

Les résultats obtenus pour le dernier canal (le plus externe), ont mis en évidence que l'acceptance azimutale élevée de celui-ci ne pouvait être ramenée à des valeurs convenables qu'en plaçant en entrée un diaphragme d'ouverture angulaire très faible. La valeur de son facteur de géométrie s'en trouve ainsi drastiquement amoindrie. Nous avons donc choisi d'écarter ce canal du modèle d'instrument développé, en raison de ses trop faibles performances optiques. Cependant, si l'on regarde à nouveau la **figure III.1** présentée au début de ce chapitre, nous remarquons que le dernier canal vise dans un plan tangent au satellite ce qui signifie qu'il aurait pu être fortement perturbé par le potentiel de celui-ci. Les résultats obtenus pour les canaux 5, 6 et 7, après optimisation numérique, sont présentés dans le **tableau III.5**, ci-dessous.

	Ouvert angulaire des secteurs	Ouverture des diaphragmes
Canal N° 5	9.5°	7°
Canal N° 6	9.5°	4.6°
Canal N° 7	9°	2.6°

Tableau III.5 : Ouverture angulaire des trois derniers secteurs azimutaux

Les valeurs d'ouvertures angulaires des secteurs azimutaux ne sont pas constantes, tout comme celles des ouvertures angulaires des diaphragmes. Les diaphragmes réduisent très significativement les valeurs des surfaces d'entrée des secteurs, ce qui a une incidence direct sur leur facteur de géométrie.

### 6.3 Synthèse des résultats pour le modèle final

Les performances optiques du modèle final sont présentées ci-dessous. Pour ces simulations,  $161 \times 10^6$  particules ont été tirées sur la moitié des fenêtres d'entrée de chacun des canaux de l'instrument. Les particules balayent des énergies de 700 eV à 1300 eV avec un pas de 10 eV, des angles azimutaux de  $-40^\circ$  à  $+40^\circ$  autour de la normale à la fenêtre d'entrée avec un pas de  $1^\circ$ , des angles polaires de  $-20^\circ$  à  $+20^\circ$  autour de la fenêtre d'entrée avec un pas de  $0.5^\circ$ .

#### 6.3.1 Réponse angulaire azimutale des canaux

La **figure III.17** présente la réponse azimutale des canaux de l'instrument. Le nombre de particules détectées est tracé en fonction de l'angle azimutal de départ.

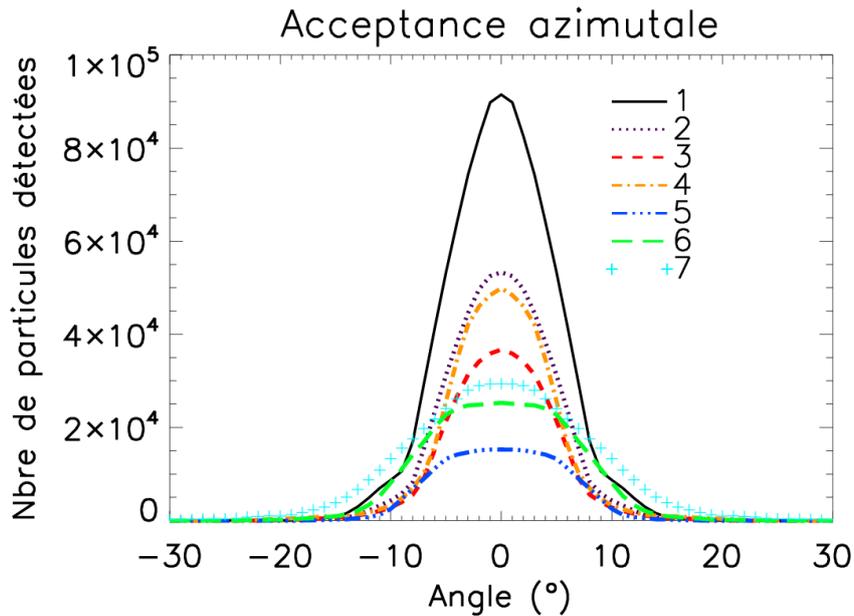


Figure III.17 : Réponse angulaire azimuthale des canaux

On peut constater, sur la **figure III.17**, le fruit du travail d’optimisation et d’amélioration du modèle optique qui a été mené, avec l’ajout de cloisons et de diaphragmes pour certains des canaux. La **figure III.17** est à comparer à la **figure III.14** obtenue avec le premier modèle. L’acceptance angulaire des quatre premiers canaux a été ramenée aux valeurs que nous ciblions au départ de  $\sim 10^\circ$ . Les canaux 5, 6 et 7 n’ont pas pu être modifiés de la même manière et un compromis a dû être trouvé entre la valeur d’acceptance angulaire et le facteur de géométrie. Ainsi, les acceptances angulaires des trois derniers canaux ont été grandement réduites et fixées à  $14^\circ$ ,  $16^\circ$  et  $18^\circ$ .

### 6.3.2 Réponse angulaire polaire des canaux

La **figure III.18**, ci-dessous, présente la réponse angulaire polaire des canaux. Le nombre de particules détectées est représenté en fonction de l’angle polaire de départ. Les acceptances polaires décroissent régulièrement, de  $6.5^\circ$ , pour le premier canal, à  $4^\circ$  pour le dernier. Le maximum de particules détectées est observé pour le canal 1 tandis que le minimum de particules détectées est relevé au canal 4. Le recouvrement à la base est légèrement meilleur que celui obtenu avec le premier modèle (c.f **figure III.12**). En effet, même si le nombre de particules détectées n’est pas très important dans les zones d’ombre présentes dans cette dimension, il n’est cependant pas nul comme auparavant. Les valeurs d’acceptance à 5% du maximum sont en effet plus élevées et évoluent de façon disparate de

22° pour le premier canal, à 12° pour le sixième et 26° pour le septième. L'absence du canal 8 entraîne une diminution de quelques degrés du champ de vue global dans la dimension polaire.

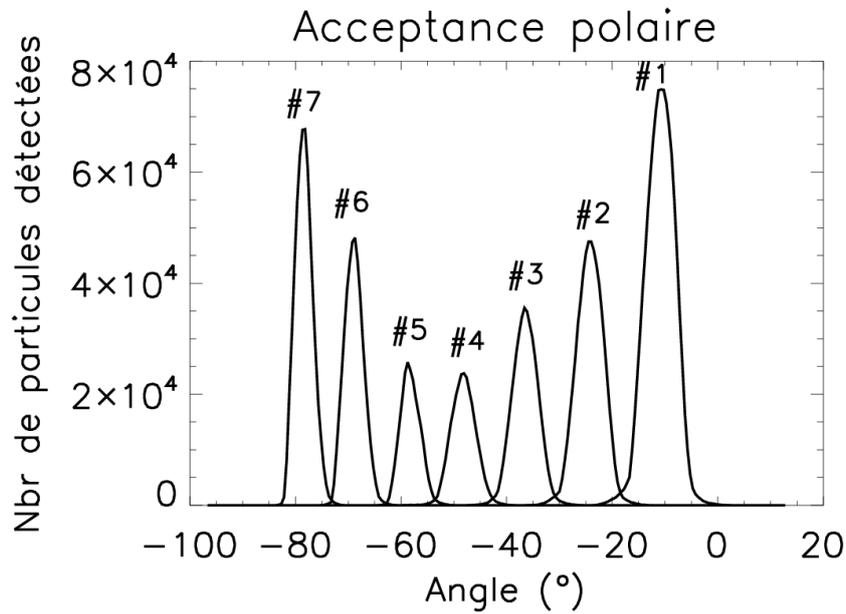


Figure III.18 : Réponse angulaire polaire des canaux

### 6.3.3 Réponse en énergie des canaux

La **figure III.19**, ci-dessous, présente la réponse en énergie des canaux. Le nombre de particules détectées est tracé en fonction de leur énergie initiale.

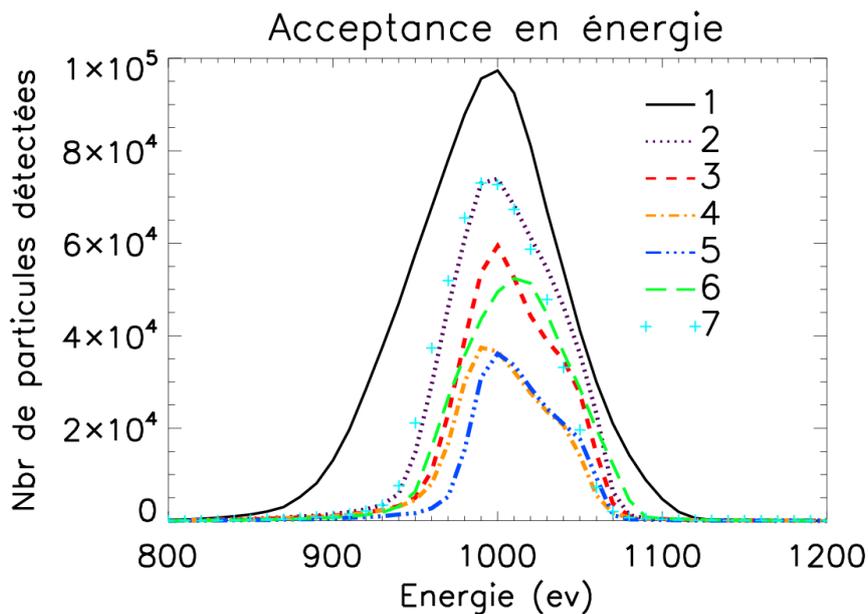


Figure III.19 : Réponse en énergie des canaux

Les réponses en énergie présentent des bandes passantes évoluant d'un maximum de 9%, pour le premier canal, à un minimum de 6% pour les canaux 3 et 5. Les canaux 2, 4 et 7 ont une bande passante en énergie de 7% alors que celle du canal 6 est de 8%.

### 6.3.4 Transparence des canaux

La **figure III.20** présente la transparence des canaux normalisée à leur maximum et intégrée sur toutes les valeurs d'énergie. Comme expliqué au chapitre II, la transparence est une fonction du vecteur vitesse des particules qui est définie par un angle azimutal, par un angle polaire, et par l'énergie des particules.

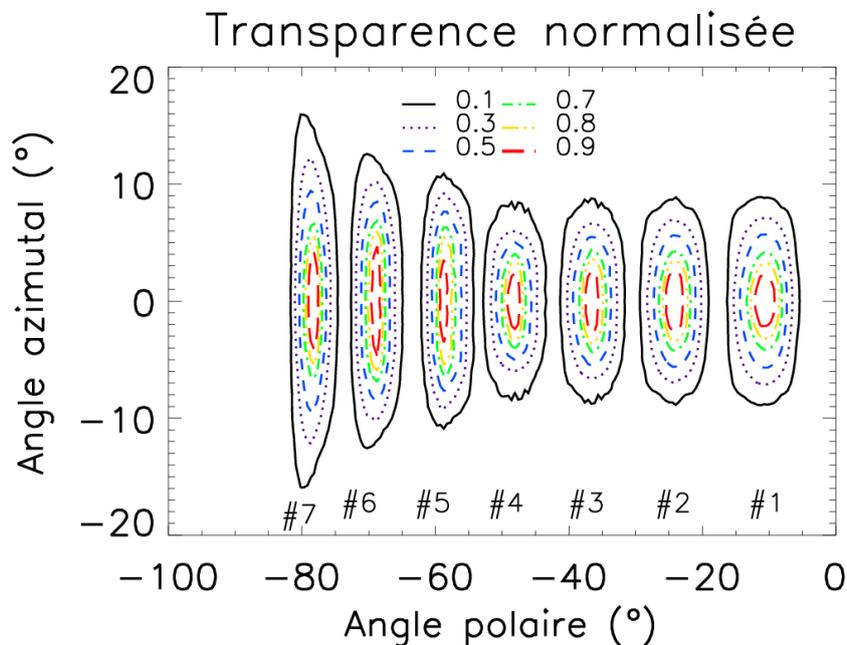
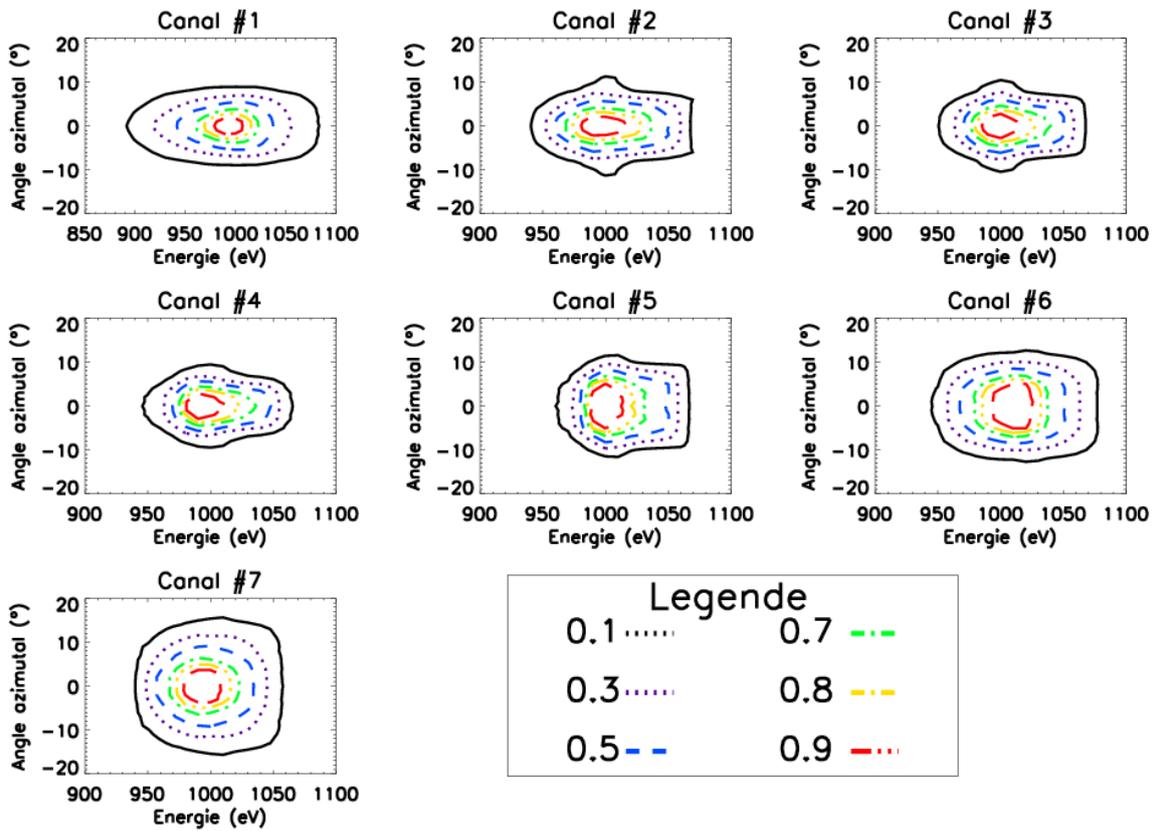


Figure III.20 : Transparence intégrée en énergie des canaux

Les iso-contours de la transparence sont tracés pour les différents canaux. Ils soulignent le fait que l'optique possède un champ de vue réellement hémisphérique avec des zones d'ombre limitées dans la dimension polaire. Dans la dimension azimutale, on retrouve le résultat exposé précédemment, c'est à dire, l'augmentation de l'acceptance angulaire azimutale et la diminution de l'acceptance angulaire polaire pour les canaux externes. La transparence est maximale pour les angles azimutaux et polaires proches des normales d'entrée aux canaux de l'instrument.

La **figure III.21** présente la transparence des canaux normalisée à leur maximum et intégrée sur tous les angles polaires. La transparence est tracée en fonction de l'angle azimutal et de l'énergie des particules.

## Transparence normalisée des canaux



*Figure III.21 : Transparence des canaux intégrée sur les angles polaires*

La **figure III.21** souligne l'évolution de la résolution en énergie, plus élevée pour les premiers canaux, que pour les derniers. Les maxima de la transparence correspondant à des angles azimutaux proches de la normale à la fenêtre d'entrée des canaux.

### 6.3.5 Résumé des performances optiques du modèle

Canal N°	1	2	3	4	5	6	7
$G_e^{(a)}$	$2.3e^{-4}$	$1.1e^{-4}$	$5.8e^{-5}$	$2.6e^{-5}$	$1.7e^{-5}$	$2.2e^{-5}$	$1.6e^{-5}$
$G_e \text{ total}^{(a)}$	$6.2e^{-3}$	$2.9e^{-3}$	$1.6e^{-3}$	$7.1e^{-4}$	$4.6e^{-4}$	$5.9e^{-4}$	$4.4e^{-4}$
$\Delta E/E$	0.09	0.07	0.06	0.06	0.05	0.08	0.07
$\Delta\alpha^{(c)}$	10°	10°	10°	10°	14°	16°	18°
$\Delta\theta^{(c)}$	6°	5.5°	5°	5°	4°	4°	4°
Surface d'entrée <sup>(d)</sup>	107.07	97.55	79.71	57.42	43.83	27.03	12.82

Tableau III.6 : Résumé des performances optiques du modèle

<sup>(a)</sup>  $G_e$  le facteur de géométrie est exprimé en  $\text{cm}^2 \cdot \text{sr} \cdot \text{eV}/\text{eV}$ .

<sup>(a)</sup>  $G_e \text{ total}$  est le facteur de géométrie intégré sur 27 secteurs azimutaux

<sup>(c)</sup> Les acceptances angulaires sont en degrés

<sup>(d)</sup> La surface d'entrée est en  $\text{mm}^2$

Le **tableau III.6**, ci-dessus, résume les performances optiques du modèle final de l'optique électrostatique. L'instrument possède 189 fenêtres d'analyses réparties sur 27 secteurs azimutaux. L'analyse de la fonction de distribution des particules chargées, devrait être possible dans la gamme d'énergie allant de quelques eV jusqu'à 30 keV. La résolution temporelle dépendra du système de balayage des hautes tensions appliquées aux électrodes toriques. Selon la puissance disponible, et selon les flux rencontrés, on peut espérer une mesure de la fonction de distribution à 3D en un temps allant jusqu'à 100 ms ou moins, ceci dépendant des flux rencontrés et du nombre de coups minimum.

La bande passante en énergie varie entre 9% et 5% pour les canaux. Cette résolution en énergie est plus fine que celle des instruments actuellement en vol. A titre de comparaison, elle est de 19% pour l'instrument ions de la mission THEMIS et de 15% pour l'instrument électrons ([Angelopoulos, 2008](#)). Pour l'instrument PEACE, présent sur la mission CLUSTER, la bande passante des instruments électrons est de 12% et 16% ([Johnstone et al. 1997](#)). L'acceptance azimutale est de 10° pour les quatre premiers canaux tandis qu'elle augmente linéairement pour les trois derniers : 14° pour le canal 4, 16° pour le cinquième et 18° pour le septième. Les acceptances angulaires polaires diminuent régulièrement, de 6° pour le premier à 4° pour le dernier canal. Ces valeurs d'acceptance polaire sont à comparer aux

valeurs obtenues pour les instruments de type « top-hat » qui sont, par exemple, de l'ordre de  $6^\circ$  sur le satellite THEMIS (Angelopoulos, 2008). Par ailleurs, le canal 8 ayant été retiré du modèle, on conserve un angle mort. Cependant, si on suppose un positionnement de l'instrument du type de celui présenté aux figures II.1 et II.2, la direction d'arrivée des particules correspondantes serait tangente à la surface du satellite. Les mesures à basse énergie dans cette direction seraient inévitablement très sensibles aux effets de charge du satellite (Fazakerley et al. 2000).

Les facteurs de géométrie calculés ne prennent pas en compte l'efficacité du détecteur, ni la transparence des grilles d'entrée et de sortie. On note que la valeur des surfaces d'entrée varie d'un facteur 14 entre les canaux 1 et 7. Cela est dû, en partie, à la géométrie des canaux mais aussi aux diaphragmes introduits en entrée qui font drastiquement chuter l'ouverture des derniers canaux. Au final, l'efficacité des canaux est variable et les facteurs de géométrie des canaux 1 et 7 diffèrent d'un facteur 14. Cela s'explique par l'écart entre les surfaces d'entrée et par la différence de transparence.

L'efficacité de l'instrument est à comparer avec celle des instruments présents sur une mission spatiale telle que MMS dont les objectifs scientifiques ont été décrits au chapitre I. Les instruments électrons présents sur MMS présentent un facteur de géométrie pour un pixel de  $4.5 \times 10^{-4}$  str.cm<sup>2</sup>.eV/eV à une énergie d'analyse de 1keV en prenant en compte la transparence des grilles en entrée et sortie de l'analyseur (90%), et l'efficacité des galettes à miroir canaux (MCP) à 1 keV (60%) (Avanov et al. 2000), (Collinson et al. 2012). Le type d'instrument présent sur MMS comportant 128 pixels de détection, le facteur de géométrie global est alors de  $5.76 \times 10^{-2}$  str.cm<sup>2</sup>.eV/eV.

Il faut prendre en compte le fait que les instruments électrons présents sur MMS sont pourvus de déflecteurs en entrée permettant d'analyser une plage d'angle polaire importante (c.f chapitre II, III/3.3). Cependant, du fait de leur présence, l'analyse à une énergie donnée doit être réalisée pour chacun des cinq directions polaires accessibles grâce aux déflecteurs, car le temps d'intégration nécessaire pour obtenir un nombre de coup minimum est plus important.

Le calcul du facteur de géométrie de l'instrument ici présenté peut être entrepris de deux façons différentes. La première démarche consiste à additionner les facteurs de

géométrie des différents canaux, intégrés sur 27 secteurs azimutaux. Le facteur de géométrie global pour deux têtes de mesures est de  $2.59 \times 10^{-2} \text{ str.cm}^2.\text{eV/eV}$ . Il convient aussi d'appliquer la transparence des grilles, qui est de 82%, si l'on choisit des grilles composée de barreaux de 50  $\mu\text{m}$  espacés de 500  $\mu\text{m}$  (Müller et al. 1986). L'efficacité des galettes à micro-canaux à 1 keV est de 60% (Collinson et al. 2012). On obtient un facteur de géométrie de  $1 \times 10^{-2} \text{ srt.cm}^2.\text{eV/eV}$  pour une analyse en énergie cinq fois plus rapide que celle réalisée sur les instruments de la mission MMS, du fait de la présence des déflecteurs angulaires évoqués précédemment. Ainsi, pour un temps de mesure identique, **le spectromètre plasma à champ de vue hémisphérique possède une sensibilité quasiment identique à celle des instruments électrons de la mission MMS.**

Cependant, il faut considérer la variabilité du facteur de géométrie en fonction des canaux de l'instrument. En considérant le facteur de géométrie le plus faible, correspondant au canal le moins sensible (canal 7), comme limitant, le facteur de géométrie global est alors de  $1.4 \times 10^{-2} \text{ str.cm}^2.\text{eV/eV}$ . Il subsiste un facteur 4 entre la sensibilité de l'instrument et celle des instruments électrons de la mission MMS.

### **6.3.6 Conclusions**

Ce nouveau modèle électrostatique présente de nombreuses améliorations, tout en tenant compte des résultats obtenus précédemment, lors de l'étude des modèles cylindriques purement toriques dans lequel les secteurs azimutaux n'étaient pas séparés les uns des autres.

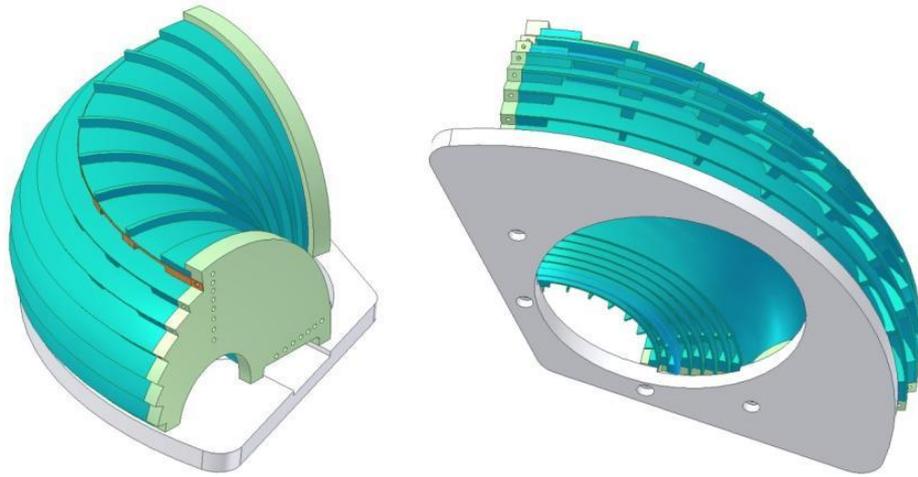
Il est apparu indispensable de cloisonner les secteurs azimutaux entre eux afin d'éviter que des particules, entrant dans un canal, puissent être détectées par le pixel du secteur adjacent. Des cloisons, mise à la masse, ont donc été intégrées au nouveau modèle. L'étude numérique a permis de démontrer que l'angle formé entre deux cloisons, délimitant un secteur azimutal, était un paramètre qui offrait la possibilité de contrôler finement, en association avec le paramètre  $R_a$ , l'acceptance azimutale des canaux. L'angle entre les cloisons a ainsi été optimisé, pour chacun des canaux de l'instrument, afin de contraindre les acceptances azimutales. Cela n'ayant pu être fait pour le canal 8 qu'en dégradant très fortement sa sensibilité, nous avons fait le choix de le retirer du modèle.

Les derniers canaux de l'instrument ont été pourvus de diaphragmes en entrée. Ceci a permis de ramener leur acceptance angulaire azimutale à des valeurs correctes de 14°, 16° et 18°. L'ajout des diaphragmes décroît fortement la taille des fenêtres d'entrée de ces canaux et, par conséquent, la valeur de leur surface effective, ce qui modifie *in fine* la sensibilité des canaux. Ainsi, les canaux externes présentent un facteur de géométrie moindre. Cependant, le facteur de géométrie global de l'instrument reste élevé, de l'ordre de 0.01 cm<sup>2</sup>.str.eV/eV pour deux têtes de mesure dans le cas où l'on additionne tous les facteurs de géométrie des canaux. La comparaison faite avec les instruments électrons de la mission MMS montre qu'il est quasiment identique pour un temps d'intégration égale. Cependant, le facteur de géométrie demeure disparate en fonction des canaux d'analyse. A la fin de ce manuscrit, nous exposerons les perspectives d'amélioration de l'optique à champ de vue hémisphérique.

## VII – Modèle mécanique

Le développement du modèle mécanique de cette optique électrostatique, a été le fruit de très nombreux allers-retours entre la modélisation numérique et la conception mécanique, en association avec les différents bureaux d'études avec qui nous avons collaboré. Au total, une dizaine de modèles mécaniques différents ont été envisagés, toute modification mécanique de l'instrument ayant été répercutée sur le modèle optique de l'instrument, afin d'évaluer ses conséquences sur les performances optiques.

Le modèle mécanique final de l'instrument a été établi en collaboration avec le bureau d'étude du Laboratoire de Météorologie Dynamique de l'Ecole Polytechnique. Les plans des huit électrodes qui composent l'optique électrostatique y ont été réalisés, puis transmis à un sous-traitant, en charge de la réalisation des pièces. La **figure III.22**, ci-dessous, propose deux vues d'ensemble du prototype.



*Figure III.22 : Vue d'ensemble du prototype de l'instrument*

Le prototype est constitué de huit électrodes constituant les sept canaux d'analyse. Ceux-ci s'étendent sur  $100^\circ$  d'angle azimutal. Les électrodes sont tenues sur les flancs par deux montants en aluminium. Chaque électrode s'emboîte dans un emplacement dédié. Ce système de fixation, assure un positionnement fin des électrodes les unes par rapport aux autres. Le système de tenue des électrodes a été conçu en vue d'être utilisé pour le maintien des pièces lors des différentes étapes des procédés de traitement de surface, qui seront présentés dans les chapitres suivants. Un disque laissé libre, sur la plaque de base soutenant l'ensemble de l'optique, est destiné à accueillir le détecteur. Cet emplacement a été choisi afin d'utiliser, dans un premier temps, une galette à micro-canaux de taille standard lors des premiers tests sous faisceau. La géométrie du détecteur ne permettra que de tester cinq des sept secteurs azimutaux de l'optique.

Comme on peut le voir sur la **figure III.23**, les cloisons sont intégrées à la face externe des électrodes. Elles jouent donc un véritable rôle de raidisseur mécanique, ce qui est bénéfique étant donné la faible épaisseur des électrodes toriques et leur surface étendue. La **figure III.23** présente différentes vues des électrodes 1 et 2 prototype.



*Figure III.23 : Différentes vues des électrodes 1 et 2 du prototype réalisées en Ultem*

La photographie en bas à gauche de la **figure III.23** permet d’observer les ouvertures angulaires des secteurs azimutaux. Nous avons choisi d’aligner les cloisons des secteurs azimutaux entre elles, afin de faciliter l’assemblage des électrodes.

Comme nous allons l’expliquer dans les chapitres suivants, ces électrodes toriques sont usinées dans un plastique possédant de hautes performances, principalement une forte rigidité diélectrique, et ayant une faible densité ( $\sim 1.3 \text{ g/cm}^3$ ), ce qui permet un gain de masse très important par rapport à un matériau comme l’aluminium de densité  $\sim 2.7 \text{ g/cm}^3$ .

La masse moyenne des électrodes du prototype est de  $\sim 40\text{g}$  comme le montre le **tableau III.7** ci-dessous.

Electrode #	Masse (g)
1	34
2	42
3	50
4	57
5	43
6	38
7	34
8	28

*Tableau III.7 : Masse des électrodes du prototype*

Cependant, l'étude mécanique a montré que la masse moyenne des électrodes peut être encore largement diminuée en évitant le volume dédié aux cloisons pour chaque électrode. La masse globale de l'optique, d'un ensemble constitué de 27 secteurs azimutaux, serait de l'ordre de  $\sim 1\text{kg}$ , ce qui semble compatible avec le budget en masse typique d'un spectromètre plasma.

## **Conclusion**

Nous avons présenté le concept d'un nouveau spectromètre plasma ainsi que sa géométrie de base et son principe de fonctionnement. Nous avons expliqué la démarche qui a été la nôtre pour solutionner au mieux les problèmes inhérents aux instruments plasma de ce type, et notamment, l'élimination du rayonnement UV à l'intérieur des canaux. Une première étude numérique succincte nous a permis de cibler les principaux défauts d'une telle optique électrostatique. En travaillant en parallèle à la conception du modèle mécanique de l'instrument, un second modèle numérique a pu être développé, afin d'affiner les performances optiques.

Les résultats de la modélisation numérique montrent qu'une très forte sensibilité ( $0.052 \text{ cm}^2 \cdot \text{str.eV/eV}$ ) peut être obtenue globalement pour une couverture quasi-totale de

l'espace, avec des résolutions en énergies et en angles meilleures que celles proposées par les instruments de type « top-hat » actuellement développés.

Les facteurs de géométrie obtenus pour deux capteurs 3D sont équivalents à ceux des huit têtes de mesure de la mission MMS. L'absence de balayage rapide devrait permettre à l'optique 3D d'être bien plus économe en puissance que les instruments de cette mission. Par ailleurs, l'utilisation de matière plastique devrait permettre de limiter fortement le poids de ce nouveau spectromètre plasma.

---

## Chapitre IV : Procédés de métallisation des plastiques

---

Au chapitre III, nous avons supposé que les faces des électrodes toriques pouvaient être polarisées de façons indépendantes. Cela signifie, par exemple, que la face interne doit pouvoir être polarisée négativement lorsque leur face externe est polarisée positivement. Ceci permet d'étendre la gamme en énergie de l'instrument en limitant la valeur des tensions à appliquer sur les électrodes toriques pour défléchir les particules chargées.

Pour cela, nous proposons de concevoir l'instrument 3D à partir d'une matière plastique qui devra être rendue conductrice par un procédé de métallisation adapté. Nous cherchons à utiliser les propriétés électriques de certains plastiques « hautes performances » qui possèdent une rigidité diélectrique, i.e. une capacité de tenue en tension en volume, élevée. Comme nous le verrons dans le chapitre V, c'est la maîtrise de ce procédé de métallisation qui rendra possible la polarisation différentielle des deux faces d'une même électrode.

Dans ce chapitre, nous chercherons à identifier la méthode la plus robuste permettant de parvenir à la métallisation des électrodes de l'optique 3D. Il paraît nécessaire de rappeler que la polarisation de l'optique comporte certaines particularités à la fois aux abords des cloisons qui séparent les secteurs en azimut, mais également près des grilles d'entrée et de sortie des canaux : le potentiel nominal des électrodes doit décroître de façon contrôlée afin d'éviter les phénomènes de claquage et de perturber le moins possible la trajectoire des particules par des champs électriques parasites. Au chapitre V, nous verrons que ceci implique d'empêcher la métallisation d'avoir lieu en des zones précises : les épargnes.

Nous allons présenter dans un premier temps un panorama des différentes techniques de métallisation existantes en présentant leurs avantages et inconvénients ainsi que leurs domaines d'application. L'ensemble des contraintes prises en compte, le procédé de

métallisation mis au point au laboratoire est ensuite présenté en détail et nous exposerons les résultats obtenus.

## **I – Métallisation des plastiques**

La métallisation des plastiques est un procédé complexe du fait des grandes différences (chimiques, physiques, et mécaniques) qui existent entre la couche métallique à déposer et le substrat. On peut considérer le problème en deux étapes, la première concernant la préparation de la surface, et la seconde étant relative au traitement de métallisation en lui-même. Nous présenterons ici, de façon non exhaustive, certaines méthodes existantes pour ces deux étapes de traitement.

### **1.1 Préparation de la surface et activation du polymère**

#### ***1.1.1 Généralités***

Les polymères n'étant pas adhésibles, il est nécessaire de traiter leur surface afin d'en modifier les propriétés : on parle alors de fonctionnalisation ou d'activation du matériau (Mallory et al. 1990), (Paunovic et al. 1998), (Poncin Epailard et al. 2008), (Montfort 2005). La métallisation des plastiques est un traitement de surface dont le succès est intimement lié au type de discontinuité présente à l'interface entre la couche métallisée et le substrat. Si certains matériaux sont réputés comme ayant une bonne adhérence, d'autres doivent être préparés et traités au préalable. C'est le cas des matières plastiques. La préparation de la surface se révèle être une étape décisive consistant à favoriser l'adhérence sans dénaturer l'intégrité du substrat.

Les différents types de préparation de surface ont pour but principal de modifier la mouillabilité de la surface. Celle-ci est caractérisée par l'énergie de surface du matériau qui peut être estimée par des mesures expérimentales d'angles de contact entre la surface du substrat et une goutte d'un liquide d'énergie connue. La **figure IV.1** ci-dessous, illustre cet angle de contact et les différentes tensions superficielles.

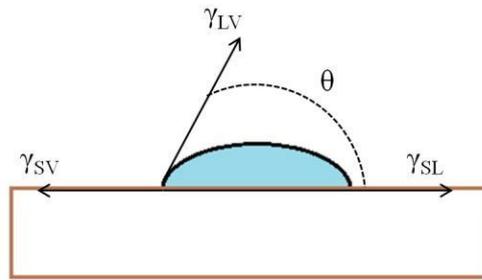


Figure IV.1 : Angle de contact et tensions superficielles

La forme d'une goutte à la surface d'un matériau dépend de trois grandeurs :  $\gamma_{LV}$ , la tension superficielle à l'interface liquide vapeur,  $\gamma_{SL}$ , la tension superficielle à l'interface solide liquide et  $\gamma_{SV}$  la tension superficielle à l'interface solide vapeur. Ces trois tensions sont reliées à l'angle de contact par l'équation de Young et Dupré. Les matériaux sont soit hydrophiles, auquel cas ils ont une énergie de surface élevée (supérieure à  $50 \text{ mJ/m}^2$ ) et des angles de contact inférieurs à  $50^\circ$ , soit hydrophobes avec une énergie de surface faible (entre  $10$  et  $35 \text{ mJ/m}^2$ ) et des angles de contact d'au moins  $90^\circ$  (Poncin Epailard et al. 2008). La surface des matériaux hydrophobes doit être traitée de sorte que leur énergie de surface soit augmentée. Le mouillage de leur surface est alors possible et un liquide peut y être déposé de façon uniforme.

Il faut cependant éviter le sur-traitement du matériau qui aurait pour conséquence de créer une couche ayant une faible cohésion avec le reste du substrat. Dans ce cas, une bonne adhésion serait présente au niveau de l'extrême surface mais la cohésion au niveau de la sous-surface serait faible et la couche métallique ne pourrait rester solidaire du matériau. Enfin, dans tous les cas, les traitements doivent être précédés d'une étape de nettoyage lors de laquelle la surface à métalliser doit être dégraissée et débarrassée de ses impuretés. Cela doit être réalisé avec des produits n'affectant pas le substrat. Les surfaces doivent ensuite être séchées avant le traitement.

Les différents traitements de surface existants cherchent à tirer profit des principaux mécanismes d'adhérence que nous présentons maintenant.

### *1.1.2 L'ancrage mécanique*

L'ancrage mécanique est très souvent le premier mécanisme auquel on fait appel dans les procédés de métallisation. Il dépend en particulier de la rugosité du substrat. Plus le substrat offre une surface de contact importante avec le dépôt, plus les sites où fixer le matériau métallique seront nombreux. Pour favoriser cet ancrage, on augmente la rugosité du substrat via la projection de matériaux durs. Le traitement par polissage avec des papiers à gros grains peut être envisagé, tout comme le sablage qui en principe n'affecte pas les couches profondes et n'altère pas la solidité du matériau. Cependant, ces derniers restent peu compatibles avec le traitement de pièces minces, de géométrie complexe, ou présentant de petites ouvertures (Montfort 2005). Ce type de traitement peut également ralentir la procédure car il est souvent nécessaire de nettoyer les pièces après le traitement afin d'enlever les poussières et les particules déposées ou ayant adhéré à la surface. Il est souvent difficile d'empêcher l'inclusion de particules abrasives dans la surface.

### *1.1.3 Les mécanismes chimiques*

Ces mécanismes rendent possible la formation de liaisons covalentes (les plus efficaces), ou bien de liaisons ioniques ou acido-basiques entre la surface du polymère et la métallisation. Ils peuvent aussi contribuer à un meilleur ancrage mécanique. L'un des plus utilisés est à base d'acide chromique. Ces bains de décapage acide permettent une oxydation chimique des polymères et provoquent des modifications de la surface. Ils améliorent nettement l'adhésivité par introduction d'espèces réactives C=O ou C-OH. Ils impliquent une augmentation de la rugosité et favorisent l'ancrage mécanique. Cependant, l'utilisation de ces traitements est de plus en plus contraignante étant donné le retraitement impératif des effluents et le stockage des déchets. On notera également que ces traitements ne peuvent pas être utilisés dans le cas de polymères renforcés en fibres de verre ou de carbone. Ceux-ci demandent en effet des traitements plus poussés qui entraîneraient une dégradation de la matrice du matériau. Ce type de traitement comporte généralement plusieurs étapes, au minimum trois, ce qui augmente le temps d'intervention global (Mallory et al. 1990), (Paunovic et al. 1998), (Poncin Epailard et al. 2008). Si le rinçage intervenant après les étapes de traitement n'est pas correctement effectué, il se peut que la métallisation soit entièrement inhibée.

#### *1.1.4 Les traitements par « voie sèche »*

Plusieurs techniques basées sur le bombardement d'espèces de différentes sortes existent et sont référencées dans la littérature sous l'appellation «traitements par voie sèche». Celles-ci englobent les traitements par bombardement ionique, électronique, photonique mais aussi les traitements physico-chimiques par plasma ou par flamme. Nous décrivons ci-dessous les techniques les plus répandues.

- L'oxydation par flamme : la surface du polymère est exposée à une flamme pendant des temps très courts, variant en fonction de la distance entre la source de chaleur et le substrat. La température élevée de la flamme, supérieure à 1000°C, entraîne une oxydation thermique de la surface, ce qui a pour effet d'augmenter l'énergie de surface et de favoriser l'adhérence au substrat. Ce type de technique ne convient pas pour des épaisseurs de polymères faibles puisque l'oxydation peut se produire sur des épaisseurs de plusieurs millimètres, la diffusion des espèces oxydées modifiant et restructurant complètement la surface. Cette technique, souvent utilisée pour traiter des pièces de géométrie simple et de grande envergure, présente une faible reproductibilité ([Montfort 2005](#)).
- Les lasers UV nanoseconde : les densités d'énergie accessibles avec ces techniques étant beaucoup plus importantes que dans le cas d'une simple irradiation UV, l'efficacité s'en trouve nettement améliorée. Mais ce traitement reste très localisé et l'utilisation de robot ou de banc automatisé reste indispensable pour traiter des géométries complexes et/ou des surfaces importantes. Cependant, cette technique offre la possibilité d'avoir un traitement très sélectif. Le choix du laser dépend évidemment du type de polymère utilisé, les coefficients d'absorption variant en fonction des matériaux pour les différentes longueurs d'ondes existantes dans cette gamme d'énergie. Les effets thermiques ne sont parfois pas négligeables et doivent être contrôlés.
- L'implantation ionique : aussi appelée PVD (Physical Vapor Deposition), c'est une technique par laquelle il est possible d'incorporer des ions à la surface des polymères. L'effet obtenu dépend des doses utilisées. Cela permet de jouer sur les propriétés

physiques et chimiques des matériaux. Ce type de traitement reste également très localisé (Sfv 2008), (Montfort 2005).

- Les méthodes plasmas froids : elles permettent de modifier uniquement l'extrême surface du matériau, sur quelques couches atomiques. Obtenu sous un vide partiel par ionisation d'un gaz, le plasma est composé de photons, d'ions, d'électrons, d'espèces neutres et d'atomes de très forte réactivité. Les substrats traités peuvent être de géométrie complexe et de surface importante. Ceux-ci sont placés dans un réacteur dans lequel la décharge est amorcée. Ces traitements présentent une très bonne efficacité, les substrats bénéficiant aussi bien du bombardement ionique direct que de la diffusion des ions dans les cavités. Le traitement plasma permet aussi le nettoyage de la surface par sa dégradation. Si le gaz utilisé est de l'azote, les atomes réagiront avec la surface du matériau pour créer des sites actifs. La surface est également modifiée par la formation de radicaux libres et de liaisons doubles et par la réticulation des chaînes de polymères qui augmente l'énergie de surface. La durée d'exposition ainsi que les paramètres de la décharge varient en fonction du gaz utilisé et toute la difficulté consiste à paramétrer correctement le réacteur afin d'arriver aux résultats souhaités (Charbonnier et al. 2003), (Alami et al. 1996), (Charbonnier et al. 2001), (Poncin Epailard et al. 2008), (Montfort 2005).

Le tableau IV.1 ci-dessous synthétise les atouts et les inconvénients des différentes solutions pour le nettoyage et l'activation des pièces.

Traitement de surface	
• <b>Ancrage mécanique</b>	Incompatible avec des pièces présentant une géométrie complexe ou de petites ouvertures
• <b>Mécanismes chimiques</b>	Utilisation des produits contraignante. Comporte au moins 3 étapes qui allongent le temps de traitement global.
• <b>Voie sèche</b>	
- Flamme	Ne convient pas pour des pièces de faibles épaisseurs, ni pour des pièces aux formes complexes
- Laser	Le traitement sélectif ne convient pas pour des pièces ayant une surface importante
- Implantation ionique	Le traitement est trop localisé
- Plasmas froids	Permet une modification très efficace de la surface, le nettoyage des pièces, l'azote permet de créer des sites actifs

Tableau IV.1 : Synthèse des solutions pour le traitement de nettoyage et l'activation

## 1.2 La métallisation

Une fois la surface préparée, la métallisation consiste à apporter un métal au substrat. Il existe différentes méthodes permettant de réaliser la déposition. Le métal peut être apporté sous une phase solide, liquide ou gazeuse. A chacun de ces états correspond un type de métallisation particulier comportant des avantages et des inconvénients.

### *1.2.1 Métallisation par apport de revêtement*

- Le plaquage : Il est possible de mettre en œuvre cette technique si le plastique est suffisamment résistant. Celle-ci consiste à assembler entre elles des feuilles de matériaux par thermo-fusion afin d'obtenir des revêtements d'épaisseur importante. Cette technique n'est pas adaptée à la métallisation de formes complexes présentant des irrégularités.
- Le marquage à chaud : Il peut être appliqué aux thermoplastiques mais il est nécessaire de déposer au préalable une peinture sur sa surface. Cette méthode consiste à appliquer une forte pression sur une feuille de métal en contact avec le substrat. En portant simultanément la matière et le substrat à déposer à une température de plus de 100°C, celles-ci se mélangent à la surface cible. Le traitement de surfaces complexes n'est pas réalisable avec ce type de technique.

### *1.2.2 Métallisation par apport de métal fondu*

Le métal est fondu et immédiatement projeté sur la pièce. Les petites gouttes projetées s'écrasent instantanément sur celle-ci. La couche formée est rugueuse et massive. Cette technique peut être utilisée avec deux procédés de fusion différents, soit par arc électrique, soit par projection à la flamme. Lorsque le substrat est un thermoplastique, il faut s'assurer que la température de surface n'augmente pas trop afin que la pièce ne se déforme pas. Ce type de revêtement reste assez fragile et l'opération est délicate et lente pour des pièces de forme complexe. Les dépôts sont épais et l'augmentation de poids peut s'avérer rédhibitoire.

### *1.2.3 Métallisation en phase vapeur*

Le procédé consiste à évaporer un métal puis à le condenser sur un support. L'évaporation est réalisée par différentes techniques, par chauffage inductif ou par effet Joule, par bombardement ionique ou électronique. Il existe deux techniques principales permettant de réaliser une telle déposition, la CVD et la PVD.

- La CVD (Chemical Vapour Deposition) : elle offre la possibilité de déposer des films minces sur des pièces de géométrie très variable sous pression atmosphérique. Il est possible d'ajuster finement la composition de la couche. Cependant, classiquement, cette technique nécessite d'utiliser des précurseurs réagissant à des températures de réaction très élevées au niveau des substrats (supérieures à 800°C). Plus récemment, de nouveaux types de précurseurs, appelés organométalliques, ont été utilisés. Ils se décomposent à plus faible température (environ 400°C) et entraînent la création de gaz moins toxiques et moins agressifs que dans la technique classique.
  
- La PVD (Physical Vapour Deposition) : cette technique consiste à bombarder un solide ou un liquide afin d'en faire migrer ses atomes métalliques sous forme de vapeur vers le substrat à traiter où ils s'y condensent. Ce procédé a lieu sous un vide plus ou moins poussé. Tous les types de substrats peuvent être recouverts par ce type de méthode. Les techniques les plus couramment utilisées en PVD sont la pulvérisation cathodique, où des ions, généralement d'un plasma d'argon, bombardent une cathode provoquant ainsi l'arrachement des atomes de métal qui se vaporisent, puis se redéposent par condensation sur le substrat, qui doit être polarisé à une tension négative. Les plastiques doivent ici supporter des températures supérieures à 150°C, les ions du plasma transférant à la pièce une grande partie de leur énergie.

La technique PVD ne permet pas de faire autant varier la composition des métaux à déposer que la technique CVD. Pour ces deux techniques en phase vapeur, l'aluminium est le métal le plus souvent déposé pour des raisons de facilité et de coût. Tous les types de plastiques peuvent être pris pour substrat tant qu'ils ne dégagent pas de matières volatiles nuisibles à la déposition sous vide. Dans les deux cas, il est possible de faire varier et de contrôler avec précision les épaisseurs du dépôt. Cependant, la déposition sur de grandes

surfaces n'est pas simple à mettre en œuvre et il est préférable que les pièces soient de forme simple pour ne pas avoir à les faire pivoter lors du traitement.

#### *1.2.4 Métallisation à partir de solution*

Il existe deux grandes techniques permettant de déposer du métal sur un polymère à partir d'une solution.

- Les peintures : Les peintures métalliques sont constituées d'une base permettant l'accrochage chimique sur le substrat et d'un solvant organique contenant une charge électrique provenant de particules de cuivre, nickel, argent. Ces peintures peuvent être projetées ou appliquées par pulvérisation ou plus simplement avec des pinceaux. Ce type de métallisation par peinture est généralement appliqué à des polymères de types ABS ou Polycarbonate. Cependant, la charge électrique étant diluée mais non dissoute, leurs performances en terme de conduction sont moins bonnes. Il est également important de s'assurer de la compatibilité du solvant avec le plastique utilisé afin que ce dernier ne soit pas détérioré lors de l'application de la peinture. Un traitement de surface supplémentaire peut être nécessaire dans certaines situations dépendantes de la nature du substrat. La déposition manuelle peut également engendrer des problèmes de reproductibilité et d'homogénéité. Les pièces constituées d'angles vifs ou d'arrêtes ne conviennent pas pour ce type de techniques, la peinture pouvant s'effriter, et la couche métallique restant fragile une fois déposée. Enfin, ces peintures font l'objet de nombreuses contraintes législatives de par leur inflammabilité et toxicité.
  
- La galvanoplastie : c'est une des techniques les plus répandue dans l'industrie de par son faible coût et sa facilité de mise en œuvre. Deux méthodes de déposition existent, la métallisation dites « electroless » qui permet de déposer une couche de métal sur un substrat isolant, sans apport de courant et l'électrodéposition qui nécessite de faire passer un courant dans une couche de métal déjà présente sur l'isolant et n'est donc pas directement applicable à un plastique. La base du procédé « electroless » réside dans la réduction contrôlée d'un ion métallique par un agent réducteur dissous sur la surface à traiter et qui permet un apport de charges électriques. Le procédé comporte plusieurs étapes qui sont présentées dans la **figure IV.2** ci-dessous.

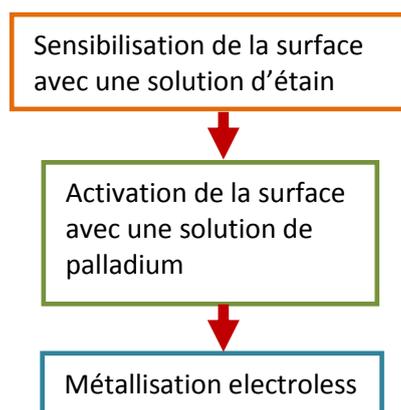


Figure IV.2 : Métallisation electroless en deux étapes

Après préparation de la surface, le substrat est sensibilisé avec une solution de colloïdes d'étain et de palladium qui est ensuite activée dans une solution acide avant d'être métallisée par voie « electroless ». Le métal déposé est à son tour catalytique pour l'oxydation du réducteur et la solution est alors auto-catalytique. Ce type de métallisation peut être utilisé pour un très grand nombre de plastiques dont les thermoplastiques. Le procédé « electroless » offre la possibilité d'obtenir des dépôts d'une très grande homogénéité même dans le cas de pièces ayant des surfaces et des géométries complexes. Cependant, la réalisation d'épargne reste relativement difficile. Cette technique est réputée comme étant la plus économique et la plus simple à mettre en œuvre.

Le tableau IV.2 ci-dessous synthétise les solutions pour la métallisation des pièces plastiques

Métallisation	
• Apport de revêtement	
- Plaquage	Pas adapté pour des pièces aux formes complexes
- Marquage à chaud	Pas adapté pour des pièces aux formes complexes
• Apport de métal fondu	Dépôt épais, revêtement fragile, procédé lent et délicat pour le traitement de pièces complexes
• En phase vapeur	La surface doit être portée à haute température, l'épaisseur du dépôt peut être contrôlée, le dépôt sur des grandes surfaces demeure complexe.
• Solution chimique	
- Peinture	Problème de la compatibilité du solvant avec le plastique, ne convient pas aux pièces comportant des angles à vifs, la couche déposée est fragile, les peintures sont contraignantes à utiliser
- Galvanoplastie	Nécessite qu'une pré-couche de métal soit déposée pour qu'un dépôt catalytique soit possible

Tableau IV.2 : Synthèse des solutions pour la métallisation des pièces plastiques

### 1.3 Choix du type de procédé de métallisation

Les différentes techniques de prétraitement et de métallisation existantes, et présentées ci-dessus, nous conduisent à plusieurs remarques. La métallisation des plastiques nécessite une grande rigueur et comprend de nombreuses étapes à maîtriser afin d'arriver au résultat souhaité. Etant donné la géométrie de nos pièces, (surface, épaisseur et complexité), et la nécessité de réaliser des économies lors de la métallisation des pièces, il est possible de limiter les types de traitements utilisables.

- Concernant les prétraitements appliqués en amont de l'étape de métallisation, les méthodes d'ancrage mécanique ont été écartées. Nos pièces, étant exigües, comportant des angles vifs et étant de faible épaisseur, la métallisation ne semble pas applicable. Les traitements chimiques sont également mis de côté, de par les contraintes d'utilisation et de mise en œuvre qu'ils demandent, et de par leur impact sur l'environnement. Restent alors les méthodes par « voie sèche ». L'activation des pièces par traitement laser ne permet que le traitement de petites zones et n'est pas adapté aux importantes surfaces que nous cherchons à fonctionnaliser. Les traitements PVD quant à eux semblent trop complexes à mettre en œuvre et trop chers à faire réaliser par un sous-traitant. Les traitements plasmas semblent être parfaitement appropriés pour fonctionnaliser nos pièces.
- Parmi les méthodes de métallisation présentées, les techniques par revêtement ne peuvent être employées pour traiter nos pièces dont la géométrie torique n'offre pas le déroulé plan qui permettrait d'exclure des zones de la métallisation. Les techniques de métallisation par apport de métal fondu, très grossières, restent difficilement applicables à des thermoplastiques. De plus il est impossible, pour les mêmes raisons qu'évoquées précédemment, d'épargner certaines zones de la surface des tores. Les méthodes CVD impliquent des températures trop élevées. Enfin, les méthodes PVD sont également difficilement envisageables car la géométrie des pièces nécessiterait de les mettre en mouvement sous vide. Les techniques de métallisation par galvanoplastie, et notamment les techniques « electroless », qui sont très utilisées dans l'industrie, semblent au contraire favoriser la réalisation d'une métallisation facile à mettre en œuvre sur des pièces de géométrie complexe.

En conclusion, nous ciblons une méthode d'activation par traitement plasma et une technique de métallisation par solution liquide.

## II – Présentation du procédé de métallisation mis en place

Dans cette section, nous présenterons en détail le procédé retenu pour réaliser la métallisation des électrodes en plastique de l'instrument. Comme cela a été mentionné, il est possible de rendre ce procédé de métallisation sélectif mais cet aspect de mon travail, qui fait appel à une technologie laser, sera traité au chapitre V.

### 2.1 Généralités sur la chimie de la métallisation « electroless »

La technique de métallisation que nous avons utilisée est dite « electroless », c'est-à-dire sans apport direct de courant électrique. La métallisation est réalisée via une solution contenant des sels métalliques. Le procédé fait intervenir un mécanisme d'oxydo-réduction impliquant un apport d'électrons par oxydation d'un agent réducteur. Ces électrons permettent ensuite la réduction des cations issus du sel métallique en dépôt sur le substrat. On observe donc les réactions chimiques suivantes :

- Oxydation de l'agent réducteur : Réducteur  $\rightarrow$  Réducteur oxydé +  $ne^-$
- Réduction de l'ion (ici le nickel) :  $Ni^{2+} + ne^- \rightarrow Ni^0$
- Equation bilan :  $Ni^{2+} + \text{Réducteur} \rightarrow Ni^0 + \text{Réducteur oxydé}$

La métallisation d'un substrat plastique ne peut être réalisée sans une activation préalable permettant de le rendre catalytique. Le palladium qui est l'un des meilleurs catalyseurs pour les réactions de type « electroless », rend possible l'accélération de la réaction de métallisation « electroless ».

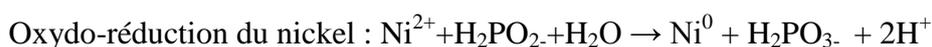
Le bain industriel de métallisation chimique contient plusieurs composants :

- une source d'ions nickel,
- un agent réducteur,
- un agent complexant,
- un stabilisateur,

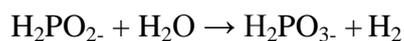
- une source d'énergie,
- un mouillant.

Prenons le cas d'une solution « electroless » de nickel. La **source d'ions nickel** est apportée par les sels de nickel en solution, en général le sulfate de nickel  $\text{Ni}(\text{SO}_4)_2$ . **L'agent réducteur** est l'hypophosphite de sodium,  $\text{NaH}_2\text{PO}_2$ ,  $\text{H}_2\text{O}$ . **L'agent complexant** a pour rôle de contrôler la vitesse de dépôt en réduisant la concentration de cations. Il prévient également des chutes brutales de pH en jouant le rôle de tampon et prévient la précipitation des sels de métal dans le bain lui-même. **Le stabilisateur** permet de réduire la décomposition du bain. Celui-ci est en effet instable et peut, sans la présence d'agent stabilisant, précipiter subitement sous l'effet de la réduction localisée d'ions nickel due à des ions d'hydroxydes présents sur des particules (poussières ou autre contaminant) introduites dans le bain. **L'apport d'énergie** par chauffage est un facteur très important puisqu'il affecte directement la cinétique de la réaction et le taux de déposition, les molécules réactantes devant acquérir une énergie critique pour réagir. Enfin, **le mouillant** facilite la désorption de l'hydrogène formée à la surface en diminuant la tension de surface du bain.

Dans notre cas, la réaction d'oxydo-réduction peut être réécrite avec le nickel, comme source d'ions et l'hypophosphite de sodium, comme agent réducteur :



Le dépôt de nickel n'est jamais pur il contient un alliage de nickel et de phosphore. La solution utilisée ici est une solution bas-phosphore (entre 1.5% et 4% de phosphore). Le phosphore est issu de l'agent réducteur utilisé et est dû à une dismutation de l'hypophosphite selon la réaction :



La somme des deux réactions est :



Nous observons que le taux de déposition du nickel est fortement dépendant de la concentration d'hypophosphite de sodium. Nous remarquons également la présence d'ions

$H^+$ , dont deux moles sont produites à chaque fois qu'une mole de nickel est déposée et qui tendent à faire chuter le pH de la solution. Cette chute de pH, qui est limitée par l'agent complexant, peut avoir des conséquences sur le dépôt de nickel-phosphore et sur ses propriétés intrinsèques, en augmentant la proportion de phosphore dans celui-ci. Aussi, et comme indiqué dans les données fournies par le fabricant, la chute du pH peut entraîner une baisse de la vitesse de déposition. Nous constatons, lors de nos traitements que la réaction de métallisation produit de l'hydrogène gazeux. Nous reviendrons plus tard sur ce dégagement gazeux car il est l'une des causes de la détérioration du dépôt métallique. En effet, il se peut qu'une infime quantité de solution de métallisation soit piégée dans les porosités de la surface, sous la couche métallique, et que la réaction perdure. Le dégagement qui se produit à l'interface entre le substrat et le dépôt métallique, entraîne la création de bulles qui, à terme, font craquer le dépôt métallique et entraînent sa destruction.

Le nombre de paramètres à contrôler afin que la réaction de déposition s'effectue dans des conditions optimum est donc important : la température, la concentration en nickel, en hypophosphite, le pH, l'agitation du bain, l'existence de poussière (donc sa filtration), la régénération des réactants. Cela illustre la complexité de maintenir ces paramètres constants.

## **2.2 Choix du plastique utilisé et du métal déposé**

Le choix du plastique intègre de nombreuses contraintes. Tout d'abord, le plastique doit dégazer peu et être compatible avec une utilisation sous ultra-vide. Ensuite, il doit posséder d'excellentes propriétés mécaniques et être facilement usinable ; une bonne tenue en température est également nécessaire. Il doit naturellement posséder une grande rigidité électrique : pour une analyse en énergie à 30 keV, l'électrode numéro 1 de l'instrument 3D doit supporter des différences de potentiel de l'ordre de 8 kV sur son épaisseur qui est d'environ 1 mm. Enfin, les techniques de métallisation « electroless » doivent pouvoir fonctionner de manière reproductible. Cela dépend en particulier de la structure chimique du polymère et du type de liaison chimique que le pré-traitement sera capable d'initier. Enfin, son coût doit permettre un certain nombre d'essais et la réalisation de pièces de grandes dimensions. Au final, seuls 2 ou 3 thermoplastiques répondaient à ces critères dont le PEEK et l'Ultem. A ce stade, nous avons choisi le moins coûteux, c'est-à-dire l'Ultem. Cependant, ce choix n'est pas anodin puisque ce PolyEtherImide (PEI), dont l'Ultem est le nom commercial le plus utilisé, contient des atomes d'azotes ainsi que des groupements amines à sa surface.

Ceux-ci favorisent le greffage du palladium, qui est un des meilleurs catalyseurs de la réaction de métallisation « electroless ». De plus, la rigidité diélectrique de l'Ultem correspond aux valeurs que nous recherchons puisqu'elle est de 33kV/mm. Sa densité de 1.27 g/cm<sup>3</sup>, à comparer à 2.7 g/cm<sup>3</sup> pour l'aluminium, autorise aussi un gain en masse très important pour l'instrument. Par ailleurs, les chapitres V et VI montreront que le caractère semi-transparent de l'Ultem et son comportement dans l'UV (son coefficient d'absorption et sa fluorescence), sont essentiels pour la fabrication de nos électrodes.

Pour la technique « electroless » utilisée, le choix du métal déposé est limité aux éléments du groupe VII du tableau périodique, Cu, Au, Ni, Ag, Co. La métallisation « electroless », de l'or ou du cuivre, nécessite l'utilisation d'agents réducteurs dangereux comme le formaldéhyde ou l'arsenic. Par ailleurs, le nickel ne donne pas lieu à une électromigration importante dans le plastique comme cela peut être le cas pour le cuivre. Enfin, il ne s'oxyde pas. Nous avons donc choisi le nickel comme métal à déposer. Par la suite, avec une reprise électrolytique, il sera possible de déposer le cuivre nécessaire à la bonne conduction de nos électrodes et au traitement de noir optique anti-UV.

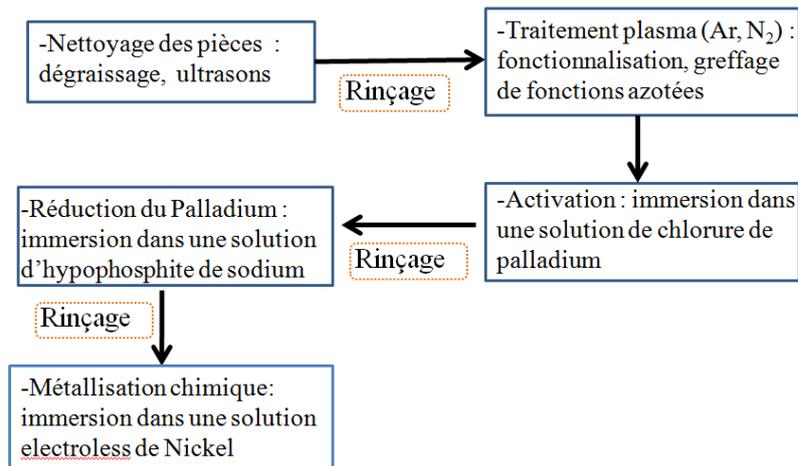
### **2.3 Description détaillée du procédé utilisé**

Comme mentionné précédemment, le procédé de métallisation mis en place au LPP associe une méthode d'activation par traitement plasma et une technique de métallisation « electroless ». Ce procédé a été développé récemment par **Charbonnier et al.** L'étude bibliographique que nous avons réalisée nous a permis d'aborder cette technique nouvelle pour le laboratoire avec une bonne compréhension des phénomènes sous jacents, composante essentielle pour sa mise au point paramétrique et une garantie de sa reproductibilité.

Le procédé développé est réalisé en « une seule étape » et présente de nombreux avantages par rapport aux méthodes chimiques actuellement utilisées dans l'industrie et qui ont été mentionnées précédemment. Celui-ci permet en effet de s'affranchir d'étapes de traitement qui requièrent l'utilisation de produits chimiques dangereux, comme le chrome, aux contraintes multiples aussi bien pour l'expérimentateur que pour l'environnement. Il permet également de s'affranchir de nombreuses autres étapes de traitements, simplifiant ainsi sa mise en œuvre qui est plus simple que le procédé classique en « deux étapes » présenté à la **figure 2**. L'originalité consiste à remplacer l'étape de traitement de fonctionnalisation de la

surface par un traitement plasma froid. Il ne comporte ainsi qu'une étape de fonctionnalisation, une étape d'activation, une étape de stabilisation et se clôture par la métallisation au nickel des pièces en plastique.

L'ensemble du procédé de métallisation est présenté schématiquement sur le **schéma VI.1** et chacune de ses étapes sera expliquée en détail.



*Schéma IV.1 : Schéma du procédé de métallisation mis en place au LPP*

La mise en place d'un tel procédé chimique dans un laboratoire de physique n'est pas une chose simple. Après m'être familiarisé avec le procédé en lui-même, il m'a fallu identifier l'ensemble du matériel nécessaire à la conception et à la mise en œuvre complète d'une salle de chimie dédiée (de la sorbonne à extraction, au bécher le plus rudimentaire, en passant par les équipements de sécurité et de stockage et les produits eux-mêmes) dans l'espace limité du laboratoire. Nous avons ensuite sollicité des fournisseurs spécialisés afin qu'ils réalisent les cuves de traitement. Compte tenu des produits nocifs utilisés ici, une étude de risque et de sécurité a été réalisée au préalable à la mise en fonctionnement des installations. Un rapport détaillé de nos activités a ainsi été transmis à l'ingénieur Sécurité de la Délégation du CNRS pour validation avant sa mise en marche.

### ***2.3.1 Fonctionnalisation et greffage de fonctions azotées par plasma froid***

#### ***Dispositif expérimental***

Le réacteur plasma utilisé est un système plasma semi-industriel, **figure IV.3**.



*Figure IV.3 : Réacteur plasma*

La puissance du réacteur est réglable de 0 à 200 W, la décharge est amorcée entre deux électrodes demi-cylindriques par un champ électrique à une fréquence de 40 kHz. Cette fréquence, plus faible que celle utilisée dans les générateurs classiques, micro-ondes ou MHz, permet aux ions d'être mieux accélérés dans le champ et d'impacter la surface avec l'énergie nécessaire à leur implantation. Ils servent au nettoyage et à la fonctionnalisation de cette dernière. Deux entrées de gaz sont disponibles, leurs débits sont réglables entre 0 et 80 sccm par deux rotamètres à billes équipés d'un réglage à aiguille. Une jauge de pression, un capteur Pirani, permet de mesurer une pression relative comprise entre 0,1 et 10 mbar, de façon indirecte via une mesure de conductivité thermique. Le système est pourvu d'une pompe assurant un vide primaire dans l'enceinte. Un chronomètre, auquel est asservi le générateur, assure la reproductibilité des temps de traitement, et est réglable de 0 à 1000 secondes. Les dimensions de la chambre sont de 210 mm de diamètre pour 300 mm de profondeur, celle-ci est en borosilicate et comprend une partie vitrée qui permet de visualiser les pièces en cours de traitement.

### ***Description du traitement***

Les pièces sont préalablement dégraissées puis nettoyées à l'alcool dans un bain à ultrasons. Elles sont ensuite rincées à l'eau distillée. Dans un premier temps elles sont traitées par un plasma d'argon puis par un plasma d'azote. Le premier traitement a pour but de nettoyer la pièce et d'en modifier son énergie de surface, sa mouillabilité ainsi que sa rugosité par réticulation. De par le grand pouvoir érosif de l'argon (Alami et al. 1996), ce traitement, réalisé en régime plasma dynamique avec un flux de gaz autour de 20 sccm à une pression de 0.2 mbar et à une puissance de 40 W, permet également d'activer la pièce en coupant les

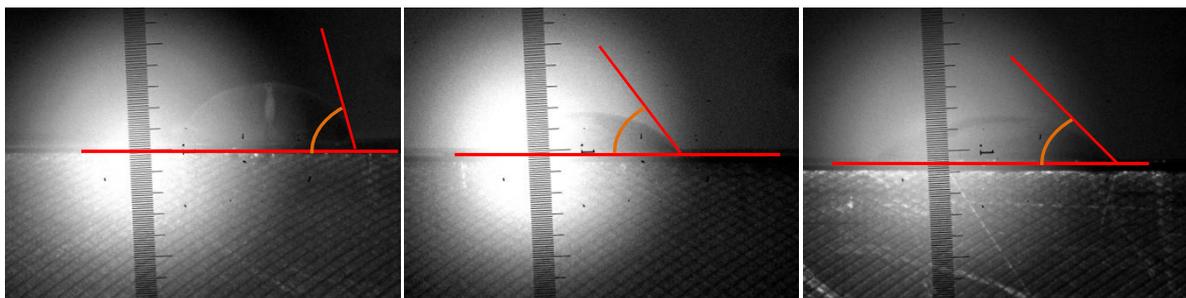
liaisons chimiques présentent à l'extrême surface du matériau pour n'y laisser que les radicaux et révéler les éléments présents sous celle-ci, comme les groupements amines du PEI.

La chambre du réacteur est ensuite pompée jusqu'au vide limite, inférieur à 0.1 mbar, avant que le second traitement n'ait lieu. Ainsi les pièces ne sont que peu en contact avec l'air. En effet, le traitement à l'argon qui augmente la présence des radicaux, rend la surface très réactive et plus facilement oxydable (Alami et al. 1996).

Le second traitement à l'azote, permet de greffer à leurs surfaces des groupements azotés : c'est la fonctionnalisation. Les traitements plasma à l'azote sont eux-aussi réalisés en régime dynamique avec un flux d'environ 20 sscm, à une pression de 0.2 mbar et à une puissance de 40 W. Cette étape est très importante puisqu'elle permet d'augmenter la proportion de ces groupements sur la surface. A titre d'exemple, dans le cas d'échantillons de Kapton, la concentration de ces groupements à la surface du substrat est maximum pour des temps de traitement plasma à l'azote de l'ordre de la minute (Charbonnier et al. 2003). L'azote possède un pouvoir érosif bien moindre que l'argon et est ici utilisé pour sa capacité de greffage. Les ions azote de la phase gazeuse du plasma bombardent la surface et créent des liaisons chimiques de type C-N au niveau de l'extrême surface du polymère.

Ajoutons que le traitement plasma semble incontournable compte-tenu de la géométrie à 3D des pièces à traiter et de la rapidité de traitement, offerte par ce type de technologie. On pourra également noter que ce traitement présente deux avantages par rapport à une activation chimique à l'acide chromique : d'une part la qualité finale du dépôt est nettement améliorée, d'autre part des épaisseurs de dépôt plus grandes peuvent être atteintes. Avec un traitement chimique, les craquelures à la surface du dépôt apparaissent à des épaisseurs plus faibles (Charbonnier et al. 1996). Cependant, l'activation et la fonctionnalisation des surfaces par ce type de traitement a une durée de vie finie (de l'ordre de quelques jours).

Enfin, même si nous ne disposons pas du dispositif permettant une caractérisation précise du traitement plasma et de ses effets sur l'amélioration de la mouillabilité des échantillons. De simples clichés photographiques permettent de constater leur influence, comme le montre les photographies de la **figure 4** présentées ci-dessous.



*Figure IV.4 : Angle de contact après différents traitements plasmas*

La **figure IV.4** est composée de trois clichés d'angles de contact entre une goutte d'eau et le plastique ici utilisé. La première photographie à gauche illustre l'angle formé lorsque le plastique n'a subi aucun traitement, celle au centre est réalisée après qu'un traitement à l'argon a été mené. Enfin, la photographie de droite a été prise après un traitement à l'azote. On observe très nettement, l'évolution de l'angle de contact entre la goutte et la surface du plastique après qu'un traitement plasma a été réalisé, témoignant d'une amélioration de la mouillabilité de la surface dans les deux cas.

### ***2.3.2 Chimisorption des espèces palladiées et activation***

#### ***Dispositif expérimental***

La chimisorption du palladium est réalisée sous une sorbonne équipée de filtres acide et anti-particulaire. Pour réaliser le greffage de ces espèces, nous immergeons les pièces dans une cuve en polyéthylène de 20cm de côté.

#### ***Description du traitement***

La chimisorption d'espèces palladiées à la surface des pièces est également une étape décisive du procédé de métallisation « electroless ». La métallisation de substrats non-conducteurs n'est possible qu'après que ceux-ci ont été activés et rendus catalytiques afin d'initier la réaction de métallisation « electroless ». Pour cela, on procède à la chimisorption du palladium au préalable dissout dans de l'acide chlorhydrique et dilué dans de l'eau distillée ultra-pure de conductivité inférieure à  $0.1\mu\text{S}/\text{cm}$ . Les pièces sont immergées, pendant 3 à 4 minutes, dans ce bain de chlorure de palladium, une solution contenant  $0.1\text{ g.l}^{-1}$  de palladium

et 3.5 mL.l<sup>-1</sup> d'acide chlorhydrique (Charbonnier et al. 2003), (Charbonnier et al. 2006), (Paunovic et al. 1998).

Les ions palladium possèdent une forte affinité chimique avec l'azote et créent avec ces groupements de fortes liaisons covalentes Pd-N-C (le carbone provient du substrat). C'est la chimisorption : l'azote donne sa paire d'électrons au palladium qui complète sa couche électronique 4d et atteint un niveau de stabilité supérieur. La chimisorption est plus efficace lorsque le polymère, après avoir subi l'étape de traitement par plasma froid d'azote, possède des atomes d'azote à sa surface ainsi que des groupements amines NH<sub>3</sub> comme c'est le cas du PEI. Les pièces sont alors recouvertes d'une pré-couche de métallisation inhomogène et peu dense constituée d'ions palladium Pd<sup>2+</sup>. Plus la concentration en palladium est importante, plus il y aura de sites de nucléation pour la réaction de métallisation « electroless » et meilleure sera la qualité du dépôt, (Charbonnier et al. 1996), (Alami et al. 1996).

Plus le temps d'immersion du substrat dans cette solution de chlorure de palladium est long et plus il y a de chance que des ions Pd<sup>2+</sup> viennent se greffer à sa surface, soit via les atomes d'azote, soit via les molécules de chlorure qui ont déjà pu se greffer sur les premiers ions Pd<sup>2+</sup> chimisorbés sur l'azote (Charbonnier et al. 1996). Cette approche expérimentale présente un intérêt certain puisqu'elle se résume à tremper nos pièces dans une solution de PdCl<sub>2</sub> « fraîchement » préparée.

### ***2.3.3. Réduction des ions palladium en palladium métallique***

#### ***Dispositif expérimental***

Pour réaliser la réduction des ions Pd<sup>2+</sup> en palladium métallique, nous utilisons une cuve en polypropylène similaire à celle utilisée pour le traitement de métallisation « electroless » présenté ci-après. Cependant, ce bain n'est pas filtré. Cette étape de traitement chimique est réalisée sous une hotte pourvue d'un système d'extraction

#### ***Description du traitement***

Une fois les espèces palladiées chimisorbées à la surface des pièces, celles-ci doivent ensuite être réduites de palladium ionique Pd<sup>2+</sup> en palladium métallique Pd<sup>0</sup>. Le palladium à

l'état ionique  $\text{Pd}^{2+}$  ne permet pas d'initier la réaction de métallisation dans une solution industrielle. En effet, il a été démontré que les stabilisateurs présents dans ces bains ont tendance à se fixer sur les sites catalytiques ioniques formés lors de la chimisorption et ainsi à les inhiber. En revanche, les expériences montrent qu'une fois réduit, le palladium opère comme catalyseur de la réaction de métallisation « electroless » (Charbonnier et al. 2003), (Charbonnier et al. 2004).

Cette réduction est réalisée par une immersion des pièces dans un bain d'hypophosphite de sodium chauffé à haute température (environ  $80^{\circ}\text{C}$ ) pendant quelques minutes. Celui-ci est composé d'hypophosphite de sodium ( $\text{Na}_2\text{H}_2\text{PO}_2$ ,  $\text{H}_2\text{O}$ ),  $10 \text{ g.l}^{-1}$  dissout dans de l'eau distillée. Il a été montré que la concentration d'hypophosphite dans le bain influe sur le temps de la réaction de réduction. La réduction complète du  $\text{Pd}^{2+}$  est ainsi atteinte en une minute dans un bain à  $0.5\text{M}$  d'hypophosphite de sodium et en 30 secondes dans un bain à  $1\text{M}$  d'hypophosphite de sodium. Des temps de traitement plus longs n'augmentent pas sensiblement la réduction du  $\text{Pd}^{2+}$ . Au contraire, ils peuvent induire une perte des espèces palladiées et azotées dans le bain d'hypophosphite (Charbonnier et al. 1998), (Charbonnier et al. 2006).

La réaction redox de métallisation s'amorce uniquement sur les métaux de la colonne VIII du tableau périodique des éléments (Fe, Co, Ni, Pd, Rh, Pt) dans leur forme réduite. De plus, plusieurs articles montrent que la réduction du palladium par un rayonnement UV, après que celui-ci a été greffé lors d'une immersion dans une solution de  $\text{PdCl}_2$ , est incomplète (Charbonnier et al. 2001).

#### *2.3.4. Métallisation « electroless »*

##### *Dispositif expérimental*

La **figure IV.5** présente une vue de haut d'une des cuves mises en place au LPP sous un capteur à extraction frontale externe afin de réaliser la métallisation chimique des pièces.



Figure IV.5 : Cuve de traitement sous le capteur frontal

On peut y voir les différents systèmes de contrôle : au fond de la cuve le thermoplongeur d'une puissance de 800W en Téflon, en rouge le système de régulation de température, en bleu le système d'agitation/filtration et enfin à droite le pH-mètre/thermomètre permettant une analyse de la température du bain jusqu'à 100°C. La cuve a des dimensions de 26 cm x 26 cm x 26 cm. Elle a été réalisée sur mesure pour pouvoir recevoir les électrodes toriques. Le matériau choisi, le polypropylène, est résistant aux acides et aux hautes températures. L'extraction des fumées est nécessaire étant donné le caractère toxique des solutions de métallisation en phase gazeuse.

### ***Description du traitement***

Les surfaces contenant des atomes de palladium regroupés sous forme d'îlots catalytiques permettent d'initier la réaction d'oxydo-réduction quasi instantanément. La réaction de métallisation « electroless » est auto catalytique, le nickel étant capable de réduire ses propres ions. Une fois initiée, elle s'auto-entretient. Il est important que la réaction de métallisation démarre quasi instantanément et que les étapes décrites précédemment soit correctement menées à bien car, plus le temps d'ignition de la réaction est long dans le bain de métallisation, plus les chances de voir se perdre les ions palladium dans la solution augmentent. Ceci entrainerait à terme la précipitation du bain et sa décomposition.

Le dépôt métallique n'est pas uniquement composé de nickel, mais d'un alliage de nickel-phosphore, le phosphore étant issu de la dismutation de l'hypophosphite. La teneur en phosphore du bain est un point important : c'est d'elle dont va dépendre la nature du dépôt final et particulièrement son adhérence. Les tensions présentes au sein du dépôt sont

intimement liées à la teneur en phosphore de la couche déposée. Un bain de nickelage présentant un taux bas en phosphore permettra d'obtenir des épaisseurs de dépôt plus importantes et diminuera les risques de voir le dépôt se craqueler sous l'effet de diverses tensions (Charbonnier et al. 2006), (Mallory et al. 1990).

Notons également que, pour fonctionner dans de bonnes conditions, un bain de métallisation doit avoir fonctionné pendant un certain temps : c'est l'amorçage du bain. Au contraire, lorsque le bain est en opération, celui-ci doit être renouvelé en réactants. Il perd donc peu à peu en reproductibilité au cours du temps.

Les pièces sont ainsi trempées dans un bain de nickelage chimique industriel chauffé à haute température, dont le pH et la température sont en permanence contrôlés et dont les réactants sont sans cesse renouvelés par un ensemble de pompes péristaltiques. Le bain est constamment filtré par des filtres de 5µm. Le temps d'immersion dépend de l'épaisseur souhaitée du dépôt et des vitesses de déposition qui sont comprises entre 15 et 22 µm/h. Cette cinétique relativement lente permet de contrôler assez bien l'épaisseur du dépôt. La mise en œuvre de ce procédé n'est pas triviale car le fonctionnement de la solution industrielle est optimum dans des gammes de pH, de température, et de concentration des réactants restreintes. Les tolérances typiques sont listées dans la **table IV.1** suivante :

Paramètres	Tolérances	Optimum
Nickel métal	4,5-6,0 g/l	5,4 g/l
Hypophosphite	18,8-26,3	22
pH	6,0-6,6	6,2
Température	65-90	88
Vitesse de dépôt	15-25	20
Charge du bain	0,5-2,5	1
Agitation	Modérée des pièces et/ou du bain	
Filtration	Continue sur cartouches de 5 à 10µm, 10x le volume/h	

*Table IV.3: Paramètres de conditions opératoires favorables*

### 2.3.5 Moyens de contrôle

Ces paramètres doivent donc être en permanence analysés et contrôlés afin d'optimiser la qualité du dépôt et d'en assurer sa reproductibilité. La concentration des réactants est analysée par titration et ceux-ci sont renouvelés en permanence. Nous mentionnons ici le titrage des deux composants essentiels de la solution de métallisation.

#### *Titration de l'hypophosphite de sodium*

Une prise de 2 ml est placée dans un erlen à laquelle est ajoutée 50 ml d'eau déminéralisée, 25 ml d'acide chlorhydrique concentré et 25 ml d'iode à 0,1N. La solution ainsi créée est laissée plusieurs dizaines de minutes à l'abri de la lumière puis est titrée en présence d'amidon avec du thiosulfate de sodium à 0,1N, jusqu'à décoloration totale. Si V est le volume de thiosulfate de sodium versé en millilitres, la concentration d'hypophosphite de sodium est alors de :

$$(25 - V) \times 2.65 = g/l \text{ d'hypophosphite de sodium.}$$

#### *Titration du nickel*

La concentration de nickel est également analysée par titration chimique. Une prise de 10 ml est versée dans un erlen à laquelle est ajoutée 100 ml d'eau déminéralisée et 10 ml d'ammoniaque concentré. Une pointe de murexide permet d'obtenir une coloration brune de la solution. Le tout est titré à l'EDTA M/10 jusqu'à l'obtention d'une coloration violet foncé persistante. La concentration de nickel est alors de :

$$V \times 0.58 = g/l \text{ de nickel métal}$$

## **III – Validation expérimentale du procédé de métallisation**

Le schéma IV.2 ci-dessous résume les étapes du procédé mis en place.

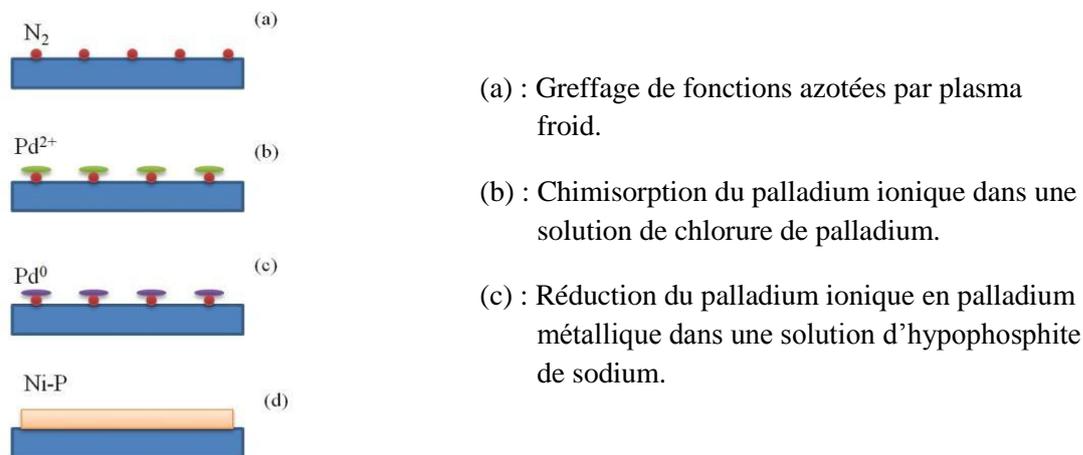


Schéma IV.2 : Diagramme des étapes de la métallisation « electroless »

La métallisation d'échantillons issus d'un film d'Ultem a donc été mise en place au laboratoire afin de valider la faisabilité du procédé. Nous passons en revue brièvement dans cette section les principales observations effectuées lors de ces tests qui nous ont permis de trouver les conditions de traitement assurant une adhérence maximale du dépôt métallique. Des surfaces aux géométries à 3D ont également été métallisées. Tout au long de cette section est présentée une série de photographies d'échantillons illustrant les différents problèmes auxquels nous avons été confronté.

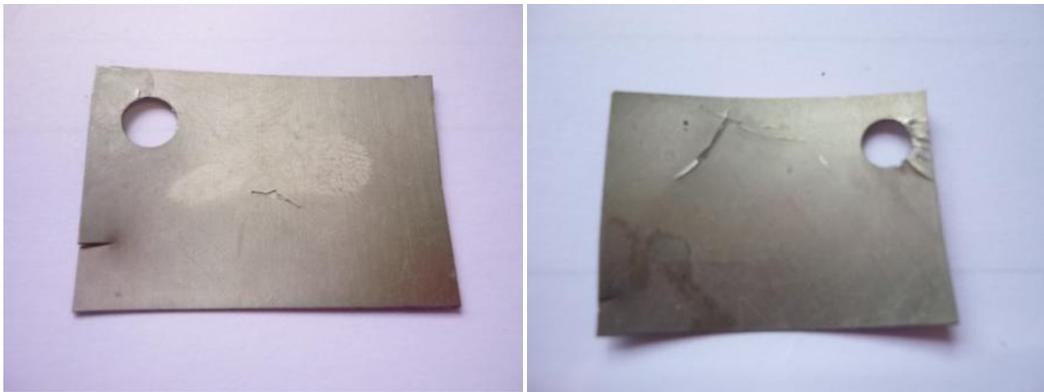
### 3.1 Nettoyage aux ultrasons

Le nettoyage des pièces, le dégraissage et le décapage aux ultrasons, sont des étapes clés du procédé de métallisation chimique. Des échantillons mals ou pas nettoyés entraînent une métallisation craquelée et extrêmement friable.

### 3.2 Traitement plasma

A pression trop élevée, supérieure au millibar, tout en gardant les autres paramètres du procédé de traitement inchangé, on a pu constater que le dépôt final présentait une adhérence quasi nulle et que celui-ci avait tendance, soit à se détériorer dans le bain de métallisation chimique, soit à présenter des bulles à sa surface, entraînant des craquelures du dépôt métallique lors de la phase de rinçage finale.

Une pression trop importante, dans la chambre de réaction, a pour effet de réduire le rapport E/N (champ électrique divisé par la densité de neutre), ce qui entraîne directement une diminution de l'efficacité de l'ionisation de l'azote. C'est le paramètre E/N qui détermine la distribution en énergie des électrons dans le plasma et donc l'efficacité de cette ionisation. De plus, l'augmentation de la pression a pour effet immédiat de diminuer le libre parcours moyen des atomes, alors qu'il faut que celui-ci soit important, afin qu'ils puissent acquérir une énergie cinétique élevée et être capable de pulvériser la surface et de greffer des atomes. On a également pu constater qu'un traitement à trop forte puissance (supérieure à 80W) entraînait parfois la création de contraintes à l'intérieur du dépôt et l'apparition de craquelures à la surface du dépôt, comme le montre la **figure IV.6** ci-dessous.



*Figure IV.6 : Echantillon métallisé mais présentant des craquelures en surface*

Le temps de traitement semble également jouer un rôle important, ceci étant couplé à la propreté du réacteur. Lorsque le temps de traitement est court dans une enceinte ayant été utilisée durant plusieurs heures, la qualité du dépôt peut être bonne. En revanche, lorsque le temps de traitement est court dans une enceinte propre, la métallisation est vouée à l'échec ou est très partielle, comme l'illustre la **figure IV.7**.



*Figure IV.7 : Echantillons métallisés partiellement mais présentant une très bonne adhérence*

Ainsi, il devient difficile de savoir si le processus de greffage des atomes d'azote a lieu par bombardement ionique, par chimisorption ou bien s'il est issu d'une association de phénomènes, physisorption puis chimisorption. On peut en effet envisager que, dans une enceinte propre, le bombardement atomique ne soit pas suffisant pour implanter la quantité d'atome requise. Lorsque le réacteur est « sale », on peut penser que les atomes diffusent rapidement à la surface des échantillons pour venir chimisorber sur les sites disponibles. Enfin, si le traitement plasma à l'azote n'est pas réalisé, aucun dépôt métallique n'a lieu, ce qui montre le rôle essentiel de l'azote pour la fixation du palladium sur le substrat.

Finalement, les paramètres plasma les plus favorables sont :

- Pression inférieure à 0.2 mbar.
- Puissance : 40 W.
- Temps de traitement : 2 minutes.
- Débit de gaz : 20 sccm.

### **3.3 Greffage des ions palladium**

Comme l'ont montré Charbonnier et al., ([Charbonnier et al. 2006](#)), la réduction du palladium semble être l'étape clef du procédé de métallisation. Le temps d'immersion des échantillons dans la solution de chlorure de palladium s'avère être un paramètre critique. Lorsque celui-ci est inférieur à 2 minutes, aucune métallisation n'a lieu. En revanche lorsqu'il est supérieur à 3 minutes, la métallisation a lieu avec succès. Ce paramètre semble conditionner la réussite de la métallisation de façon encore plus importante que les paramètres plasma que l'on a évoqués précédemment.

### **3.4 Réduction du palladium ionique à l'état de palladium métallique**

Charbonnier et al. ont mis en évidence que, la réduction du palladium se réalise dès que le temps d'immersion dans la solution dépasse la minute. Ensuite, un pallier est atteint, et il n'est pas utile de prolonger le temps d'immersion. Dans le cas contraire, une contamination du bain et du substrat peut se produire ([Charbonnier et al. 1998](#)).

### 3.5 Métallisation « electroless »

Comme cela est mentionné, dans plusieurs ouvrages de références ( e.g [Mallory et al. 1990](#)), et dans de nombreuses publications et instructions fournies par les industriels, l'amorçage du bain de métallisation est un point essentiel. La présence de précurseurs au sein de la solution joue également un rôle très important. Pour amorcer un bain de métallisation, il faut généralement immerger dans la solution un métal sur lequel peut s'effectuer la réaction de métallisation. La charge du bain (le rapport entre la surface à métalliser et la quantité de solution) est aussi un paramètre déterminant.

Ces deux points critiques rendent la reproductibilité des expériences parfois difficile. A chaque changement de solution, un amorçage plus ou moins long doit être réalisé et les paramètres du bain s'en trouvent modifiés. Avec les moyens d'analyse dont nous disposons (surtout la mesure de pH et de température), il est possible de rester au plus proche des paramètres optima fournis par le fabricant. Cependant, la titration de la solution ne peut être réalisée en permanence. La quantité de nickel présente dans le bain, évolue au cours des traitements et ne peut être maintenue parfaitement constante. Néanmoins, les données fournies par le fabricant, nous indiquent que les gammes de fonctionnement du bain sont relativement larges.

De façon générale, les échantillons ne sont immergés qu'une dizaine de minutes dans le bain de métallisation, ce qui permet d'obtenir une épaisseur de dépôt suffisante. Au maximum il a été possible de métalliser des échantillons pendant plus de 45 minutes, mais cette durée est très souvent bridée par l'apparition de craquelures à la surface du dépôt. En observant la formation de ces craquelures lors de la métallisation des échantillons, on peut constater que celles-ci semblent être dues à un soulèvement du dépôt depuis l'interface. La réaction de métallisation, qui a lieu au niveau des sites où sont encrés les agrégats de palladium, produit un dégagement d'hydrogène gazeux. Lorsque la durée de métallisation est prolongée, des bulles se forment à l'interface jusqu'à l'éclatement du dépôt en surface (**figure 6**). Ce phénomène semble être favorisé par les irrégularités présentes à la surface des échantillons. En effet, il est possible que de petites cavités piègent une quantité infime de solution de métallisation, la réaction se poursuivant alors à l'intérieur de ses cavités et créant un dégagement d'hydrogène.

En revanche, les échantillons métallisés pendant des durées inférieures à 10 minutes présentent une adhérence quasi parfaite ainsi qu'une très bonne souplesse : comme le montre la **figure IV.8**, il a été possible de plier à 90° un échantillon sans affecter l'adhérence de la couche métallique et sans la détériorer.

De même, des formes non planes ont pu être métallisées, comme le montre la **figure IV.8** présentant des cylindres métallisés.



*Figure IV.8 : Cylindre d'Ultem métallisé.*

Nous avons également observé qu'en cas d'échec de la métallisation, il était possible de réutiliser un échantillon en lui faisant subir à nouveau toutes les étapes du traitement.

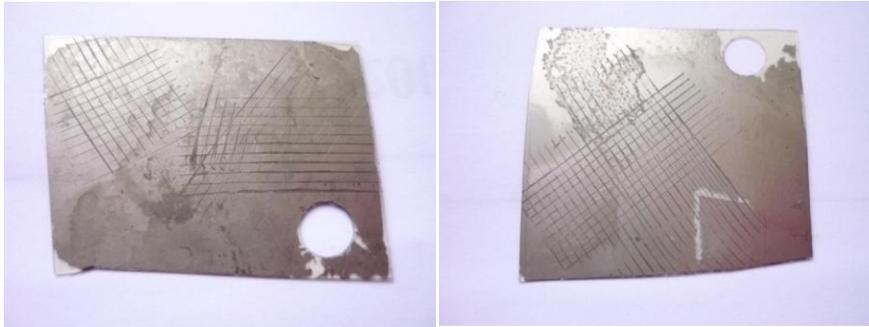
Pour conclure, on notera que la métallisation « electroless », via le procédé que nous avons mis en place, fonctionne parfaitement comme l'illustre la **figure IV.9** présentant un échantillon témoin non métallisé et un échantillon après traitement.



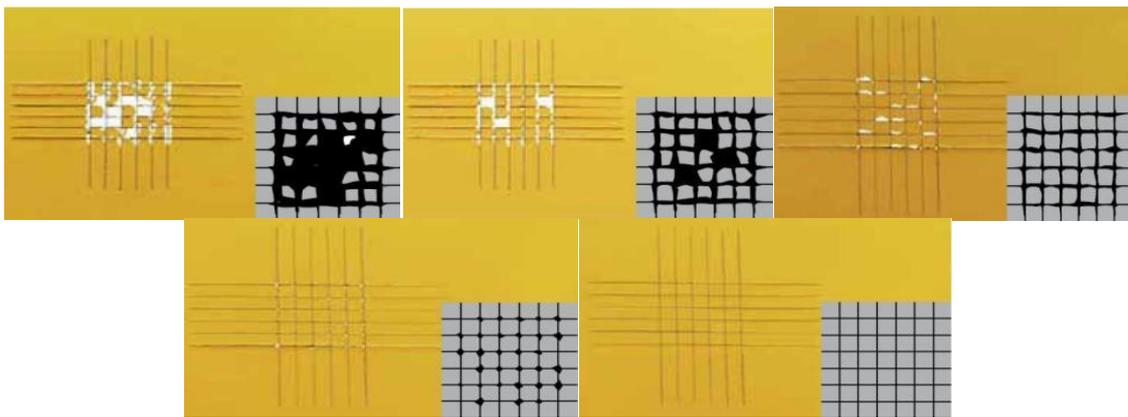
*Figure IV.9 : Echantillon d'Ultem témoin puis totalement métallisé*

La qualité des dépôts finaux, qualifiée par un test de quadrillage (**figure IV.10**), est à comparer aux images représentatives des degrés de dégradation présentés en cinq niveaux sur

la **figure IV.11** ci-dessous. On constate que la qualité du dépôt est excellente, l'adhérence étant proche du niveau maximum de valeur ISO 0 (**figure IV.11**). Cependant, une bonne connaissance du dispositif expérimental est nécessaire pour garantir la reproductibilité du traitement.



*Figure IV.10 : Résultat du test d'adhérence*



*Figure IV.11: Echelle de dégradation par le test au quadrillage comportant 5 niveaux, du plus dégradé au moins dégradé.*

---

# Chapitre V : Métallisation sélective des plastiques

---

Ce chapitre est consacré à l'étude du procédé de métallisation sélective mis au point au laboratoire dans le cadre du développement de l'analyseur plasma 3D. Dans une première partie, nous présenterons les objectifs de la métallisation sélective, puis nous ferons un bref état de l'art relatif aux différents procédés de métallisation sélective existant pour converger vers la solution que nous avons décidé de retenir. Ensuite, nous exposerons l'étude optique permettant de démontrer sa faisabilité. Enfin, nous présenterons le banc optique mis en place au laboratoire et les résultats obtenus sur des échantillons de matière plastique.

## I – Objectifs de la métallisation sélective

Comme nous l'avons vu lors de l'étude numérique de l'instrument au chapitre III, il est impératif de séparer les secteurs en azimut par des cloisons afin d'éviter que des particules entrant dans l'un d'eux ne soient détectées par un secteur adjacent. Cependant, la présence de cloisons, polarisées à la masse de l'instrument, impose de faire décroître les potentiels nominaux de chacune des électrodes à leur proximité. De la même façon, afin de polariser de façon indépendante la face interne et externe des électrodes toriques, le potentiel doit décroître en leur extrémité, là où sont positionnées les grilles d'entrée et la grille de sortie qui sont reliées à la masse (**figures 17a et b du chapitre III**).

Dans les deux cas, la chute de potentiel (inférieure à 8 kV) doit s'effectuer sur des distances variant de l'ordre de 1 à 2 mm, correspondant à la moitié de la distance d'entrefer des canaux d'analyse. Ceci permet d'éviter tout phénomène de claquage, si l'on considère comme référence une tension maximale admissible de 2kV/mm, tout en confinant les champs électriques parasites associés à une région d'espace aussi limitée que possible, afin de perturber le moins possible la trajectoire des particules. Nous reviendrons à la fin de ce chapitre sur les phénomènes de claquage.

Pour réaliser cette décroissance linéaire du potentiel, nous avons choisi de réaliser des pistes métalliques, à la manière d'un circuit imprimé à trois dimensions. Nous avons écarté l'une des méthodes que nous envisagions au départ, à savoir la réalisation de dépôts résistifs, car ceux-ci demandent que soit épargnée une partie des électrodes, ce qui est difficile à concevoir pour une surface torique ne présentant pas un déroulé plan. Par ailleurs, l'homogénéité de tels dépôts de haute résistivité et leur fiabilité, en environnement spatial, n'est pas garantie.

La largeur des pistes est un paramètre important du procédé. Afin de minimiser le risque de claquage en surface, nous avons décidé de réaliser des pistes aussi étroites que possible, cela, afin d'augmenter le nombre de pistes et de réduire la différence de potentiel entre deux pistes adjacentes. Nous avons procédé par analogie avec les phénomènes de claquage en volume dans les films de haute rigidité diélectrique tel le Kapton (un polyimide) : cette rigidité (exprimée en kV/mm) a tendance à augmenter pour des échantillons de faible épaisseur. Par ailleurs, comme nous allons l'expliquer dans ce chapitre, la réalisation de pistes étroites a un impact important sur la complexité du procédé. En se référant aux techniques classiques de réalisation de circuits imprimés, nous avons finalement défini une largeur de piste cible de 100  $\mu\text{m}$ .

## **II – Recherche d'un procédé de métallisation sélective adapté**

### **2.1 Spécificités de notre problème**

Etant donnée la géométrie non planaire de nos électrodes, les techniques de gravure classiques faisant appel à des masques, ne semblent pas adaptées. Ces méthodes sont courantes dans la fabrication de circuits imprimés mais elles ne sont utiles que pour traiter des surfaces planes.

A contrario, une méthode par « bombardement » localisé de rayonnement, ou de faisceau de particules, peut permettre de graver une surface torique à condition que la pièce soit correctement positionnée par rapport à la source. L'utilisation de faisceaux de particules

nécessitant un travail sous vide, n'était pas réaliste dans le cadre de cette thèse, ces installations étant trop complexes à mettre en œuvre et présentait de plus un coût trop élevé.

Dès lors, la seule solution envisageable était d'utiliser un rayonnement localisé pour réaliser cette métallisation sélective. Dans ce cadre, il nous est apparu intéressant d'utiliser les possibilités offertes par les sources laser étant donnée la qualité de ce type de faisceau et sa capacité à être focalisé aux échelles micrométriques. La limite de focalisation d'un faisceau par une optique, étant notamment déterminée par sa longueur d'onde, le choix d'une source émettant dans l'UV était à privilégier. Les sources de rayonnement utilisées pour la gravure émettent à des longueurs d'onde généralement inférieures à ~ 380 nm.

Enfin, il était utile d'avoir recours à un procédé compatible avec le type de métallisation « electroless » mis en place au laboratoire et décrit au chapitre IV.

## 2.2 Métallisation sélective par modification du potentiel de surface

Une première méthode de métallisation sélective a été étudiée et la **figure V.1** fournit le schéma de principe de ce procédé qui est utilisé pour la réalisation de circuits imprimés ([Hiroyuki et al. 1992](#)), ([Pan, 2004](#)).

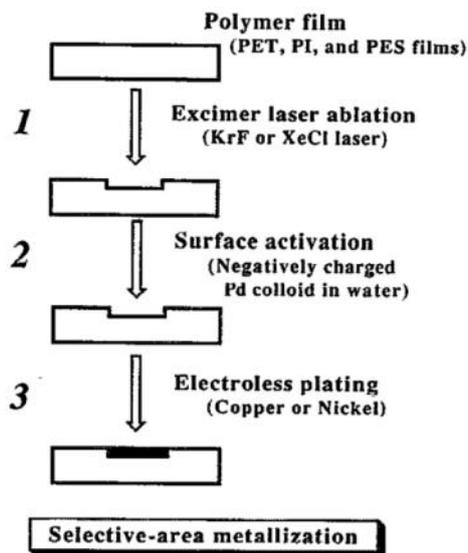


Figure V.1 : Diagramme de cette méthode ([Hiroyuki et al. 1992](#))

Le procédé employé par Hiroyuki et al. ([Hiroyuki et al. 1992](#)) consiste à modifier le potentiel de la surface d'un film polymère en l'irradiant avec un laser UV de type excimère. Le matériel ablaté se dépose sous forme de débris à la surface du film et modifie le potentiel de façon positive. Le film est ensuite trempé dans une solution dont le potentiel est négatif et qui peut contenir des colloïdes de palladium ([Hiroyuki et al. 1992](#)) ou d'autres catalyseurs ([Pan, 2004](#)). Ceux-ci vont, sous l'action des forces Coulombiennes, se lier au substrat et par là même l'activer. Il est ensuite possible de procéder à une métallisation « electroless » classique. Pour autant, la transposition de cette technique de métallisation sélective à notre problème, semble difficilement réalisable car il nous faudrait traiter la quasi-totalité de la surface des pièces, à l'exception des espaces inter-pistes. Cette méthode fonctionne donc en « gravure positive » et il est préférable de s'orienter vers une méthode de « gravure négative » qui ne requiert de traiter que les espaces inter-pistes qui ne doivent pas être métallisés.

### 2.3 Métallisation sélective par greffage direct de palladium en solution

D'autres auteurs (([Schrott et al. 1995](#)), ([Kordas et al. 2001](#))) mentionnent également la possibilité de déposer du palladium de façon sélective sur un substrat alors que celui-ci est immergé dans une solution contenant du palladium.

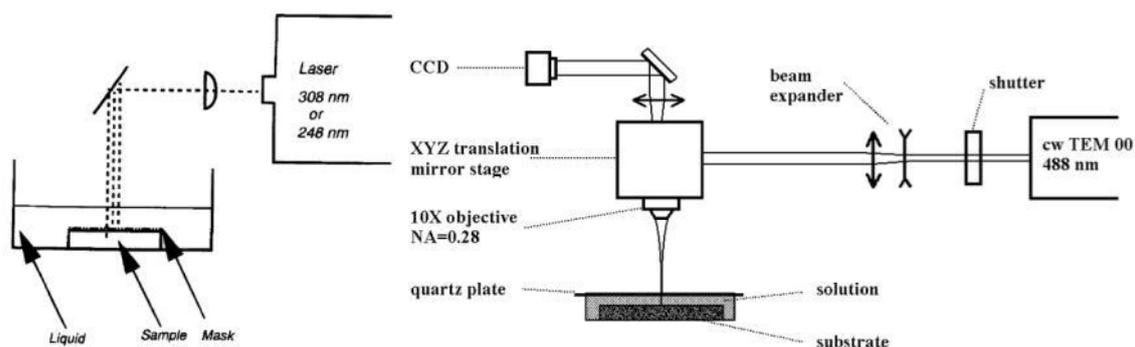


Figure V.2 : A gauche, le schéma de l'expérience proposé par [Schrott et al.](#), à droite, celui proposé par [Kordas et al.](#)

La **figure V.2** présente le principe de cette technique, dont différentes variantes existent. La version proposée par Schrott et al. ([Schrott et al. 1995](#)) implique l'utilisation d'un laser excimère qui éclaire un échantillon sur lequel un masque est posé afin de reproduire le motif souhaité. Outre le fait que l'utilisation d'un masque ne soit pas possible dans notre cas. Ce

procédé de « gravure positive » n'est pas adapté à notre problème. Dans une version proposée par Kordas et al. (Kordas et al. 2001), la focalisation du laser, cette fois dans le visible, permet de s'affranchir du masque. En revanche, il s'agit là encore d'une « gravure positive » des pièces. Par ailleurs, il semble difficile de mettre en mouvement une pièce torique immergée dans une solution de manière à positionner les zones à traiter au point focal d'un dispositif optique.

## 2.4 Métallisation sélective après ablation de palladium déposé par spin-coating

Alors que les méthodes précédemment exposées fonctionnaient en gravure positive, le principe général d'une méthode de gravure négative est illustré par la **figure V.3**.

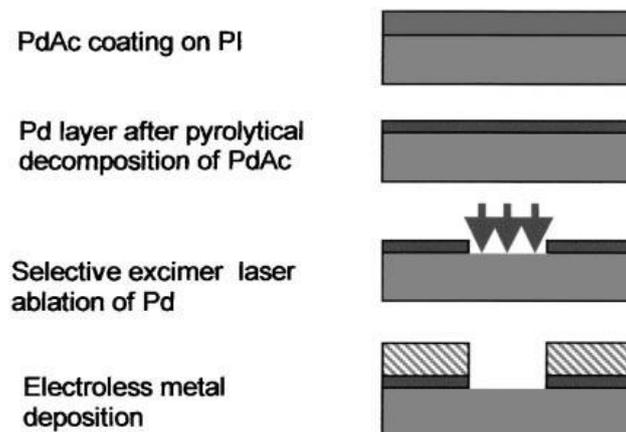


Figure V.3: Schéma de la méthode de métallisation sélective mise en place par **Esrom et al.**

Les échantillons à traiter sont d'abord préparés et leur surface fonctionnalisée. Ensuite, une solution contenant du palladium ou de l'acétate de palladium (PdAc) (Esrom et al. 2000), (Zhang et al. 1997) est déposée sur la surface des échantillons par spin-coating : une petite quantité de liquide déposée sur l'échantillon est mise en rotation rapide afin que la solution puisse s'étaler uniformément. Dans les cas exposés par Esrom et al. (Esrom et al. 2000) ou Zhang et al. (Zhang et al. 1997), le palladium est déposé dans son état ionique et doit être réduit. Cette réduction est obtenue, soit par la décomposition thermique du film de palladium en l'irradiant avec une lampe à infrarouge, soit avec les rayonnements UV issus d'un plasma d'Argon. *In fine*, le film de palladium est ablaté par irradiation UV. Une fois l'irradiation des zones voulues réalisée, une métallisation « electroless » classique est entreprise et la métallisation sélective permet d'obtenir une très grande précision.

Bien que la méthode soit attractive, car fonctionnant en gravure négative, elle implique un dépôt par spin-coating qu'il est difficile de mettre en œuvre sur une surface torique. Par ailleurs, Charbonnier et al. ont montré dans plusieurs publications ([Charbonnier et al. 2006](#)), ([Charbonnier et al. 2001](#)) que la réduction du palladium, qui est une étape clé dans le processus de métallisation « electroless », n'est pas satisfaisante lorsqu'elle est réalisée via le rayonnement UV issu d'un plasma d'Argon ou via l'irradiation directe par un laser UV. Par rapport à une réduction en solution aqueuse telle que celle décrite au chapitre IV, ces méthodes, par voie sèche, affectent nettement la densité du palladium réduit à la surface des échantillons. Cela entraîne inévitablement une faible adhésion du dépôt final. On notera également qu'il est fait mention dans ces travaux, du rôle néfaste que peut avoir une exposition à un plasma d'Argon à ce stade du procédé : il se produit un phénomène de gravure de la surface par les ions  $Ar^+$  qui la bombardent en permanence, ce qui tend à dépeupler la surface de son palladium si les temps de traitement ne sont pas limités.

En résumé, il ne nous est pas possible de modifier notre traitement chimique comme proposé par la méthode décrite ci-dessus : l'étape de greffage du palladium à la surface de nos pièces doit se faire par une immersion des pièces dans une solution de  $PdCl_2$  car cette technique présente une grande fiabilité ([Charbonnier et al. 2001](#)). Cependant, l'idée d'inhiber la métallisation « electroless » de façon sélective par ablation localisée du palladium réduit, semble prometteuse. C'est le principe que nous avons finalement mis en œuvre au laboratoire et que nous décrivons dans la suite de ce chapitre.

### **III - Présentation du procédé de métallisation sélective mis au point**

#### **3.1 Adaptation du procédé de métallisation « electroless »**

Afin d'atteindre notre objectif, qui est de métalliser sélectivement nos électrodes en réalisant des pistes de largeur  $\sim 100 \mu m$  espacées d'une distance équivalente, notre procédé de métallisation « electroless » doit être enrichi d'un nouveau dispositif, optique cette fois-ci. Le **schéma V.1** reprend celui du procédé de métallisation chimique décrit au chapitre IV en y incluant l'étape de sélectivité, encadrée en rouge.

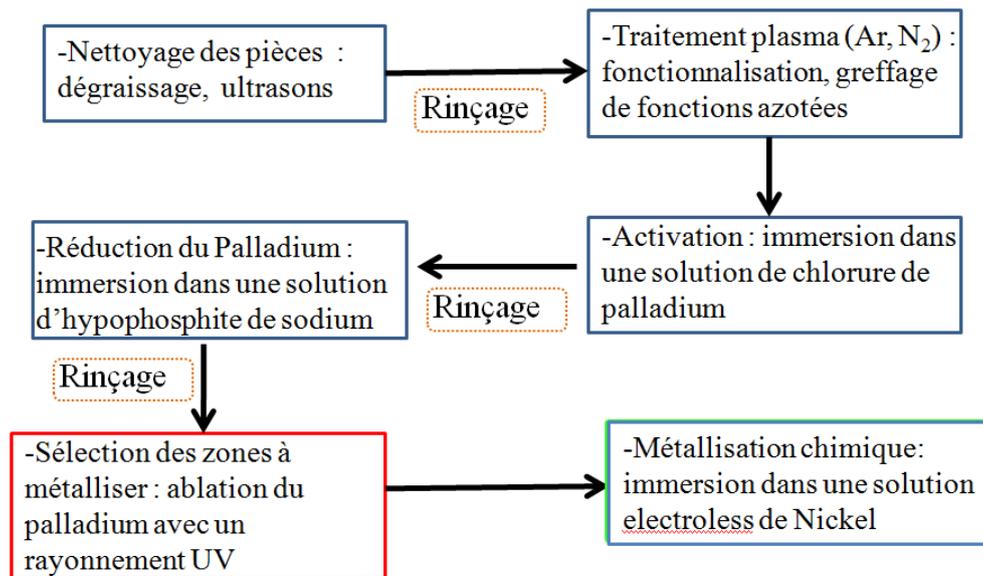


Schéma V.1 : Schéma général du procédé de métallisation sélective

Cette nouvelle étape de traitement s'insère naturellement dans le diagramme du procédé de métallisation « electroless », qui reste dans son ensemble inchangé. Elle intervient avant que le nickelage chimique n'ait lieu et après que le palladium ait été réduit à l'état de palladium métallique  $Pd^0$ . Il s'agit cependant de mettre au point un procédé optique assez complexe qui permette de traiter des pièces de géométrie torique avec une fiabilité maximum, en un temps limité, et avec une précision élevée, de l'ordre de quelques  $\mu m$ .

Le schéma V. 2 ci-dessous, détaille les processus physico-chimiques sous-jacents au procédé de métallisation sélective.

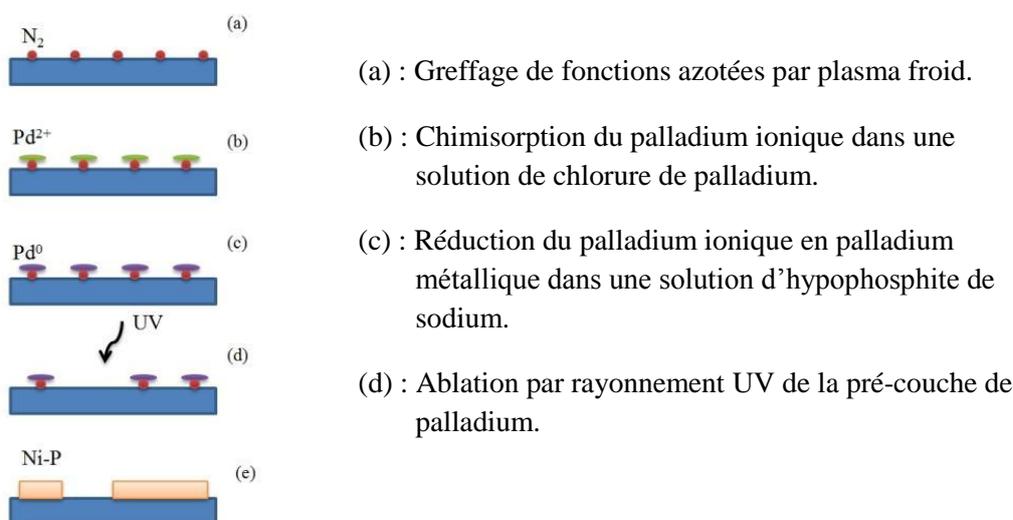


Schéma V.2 : Diagramme des étapes de la métallisation sélective

### 3.2 Choix du type de rayonnement UV utilisé

Les phénomènes d'ablation par rayonnement UV à la surface d'un polymère, ont fait l'objet de nombreuses recherches dans le cadre du développement de la lithographie sub-micronique depuis la fin des années 1980 (Jain et al. 1990), (Basting et al. 2005). Ces procédés, font intervenir des lasers pulsés délivrant une densité de puissance très élevée (supérieure au  $\text{MW}/\text{cm}^2$ ) et sont capables de sublimer le matériau ablaté. Il s'agit essentiellement de lasers à gaz excimère constitués de complexes gazeux excités, appelés des exciplexes. Ils sont constitués de gaz rares : Argon, Krypton ou Xénon mélangés à un halides, Fluore ou Chlore. La production des molécules excitées dans la décharge électrique, repose sur des réactions plasma complexes. La durée des impulsions est de l'ordre de 10 ns. Les gaz les plus couramment utilisés induisent une émission à une longueur d'onde de 351 nm (XeF), 308 nm (XeCl), 248 nm (KrF), 193 nm (ArF), ou 157 nm (F2). Il est en principe aussi possible d'utiliser un laser Nd-YAG triplé fonctionnant en mode pulsé à 355 nm ou bien un Nd-YAG quadruplé émettant à 266 nm.

Concernant le choix de la longueur d'onde à utiliser pour ablater un matériau à sa surface, les expériences montrent qu'un coefficient d'absorption  $\alpha$  du substrat supérieur à  $10^4 \text{ cm}^{-1}$  permet une ablation à une densité d'énergie (on parle de fluence, exprimée en  $\text{mJ}/\text{cm}^2$ ) assez facilement accessible avec un laser excimère (Liu et al. 1988), (Philipp et al. 1989), (Liu et al. 1993). On comprend qu'avec un tel coefficient d'absorption l'énergie du pulse laser est concentrée sur l'extrême surface du matériau, sur une profondeur de l'ordre du  $\mu\text{m}$ . La concentration de cette énergie dans le volume occupé par le matériau en surface, entraîne une très forte élévation de sa température, ce qui implique sa sublimation à l'état de plasma. Une partie de ce plasma se condensera sur le substrat mais de façon relativement diffuse. Il est aussi possible de protéger le substrat de ce type de dépôts.

Ayant choisi l'Ultem pour réaliser nos électrodes, la **figure V.4** fournit le coefficient d'absorption de ce matériau sur une large gamme de longueur d'ondes. Il est de  $3.5 \times 10^4 \text{ cm}^{-1}$  à 308nm (Philipp et al. 1989) tandis qu'il augmente à  $2.5 \times 10^5 \text{ cm}^{-1}$  à 248 nm (Liu et al. 1988).

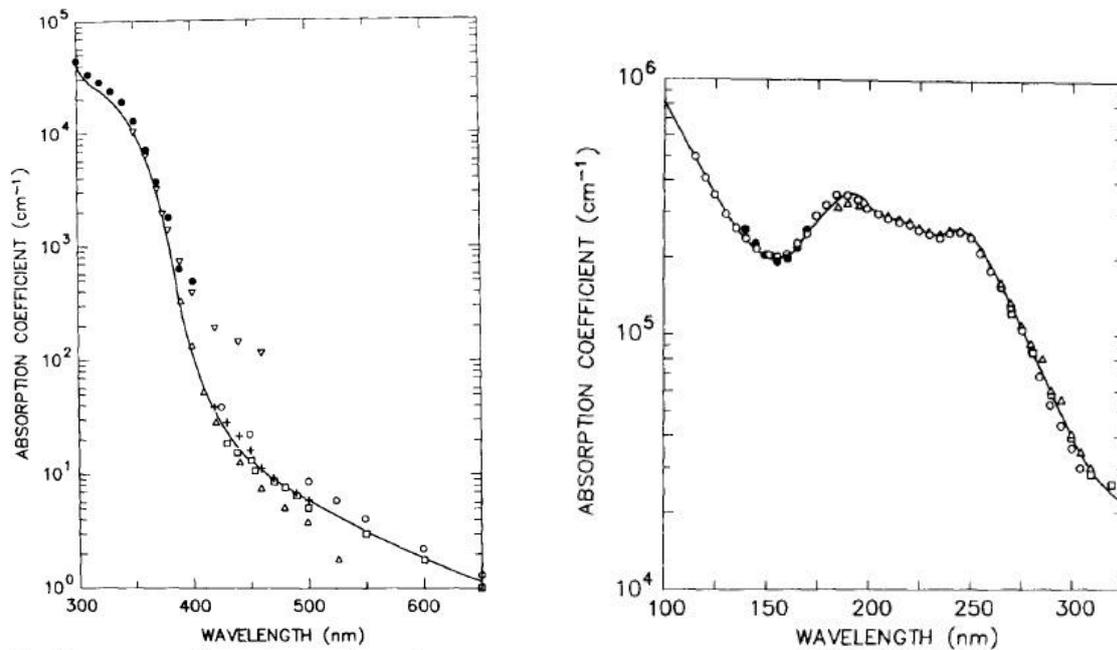


Figure V.4 : Coefficient d'absorption de l'Ultem, fonction de la longueur d'onde, (Philipp et al. 1989)

Un laser excimère de type XeCl émettant à 308 nm semble donc être adapté à un procédé d'ablation sur un substrat d'Ultem. L'utilisation d'un laser KrF à 248nm est possible mais sa longueur d'onde, proche de l'énergie de dissociation de l'oxygène moléculaire (correspondant à une longueur d'onde de 244 nm), peut poser des problèmes de génération d'ozone. A 193 nm ou 157 nm, il est nécessaire de travailler sous flux d'azote ou sous vide, ce qui présente des contraintes.

### 3.3 Effet de seuil dans l'ablation du palladium par laser

L'une des caractéristiques les plus remarquables des phénomènes d'ablation de plastique par laser excimère, est que celle-ci est à effet de seuil, c'est-à-dire une valeur de la fluence au-dessous de laquelle l'ablation n'a pas lieu (Esrom et al. 2000), (Liu et al. 1988), (Srinivasan et al. 1983). Ceci est vrai pour l'ablation d'un polymère aussi bien que pour l'ablation d'un matériau déposé à sa surface. La **figure V.5** ci-dessous, illustre ce phénomène ablatif à effet de seuil dans le cas qui nous intéresse, c'est-à-dire dans celui de l'ablation de palladium déposé à la surface d'un échantillon d'Ultem.

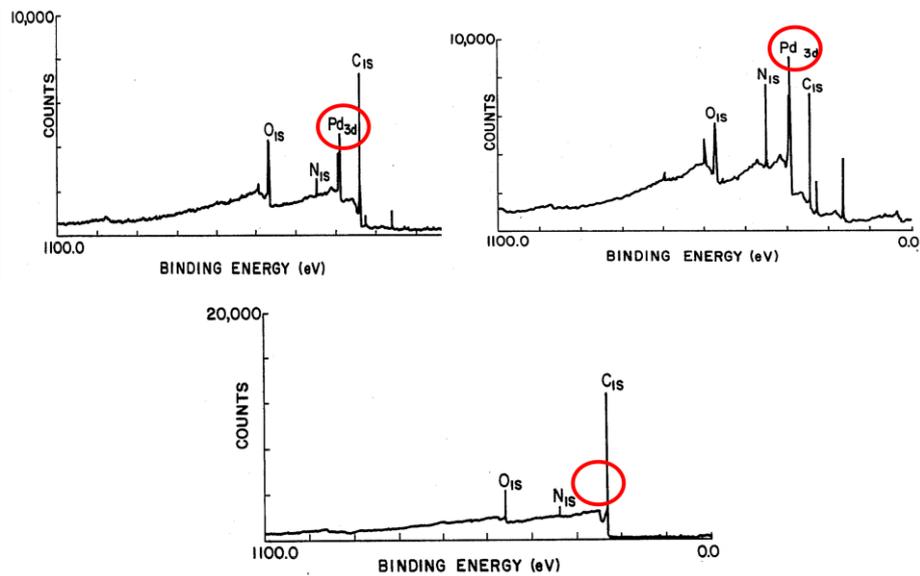


Figure V.5: Analyse XPS, illustration du phénomène ablatif à effet de seuil, (Liu et al. 1988)

Les courbes ci-dessus illustrent le résultat d'une analyse XPS menée par Liu et al. (Liu et al. 1988). Cette méthode d'analyse permet de connaître l'énergie de liaison des molécules présentes à la surface d'un matériau, en étudiant le spectre en énergie des photo-électrons émis par un échantillon après son irradiation par des rayons X. La première courbe, en haut à gauche de la **figure V.5**, présente le spectre XPS d'un échantillon témoin qui n'a pas été traité par un rayonnement UV. Celui-ci comporte du palladium à sa surface (pic entouré en rouge). Le second spectre XPS, en haut à droite, est celui d'un échantillon comportant du palladium à sa surface et ayant été irradié par un laser ArF à 193 nm, à une fluence inférieure à la fluence seuil d'ablation du palladium. Il est à noter que le pic, correspondant au palladium, est toujours visible. Enfin, le dernier spectre est celui d'un échantillon qui contenait du palladium mais a été irradié, avec un unique pulse, à une fluence supérieure à la fluence seuil d'ablation du palladium. Par ailleurs, le nombre de pulses n'a aucun effet sur ces résultats : il suffit d'un pulse de fluence supérieure au seuil d'ablation pour faire complètement disparaître le palladium, alors qu'un nombre élevé de pulses à une fluence inférieure à ce seuil ne parviendront pas à supprimer le palladium de la surface de l'échantillon.

#### IV – Dispositif expérimental

Comme dans le cas de la métallisation « electroless » décrite au chapitre IV, l'ablation de palladium par laser excimère, a nécessité la mise en place au LPP d'une salle d'expérience

dédiée à un domaine nouveau pour notre équipe, l'optique laser. Ceci ayant été décidé au cours de la thèse, nous avons dû, après une étude optique dont nous présenterons les résultats dans la partie V, concevoir un dispositif expérimental complexe et identifier le matériel nécessaire pour la mise en place de ce banc optique. Ajoutons également que nous avons suivi une formation sur la sécurité laser afin d'acquérir les connaissances nécessaires à l'installation des équipements de sécurité individuels et collectifs dans la salle laser.

Le schéma V.3 ci-dessous illustre le banc optique conçu et mis en place au laboratoire. Comme le montre ce schéma, le dispositif expérimental laser comprend plusieurs sous systèmes présentés ci-après.

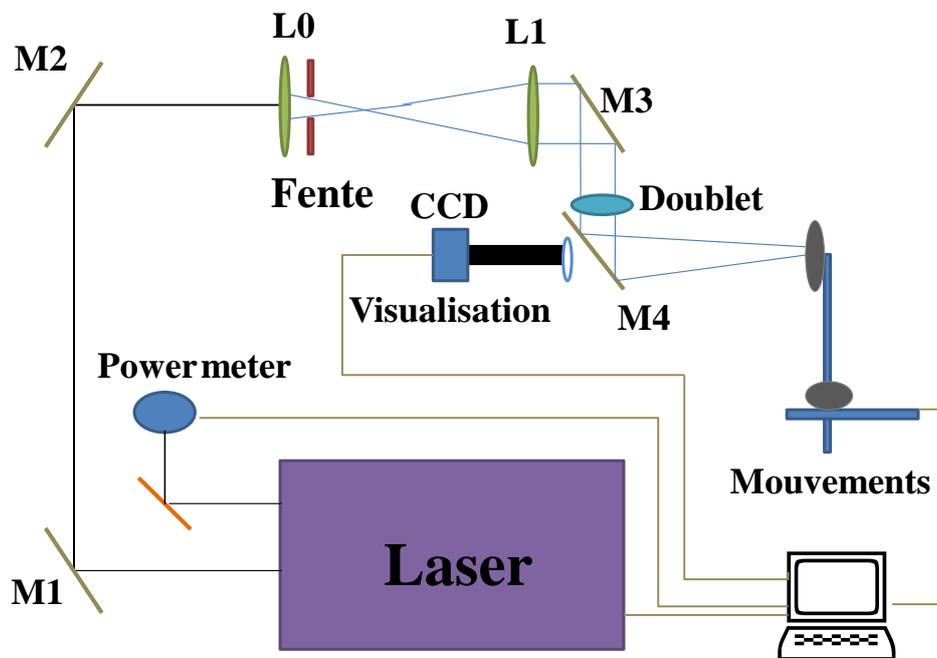
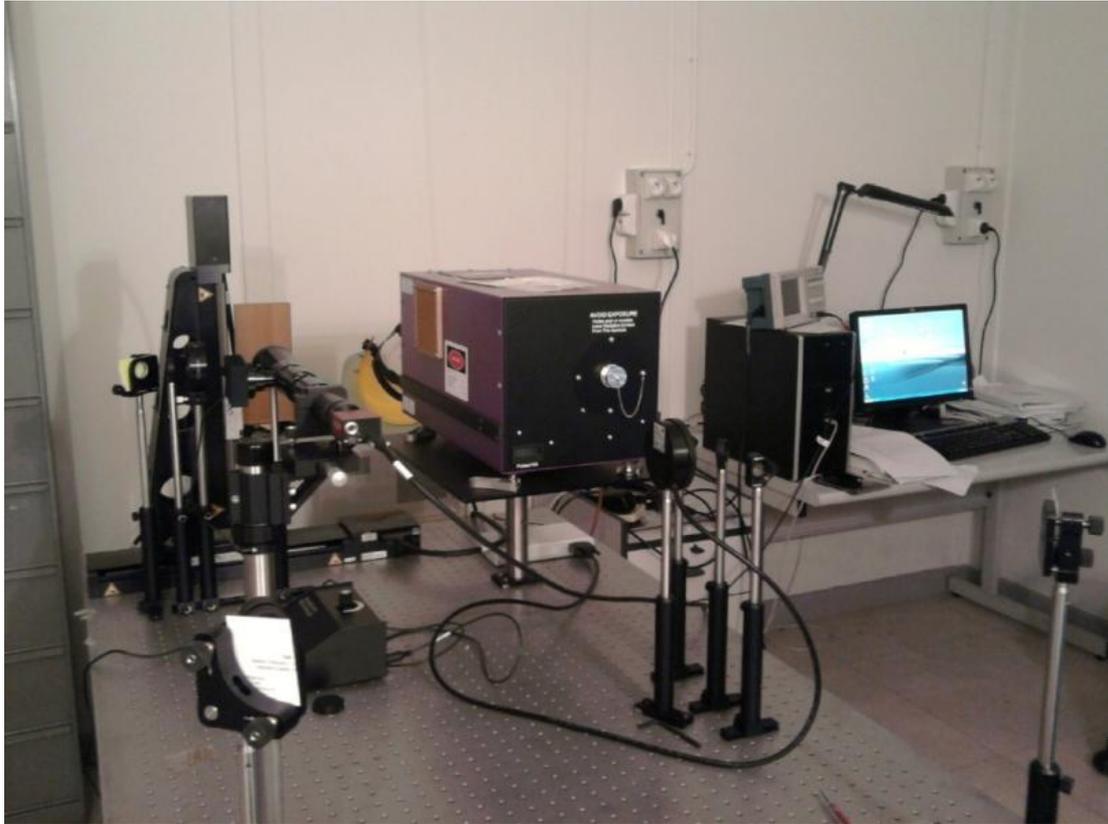


Schéma V.3 : Banc optique d'ablation laser du palladium



*Figure V.6 : La salle laser et les différents éléments du dispositif*

La **figure V.6** est une photographie de la salle expérimentale qui a été mise en place au laboratoire. On y retrouve tous les éléments présentés schématiquement ci-dessus : la table optique sur laquelle est placé le laser excimère, les différents éléments optiques, le système de visualisation, les mouvements opto-mécaniques et leur contrôleur, le dispositif d'analyse en énergie du faisceau et l'ordinateur permettant la coordination de chacune des opérations.

#### **4.1. La source laser**

La source utilisée est un laser excimère XeCl émettant à 308 nm. La fluence seuil du palladium, est situé aux environs de 40 mJ/cm<sup>2</sup> à une fluence de 193 nm pour ([Liu et al. 1988](#)), et aux alentours de 30 mJ/cm<sup>2</sup> pour ([Esrom et al. 2000](#)). Les spécifications du laser utilisé, fournies par le constructeur, sont les suivantes :

Longueur d'onde (nm)	308
Energie Max (mJ)	8
Puissance crête (KW)	800
Puissance moyenne à 250Hz	1.4
Nombre de pulses à la demi-vie du gaz	20 millions
Fréquence (Hz)	16-250
Durée des pulses	10 ns
Taille du faisceau	6x3 mm
Divergence	0.5 x 1 mRad

*Table V.1 : Caractéristiques du laser XeCl utilisé*

L'énergie nominale maximale est de 8mJ et la demi-vie du gaz est mentionnée comme s'élevant à 20 millions de pulses. En pratique, le gaz se détériore rapidement lorsque le laser reste inactif. Les fréquences de tir accessibles peuvent varier dans la gamme de 16 à 250 Hz et la durée des pulses est d'environ 10 ns. Enfin, la largeur à mi-hauteur du faisceau est de 6x3 mm pour une divergence de 0.5x1 mrad.

Etant donné sa faible puissance, le laser est refroidi par l'air ambiant. Sa chambre contient un mélange gazeux composé de 0.83% de Xenon, de .07% d'acide chlorhydrique, de 0.014% d'hydrogène, et de 5% d'hélium, le tout complété par du néon . Une pompe à vide maintient la chambre à une pression de l'ordre de 3900 Torr. Ce laser est pourvu d'un système de déclenchement, via un câble BNC, qui permet de piloter le tir laser de façon externe, pulse par pulse. Il est également possible le synchroniser avec un système de mesure grâce à une sortie BNC.

L'encombrement limité du laser ( $\sim 10 \times 10 \times 20 \text{cm}^3$ ) permet de le positionner aisément sur une table optique. La différence entre ce laser et ceux de taille volumineuse utilisés pour la photolithographie des transistors en micro-électronique, tient au volume de la cavité laser et par conséquent, à la taille du faisceau. En revanche, la densité d'énergie et les autres propriétés du faisceau sont relativement comparables. En définitive, c'est principalement la qualité des optiques et du système de positionnement des pièces à traiter qui pourront limiter la qualité et la précision de notre procédé d'ablation laser.

## 4.2. Mesure de l'énergie et du profil du faisceau laser

### 4.2.1 Mesure de l'énergie

La mesure de l'énergie est réalisée par un capteur pyroélectrique. Celui-ci fonctionne jusqu'à une fréquence de 150 Hz et dans une gamme spectrale de 150 nm à 10  $\mu\text{m}$  avec un seuil d'endommagement de 0.3 J/cm<sup>2</sup> pour des pulses de durée inférieure à 100 ns. Un amplificateur interne au détecteur, permet de fonctionner dans plusieurs gammes d'énergie de 100  $\mu\text{J}$  à 10 mJ. Relié à un ordinateur, il permet d'obtenir en temps réel une mesure de l'énergie de chaque pulse laser émis. Le contrôleur en énergie possède une application LabView qui nous permet d'acquérir la mesure de l'énergie et de la stocker dans un fichier, ce qui nous permettra d'intégrer le dispositif de mesure au code contrôlant l'ensemble du procédé de traitement et que nous détaillerons par la suite.

L'analyseur nous a permis dans un premier temps de vérifier les caractéristiques de notre source laser. La **figure V.7** présente un histogramme analysant l'énergie de 4000 pulses laser tirés à une fréquence de 20 Hz. L'énergie moyenne observée est ici de 5.1 mJ, en deçà de l'énergie nominale indiquée par le fabricant. La dispersion des valeurs est assez faible, de l'ordre de 300  $\mu\text{J}$ .

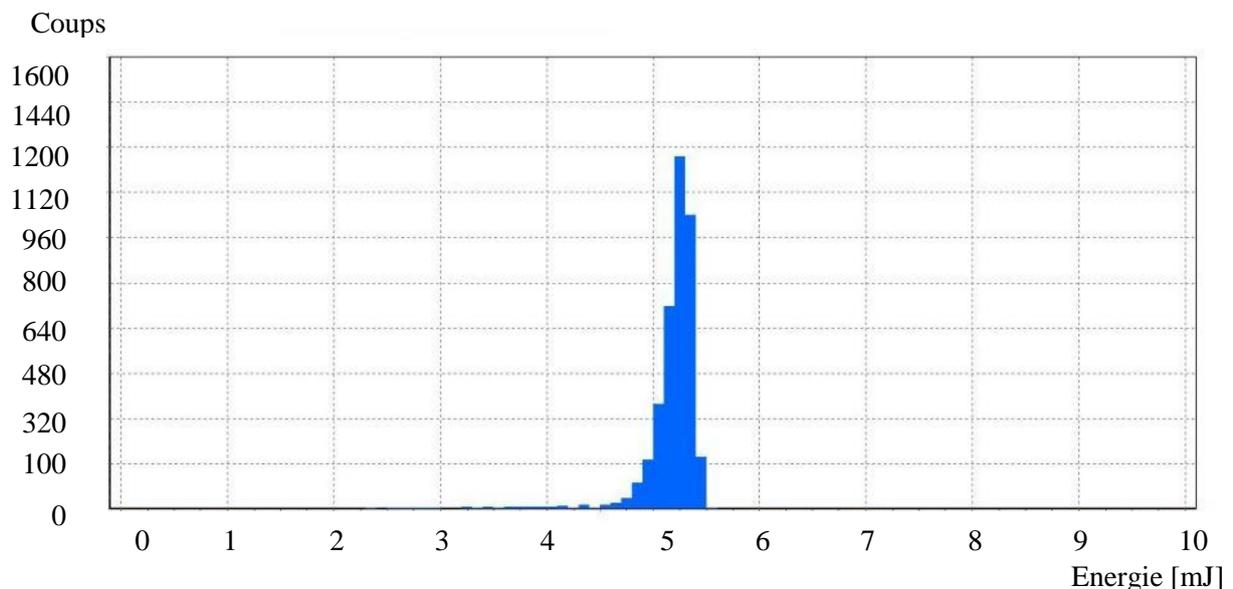


Figure V.7 : Histogramme de l'énergie des pulses laser à 20 Hz

#### 4.2.2. Profil du faisceau

Pour établir le profil du faisceau laser, nous utilisons un profilomètre UV. Celui-ci nous permet d'obtenir une image des pulses du laser. La **figure V.8** ci-dessous, présente le profil de notre faisceau en sortie de laser.

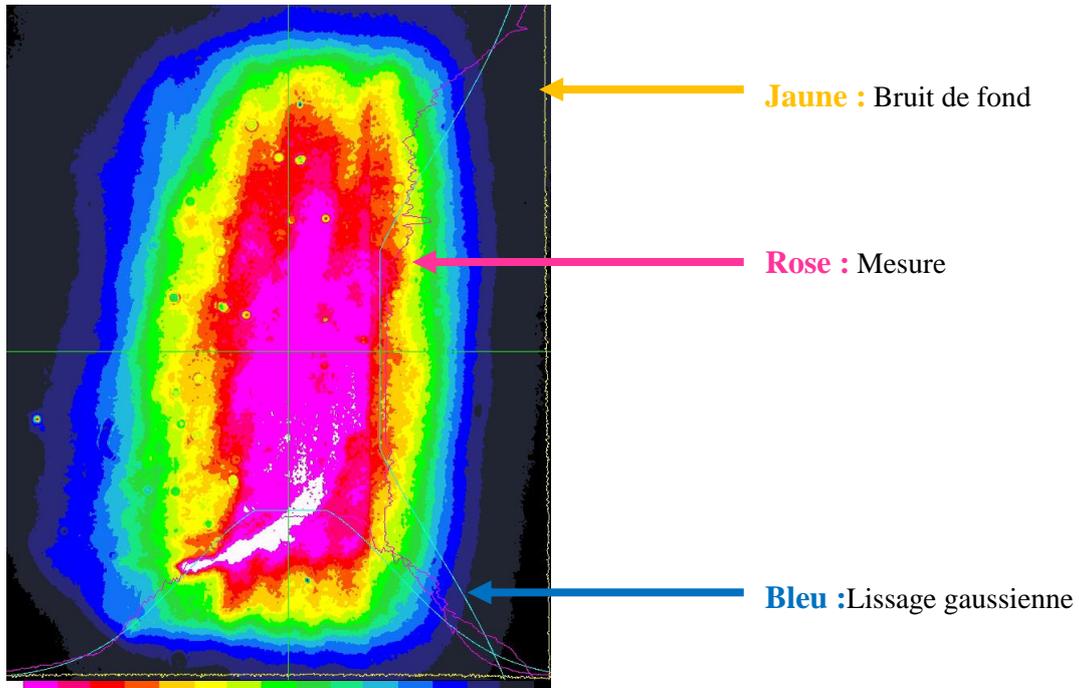


Figure V.8 : Profil du faisceau laser

Le logiciel d'analyse indique une surface effective du faisceau de 22 mm<sup>2</sup>. Les courbes présentes sur la **figure V.8**, indiquent en jaune le bruit de fond enregistré lors de la mesure, en rose l'intensité mesurée et en vert la modélisation de cette intensité par une courbe gaussienne. On peut constater que l'intensité du faisceau est approximativement gaussienne en horizontale tandis qu'elle présente un plateau verticalement. C'est une caractéristique que l'on retrouve pour tous les lasers excimères.

### 4.3 Eléments opto-mécaniques et système de visualisation

#### 4.3.1 Principe du déplacement des pièces à traiter au laser

Nous devons ablater une pré-couche de palladium, greffée sur nos pièces en plastique de forme torique, afin d'empêcher la métallisation « electroless » d'avoir lieu en certains endroits précis : les zones à traiter sont situées aux abords des cloisons entre secteurs

azimutaux et à la lisière des électrodes. Nous présenterons au chapitre VI la forme précise des épargnes qui doivent ainsi être réalisées.

Nous avons cherché à concevoir un système opto-mécanique capable de déplacer les tores d'environ  $50\ \mu\text{m}$  entre chaque pulse laser, la zone d'ablation d'un pulse étant un carré de  $100 \times 100\ \mu\text{m}$ . La précision recherchée de ce système étant inférieure à  $10\ \mu\text{m}$  (10% de la largeur des pistes), aucune zone non traitée par le laser ne devrait subsister. On voit donc qu'il est indispensable que chaque tir laser atteigne sa cible avec l'énergie souhaitée ou tout au moins avec une fluence supérieure à la fluence seuil. Or, la probabilité qu'un tir échoue, ou que son énergie diminue fortement, n'est pas nulle pour un laser excimère. C'est donc le capteur pyroélectrique de mesure de l'énergie qui nous dira pulse après pulse si le laser a bien fonctionné. Dans le cas contraire, on procède à un nouveau tir.

Tout au long du traitement laser, la surface des pièces doit être normale au faisceau laser afin d'avoir une fluence constante. Par ailleurs, la zone de la pièce à traiter doit être maintenue proche du point focal du dispositif optique avec une précision au moins égale à la profondeur de champ du système de focalisation. Etant donné la géométrie torique des électrodes, plusieurs axes sont nécessaires et les **figure V.9a** et **V.9b** ci-dessous, illustrent le système de positionnement retenu.

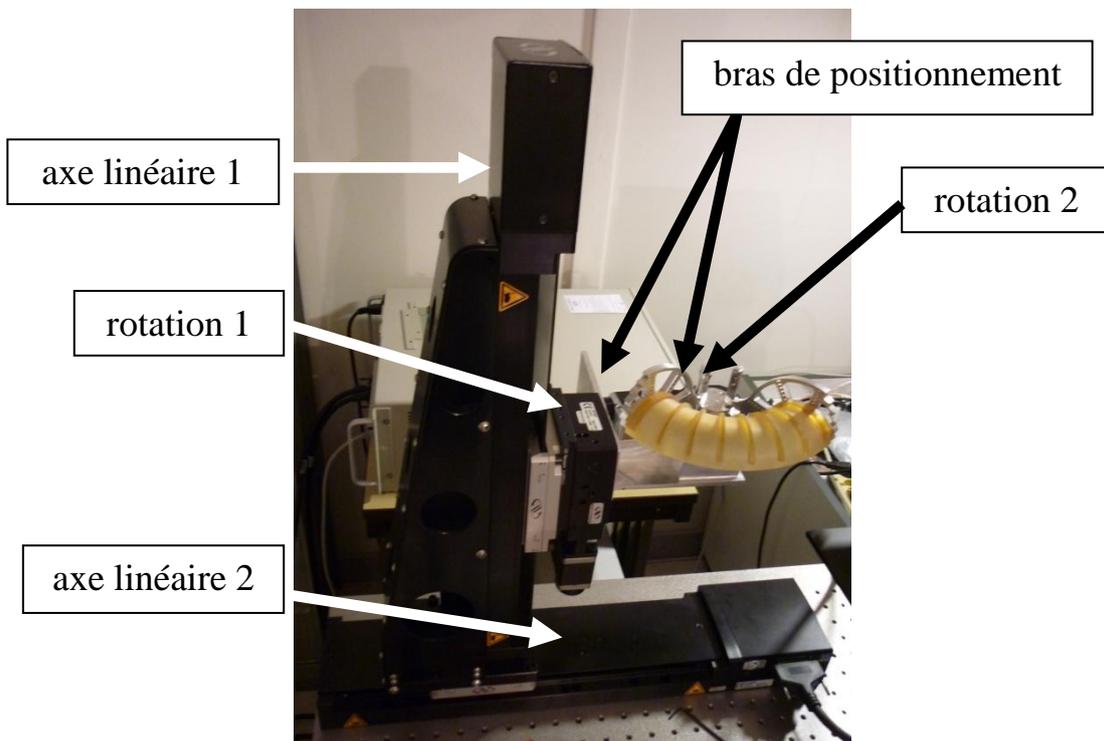


Figure V.9a : Vue de dessus du système de positionnement des pièces par rapport au faisceau laser

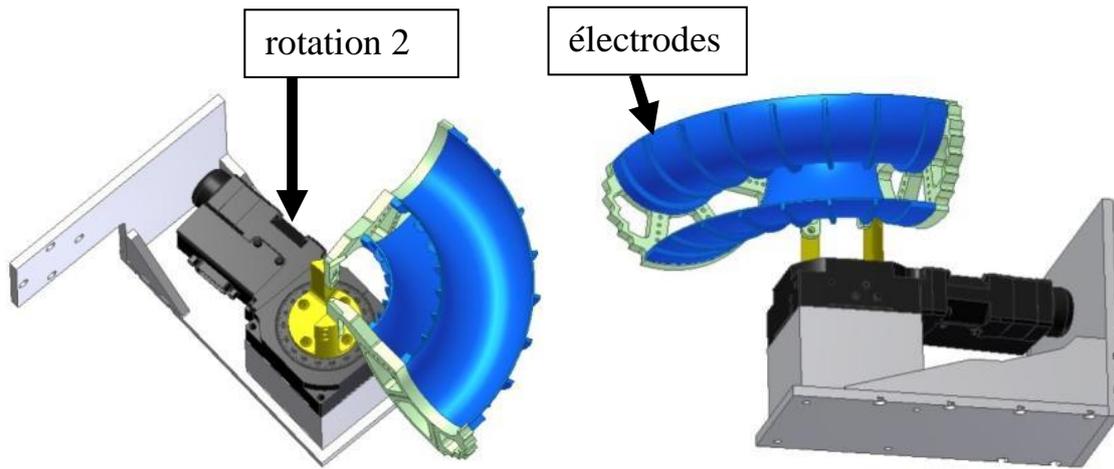


Figure V.9b : Schéma mécanique du bras de positionnement conçu

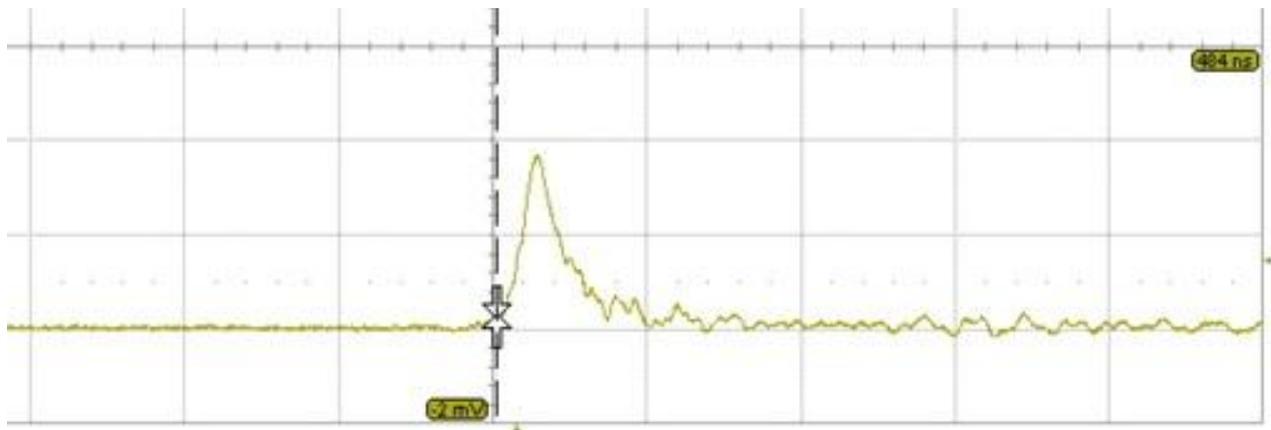
Les **figures V.9a** et **V.9b** illustrent le principe de fonctionnement de montage qui a été élaboré afin d'assurer le positionnement par rapport au faisceau laser. Sur **la figure V.9a**, on distingue deux axes linéaires montés équerre. La rotation 1 est fixée sur l'axe vertical et un bras de positionnement (**figure V.9b**), composé d'une équerre de 15,5 cm, permet de décaler une seconde rotation (rotation 2) sur laquelle est positionné le système de tenu de la pièce à traiter. L'axe de la rotation 1 est confondu avec le centre de rotation du tore tandis que celui de la rotation 2 est confondu avec l'axe de rotation des électrodes.

Le faisceau laser est perpendiculaire au plan XY formé par les deux axes linéaires. La rotation 2 balaye successivement les différents canaux de l'analyseur tandis que la rotation 1 permet de traiter l'intérieur d'un canal azimuthal depuis l'entrée d'un secteur jusqu'à sa sortie. Enfin, les axes vertical et horizontal permettent de récupérer le déplacement de la pièce induit par les deux rotations. On s'assure que la distance entre la pièce et le dernier élément du schéma optique reste constante ce qui, comme nous le verrons lors de l'étude du schéma optique, est un point déterminant.

Ces mouvements sont pilotables et programmables via un serveur dédié et connecté à un ordinateur. Leur répétabilité est très bonne et garantit que l'erreur de positionnement provoquée par la combinaison des trois axes est inférieure à 10  $\mu\text{m}$ .

#### 4.3.2. Système de visualisation

Un système de visualisation par caméra CCD dans le visible, complète l'ensemble du dispositif. L'Ultem, plastique que nous avons choisi d'utiliser pour réaliser les électrodes de l'instrument, a le bon goût d'être fluorescent lorsqu'il est irradié par un rayonnement ultraviolet. La fluorescence du plastique est, comme le montre la capture d'oscillogramme présenté sur **figure V.10**, un phénomène court, se produisant sur quelques dizaines de nanosecondes, et dont la persistance permet une visualisation en temps réel du spot laser à la surface des pièces à traiter. Plus la fréquence de fonctionnement du laser est élevée, plus il sera facile de visualiser cette fluorescence induite par le laser.



*Figure V.10 : Fluorescence de l'Ultem à 308nm mesurée avec une photodiode, axe x : 1 div = 100ns, axe y : 1 div = 2mV*

Nous pouvons ainsi nous assurer du bon positionnement de la pièce par rapport au faisceau laser avec une précision élevée (celle des axes motorisés) et contrôler le bon déroulement du traitement durant la procédure. Il suffit de passer sous le seuil de fluence d'ablation de l'Ultem pour effectuer ce type de réglage. Il est donc possible de travailler à une fréquence de tir élevée puisque au-dessous du seuil, l'ablation n'a pas lieu, et ce, quel que soit le nombre de pulses laser tirés.

La **figure V.11** fournit une image prise avec le système de visualisation. La visée s'effectue à travers le dernier miroir du schéma optique M<sub>4</sub>. Le réticule calibré nous permet de connaître les dimensions du spot. Son orthogonalité peut également être contrôlée, ce qui fournit un réglage minutieux de la disposition des éléments optiques en amont du plan image et notamment du parallélisme des miroirs.

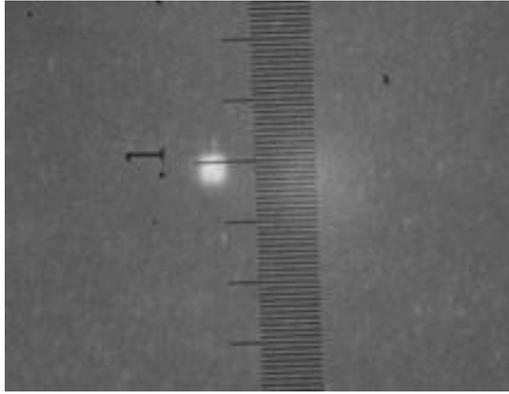


Figure V.11 : Spot laser vu par le système de visualisation

#### **4.3.3. Déclenchement externe des tirs laser**

Pour coordonner le déplacement des mouvements opto-mécaniques au tir laser, nous utilisons un générateur de pulse connecté à l'entrée BNC du laser. Le déclenchement externe des pulses laser est une étape décisive. La coordination rapide des mouvements, du tir laser et de l'analyse de l'énergie du pulse tiré permettant de limiter le temps de traitement des pièces. Le pilotage mis au point en langage C nous permet d'enchaîner deux tirs laser à 25 ms d'intervalle.

## **V – Schéma du banc optique**

Pour réaliser des pistes de 100  $\mu\text{m}$  de largeur en partant d'un faisceau de 6x3 mm pour une énergie maximum de 8 mJ, on comprend qu'il est indispensable de concentrer l'énergie du faisceau de façon à atteindre la fluence seuil proche de 30 à 40  $\text{mJ}/\text{cm}^2$ . Le but de notre schéma optique est de transformer le faisceau en un carré, le plus homogène possible, de 100  $\mu\text{m}$  de côté et dont la fluence sera supérieure à la fluence seuil recherchée.

### **5.1 Présentation générale du banc optique**

Le schéma optique est simple (**schéma V.3**). Il consiste à démagnifier l'image d'une fente par l'intermédiaire d'un système optique afocal afin d'en obtenir une image aux dimensions souhaitées sur un plan image. La représentation de la fente doit être la plus

homogène possible et présenter les caractéristiques énergétiques requises : une fluence supérieure au seuil d'ablation du palladium.

La prise en compte de divers paramètres tels que : les dimensions du laser, la géométrie et de la taille des pièces et de leur mouvement lors du traitement, les dimensions des axes opto-mécaniques a permis de concevoir le schéma optique présenté en **schéma V.3**. Il comprend une première lentille  $L_0$  dont le rôle est de condenser le faisceau lumineux à travers la fente à imager. Le positionnement de la fente par rapport à l'axe optique permet de sélectionner uniquement la partie du faisceau laser la plus homogène, en son centre. Ce positionnement précis de la fente est réalisé à l'aide de mouvements micrométriques. Plus la distance entre la fente et le point focal de la lentille  $L_0$  sera faible, plus la quantité d'énergie condensée par la lentille  $L_0$ , au travers de la fente, sera importante et la fluence au niveau de l'image élevée. Toutefois, la distance entre la fente et la lentille  $L_0$  est contrainte par l'ouverture numérique de la lentille  $L_1$  et les dimensions du faisceau ne doivent pas dépasser le diamètre du miroir  $M_3$ . Le système de lentilles  $L_0$  et  $L_1$  est afocal, i.e. l'image en sortie de la lentille  $L_1$  est projetée à l'infini. Le doublet D facilite la focalisation de l'image sur la pièce à traiter afin d'obtenir les dimensions voulues et la fluence souhaitée grâce au facteur de démagnification.

Enfin, la distance entre la pièce à traiter et le dernier miroir  $M_4$  devra impérativement rester constante afin que les propriétés de l'image ne soient pas modifiées. Celle-ci devra néanmoins être d'un écart important pour ne pas gêner le mouvement de rotation de la pièce à traiter, notamment lorsque l'on traitera l'intérieur d'un canal azimutal en utilisant la rotation 1 qui a pour effet de rapprocher l'électrode en cours de traitement du dernier élément optique.

## 5.2 Choix des éléments optiques

En prenant en compte les contraintes dimensionnelles de notre système, nous pouvons procéder au choix des éléments optiques. Partant de l'image que l'on souhaite obtenir, en termes de dimensions et fluence, il nous suffit simplement de remonter le schéma optique en sens inverse pour sélectionner les éléments optiques adaptés.

Les lois de l'optique fondamentale concernant les systèmes centrés et afocaux permettent de montrer que le grandissement d'un tel système afocal est constant et

indépendant de la position et de la grandeur de l'objet. Celui-ci est égal au rapport des focales du doublet D et de la lentille  $L_1$ . Pour connaître de façon théorique la distance à respecter entre le doublet D et la surface de la pièce à traiter, il suffit d'appliquer le théorème de Thalès dans le système  $L_0$ - $L_1$ -D.

Ainsi, un système optique composé d'une lentille  $L_0$  de 150 mm, d'une lentille  $L_1$  de 1000 mm et d'un doublet D de 150 mm nous permet d'obtenir la démagnification souhaitée. Nous pouvons alors étudier dans un premier temps ce schéma numériquement avec le logiciel Zemax qui fournit une simulation des rayons optiques et une analyse des caractéristiques du faisceau ainsi manipulé.

### 5.3 Simulation optique

La **figure V.12** ci-dessous présente le dispositif optique tel qu'il a été modélisé. Les distances entre les composants prennent en compte les contraintes dimensionnelles liées à notre table optique de 0.9x1.5 m.

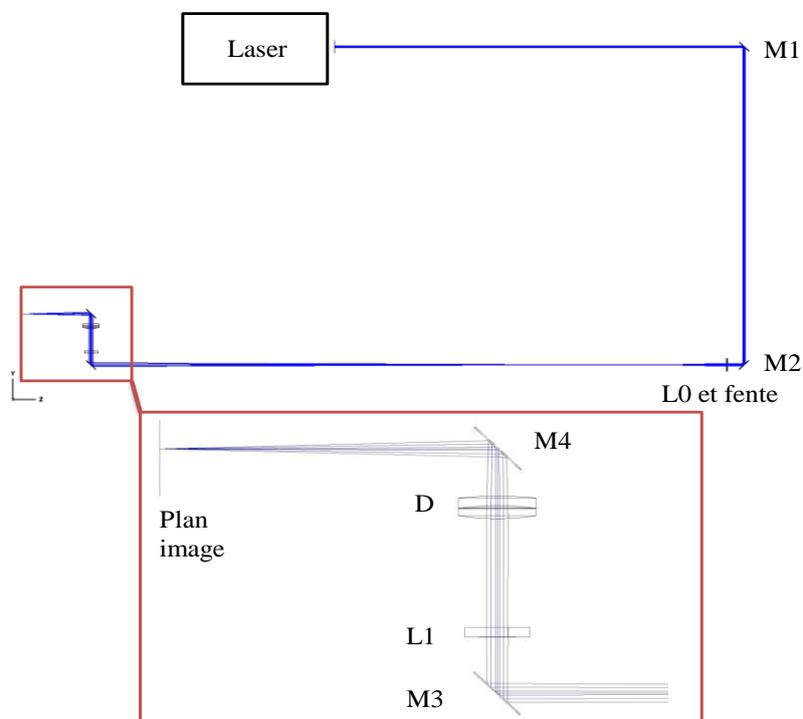
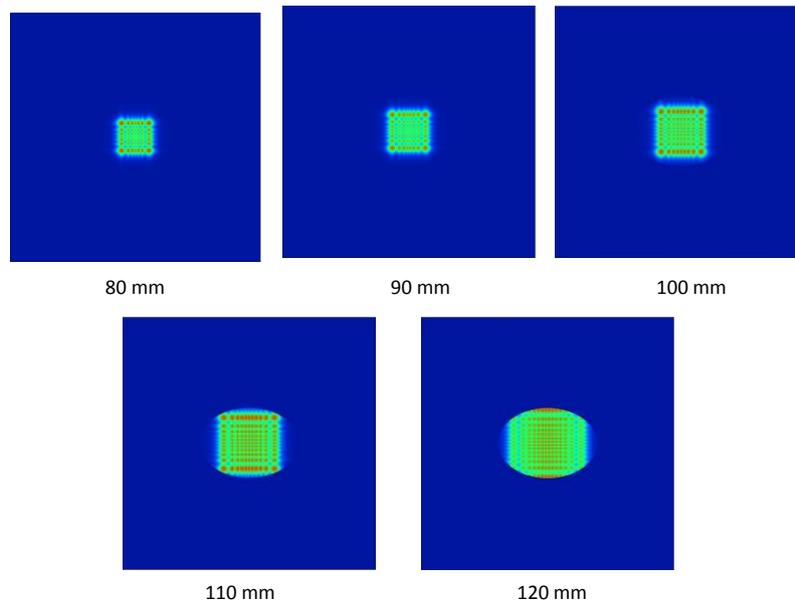


Figure V.12 : Schéma optique avec un zoom sur les éléments finaux

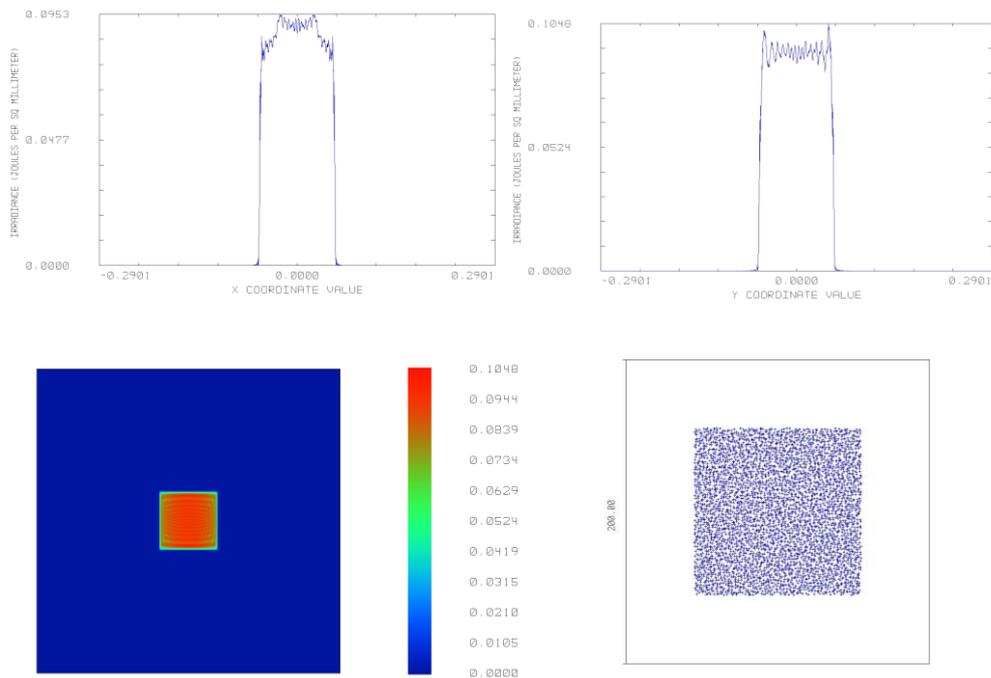
Cette modélisation fixe les positions auxquelles doivent être placés les différents éléments optiques pour obtenir un spot laser au niveau du plan image ayant les caractéristiques que nous recherchons. On montre ainsi que le positionnement de la fente, ne peut être trop proche du point focal de la lentille  $L_0$  au quel cas la dimension du faisceau sur le miroir  $M_3$  dépasse son ouverture en entrainant une perte nette d'énergie importante. La **figure V.13** illustre cela.



*Figure V.13 : Evolution de la taille du spot sur  $M_3$  en fonction de la distance fente- $L_0$*

La **figure V.13** représente l'évolution de la taille du spot sur le miroir  $M_3$  en fonction de la distance entre la lentille  $L_0$  et la fente. Lorsque celle-ci est trop importante, c'est-à-dire quand le positionnement de la fente se rapproche du point focal de la lentille  $L_0$ , la dimension du faisceau dépasse celle de l'ouverture du miroir  $M_3$  et une grande quantité d'énergie est ainsi perdue. Il es à préciser que l'ouverture de la lentille  $L_1$ , située après le miroir dans ce trajet optique, limite également la position de la fente puisque le faisceau continue de diverger après le miroir  $M_3$ . On trouve ainsi que la position idéale pour la fente, en tenant compte de l'ouverture du miroir  $M_3$  et de l'ouverture de la lentille  $L_1$ , correspond à un positionnement de la fente à 90 mm de la lentille  $L_0$  : tout le faisceau est alors capté par le miroir  $M_3$  ainsi que par la lentille  $L_1$ .

Nous pouvons ensuite analyser l'image de la fente sur le plan image afin de trouver la distance entre le doublet et le plan image apportant la représentation la plus nette.



*Figure V.14 : Spot laser le plus net, 130.9 mm après le doublet*

L'étude numérique montre qu'il est possible d'obtenir une image de la fente carrée et nette, au plan image. La **figure V.14** représente dans sa partie supérieure, les courbes d'intensité en coupe X (gauche) et en coupe Y (droite) relatives à l'image de la fente. Elles sont tracées en fonction de la position. Elles exposent l'homogénéité de la fluence. La partie inférieure de la **figure V.14** présente l'intensité du faisceau en code couleur et un spot diagramme. Ce dernier permet d'obtenir les dimensions suivantes : 100 microns par 100 microns, résultats correspondant à ceux recherchés.

#### 5.4 Validation du banc expérimental

Une analyse en énergie n'est pas réalisable avec le logiciel de simulation. Pour confirmer expérimentalement nos simulations, nous avons utilisé notre système de visualisation ainsi que notre moyen d'analyse en énergie.

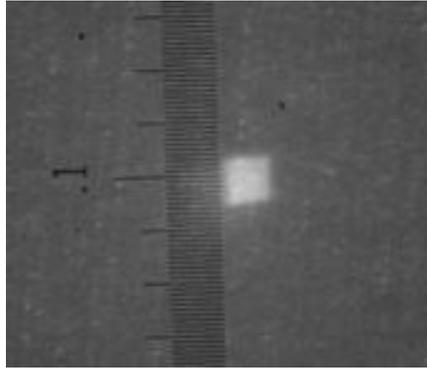


Figure V.15 : Fluorescence du spot laser visualisée sur un échantillon d'Ultem

La **figure V.15** présente l'image de la fluorescence du spot laser sur un échantillon d'Ultem vu par notre système de visualisation. Le réticule qui a été préalablement calibré permet de connaître la dimension du spot. C'est un carré d'environ 100 microns de côté. Notre outil de mesure de l'énergie nous indique que l'énergie correspondante mesurée est de 78  $\mu\text{J}$  ce qui signifie que la fluence obtenue sur cette image est de 78  $\text{mJ}/\text{cm}^2$ , donc supérieure au seuil d'ablation du palladium estimé aux environs de 50  $\text{mJ}/\text{cm}^2$ . Ajoutons qu'il est bien évidemment possible d'obtenir des tailles de spot plus importantes. Ce qui permet de réaliser des pistes de toutes les largeurs.

L'analyse du profil du faisceau (**figure V.16**), illustre l'intensité relative de ce même spot laser. Comme l'avait prédit la modélisation, on observe que son intensité n'est pas parfaitement homogène sur l'ensemble de la surface irradiée. Les courbes d'intensité en X et en Y, présentées respectivement en bas et à droite de la **figure V.16**, l'attestent.

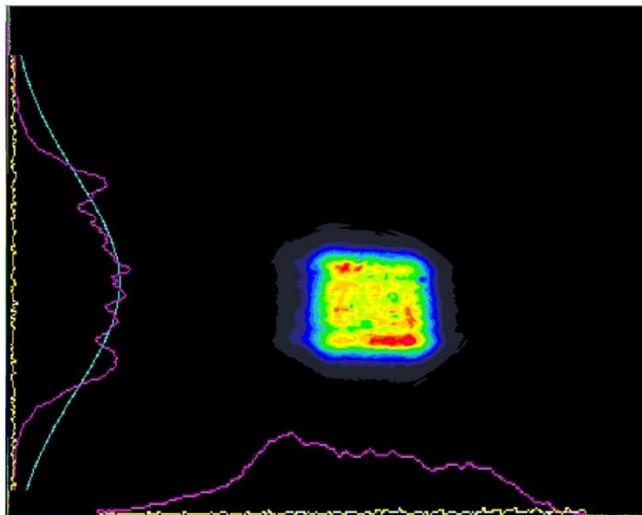


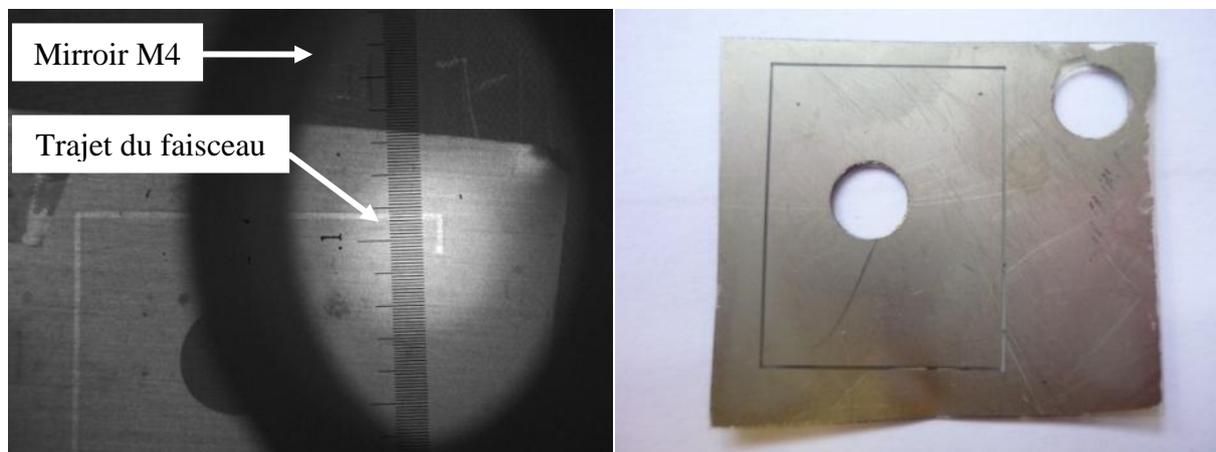
Figure V.16 : Profil du faisceau sur le plan image

## VI – Résultats

Le procédé optique étant à présent entièrement opérationnel, nous pouvons procéder à la réalisation de pistes métalliques sur des échantillons d'Ultem.

### 6.1 Métallisation sélective

La partie gauche de la **figure V.17** est une vue d'un échantillon en cours de traitement via le système de visualisation à travers le dernier miroir M<sub>4</sub> du dispositif optique. Cette image est présentée à titre d'exemple, car la fluence utilisée pour traiter l'échantillon d'Ultem est élevée et entraîne l'ablation de l'extrême surface de l'échantillon. Une ligne plus claire est visible et représente le chemin qu'a suivi le laser. Sur cet exemple, l'échantillon est en cours de traitement. La photographie de droite présente un échantillon une fois le traitement de métallisation accompli. La fine zone de 100 microns de largeur, dans laquelle le palladium a été ablaté, n'est pas métallisée, créant ainsi deux parties distinctes. Une vérification avec un ohmmètre nous assure qu'elles sont complètement isolées l'une de l'autre. Le procédé mis au point permet donc d'atteindre totalement l'objectif visé.

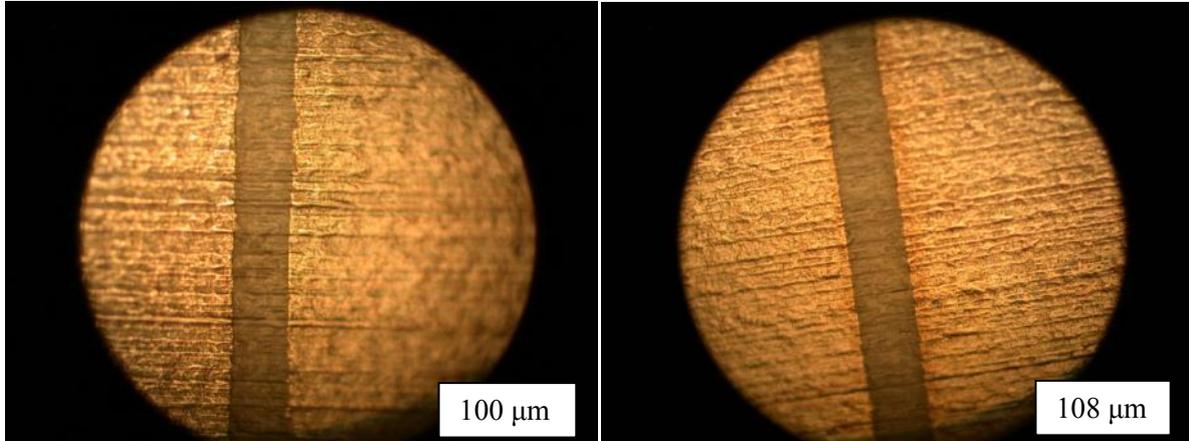


*Figure V.17 : A gauche, Visualisation du traitement d'un échantillon d'Ultem. A droite un échantillon métallisé sélectivement*

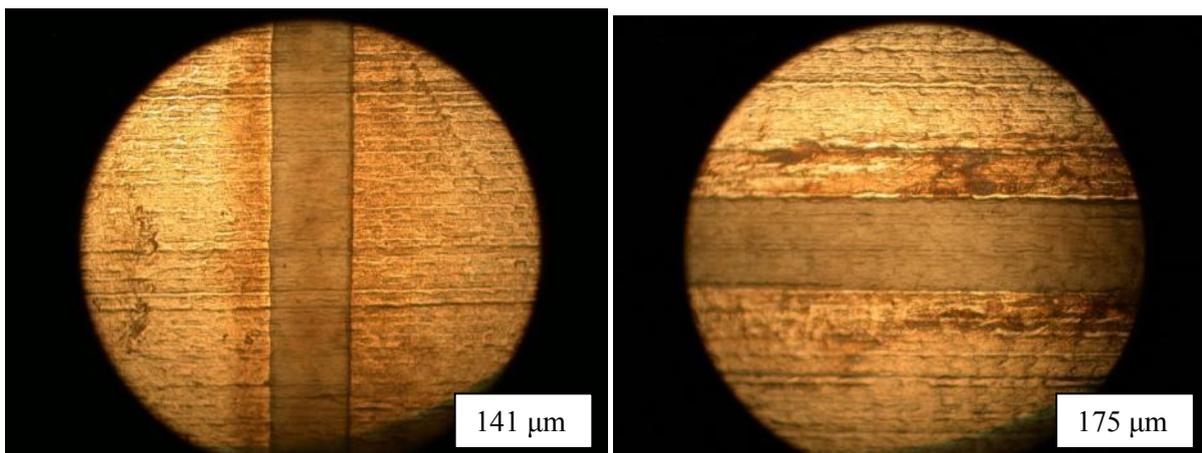
### 6.2 Réalisation de pistes de largeurs variables

Des pistes de largeurs variables sont créées à la surface de pièces plastique en Ultem. Les **figures V.18 a,b,c et d** ci-dessous, présentent des photographies au microscope des pistes conçues sur différents échantillons d'Ultem avec des largeurs allant de 100 microns à 325

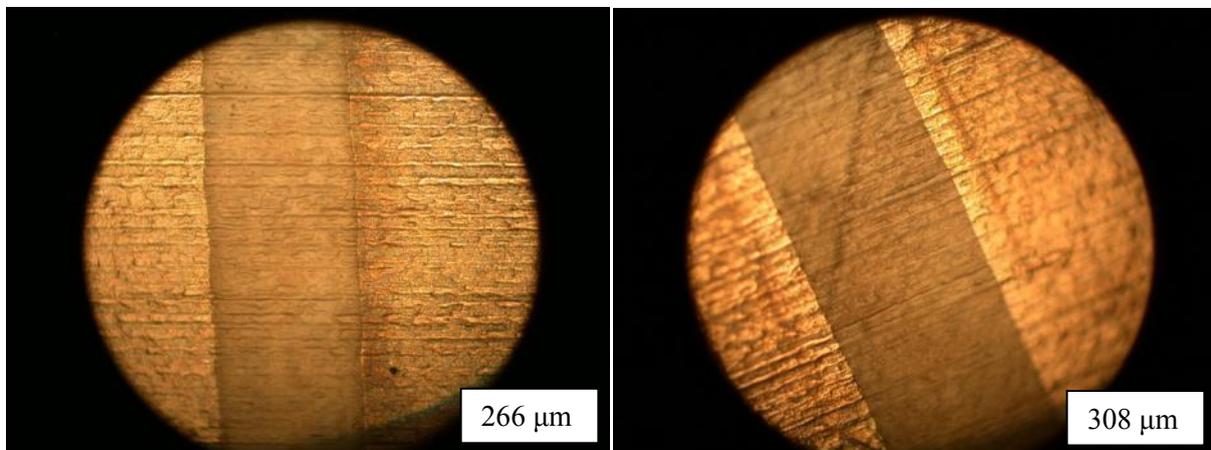
microns. Ces longueurs sont déterminées en utilisant, comme repère d'échelle, un carré de 100 microns par 100 microns présent sur une puce ASIC réalisée au laboratoire, **figure V.18 d** (droite) à la fin de la série de photographies.



*Figure V.18a : Pistes de 100  $\mu\text{m}$  et de 108  $\mu\text{m}$  de largeur*



*Figure V.18b : Pistes de 141  $\mu\text{m}$  et de 175  $\mu\text{m}$  de largeur*



*Figure V.18c : Pistes de 266  $\mu\text{m}$  et de 308  $\mu\text{m}$  de largeur*

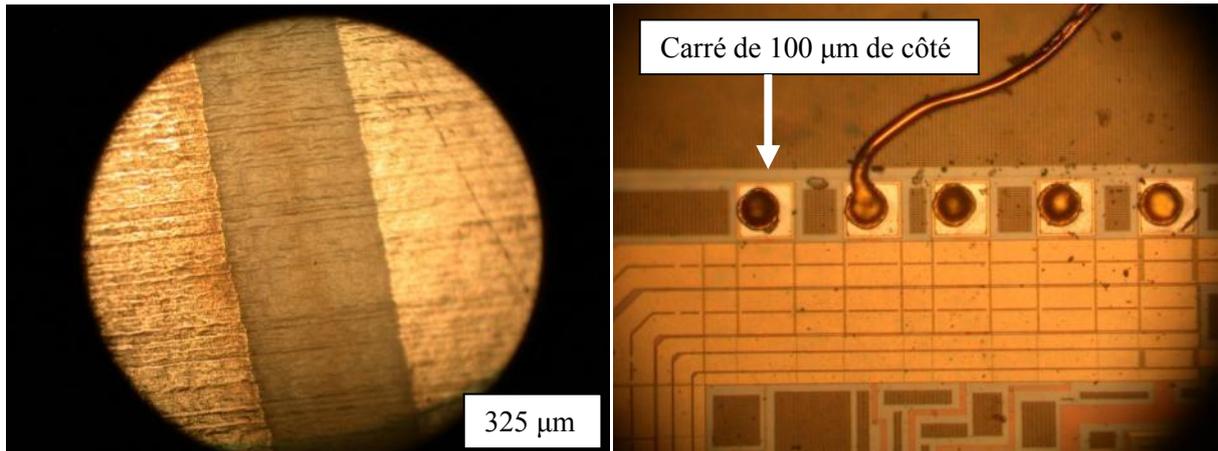


Figure V.18d : Piste de 325  $\mu\text{m}$  de largeur et puce témoin avec un carré de 100  $\mu\text{m}$  de côté

Les **figures** ci-dessus montrent que le procédé de métallisation sélective fonctionne parfaitement et que la netteté des pistes réalisées est de bonne qualité. L'image de la fente formée par le dispositif peut être de dimension variable tout en gardant une fluence supérieure à la fluence seuil d'ablation du palladium. Ainsi, différentes largeurs de pistes peuvent être créées.

La **figure V.19** ci-dessous, illustre le phénomène ablatif du palladium à effet de seuil. Lorsque l'on réalise des pistes avec un spot laser dont la fluence est inférieure au seuil d'ablation du palladium, les clusters de palladium demeurent à la surface des échantillons. La métallisation a donc lieu.

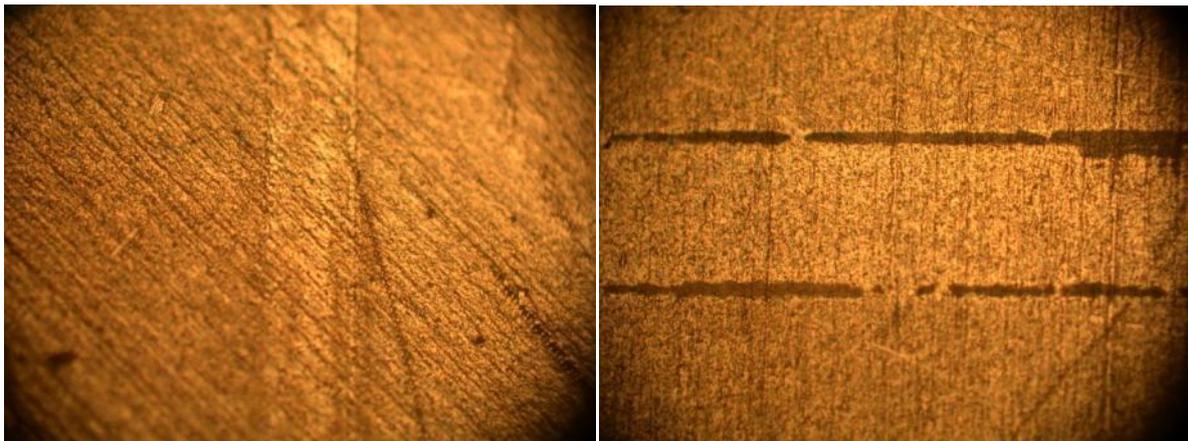
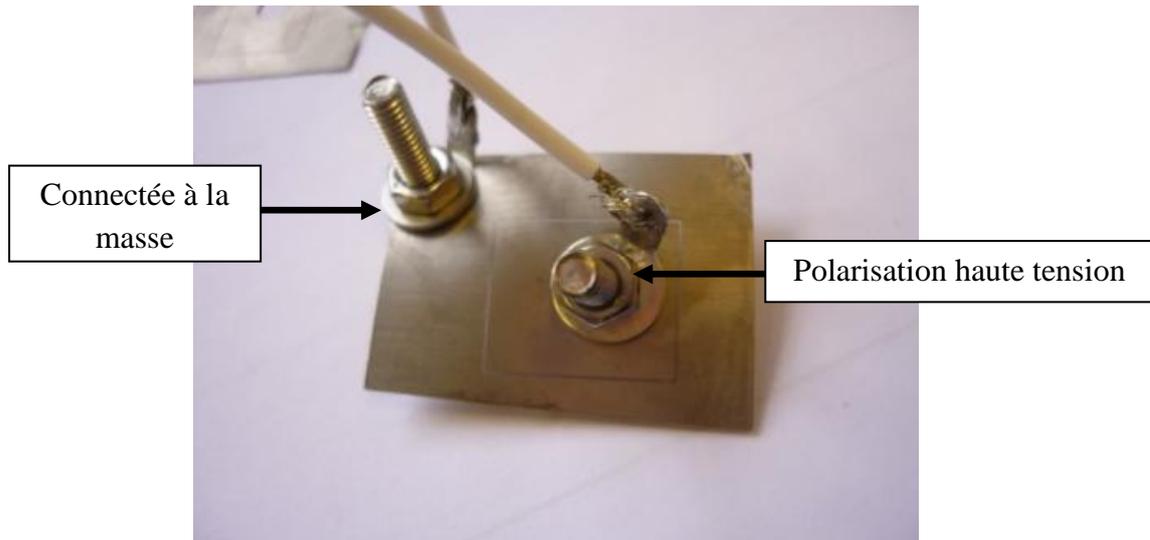


Figure V.19 : Observation du phénomène ablatif à effet de seuil

### 6.3 Tests de claquage à haute tension

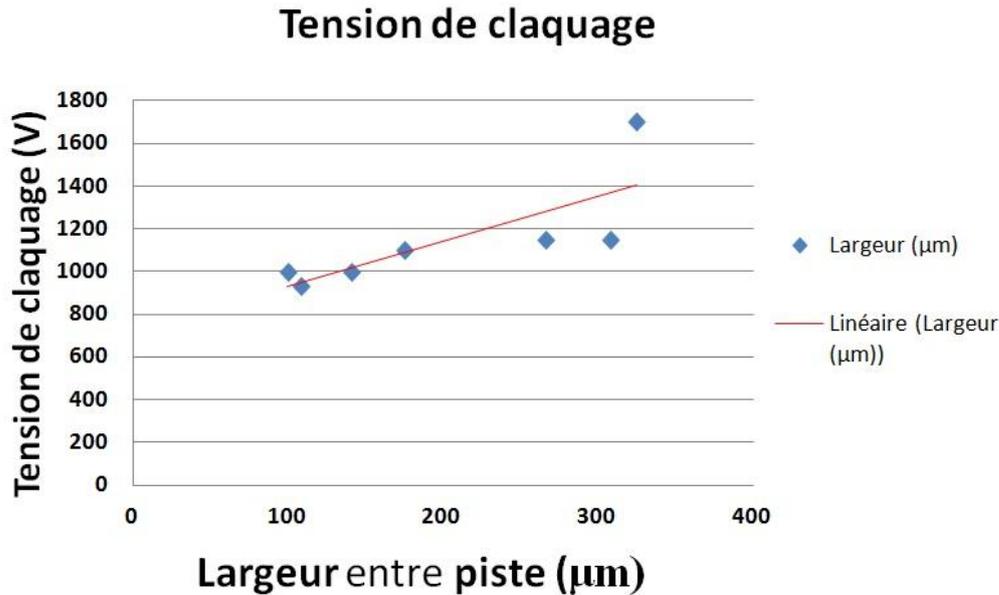
En dernier lieu, nous avons réalisé des tests de tenue en tension pour les échantillons présentés sur les **figures V.18 a,b,c et d**. Ces tests ont eu pour but de déterminer la tension de claquage entre les pistes métallisées de ces échantillons. Ces expériences ont été menées dans une cuve sous un vide de  $4.6 \times 10^{-6}$  mbar. Les échantillons ont été préalablement dégraissés et nettoyés dans un bain à ultrasons avant d'être introduits dans la cuve.



*Figure V.20 : Test de claquage à haute tension*

La **figure V.20** présente le dispositif expérimental simple mis en place. Sur ces échantillons quasi plans, le carré central métallisé est isolé du reste de la surface par la zone traitée au laser selon le procédé décrit dans ce chapitre. Une tension est appliquée à la partie centrale de l'échantillon tandis que le reste de la surface est relié à la masse.

On augmente ensuite linéairement la polarisation appliquée. Pour déterminer la tension de claquage, nous avons utilisé un Keithley, instrument sensible aux courants très faibles de l'ordre de  $10^{-12}$  Ampères. Nous pouvons ainsi mettre en évidence le moindre courant de fuite et ainsi mesurer précisément la tension à laquelle le claquage a lieu. Les résultats obtenus sont présentés sur la **figure V.21**.



*Figure V.21 : Résultat des tests de claquage*

La **figure V.21** présente la tension de claquage mesurée en fonction de la largeur des pistes réalisées sur les échantillons d’Ultem. On constate que le claquage a lieu pour des tensions très élevées, plus de 800 Volts pour une largeur de piste de 100 µm. Cela signifie en pratique que nous pouvons faire décroître le potentiel aux abords des cloisons et des grilles de l’analyseur avec un nombre de pistes limité. Il est possible de réduire au maximum la surface d’isolant à l’intérieur des canaux. Par ailleurs, ces résultats valident *a posteriori* notre hypothèse et montrent l’intérêt de diminuer l’espace entre pistes métallisées pour minimiser les problèmes de claquage au sein de l’optique. Cependant, et même si ces tests ont été réalisés sur des échantillons non plans, il serait intéressant d’évaluer la variabilité des tensions de claquage réalisées sur des géométries identiques aux électrodes.

---

# Chapitre VI : Polarisation de l'optique électrostatique

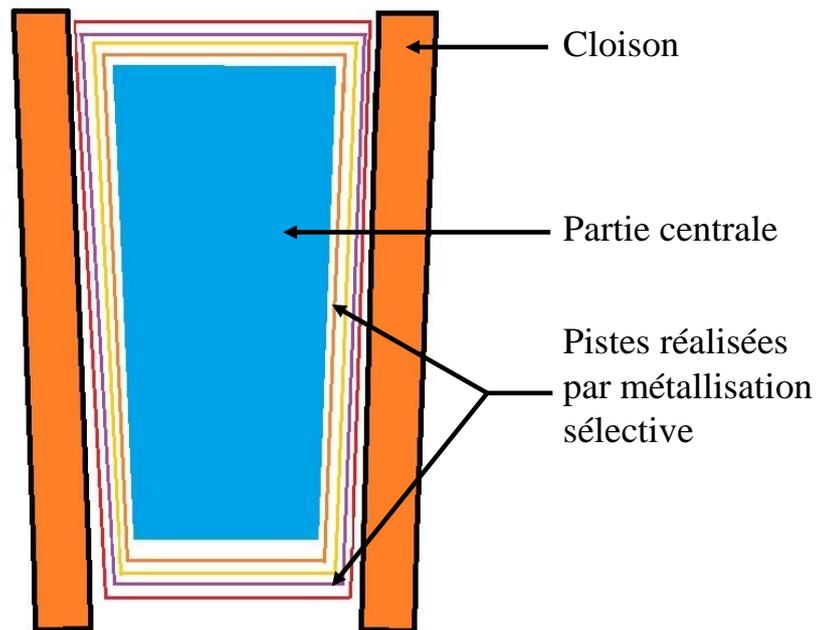
---

Ce chapitre aborde, du point de vue de la faisabilité technique, la question de l'apport de la polarisation électrique aux parties métallisées des électrodes. Comme nous allons le voir, ce problème est loin d'être trivial. Nous présenterons ici les deux solutions qui ont été envisagées avant de nous concentrer sur celle qui nous semble être la meilleure, à défaut d'être la plus simple. Contraints par le temps, nous n'avons pas pu mettre en œuvre ce procédé. Cependant, l'étude bibliographique et la modélisation numérique, présentée dans ce chapitre, nous donnent une certaine confiance dans les chances de succès de cette démarche.

## I – Polarisation des parties métallisées de l'optique

### 1.1 Présentation du problème

L'étude numérique de l'instrument (chapitre III) a montré qu'il était indispensable de cloisonner les secteurs azimutaux des différents canaux de l'instrument. Cela permet d'éviter la perte de particules au profit des pixels de détection des secteurs adjacents. Ces cloisons, en association avec les grilles d'entrée et de sortie des canaux, isolent électriquement les secteurs azimutaux les uns des autres. La **figure VI.1** présente une vue schématisée de la surface externe d'une des électrodes toriques de l'instrument sur laquelle figure les pistes concentriques réalisées.



*Figure VI.1 : Vue de dessus d'un secteur azimutal avec les pistes concentriques*

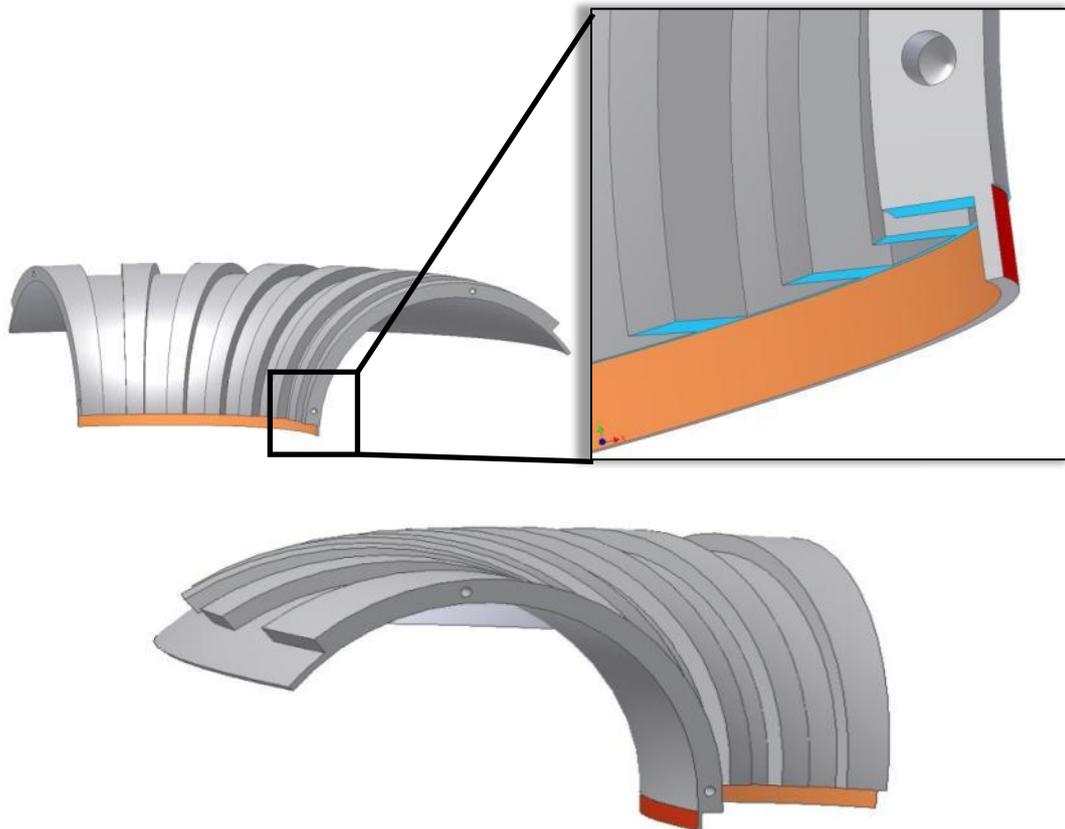
On peut distinguer plusieurs zones de potentiel. Dans la zone centrale du secteur, colorée en bleu, la métallisation doit être polarisée au potentiel nominal d'analyse. Pour un instrument ayant une gamme en énergie atteignant 30 keV, le potentiel vaut 4 kV. Dans les zones périphériques, à proximité des cloisons et des grilles d'entrée et de sortie, nous recherchons une décroissance linéaire du potentiel depuis sa valeur nominale jusqu'à une valeur nulle. On dessine ainsi, grâce au procédé de métallisation sélective décrit au chapitre V, des pistes métallisées concentriques (donc électriquement indépendantes) séparées par des zones non métallisées. Elles ont une largeur minimale de 100  $\mu\text{m}$  et sont espacées par une inter-piste de 100  $\mu\text{m}$  de largeur. Il est ainsi nécessaire d'imaginer un dispositif de polarisation de la zone centrale et des pistes périphériques. Cela doit être réalisé pour chaque secteur azimutal.

## **1.2 Solutions envisagées**

Ce problème est loin d'être trivial car les secteurs sont isolés physiquement les uns des autres par des cloisons. Il s'agit ici de trouver une solution qui ne remette pas radicalement en cause le design de l'instrument tel qu'il a été défini, et qui ne modifie pas les performances de l'optique 3D.

### 1.2.1 Circuits imprimés collés en sortie des canaux

La première solution qui a été envisagée, consiste à coller un circuit imprimé flexible en sortie des canaux de l'instrument sur les faces internes et externes des électrodes comme le montre la **figure VI.2** pour l'électrode N°5.

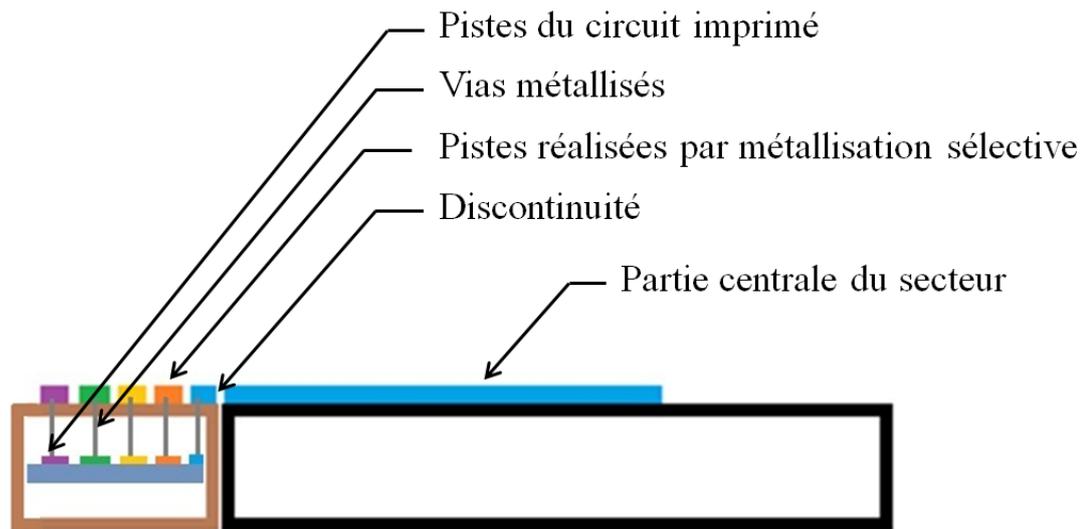


*Figure VI.2 : Circuits imprimés collés en sortie de canal ; exemple de l'électrode 5*

Sur cette figure, sont colorées en orange et en rouge les zones où seraient collés ces circuits imprimés sur la face externe et interne de l'électrode. Pour que cela soit possible, il faudrait que la surface des électrodes, sur laquelle ils sont placés, soit rendue conique par usinage mécanique afin qu'elle présente un déroulé plan. Il faut en outre, rogner les cloisons en sortie de l'instrument. La largeur des circuits correspondants serait de l'ordre de la distance d'entrefer du canal concerné. Sur les parties rendues coniques, la tranche des électrodes seraient creusées sur une profondeur d'environ 200  $\mu\text{m}$ , correspondant à l'épaisseur du circuit imprimé et de son film adhésif. Le même type d'usinage devrait être réalisé sur chaque face des électrodes afin d'apporter la polarisation sur chacune d'elle, à l'exception des électrodes 1

et 8 dont l'une des faces est à la masse. En tout, quatorze circuits devraient ainsi être fabriqués.

La **figure VI.3** ci-dessous, présente un schéma des liaisons électriques entre les pistes métalliques d'un secteur et le circuit imprimé flexible.



*Figure VI.3 : Vue en coupe des connexions électriques*

Des pistes internes au circuit imprimé et parallèles les unes aux autres, apportent la polarisation aux différents secteurs de l'instrument. Elles parcourent le circuit imprimé sur toute sa longueur. Pour chaque secteur azimutal, ces pistes sont connectées à la surface externe du circuit par des vias métallisés. La connexion électrique est opérée lors de la métallisation « electroless » clôturant le procédé décrit au chapitre IV.

Du point de vue des performances de l'optique électrostatique, ces modifications ont été modélisées afin d'évaluer leur impact. Elles altèrent les performances de l'analyseur présentées au chapitre III. Le **tableau VI.1** compare les résultats obtenus pour ce modèle avec ceux exposés précédemment.

Canal N°	1	2	3	4	5	6	7
$G_e^{(a)}$	2.3e <sup>-4</sup> /9.7e <sup>-5</sup>	1.1e <sup>-4</sup> /6.3e <sup>-5</sup>	5.8e <sup>-4</sup> /3.6e <sup>-5</sup>	2.6e <sup>-5</sup> /1.6e <sup>-5</sup>	1.7e <sup>-5</sup> /2.3e <sup>-5</sup>	2.2e <sup>-5</sup> /1.8e <sup>-5</sup>	1.6e <sup>-5</sup> /9.5e <sup>-6</sup>
$G_e \text{ total}^{(a)}$	6.2e <sup>-3</sup> /2.6e <sup>-3</sup>	2.9e <sup>-3</sup> /1.7e <sup>-3</sup>	1.6e <sup>-3</sup> /9.8e <sup>-4</sup>	7.1e <sup>-4</sup> /4.4e <sup>-4</sup>	4.6e <sup>-4</sup> /6.1e <sup>-4</sup>	5.9e <sup>-4</sup> /4.8e <sup>-4</sup>	4.4e <sup>-4</sup> /2.5e <sup>-4</sup>
$\Delta E/E$	0.1/0.09	0.07/0.07	0.06/0.07	0.06/0.07	0.05/0.07	0.08/0.07	0.07/0.07
$\Delta \alpha^{(c)}$	10°/10°	10°/10°	10°/10°	10°/8°	14°/16°	16°/20°	18°/18°
$\Delta \theta^{(c)}$	6.5°/6.5°	5.5°/6°	5°/5.5°	5°/5°	4°/4.5°	4°/4°	4°/3.5°
Surface d'entrée <sup>(d)</sup>	107.07	97.55	79.71	57.42	43.83	27.03	12.82

Tableau VI.1 : Comparaison des performances du modèle modifié et celles présentées au chapitre III

<sup>(a)</sup>  $G_e$  le facteur de géométrie est exprimé en cm<sup>2</sup>.sr.eV/eV.

<sup>(a)</sup>  $G_e$  total est le facteur de géométrie intégré sur 27 secteurs azimutaux

<sup>(c)</sup> Les acceptances angulaires sont en degrés

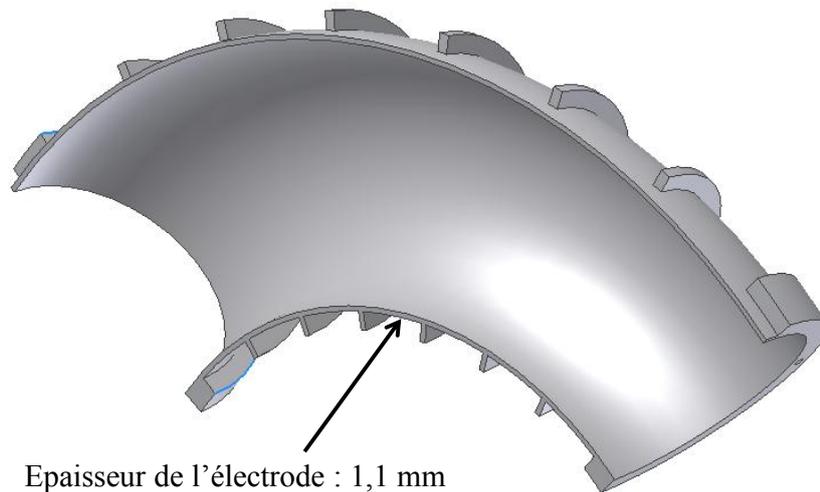
<sup>(d)</sup> La surface d'entrée est en mm<sup>2</sup>

Les premiers résultats figurant dans ce tableau sont ceux qui ont été présentés au chapitre III, tandis que ceux exposés après la barre verticale « / » sont ceux obtenus pour le modèle comportant des parties coniques et des cloisons arrêtées en des angles différents en sortie. Les performances de ce nouveau modèle diffèrent significativement de celles du modèle initial. Les paramètres affectés par ces modifications sont la résolution en énergie et les résolutions angulaires polaires et azimutales. Les facteurs de géométrie des trois premiers canaux ainsi que celui du dernier canal sont fortement dégradés. Les canaux 4, 5 et 6 présentent des facteurs de géométrie du même ordre de grandeur.

Cette solution a rencontré des écueils techniques importants. D'une part, la précision du positionnement du circuit, par rapport aux tores, et son collage sous vide est primordiale et doit être assurée par un montage mécanique précis. D'autre part, coller un circuit imprimé sur une surface qui a été usinée et rendue conique, entraîne l'apparition d'une discontinuité entre la surface de l'électrode et le circuit imprimé. Cette discontinuité mécanique, à l'interface de ces deux éléments, est un problème pour assurer la continuité électrique de la métallisation sélective. Pour ces raisons, et à ce stade de notre étude, nous avons décidé d'écarter cette solution et d'envisager une autre méthode de polarisation.

### 1.2.2 Circuits imprimés insérés dans l'épaisseur des électrodes

La seconde solution, élaborée pour résoudre le problème de l'apport de la polarisation, nous avons imaginé insérer le circuit imprimé dans l'épaisseur des électrodes, au niveau de la sortie des canaux, tel que cela est représenté sur la **figure VI.4** ci-dessous.



*Figure VI.4 : Circuit imprimé inséré dans l'épaisseur de l'électrode*

Afin d'y parvenir, il faut creuser une tranchée dans l'épaisseur des électrodes pour y insérer un circuit imprimé qui serve à polariser ses deux faces. Le circuit imprimé y sera collé. Pour assurer les connexions électriques, il est nécessaire de réaliser des vias depuis la surface des électrodes jusqu'au circuit imprimé. Ceux-ci seront ensuite métallisés lors de l'étape finale du procédé chimique au même moment où les pistes concentriques seront réalisées à la surface des électrodes.

La **figure VI.5** présente schématiquement cette solution. Une électrode, dans laquelle a été inséré un circuit imprimé double face, est présentée en coupe. La tranchée l'accueillant doit être réalisée en premier. Le circuit imprimé y est ensuite inséré et sa position est fixée dans une colle. Ensuite, les vias entre les pistes des circuits imprimés et la surface des électrodes toriques sont réalisés, ils apportent la polarisation aux parties métallisées.

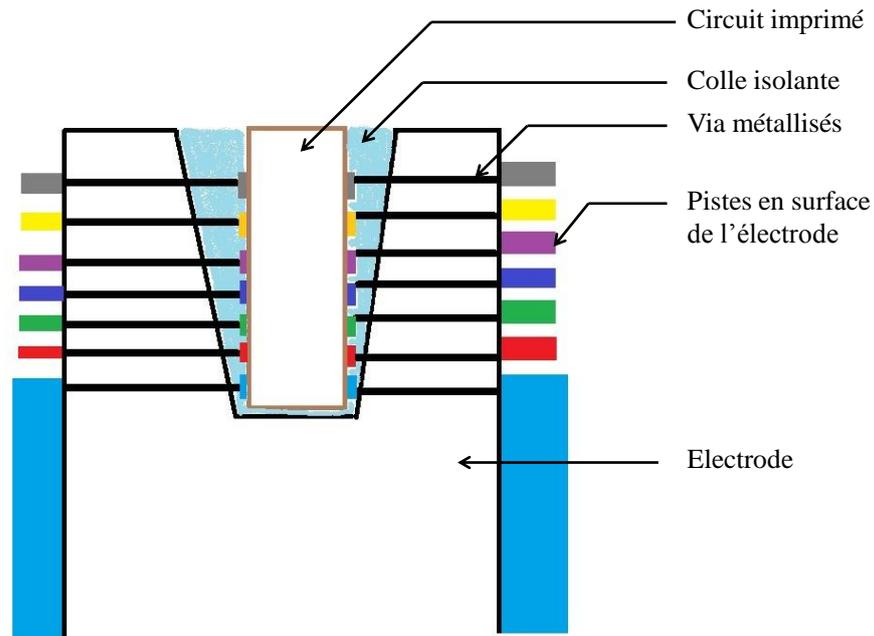


Figure VI.5 : Vue en coupe d'une électrode et du circuit imprimé de polarisation

Enfin, on procède à la réalisation des pistes concentriques et des vias par notre procédé de métallisation sélective, établissant ainsi la connexion électrique voulue.

L'une des difficultés est de trouver une colle possédant les propriétés adéquates. Cette colle doit avoir un aspect translucide afin qu'il soit possible de repérer, au travers de la pièce en Ultem, la position des pistes du circuit imprimé. Cela permet ensuite de positionner, avec précision, les vias qui sont réalisés par usinage laser de l'électrode torique. Il doit aussi être possible de procéder à l'ablation de la colle pour percer les vias, ce qui impose que le coefficient d'absorption de la colle soit suffisamment grand à la longueur d'onde de travail (308 nm dans notre cas). Par ailleurs, la rigidité diélectrique de la colle doit être élevée afin d'éviter les claquages entre les pistes et entre les faces du circuit imprimé. Enfin, cette colle doit pouvoir être métallisée par notre processus « electroless » et être compatible avec une utilisation sous vide.

Ayant trouvé une colle répondant à notre besoin et ce procédé de polarisation ne modifiant pas le modèle électrostatique présenté au chapitre III, nous avons décidé d'étudier

plus en détails la faisabilité de cette méthode. La principale difficulté ensuite étudiée concerne la réalisation des tranchées dans lesquelles viendront s'insérer les circuits imprimés et des vias entre le circuit imprimé et la surface des électrodes toriques.

## **II – Ablation en profondeur d'un polymère par laser excimère**

### **2.1 Interprétations physico-chimiques**

Au début des années 80, les travaux des chercheurs d'IBM, sur l'ablation des polymères par laser excimère, suscitèrent un vif intérêt, ouvrant un nouveau domaine de recherche qui allait rendre possible la mise au point de méthodes de photolithographie à l'échelle sub-micronique ([Srinivasan et al. 1982](#)).

Aujourd'hui, les mécanismes physico-chimiques à l'origine du phénomène d'ablation sont controversés et deux interprétations subsistent pour expliquer les résultats expérimentaux obtenus. Srinivasan et d'autres auteurs présentent le procédé d'ablation comme étant dû à une photo décomposition du matériau ([Srinivasan et al. 1982](#)), ([Srinivasan et al. 1983](#)), ([Srinivasan et al. 1986](#)), ([Srinivasan et al. 1989](#)). Selon eux, l'absorption de photons, de 4 eV pour un laser XeCl, entraîne une excitation des molécules dont les liaisons peuvent être directement décomposées. On parle alors de réaction purement photochimique. Ces auteurs considèrent que le phénomène d'ablation ne peut être due à des effets thermiques, en partant du postulat que si l'ablation a lieu en un temps plus court que la durée du pulse laser, la diffusion thermique de l'énergie ne peut s'étendre que sur une faible profondeur. Ainsi, les dommages thermiques sur les régions aux alentours de la zone ablatée doivent rester faibles ([Srinivasan et al. 1989](#)). Cependant, ce modèle reste difficile à comparer aux expérimentations puisqu'il ne permet pas d'expliquer la quantité de matière ablatée depuis le matériau ([Dyer, 2003](#)).

D'autres auteurs comme Brannon considèrent que les effets thermiques sont dominants ([Brannon et al. 1985](#)), ([Brannon et al. 1986](#)). Leurs expériences, qui fournissent le profil de température de la surface du matériau durant le tir laser, montrent en effet un chauffage local intense. Cependant, leur approche ne permet pas de comprendre le fait que le

seuil d'ablation mesuré soit dépendant de la longueur d'onde du laser. Comme nous l'avons déjà brièvement évoqué au chapitre V, l'ablation laser est en effet un phénomène qui n'apparaît qu'au-delà d'un seuil en fluence (exprimée en  $\text{mJ}/\text{cm}^2$ ) dépendant notamment du coefficient d'absorption du matériau à la longueur d'onde considérée.

Comme l'indique Dyer (**Dyer, 2003**), il semble plausible que les deux phénomènes, photo décomposition et ablation thermique, jouent un rôle important dans l'ablation des polymères par laser excimère.

## 2.2 Lois empiriques

Si l'ablation laser est vue comme un procédé impliquant initialement une absorption de lumière puis l'ablation du matériau, alors la loi de Beer-Lambert peut être appliquée en supposant qu'une fluence seuil doit être dépassée pour que le phénomène ablatif ait lieu (**Brannon et al. 1985**), (**Yeh, 1985**), (**Srinivasan et al. 1983**), (**Srinivasan et al. 1986**), (**Srinivasan et al. 1989**). On peut ainsi relier empiriquement la profondeur ablatée par un pulse laser à sa fluence :

$$F_{\text{incidente}} = F_{\text{seuil}} e^{(-\alpha x)}$$

où «  $x$  » est la profondeur ablatée par pulse, «  $\alpha$  » le coefficient d'absorption du matériau, «  $F_{\text{incidente}}$  » la fluence incidente et «  $F_{\text{seuil}}$  » la fluence seuil du matériau.

On peut remarquer que cette formule ne tient compte ni du mécanisme d'ablation, ni de la durée des pulses, ni de la répartition éventuellement inhomogène de l'énergie en fonction de la profondeur atteinte. Dans le cas où l'on souhaite ablater un polymère sur une profondeur importante, Wehner et al. (**Wehner, 2005**) ont proposé une approche qui prend en compte les réflexions du pulse laser sur les parois du trou créé. Empiriquement là aussi, cela permet de relier la géométrie du profil d'ablation au rapport entre la fluence du laser et la fluence seuil du matériau :

$$\sin \gamma = \frac{F_{\text{seuil}}}{F_{\text{incidente}}}$$

où  $\gamma$  est l'angle entre les parois du trou et la normale à la surface du matériau, ce qu'illustre la **figure VI.6**.

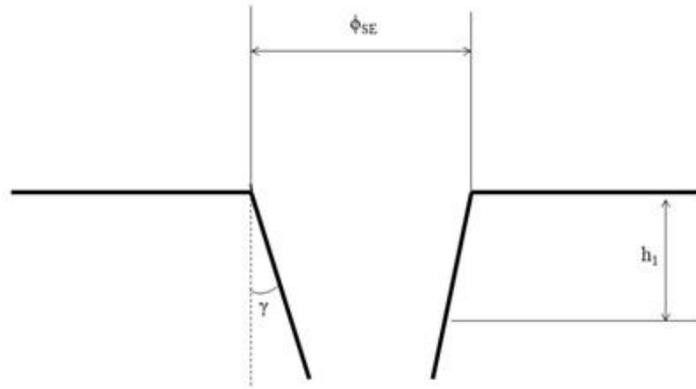


Figure VI.6 : Profil type d'une ablation par laser excimère d'après **Wehner, 2005**

Dans la pratique, différents auteurs ont constaté que le trou creusé prend une forme conique, mais que le rapport entre la profondeur du trou et son diamètre d'entrée peut atteindre des valeurs très élevées si la fluence du tir est très grande devant la fluence seuil (**Srinivasan et al. 1983**), (**Braren et al. 1985**), (**Aoyagi et al. 2007**), (**Lopez et al. 1999**), (**Chen et al.**).

### 2.3 Application au cas de l'ablation d'Ultem par un laser XeCl

Pour pouvoir appliquer la formule précédente au cas que nous étudions ici, il nous faut émettre une hypothèse sur le seuil d'ablation de l'Ultem, à 308nm. N'ayant pu l'évaluer et celui-ci n'étant pas renseigné dans la bibliographie, nous avons pris comme référence la fluence seuil d'ablation du Kapton à 308 nm, dont la valeur varie entre 115 mJ/cm<sup>2</sup> (**Yeh, 1985**) et 80 mJ/cm<sup>2</sup> (**Brannon et al. 1985**) selon la durée du pulse laser. Le kapton est en effet un polyimide dont les propriétés ne sont pas très différentes de l'Ultem. Nous estimons donc sa fluence seuil à 308 nm à 100 mJ/cm<sup>2</sup>.

Le circuit que nous devons insérer dans l'épaisseur des électrodes est un Kapton de 75  $\mu\text{m}$  dont la rigidité diélectrique atteint environ 13.5 kV. C'est un circuit double face sur lequel sont gravées des pistes de 17  $\mu\text{m}$  d'épaisseur. Son épaisseur totale est donc de l'ordre de 110  $\mu\text{m}$ . Ce circuit doit être inséré dans une tranchée d'une dizaine de cm de long et d'une profondeur maximale de 2 mm (égale à un demi-entrefer du canal 1). La **figure VI.7** ci-dessous illustre schématiquement le profil d'ablation qui doit être réalisé.

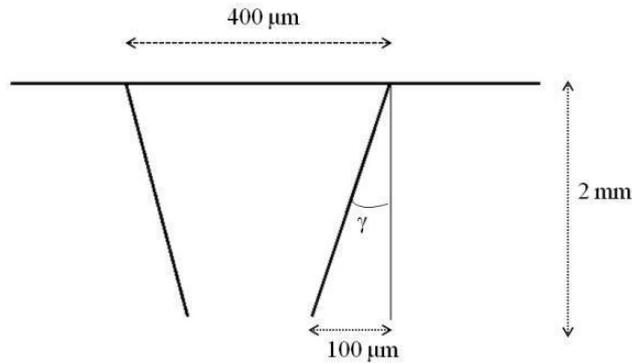


Figure VI.7 : Représentation schématique en coupe de la tranchée à réaliser

Nous avons pris ici le cas d'une largeur de tranchée de  $400\ \mu\text{m}$  à la surface du polymère. La formule précédente montre qu'une fluence incidente de  $2\ \text{J}/\text{cm}^2$  est nécessaire si l'on veut ablater le polymère sur une profondeur de  $2\ \text{mm}$  en limitant la perte de diamètre au fond du trou à  $2 \times 100\ \mu\text{m}$ . Nous avons utilisé l'estimation de  $100\ \text{mJ}/\text{cm}^2$  pour la fluence seuil de l'Ultem à  $308\ \text{nm}$ . Dans cette configuration, un espace de  $90\ \mu\text{m}$  demeure au fond de la tranchée, ce qui permet de penser que le circuit imprimé y sera correctement positionné.

### III – Conception du banc optique d'ablation laser

Augmenter la fluence au niveau de la cible à  $2\ \text{J}/\text{cm}^2$  implique d'utiliser un dispositif de démagnification beaucoup plus puissant que celui mis en œuvre au chapitre V. Il s'agit à présent d'imager une fente de grande dimension sur la cible afin de capter l'essentiel de l'énergie du faisceau. Cependant, on se heurte ici au problème de son hétérogénéité. Sans correction, l'image démagnifiée serait très inhomogène, ce qui limiterait le rapport d'aspect du profil d'ablation. Nous devons donc concevoir un banc optique intégrant un étage d'homogénéisation du faisceau.

#### 3.1 Principe de l'homogénéisation du faisceau laser

Les deux dispositifs optiques les plus couramment utilisés pour réaliser l'homogénéisation d'un faisceau laser de grande dimension, sont composés d'un ou de deux réseaux de microlentilles, comme le montre la **figure VI.8**.

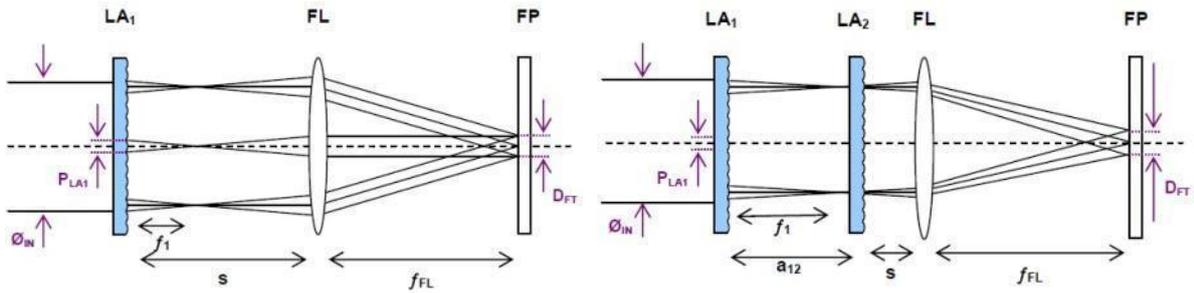


Figure VI.8 : Dispositifs optiques d'homogénéisation d'un faisceau laser (Voelkel et al. 2008)

Le premier montage, à gauche, composé d'un seul réseau, est appelé non-imageur tandis que le second est appelé imageur. Dans les deux cas, le principe est identique : le faisceau est décomposé par le ou les réseaux de lentilles en de multiples petits faisceaux. Puis, la lentille notée FL (pour « Fourier Lens ») joue le rôle d'objectif et superpose à nouveau les petits faisceaux dans un plan noté ici FP (pour « Field Plane »). C'est le plan d'homogénéisation du faisceau. Dans les deux cas, il est possible de déterminer la dimension  $D_{FT}$  (pour « Flat-Top ») du plateau homogène obtenu. Dans le montage non-imageur, on a la relation :

$$D_{FT} = \left| \frac{P_{LA1} \times f_{FL}}{f_{LA1}} \right|$$

et dans le montage imageur, on obtient :

$$(1) \quad D_{FT} = P_{LA1} \frac{f_{FL}}{f_{LA1} f_{LA2}} [(f_{LA1} + f_{LA2}) - a_{12}]$$

où  $P_{LA1}$  est le pitch du premier réseau de micro-lentilles, c'est-à-dire la distance séparant le centre de deux micro-lentilles de ce réseau,  $f_{FL}$  la focale de la lentille de Fourier et  $a_{12}$  la distance entre les deux réseaux.

Dans notre cas, nous cherchons à obtenir une homogénéisation importante et aussi à dimensionner la taille du faisceau laser par rapport à notre fente, afin de limiter au maximum les pertes d'énergie. Le second système d'homogénéisation présenté ici est réputé plus adapté dans les cas où une homogénéisation importante est requise (Voelkel et al. 2008), (Sercel et al. 2006). De plus, il est possible de contrôler finement la dimension  $D_{FT}$  du plan homogène en changeant la distance entre les deux réseaux  $a_{12}$ .

### 3.2 Intégration du système d'homogénéisation du faisceau au banc

L'intégration du système d'homogénéisation dans le dispositif optique qui a été présenté au chapitre V est illustrée dans le schéma VI.1.

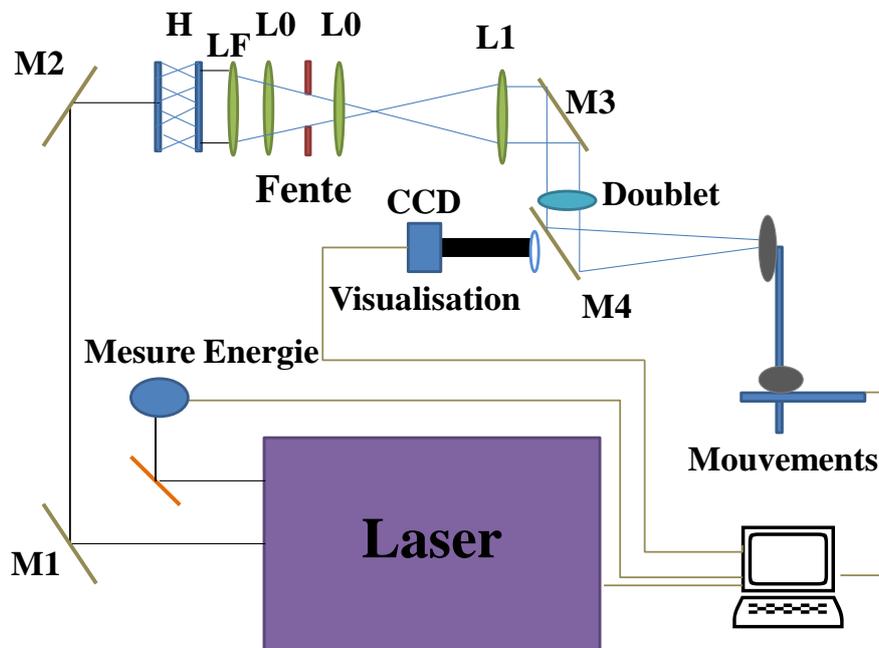


Schéma VI.1 : Schéma optique avec homogénéisation du faisceau

Le système d'homogénéisation du faisceau noté « H » est composé de deux réseaux de microlentilles suivi d'une lentille de Fourier notée « LF ». La fente est placée dans le plan d'homogénéisation. Les lentilles  $L_0$  placées de part et d'autre de la fente jouent le rôle de condenseur et compensent la divergence du faisceau. Ce schéma optique est adapté de celui présenté par Wehner et al. (Wehner et al. 2005) et sera étudié théoriquement au paragraphe suivant.

Afin de guider notre choix de composants optiques, nous devons prendre en compte la contrainte relative au temps passé à usiner les pièces, afin de définir la taille de spot idéale sur la pièce. Pour cela, il nous faut supposer un taux d'ablation de l'Ultem à 308 nm de  $\sim 0.5 \mu\text{m}$  par pulse à la fluence cible de  $2 \text{ J/cm}^2$ . Cela correspond à un taux d'ablation deux fois plus faible que celui du Kapton qui possède un coefficient d'absorption  $\alpha$  deux fois moins grand. La réalisation d'une tranchée de 2mm de profondeur sur  $400 \mu\text{m}$  de côté, réalisée en partant d'un motif laser carré de  $200 \mu\text{m}$  de côté répété à la fréquence de 200 Hz sur une longueur de

~ 100 mm, peut être accomplie en moins de 6 heures, ce qui reste acceptable. On considérera donc une taille de spot de 200  $\mu\text{m}$  de côté.

Afin d'augmenter la démagnification du système par rapport au schéma optique initial, il est nécessaire de modifier le rapport des focales de la lentille  $L_1$  et du doublet D. Avec une lentille  $L_1$  de focale  $f=1500\text{mm}$  et un doublet D de focale  $f=75\text{mm}$ , nous devrions avoir une démagnification de la fente carrée de l'ordre de 20 et atteindre la fluence souhaitée sur la cible. La dimension du faisceau homogène, au niveau de la fente, doit être de l'ordre de 4 mm. La formule (1) présentée au paragraphe précédent, permettant de calculer la dimension  $D_{FT}$  dans le cas d'un système d'homogénéisation à deux réseaux, nous renseigne sur la valeur des paramètres des réseaux qu'il nous faudra utiliser. Le **tableau VI.2** ci-dessous, regroupe différentes valeurs de «  $D_{FT}$  » obtenues théoriquement, selon l'équation (1). La première série de réseaux possède un « pitch » de 300  $\mu\text{m}$  et une distance focale de 18,8 mm, la seconde ayant un « pitch » de 1.015  $\mu\text{m}$  et une distance focale de 218,3 mm.

Pitch (mm)	0.3	0.3	0.3	1.015	1.015	1.015
$F_{fl}$ (mm)	150	500	1000	150	500	1000
$F_{la}$ (mm)	18.8	18.8	18.8	218.3	218.3	218.3
$a_{12}$ (mm)	20	20	20	230	230	230
$D_{FT}$ (mm)	2.2	7.5	15	0.6	0.9	4.4

Tableau VI.2 : Calcul de  $D_{FT}$  pour différents réseaux de micro-lentilles

Pour obtenir un «  $D_{FT}$  » de l'ordre de plusieurs millimètres, avec deux réseaux de focale «  $f_{LA}$  » élevée, il est nécessaire d'utiliser une lentille de Fourier «  $f_{FL}$  » de grande distance focale, environ 1000 mm. Inversement, pour une lentille de Fourier donnée, le «  $D_{FT}$  » sera d'autant plus important que la focale des réseaux sera courte. Finalement, les réseaux qui semblent le mieux convenir à nos applications sont des réseaux de « pitch » de 300  $\mu\text{m}$  et de courte distance focale, les contraintes dimensionnelles de notre système sur notre table optique étant un facteur important pour la mise en place du procédé d'ablation.

### 3.3. Modélisation des performances du banc optique

Afin de vérifier que nous avons correctement dimensionné les éléments du dispositif d'ablation laser, nous avons modélisé le banc optique, avec le logiciel Zemax dans son mode non séquentiel, et analysé la fluence et l'homogénéité du faisceau, au niveau du plan de traitement des pièces.

#### 3.3.1 Etude de l'homogénéisation du faisceau laser

Dans un premier temps, nous avons étudié uniquement le système d'homogénéisation composé des deux réseaux de microlentilles et de la lentille de Fourier de focale 500 mm. La **figure VI.9** illustre le dispositif. Les réseaux de microlentilles sont symbolisés par les rectangles grisés, tandis que la lentille de Fourier est symbolisée par un rectangle de plus grande dimension.

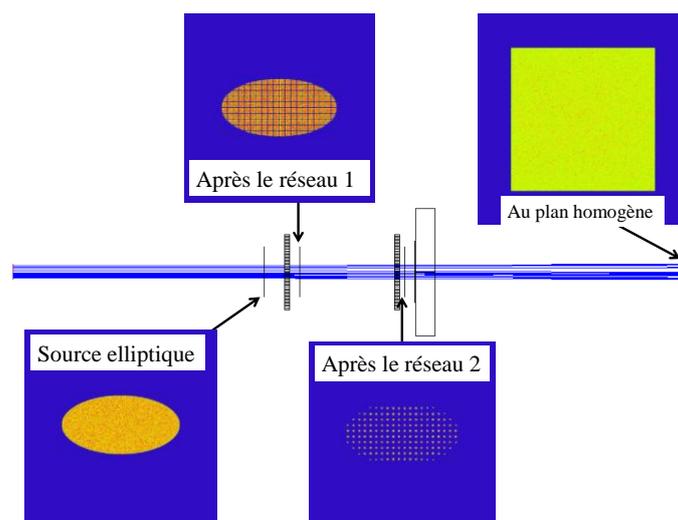


Figure VI.9 : Système d'homogénéisation du faisceau

La modélisation ici présentée utilise les réseaux de « pitch » de 300  $\mu\text{m}$  et de distance focale 18.8 mm. Un faisceau de forme elliptique illumine le premier réseau qui divise celui-ci en faisceaux plus petits de forme carrée. Le deuxième réseau de microlentilles et la lentille de Fourier agissent comme un objectif et recomposent chacun des petits faisceaux dans le plan homogène, situé à la distance focale de cette dernière. On peut constater que la dimension du faisceau dans le plan homogène est ici de 6.6 mm contre 7,4 mm pour le calcul théorique.

Lorsque l'on s'éloigne du plan homogène (**figure VI.10**), le faisceau perd en homogénéité, netteté et sa surface efficace est réduite.

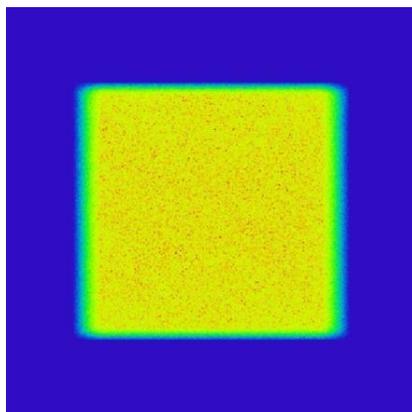


Figure VI.10 : Faisceau laser hors du plan homogène

### 3.3.2 Etude de l'ensemble du dispositif d'ablation laser

Le dispositif dans son ensemble, présenté au **schéma VI.1**, est modélisé afin de vérifier qu'il est possible d'obtenir les fluences que nous cherchons à atteindre au niveau des pièces à traiter. Après avoir essayé de nombreuses configurations, nous fixons la focale de la lentille située après le masque à 1000 mm afin d'obtenir l'image la plus nette possible. En utilisant une fente carré de 6,4x6,4 mm, une image qui présente les dimensions et la fluence souhaitée peut être obtenue à la surface des pièces.

La **figure VI.11** ci-dessous présente l'image obtenue.

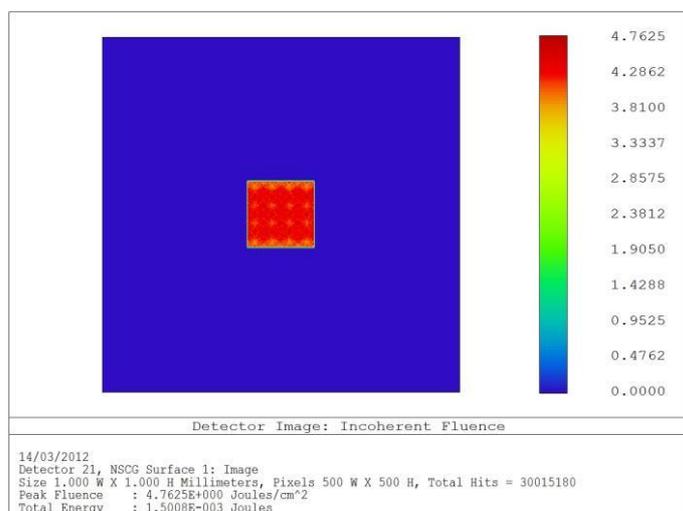
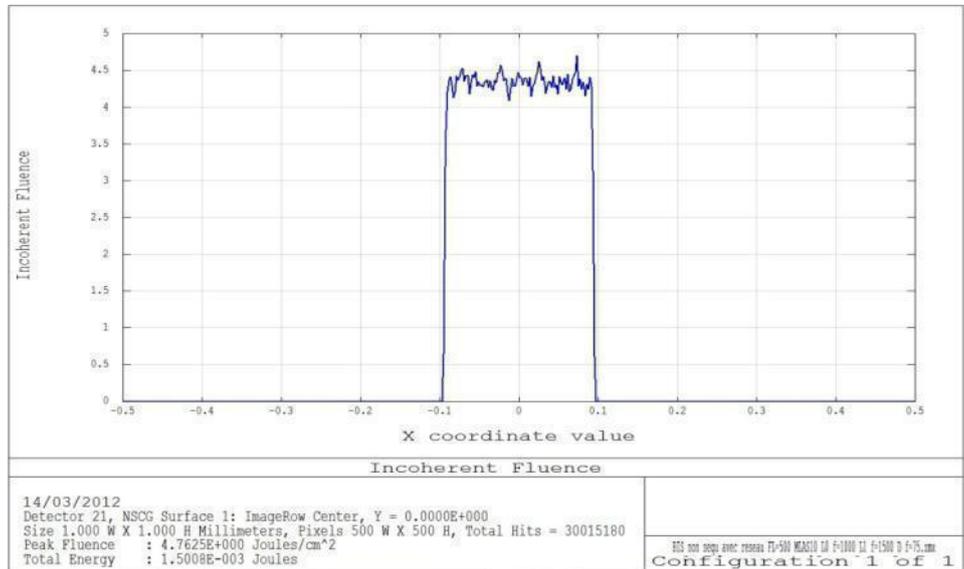


Figure VI.11 : Spot laser au point image

Le spot laser obtenu affiche les dimensions recherchées de 200  $\mu\text{m}$  de côté, ainsi qu'une fluence de 4,7 J/cm<sup>2</sup>, plus élevée que la valeur de 2 J/cm<sup>2</sup> requise. Nous avons une marge de plus d'un facteur deux au niveau de la fluence. La **figure VI.12** fournit la courbe de la fluence en fonction de la position.



*Figure VI.12 : Analyse de l'homogénéité du spot laser*

On observe que les variations de la fluence sont minimales, inférieures à 5%, ce qui démontre la faisabilité du banc optique pour l'ablation en profondeur des électrodes de l'instrument 3D.

Ce dispositif que nous souhaitons mettre en oeuvre au laboratoire est ici validé d'un point de vue théorique. Cette étude suggère que le problème délicat de l'apport de la polarisation aux électrodes de notre optique, peut être résolu en tirant parti des possibilités offertes par notre laser excimère.

## Conclusion

Nous avons abordé au cours de ce chapitre la dernière étape du développement de l'instrument : la mise en place de la polarisation des électrodes et des pistes métalliques qui permettent de faire décroître linéairement le potentiel aux abords des cloisons et grilles de l'instrument. Après avoir confronté deux options initialement envisagées, nous avons explicité les raisons qui nous ont amené à choisir entre celles-ci. Dans un second temps, nous

avons étudié d'abord brièvement, du point de vue théorique, les concepts sous-jacents à l'ablation laser avec des rapports d'aspect élevés, pour ensuite nous intéresser plus particulièrement aux lois empiriques relatives à ces techniques optiques. Enfin, l'étude numérique du système optique que nous avons retenu, pour parvenir à cet objectif, a été entreprise afin d'en vérifier sa faisabilité. Au terme de ce chapitre, nous sommes à même de montrer que la mise en place et la réalisation d'un tel procédé de fabrication est entièrement faisable au laboratoire. Les fluences recherchées peuvent être atteinte au prix d'une modification relativement simple de notre schéma qui permettrait d'obtenir des fluences de l'ordre de  $4 \text{ J/cm}^2$ .

# Conclusions

Cette thèse a été consacrée à la conception d'une optique électrostatique à champ de vue 3D novatrice dont nous avons étudié le principe de fabrication en mettant en place un procédé de lithographie innovant. Dans un premier temps, après avoir présenté nos motivations scientifiques et l'état de l'art dans le domaine des optiques électrostatiques dédiées à l'étude des plasmas spatiaux, nous avons exposé le concept à la base de l'optique 3D. Il s'agit de superposer des électrodes de géométrie torique afin d'obtenir une couverture instantanée hémisphérique des angles solides. Avec seulement deux têtes de mesure, il est possible de s'affranchir de la période de rotation des satellites pour avoir une couverture complète des directions d'arrivée des particules. La résolution temporelle des mesures n'est plus déterminée que par la rapidité du balayage en énergie de l'instrument et par sa sensibilité, caractérisée par son facteur de géométrie. Ce concept, qui peut être adapté à d'autres types de géométrie, repose sur une polarisation indépendante des faces internes et externes des électrodes. Ceci est rendu possible par l'utilisation de plastique haute performance dans la réalisation des électrodes de l'optique.

La variante du modèle que nous avons développée durant cette thèse est composée de huit électrodes toroïdales empilées concentriquement. Celles-ci sont arrêtées en des angles variables. Les paramètres géométriques propres à chacune ont été optimisés afin de supprimer les UV au niveau du détecteur et de réduire les risques de claquage électrique au sein de l'instrument. Le modèle final de l'instrument possède 189 fenêtres d'analyse, réparties sur sept canaux polaires, comportant chacun 27 secteurs azimutaux. Le volume occupé par l'optique correspondant à un cylindre de 25 cm de diamètre et de 7 cm de hauteur. La gamme d'analyse en énergie de l'instrument s'étend de quelques eV, selon l'environnement électrostatique du satellite, à environ 30 keV. Il correspond donc bien au besoin de la physique magnétosphérique en étant complémentaire des spectromètres de haute énergie couvrant typiquement la gamme de 20 keV à plusieurs MeV. La bande passante en énergie des canaux varie de 9% à 5%. L'acceptance angulaire azimutale est de 10° pour les quatre premiers canaux tandis qu'elle augmente pour les trois derniers de 14° à 18°. L'acceptance angulaire polaire diminue régulièrement pour les canaux, de 6° pour le premier à 4° pour le dernier. Enfin, les facteurs de géométrie ont été évalués par simulation numérique. Ils varient entre le canal 1 et le canal 7 et l'analyse de ces résultats montre que les performances attendues du concept d'optique 3D sont similaires, à temps d'intégration égale, à celles

obtenues par un ensemble de têtes de mesure de type « top-hat », tel que celui en développement pour la mission MMS de la NASA. La résolution temporelle d'un instrument basé sur le concept optique présenté dans cette thèse, pourrait être de l'ordre de 10 à 100 ms selon les flux de particules rencontrés et selon le dimensionnement du système de balayage en énergie.

Dans un deuxième temps, nous avons présenté les procédés qui ont été mis en place au laboratoire en vue de tester un prototype de cet instrument. Nous avons dû nous familiariser avec la physico-chimie des procédés de fonctionnalisation et de métallisation des polymères. S'agissant de domaines de recherche assez lointains pour une équipe travaillant sur la physique des plasmas spatiaux, nous avons cherché à avoir une vision d'ensemble de ces procédés et à comprendre de façon phénoménologique les processus physico-chimiques sous-jacents. Le procédé finalement retenu associe une métallisation chimique « electroless » classique, et très répandue dans l'industrie, à une méthode de fonctionnalisation plasma originale développée récemment par des laboratoires de recherche. Nous avons conçu *ab initio* une salle d'expérience dédiée à ce traitement de surface. Les résultats obtenus sur des échantillons de matière plastique ont montré que des paramètres expérimentaux spécifiques permettaient d'obtenir un dépôt métallique possédant une bonne adhérence et une homogénéité élevée et cela avec une grande reproductibilité.

La métallisation étant maîtrisée, il nous a fallu ensuite résoudre le problème de la nécessaire décroissance du potentiel électrique en certains endroits de nos électrodes. L'optique doit en effet être polarisée à la masse aux abords des grilles d'entrée et de sortie de l'instrument et au niveau des cloisons séparant ses secteurs azimutaux. La solution choisie impliquait de réaliser un ensemble de pistes métallisées concentriques à la surface des électrodes toriques. Après avoir étudié différents procédés de métallisation sélective, nous avons finalement identifié un procédé de lithographie laser adapté à notre problème et compatible avec le procédé de métallisation « electroless » choisi. La modélisation numérique du banc optique de lithographie nous a permis de mettre en œuvre ce traitement dans une salle expérimentale qu'il a fallu là aussi installer *ab initio*. Nous avons réussi à réaliser des pistes métallisées d'une largeur de 100  $\mu\text{m}$  comme nous l'envisagions. Des tests de tenue en hautes tensions ont été réalisés sur des échantillons de matière plastique. Ils ont montré l'intérêt d'une gravure de précision micrométrique pour limiter les phénomènes de claquage au sein de l'optique électrostatique 3D.

Enfin, nous avons cherché à résoudre le problème de la polarisation électrique de l'optique 3D. Après avoir étudié les différentes possibilités existantes, nous avons choisi d'étudier la faisabilité théorique d'une solution dans laquelle des circuits imprimés apportant la polarisation seraient insérés dans l'épaisseur des électrodes. Cette solution, « audacieuse », demandait à ce que le banc optique de lithographie laser soit revu, afin d'inclure un système d'homogénéisation du faisceau laser permettant d'utiliser la plus grande partie de celui-ci et d'obtenir ainsi la fluence nécessaire à l'ablation en profondeur du polymère. La modélisation numérique de ce deuxième banc optique, qui n'a pas pu être mis en place durant cette thèse, montre qu'il est possible de polariser l'optique électrostatique 3D sans affecter les performances de l'instrument.

## Perspectives

Le travail réalisé au cours de cette thèse représente la première étape du processus de développement d'un instrument de nouvelle génération. Comme nous l'avons vu tout au long de ce manuscrit, les techniques mises en place pour parvenir à sa réalisation font appel à des domaines de recherche parfois assez lointains de ceux familiers à une équipe de physiciens des plasmas spatiaux. Les méthodes de fonctionnalisation d'un polymère et de dépôt à sa surface sont en revanche des sujets de recherche assez proches de la physique des plasmas de laboratoire. Cependant, la grande spécificité de notre besoin nous a orienté vers des procédés de traitement de surface empruntant plus à la chimie et aux technologies laser qu'à la physique des plasmas. Il n'est pas exclu cependant que le procédé de fabrication de l'optique 3D puisse à terme tirer profit de développements dans le domaine par exemple de la PECVD (Plasma-Enhanced Chemical Vapor Deposition).

Au chapitre des perspectives de ce travail de thèse, les suites à mener à ce projet sont nombreuses. A court terme, la première des tâches qui doit être entreprise concerne la validation expérimentale du banc optique d'ablation laser décrit au chapitre VI qui permettra de conclure sur la faisabilité de l'optique 3D. Il s'agira dans un premier temps, de confirmer les résultats obtenus numériquement et de vérifier les lois empiriques d'ablation laser puis, de vérifier la reproductibilité des vias métallisés devant permettre de connecter électriquement la surface des électrodes aux circuits imprimés de polarisation.

Du point de vue expérimental, au cours de cette thèse, nous n'avons pu réaliser les nombreux tests permettant de contrôler pas à pas l'efficacité de nos procédés, tels qu'ils sont généralement entrepris au sein de laboratoires disposant de moyens spécialisés de caractérisation de surfaces (spectrométrie XPS, MEB...). En fin de traitement, l'homogénéité et la rugosité des dépôts réalisés pourraient également être qualifiée en utilisant des outils de mesures adéquats comme l'AFM. Après une étude détaillée de la bibliographie, notre démarche a en fait été essentiellement empirique et nous avons cherché à optimiser des conditions de traitements sur une chaîne de fabrication comportant un nombre important de paramètres. Seul le résultat final comptait et nous n'avons pu, par manque de temps autant que de moyens, réaliser les mesures permettant de valider chacun des aspects du traitement. Si certaines caractérisations ne pourront être réalisées à l'avenir qu'en sous-traitance, d'autres peuvent être mises en place au laboratoire. Par exemple, l'analyse de l'angle de contact décrit au chapitre IV pourrait permettre d'optimiser de façon plus fine et de valider au cas par cas les conditions du traitement plasma à l'argon et à l'azote. Il serait aussi assez simple de caractériser la résistivité du dépôt et d'étudier le rôle des paramètres du bain de métallisation chimique sur celle-ci, afin de faire tendre la résistivité générale vers les valeurs les plus favorables à la polarisation des électrodes.

Une fois l'ensemble du procédé de fabrication des électrodes mis en œuvre, il sera alors possible de tester les performances de l'instrument dans des conditions représentatives, sous faisceau d'ions puis sous faisceau d'électrons, le concept optique étant *a priori* valable quelque soit la charge des particules. Il sera alors possible d'évaluer expérimentalement la fiabilité du modèle numérique développé. Etant donnée la présence de parties isolantes susceptibles de se charger électriquement au sein de l'instrument, il sera également important d'analyser le comportement de l'optique 3D à basse énergie en environnement UV représentatif.

A moyen terme, le prototype d'optique 3D conçu durant cette thèse a été proposé pour être embarqué à bord de la fusée ICI- 4 de l'Université d'Oslo. Le tir devrait avoir lieu en décembre 2013. Il aura comme objectif de mesurer à haute résolution temporelle les irrégularités plasmas présentes dans le cornet polaire à 350 km d'altitude, c'est-à-dire dans le bas de la région F de l'ionosphère aurorale. Ce vol devrait permettre de tester l'ensemble des sous-systèmes du spectromètre plasma 3D actuellement en développement au laboratoire. Il s'agira d'un instrument de mesure fonctionnant dans la gamme d'énergie 10 eV -10 keV adéquat pour les objectifs scientifiques de ce projet. Il bénéficiera du développement du

système de détection compact et de basse consommation mis au point par l'équipe dans le cadre du projet Solar Orbiter et des travaux de R&T visant à la miniaturisation des systèmes de polarisation haute tension. Cette opportunité de vol permettra d'élever le niveau de qualification du procédé de fabrication conçu durant cette thèse et d'atteindre un haut niveau de TRL (Technological Readiness Level) pour l'instrument.

A plus long terme, de nombreuses voies de recherche demandent à être investiguées. Comme nous l'avons explicité au chapitre III, le concept proposé peut être décliné en de nombreuses variantes. Le modèle que nous avons choisi de développer ne comporte qu'un nombre limité d'électrodes et ne présente de ce fait qu'un recouvrement minimal des courbes d'acceptance angulaire dans la dimension polaire. Un instrument comportant 16 canaux permettrait d'obtenir un recouvrement à mi-hauteur. Nous avons également montré qu'une telle optique, de par ses propriétés géométriques, présentait un défaut de focalisation dans la dimension azimutale pour les derniers canaux. Ainsi, il a été nécessaire d'introduire des diaphragmes en entrée des trois derniers canaux, réduisant d'autant leur surface effective et limitant de ce fait leur facteur de géométrie, c'est-à-dire leur sensibilité. Des calculs numériques préliminaires suggèrent que le développement d'un modèle optique, dans lequel la géométrie des électrodes présenterait une courbure dans la dimension azimutale, permettrait d'introduire un champ électrique azimutal capable d'infléchir la trajectoire des particules au sein des canaux et de corriger, au moins partiellement, le défaut de focalisation constaté. De plus, le concept de spectromètre plasma à champ de vue 3D peut présenter un intérêt pour l'étude des plasmas de relativement basse énergie comme le vent solaire. Dans ce cas, il est possible de décliner le concept exposé dans cette thèse en une variante miniaturisée où les électrodes seraient réalisées par un usinage classique d'aluminium. Enfin, ce concept d'instrument peut être envisagé comme optique d'entrée pour spectromètre de masse.

La poursuite de l'une ou l'autre de ces voies de développement dépendra évidemment des opportunités de mission dans les années à venir. L'ambition de cette thèse aura été d'en poser les fondations.

# Bibliographie

**(Angelopoulos 2008)** : V. Angelopoulos. The THEMIS mission. Space Sci. Rev. **141**, 2008, p.5.

**(Alami et al. 1996)** : M. Alami, M. Charbonnier and M. Roman. Interest of NH<sub>3</sub> and N<sub>2</sub> plasmas for polymer surface treatment before “electroless” metallization. Plasmas and Polymers, Vol. 1, N°2, 1996, p. 113-126.

**(Alami et al. 1996)** : M. Alami, M. Charbonnier, M. Roman. Plasma chemical modification of polycarbonate surfaces for electroless plating. The Journal of Adhesion, Vol. 57, 1996, p. 77-90.

**(Alsop et al. 1998)** : C. Alsop, S. Scott and L. Free. UV rejection design and performance of the PEACE electrostatic analyzers. Geophysical monography, Vol. 102, 1998, p.269-274.

**(Aoyagi et al. 2007)** : S. Aoyagi, H. Izumi, Y. Isono, M. Fukuda and H. Ogawa. Laser fabrication of high aspect ratio thin holes on biodegradable polymer and its application to microneedle. Sensors and Actuators A, Vol. 139, 2007, p. 293.

**(Avanov et al. 2000)** : L. A Avanov et al. Dua Electron Spectrometer for Magnetospheric Multiscale Mission : results of the comprehensive tests of the engineering test unit. Poster SM51B-2069, AGU 2011.

**(Bachmann, 1990)** : F. G. Bachmann. Industrial laser applications. Applied Surface Science Vol.46, 1990, p.254.

**(Basting et al. 2005)** : D. Basting and G. Marowsky. Excimer laser technology. Springer 2005.

**(Berthelier et al. 1998)** : J.-J. Berthelier, J.-M. Illiano, R. R. Hodges, J. Covinhes, M. Godefroy, G. Gogly, J. Guillou, F. Legoff, F. Leblanc, Z. Racic, P. Rouchette, D. Krankowsky, D. Dorflinger, O. Vaisberg, V. Smirnov, N. Kolesova. The DYMIO ion mass spectrometer of the mars 96 mission. Measurement Techniques in Space Plasmas – Particles. Geophysical Monograph **102**. Ed. by Robert F. Pfaff, Joseph E. Borovsky and David T. Young. 1998.

**(Berthomier et al. 2010)** : M. Berthomier and A. N. Fazakerley. Alfvén : magnetosphere-ionosphere connection explorers, a proposal in response to M-Calss mission opportunity call 2010, ESA Cosmic Vision 2015-2025 call for proposals. 2010.

**(Bonnell et al. 2008)** : J. W. Bonnell, F. S. Mozer, G. T. Delory, A. J. Hull, R. E. Ergun, C. M. Cully, V. Angelopoulos and P. R. Harvey. The electric field instrument EFI for Themis. Space Sci. Rev. **141**, 2008, p.303.

**(Brannon et al. 1985)** : J. H. Brannon, J. R. Lankard, A. I. Baise, F. Burns and J. Kaufman. Excimer laser etching of polyimide. Journal of Applied Physics, Vol. 58, 1985, p.2036.

**(Brannon et al. 1986)** : J. H. Brannon and J. R. Lankard. Pulsed CO<sub>2</sub> laser etching of polyimide. Applied Physics Letters, Vol. 48, N°18, 1986, p. 1226.

**(Braren et al. 1985)** : B. Braren and R. Srinivisan. Optical and photochemical factors which influence etching of polymers by ablative photodecomposition. Journal of Vacuum Science & Technology, Vol. 3, N°3, 1985, p. 913.

**(Carlson et al. 1983)** : C. W. Carlson, D. W. Curtis, G. Paschmann and W. Michael. An instrument for rapidly measuring plasma distribution functions with high resolution. Adv. Space. Res. Vol. 2, N°7, 1983, p. 67-70.

**(Carlson et al. 2001)** : C. W. Carlson, J. P. McFadden, P. Turin and D. W. Curtis. The electron and ion plasma experiment for FAST. Space Sci. Rev. **98**, 2001, p.33.

**(Charbonnier et al. 1996)** : M. Charbonnier, M. Alami, M. Romand, Plasma treatment process for palladium chemisorption onto polymers before electroless deposition. Journal of the Electrochemical Society, Vol. 143, N° 2, 1996, p. 472-480.

**(Charbonnier et al. 1998)** : M. Charbonnier, M. Alami, M. Romand, Electroless plating of polymers : XPS study of the initiation mechanisms, Journal of Applied Electrochemistry, Vol. 28, 1998, p. 449-453.

**(Charbonnier et al. 2001)** : M. Charbonnier, M. Romand, H. Eersom and R. Seeböck. Functionlization of polymer surfaces using excimer VUV systems and silent discharges. Application to electroless metallization. Journal of adhesion, Vol. 75, 2001, p. 381.

**(Charbonnier et al. 2001)** : M. Charbonnier, M. Romand, E. Harry, M. Alami, Surface plasma functionalization of polycarbonate: application to electroless nickel and copper plating. *Journal of Applied Electrochemistry*, Vol. 31, N° 57, 2001, p. 57-63.

**(Charbonnier et al. 2003)** : M. Charbonnier, M. Roman, Polymer pretreatments for enhances adhesion of metals deposited by the electroless process. *International Journal of Adhesion & Adhesives*, Vol. 23, 2003, p. 277-285.

**(Charbonnier et al. 2003)** : M. Charbonnier, Y. Goepfert and M. Roman, New developments in the adhesion promotion of electroless Ni or Cu films to polyimide substrates, *Polyimides and Other High Temperature Polymers*, Vol. 2, 2003, p. 289-314.

**(Charbonnier et al. 2004)** : M. Charbonnier, D. Leonard, Y. Goepfert et M. Roman. « Caractérisation par spectrométrie photo électronique (XPS) et spectrométrie d'émission X (XRFE et LEEIXS) de films minces de Ni ou Cu electroless déposés sur substrats polymères. *Journal de Physique IV France*, Vol. 118, 2004, p. 193-202.

**(Charbonnier et al. 2006)** : M. Charbonnier, M. Roman, Y. Goepfert, D. Léonard, F. Bessueille, M. Bouadi. Palladium (2+) reduction : A key step for the electroless Ni metallization of insulating substrates by a tin-free process. *Thin Solid Film*, Vol. 515, 2006, p. 1623-1633.

**(Chen et al.)** : Y. H. Chen, H. Y. Zheng, K. S. Wong and S. C. Tam. Excimer laser drilling of polymers. *Proc. SPIE* Vol. 3184, p. 202-210, *Microelectronic Packaging and Laser Processing*.

**(Collinson et al. 2012)** : G. A. Collinson et al. The geometric factor of electrostatic plasma analyzers : a case study from the fast plasma investigation for the Magnetospheric Multiscale Mission (MMS). *Review of scientific instrument*, Vol. 83, Issue 3, 2012.

**(Dahl, 2006)** : D. A. Dahl, SIMION 3D Version 8.0 User's manuel.

**(Décréau, 1971)** : P. Décréau, Thèse pour l'obtention du Doctorat de 3ème cycle. Juin 1971.

**(Décréau et al. 1975)** : P. Décréau, R. Prange and J.-J. Berthelier. Optimization of toroidal electrostatic analyzers for measurements of low energy particles in space. *Rev. Sci. Instrum.* Vol. 56, N°8, 1975, p. 995.

**(Delcourt et al. 2009)** : D. Delcourt, Y. Saito, J.-M. Illiano, N. Krupp, J.-J. Berthelier, D. Fontaine, M. Fraenz, F. Leblanc, H. Fischer, S. Yokota, H. Michalik, M. Godefroy, E. Saint-Jacques, J.-D. Techer, B. Fiethe, J. Covinhas, J. Gastou, D. Attia. The mass spectrum analyzer (MSA) onboard BEPI COLOMBO MMO: Scientific objectives and prototype results. *Adv. Space Res.* Vol. 43, 2009, p. 869.

**(Dyer, 2003)** : P. E. Dyer. Excimer laser polymer ablation : twenty years on. *Applied Physics A* Vol. 77, 2003, p.167.

**(Antonucci et al. 2011)** : E. Antonucci and the Solar Orbiter Science Working Team, European Space Agency, Solar Orbiter, exploring the Sun-heliosphere connection, Definition study report. 2011.

**(Escoubet et al. 1997)** : C. P. Escoubet, R. Schmidt and M. L. Goldstein. Cluster – science and mission overview. *Space Science Reviews*, Vol. 79, 1997, p. 11-32.

**(Esrom et al. 2000)** : H. Esrom. Fast selective metal deposition on polymers by using IR and excimer VUV photons, *Applied Surface Science*, Vol. 186, Issue 1-4, 2000, p.1-4.

**(Fazakerley et al. 2000)** : A. Fazakerley and S. Szita. Multi-point science with the Cluster plasma electron data. Cluster II workshop, European Space Agency, Vol. 449, 2000, p. 155.

**(Fazakerley et al. 2009)** : A. N. Fazakerley, J. Coker, M. Hailey, B. Hancock, D. Kataria, C. Owen, M. Whillock, P. Louam, A. Fedorov, B. Lavraud, I. Dandouras, V. Génot, G. Fruit, J.-A. Sauvaud, C. Mazelle, H. Rème, P. Devoto, M. Berthomier, D. Fontaine, D. Delcourt, F. Leblanc, J.-D. Techer, T. Moore, R. Bruno, M.-B. Cattaneo, G. Consolini, R. D’Amicis, M.-F. Marrucci, G. Pallochia, L. Sorriso-Valvo, E. Amata, I. Coco, M. Fujimoto, Y. Saito, O. Marghitu, A. Blagau, M. Echim, J. McFadden. Instrument Design & Development Report Electron electro-static analyzer for the cross-scale electron-scale spacecraft. 2009.

**(Hiroyuki et al. 1992)** : Hiroyuki N. and Akira Y. Positively charged surface potential of polymer films after excimer laser ablation : application to selective-area electroless plating on the ablated films. *Applied Physics Letters*, Vol. 60, N°21, 1992, p. 2697.

**(Jain, 1990)** : J. Kanti. Excimer laser lithography. SPIE-The international society for optical engineering Bellingham, Washington USA, 212p. , 2<sup>nd</sup> edition, 1990.

**(James et al. 1998)** : A. M. James, A. D. Johnstone, D. M. Walton, O. L. Vaisberg, A. O. Federov. A fast omni-directional ion detector for the study of space plasmas, Geophysical Monograph 102, 1998.

**(Johnstone et al. 1997)** : A. D. Johnstone, C. Alsop, P. J. Carter, A. J. Coates, A. J. Coker, A. N. Fazakerley, M. Grande, R. A. Gowen, C. Gurgiolo, B. K. Hancock, B. Narheim, A. Preece, P. H. Sheather, J. D. Winningham and R. D. Woodliffe, PEACE : A plasma electron and current experiment. Space Sci. Rev. **79**, 1997, p.351.

**(Kaplan et al. 1991)** : S. L. Kaplan and P. W. Rose. Plasma surface treatment of plastics to enhance adhesion. International Journal of adhesion and adhesives. Vol. 11, N°2, 1991, p. 109.

**(Kivelson et al. 1995)** : M. G. Kivelson and C. T. Russel, Introduction to space physics, Cambridge University Press 1995.

**(Klumpar et al. 2001)** : D. M. Klumpar, E. Möbius, L. M. Kistler, M. Popecki, E. Hertzberg, K. Crocker, M. Granoff, Li Tang, C. W. Carlson, J. P. McFadden, B. Klecker, F. Eberl, E. Küneth, H. Kästle, M. Ertl, W. K. Peterson, E. G. Shelly, D. Hovestadt. The time of flight energy, angle, masse spectrograph (TEAMS) experiment for FAST. Space Science Reviews, N° 98, 2001, p.197-219.

**(Kordas et al. 2001)** : K. Kordas, S. Leppavuori, A. Uusimaki, T. F. George, L. Nanai, R. Vajtai, K. Bali and J. Bekesi. Palladium thin film deposition on polyimide by CW Ar<sup>+</sup> laser radiation for electroless copper plating. Thin Solid Films, Vol. 384, 2001, p.185.

**(Liu et al. 1988)** : Yung S. Liu, Willard T. Grubb. Method for photopatterning metallization via uv-laser ablation of the activator, US Patent 4.88.200, 1988.

**(Liu et al. 1993)** : Y. S. Liu, H. S. Cole and R. Guida. Laser ablation of polymers for high-density interconnect. Microelectronic Engineering, Vol. 20, 1993, p.15.

**(Lopez et al. 1999)** : J. Lopez and S. Lazare. Microperçage de polymers par laser à excimères. Journal de Physique IV France, 1999, N°9, p. 153.

**(Mallory et al. 1990)** : G. O. Mallory, J.B. Hadju, Electroless plating : fundamentals and application, American Electroplaters and Surface Finishers Society, Orlando, FL, 1990.

**(Matsuo et al. 1972)** : T. Matsuo, H. Matsuda and H. Wollnik. Particle trajectories in a torodial condenser calculated in a third order approximation. Nucl. Instrum. and methods. **103**, 1972, p. 515.

**(McDowell, 1963)** : C. A. Mc Dowell. Mass spectrometry. 1963, ed. By C. A. Mc Dowell and Mc Graw Hill. P.216.

**(McFadden et al. 1998)** : J. P. McFadden and C. W. Carlson. Computer simulation in designing electrostatic optics for space plasma experiments. Measurement techniques in space plasma : particules. Geophysical Monography N° 102, 1998.

**(McFadden et al. 2008)** : J. P. McFadden, C. W. Carlson, D. Larson, M. Ludlam, R. Abiad, B. Elliott, P. Turin, M. Marckwordt and V. Angelopoulos. The THEMIS ESA plasma instrument and in-flight calibration. Space Sci. Rev. **141**, N°1-4, 2008, p. 277.

**(Montfort, 2005)** : F. Montfort-Windels. La métallisation des plastiques. Cétim .

**(Moore et al. 2005)** : T. E. Moore, J. L. Burch, M. R. Collier, D. J. Chornay, M. L. Adrian, A. J. Coates, D. Linder, T. Mukai, Y. Saito, M. O. Chandler, V. N. Coffey, J. V. Lobell, A. J. Ericsson, T. Bialas, M. Buenfil, M. A. Johnson, M. Shappirio and P. Yeh. The fast plasma instrument for the MMS mission. American Geophysical Union, 2005, Fall Meeting.

**(Müller et al. 1986)** : A. Müller, N. Djuric, G. H. Dunn and D. S. Belic. Absolute detection efficiencies of microchannel plates for 0.1-2.3 keV electrons and 2.1-4.4 keV Mg<sup>+</sup> ions. Review of scientific instrument, Vol. 57. 1986, p.349.

**(Ogilvie et al. 1993)** : K. W. Ogilvie, D. J. Chornay, R. J. Fritzenreiter, F. Hunsaker, J. Keller, J. Lobeli, G. Miller, J. D. Scudder, E. C. Sittler, R. B. Torbert, D. Bodet, G. Needell, A. J. Lazarus, J. T. Steinberg, J. H. Tappan, A. Mavretic and E. Gergin. SWA, A comprehensive plasma instrument for the WIND spacecraft. Space Sci. Rev. **71**, 1993, p. 55.

**(Pan, 2004)** : C. T. Pan, Selective electroless copper plating micro-coil assisted by 248 nm excimer laser, Microelectroni Engineering, Vol. 71, 2004, p. 242.

**(Paolini et al. 1967)** : F. R. Paolini and G. C. Theodoridis. Charges particle transmission through spherical plate electrostatic analyzers. Rev. Sci. Instrum. **38**, N°5, 1967, p. 579.

**(Paunovic et al. 1998)** : M. Paunovic and M. Schlesinger, Fundamentals of electrochemical deposition, 1998, Wiley.

**(Philipp et al. 1989)** : H. R. Philipp, D. G. Le Grand, H. S. Cole, and Y. S. Liu. The optical properties of a polyetherimide, *Polymer Engineering and Science*, Vol. 29, N°22, 1989, p.1574.

**(Poncin Epailard et al. 2008)** – Enseignement des techniques du vide, fonctionnalisation des plastiques : principes, procédés, applications et métallisation des matières plastiques : principe, procédé et applications, Formation de la Société Française du Vide 2009.

**(Rème et al. 1997)** : H. Rème, J. M. Bosqued, J. A. Sauvaud, A. Cros, J. D. Andouras, C. Aoustin, J. Bouyssou, Th. Camus, J. Cuvilo, C. Martz, J. L. Médale, H. Perrier, D. Romefort, J. Rouzaud, C. d'Uston, E. Möbius, K. Crocker, M. Granoff, L. M. Kistler, M. Popecki, D. hovestadt, B. Klecker, G. Paschmann, M. Scholer, C. W. Carlson, D. W. Curtis, R. P. Lin, J. P. McFadden, V. Formisano, E. Amata, M. B. Bavassano-Cattaneo, P. Bakdetti, G. Belluci, R. Bruno, G. Chionchio, A. Di Lellis, E. G. Shelley, A. G. Ghielmetti, W. Lennartsson, A. Korth, H. Rosenbauer, R. Lundin, S. Olsen, G. K. Parks, M. McCarthy, H. Balsiger. The Cluster ion spectropetry experiment (CIS). *Space Science Reviews*, N° 79, 1997, p. 303-350.

**(Rosenbauer et al. 1977)** : H. Rosenbauer, R. Schwenn, E. Marsch, B. Meyer, H. Miggenrieder, M. D. Montgomery, K. H. Muehlhaeuser, W. Pilipp, W. Voges, S. M Zink. A survey on initial results of the HELIOS plasma experiment. *Journal Of Geophysics*, Vol. 42. 1977, p. 561.

**(Sauvaud et al. 2008)** : J.-A. Sauvaud, D. Larson, C. Aoustin, D. W. Curtis, J.-L. Médale, A. Fedorov, J. Rouzaud, J. Luhmann, T. Moreau, P. Schröder, P. Louarn, I. Dandouras and E. Penou. The IMPACT Solar Wind Electron Analyzer (SWEA). *Space Sci. Rev.* **136**, 2008, p.227.

**(Schrott et al. 1995)** : A.G. Schrott, B. Braren, E.J.M. O'Sullivan, R. F. Saraf, P. Bailey and J. Roldan. Laser-assisted seeding for electroless plating on polyimide surfaces. *Journal of the Electrochemical Society*, Vol. 142, N°3, 1995, p. 944.

**(Schwartz et al. 2007)** : S. J. Schwartz & The Cross-Scale Team. Cross-scale : multi-scale coupling in space plasmas, ESA Cosmic Vision 2015-2025 call for proposals. 2007. ESA.

**(Scudder et al. 1995)** : J. Scudder, F. Hunsacker, G. Miller, J. Lobell, T. Zawistowski, K. Ogilvie, J. Keller, D. Chornay, F. Herrero, R. Fitzenreiter, D. Fairfield, J. Needell, D. Bodet, J. Googins, C. Kletzing, R. Torbert, J. Vandiver, R. Bentley, W. Fillius, C. McIlwain, E.

Whipple and A. Korth. Hydra –a 3 Dimensional electron and ion hot plasma instrument for the polar spacecraft of the GGS mission. *Space Sci. Rev.* **71**, 1995, p.459.

**(Sercel et al. 2006)** : J. P. Sercel and M. Von Dadelszen. Practical UV excimer laser image system illuminators, *Laser Beam Shaping Applications*. Edited by Fred M. Dickey, Scott C. Holswade and David L. Shealy, 2006.

**(Shappirio et al. 2009)** : M. Shappirio, M. L. Adrian, L. A. Avakov, D. J. Chornay, T. E. Moore, C. R. Aulieti, A. C. Barrie, T. Rosnack and C. Tucker. The magnetospheric multiscale mission fast plasma investigation dual electron spectrometer development. *American Geophysical Union*, 2009, Fall Meeting.

**(Srinivasan et al. 1982)** : R. Srinivasan and V. MayneBanto, Selfdeveloping photoetching of poly(ethylene terephthalate) films by far ultraviolet excimer laser radiation. *Applied Physics Letter*. Vol. 41,1982, p.576.

**(Srinivasan et al. 1983)** : R. Srinivasan. Kinetics of the ablative photodecomposition of organic polymers in the far ultraviolet (193nm). *Journal of Vacuum Science & Technology*, Vol. 1, N°4, 1983, p.923.

**(Srinivasan et al. 1986)** : R. Srinivasan, B. Braren and R. W. Dreyfus. Ultraviolet laser ablation of polyimide films. *Journal of Applied Physics*, Vol. 61, N°1, 1986, p.372.

**(Srinivasan et al. 1989)** : R; Srinivasan and B. Braren. Ultraviolet laser ablation of organic polymers. *Chemical Reviews*, Vol. 89, 1989, p. 1303.

**(Voelkel et al. 2008)** : R. Voelkel, and K. J. Weible, Laser beam homogenizing: limitations and constraints, *Proc. SPIE 7102*, 2008.

**(Ukhorskiy et al. 2001)** : A. Y. Ukhorskiy, B. H. Mauk, N. J. Fox, D. G. Sibeck, J. M. Grebowsky. Radiation belt storm probes : resolving fundamental physics with practical consequences. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, Vol. 73, 2011, p.1417.

**(Vaisberg et al. 2005)** : O. L. Vaisberg, L. A. Avakov, A. V. Leibov, V. N. Smirnov, J. Keller, T. Moore, D. Chornay, M. Collier, V. S. Troshin and V. D. Myagkikh. A Panoramic plasma spectrometer : an all-sky camera for charged particles. *Cosmic Res.* **43**, 2005, 373.

**(Vilppola et al. 1993)**: J. H. Vilppola, J. T. Keisala and P. J. Tanskanen. Optimization of hemispherical electrostatic analyzer with respect to resolution requirements. *Rev. Sci. Instrum.* **64**, Vol. 8, 1993, p. 2190.

**(Wehner, 2005)** : M. Wehner. Ablative micro-fabrication, drillin. *Laser Excimer Tehcnology*, edited by Dirk Basting and Gerd Marowsky, Springer 2005.

**(Wehner et al. 2005)** : M. Wehner and J. Ihlemann. Micro-machining Laser Excimer Tehcnology, edited by Dirk Basting and Gerd Marowsky, Springer 2005.

**(Wollnik et al. 1972)** : H. Wollnik, T. Matsuo and H. Matsuda. The electrostatic potential in a toroidal condenser. *Nucl. Instrum. and methods.* **102**, 1972, p. 13.

**(Yeh, 1985)** : J. T. C. Yeh. Laser ablation of polymers. *Journal of Vacuum Science & Technology*, Vol. 4, N°3, 1985, p.653.

**(Young et al. 2004)** : D. T. Young, J. J. Berthelie, M. Blanc, J. L. Burch, A. J. Coates, R. Goldstein, M. Grande, T. W. Hill, R. E. Johnson, V. Kelha, D. J. McComas, E. C. Sittler, K. R. Svenes, K. Szegö, P. Tanskanen, K. Ahola, D. Angerson, S. Bakshi, R. A. Baragiola, B. L. Barraclough, R. K. Black, S. Bolton, T. Booker, R. Bowman, P. Casey, F. J. Crary, D. Delapp, G. Dirks, N. Eaker, H. Funsten, J. D. Furman, J. T. Gosling, H. Hannula, C. Holmlund, H. Humo, J. M. Illiano, P. Jensen, M. A. Johnson, D. R. Linder, T. Luntama, S. Maurice, K. P. McCabe, K. Mursula, B. T Narheim, J. E. Nordholt, A. Preece, J. Rudzki, A. Ruitberg, K. Smith, S. Szalai, M. F. Thomsen, K. Viherkanto, J. Vilppola, T. Vollmer, T. E. Wahl, M. Wüest, T. Ylikopi and C. Zinsmeyer. Cassini plasma spectrometer investigation. *Space Science Reviews*, **114**, 2004, p. 1-112.

**(Zhang et al. 1997)** :J.Y. Zhang, I. W. Boyd. Photo-decomposition of thin palladium acetate films with 126nm radiation. *Applied Physics A*, Vol. 65, 1997, p.379.