



HAL
open science

Etude et réalisation d'empilements multicouches sur des optiques asphériques de grandes dimensions pour des applications en lithographie Extrême U.V

Benoit Sassolas

► To cite this version:

Benoit Sassolas. Etude et réalisation d'empilements multicouches sur des optiques asphériques de grandes dimensions pour des applications en lithographie Extrême U.V. Matière Condensée [cond-mat]. Université Claude Bernard - Lyon I, 2008. Français. NNT: . tel-00371657v1

HAL Id: tel-00371657

<https://theses.hal.science/tel-00371657v1>

Submitted on 30 Mar 2009 (v1), last revised 15 Jun 2009 (v2)

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.

N° d'ordre **101-2008**

Année 2008

THESE

présentée

devant l'UNIVERSITE CLAUDE BERNARD - LYON 1

pour l'obtention

du DIPLOME DE DOCTORAT

(arrêté du 7 août 2006)

présentée et soutenue publiquement le

1^{er} Juillet 2008

par

Benoît SASSOLAS

**Etude et réalisation d'empilements multicouches sur des optiques
asphériques de grandes dimensions pour des applications en
lithographie Extrême U.V**

Directeur de thèse :
J.M. Mackowski

JURY :	M.	J.C. PLENET	Président
	M.	M. IDIR	Rapporteur
	M.	A. RINCHET	Rapporteur
	Mme	M.F. RAVET-KRILL	Examineur
	M.	D. MOURICAUD	Examineur
	M.	J.M. MACKOWSKI	Directeur de thèse
	M.	N. MORGADO	Codirecteur de thèse

UNIVERSITE CLAUDE BERNARD - LYON I

Président de l'Université

Vice-président du Conseil Scientifique

Vice-président du Conseil d'Administration

Vice-président du Conseil des Etudes et de la Vie Universitaire

Secrétaire Général

M. le Professeur L. COLLET

M. le Professeur J.F. MORNEX

M. le Professeur J. LIETO

M. le Professeur D. SIMON

M. G. GAY

SECTEUR SANTE

Composantes

UFR de Médecine Lyon R.T.H. Laënnec

UFR de Médecine Lyon Grange-Blanche

UFR de Médecine Lyon-Nord

UFR de Médecine Lyon-Sud

UFR d'Odontologie

Institut des Sciences Pharmaceutiques et Biologiques

Directeur : M. le Professeur P. COCHAT

Directeur : M. le Professeur X. MARTIN

Directeur : M. le Professeur J. ETIENNE

Directeur : M. le Professeur F.N. GILLY

Directeur : M. O. ROBIN

Directeur : M. le Professeur F. LOCHER

Institut Techniques de Réadaptation

Directeur : M. le Professeur MATILLON

Département de Formation et Centre de Recherche en Biologie Humaine

Directeur : M. le Professeur P. FARGE

SECTEUR SCIENCES

Composantes

UFR de Physique

UFR de Biologie

UFR de Mécanique

UFR de Génie Electrique et des Procédés

UFR Sciences de la Terre

UFR de Mathématiques

UFR d'Informatique

UFR de Chimie Biochimie

UFR STAPS

Observatoire de Lyon

Institut des Sciences et des Techniques de l'Ingénieur de Lyon

IUT A

IUT B

Institut de Science Financière et d'Assurances

Directeur : Mme. le Professeur S. FLECK

Directeur : M. le Professeur H. PINON

Directeur : M. le Professeur H. BEN HADID

Directeur : M. le Professeur G. CLERC

Directeur : M. le Professeur P. HANTZPERGUE

Directeur : M. le Professeur A. GOLDMAN

Directeur : M. le Professeur S. AKKOUCHE

Directeur : Mme. le Professeur H. PARROT

Directeur : M. C. COLLIGNON

Directeur : M. le Professeur R. BACON

Directeur : M. le Professeur J. LIETO

Directeur : M. le Professeur M. C. COULET

Directeur : M. le Professeur R. LAMARTINE

Directeur : M. le Professeur J.C. AUGROS

*C'est gagné, c'est gagné, we did it, YEAH !!!
Dora l'Exploratrice*

REMERCIEMENTS

Ce travail a été réalisé dans le cadre d'une convention BDI d'Octobre 2005 à Juillet 2008. Il a été effectué au Laboratoire des Matériaux Avancés (U.P.S. 2713) à Villeurbanne.

J'adresse mes remerciements à Jean-Marie Mackowski ainsi qu'à Raffaele Flaminio pour m'avoir accueilli dans leur laboratoire.

Je remercie Michel Sirieix, directeur scientifique de la société SAGEM DS pour la confiance qu'il m'a accordée en me confiant ce travail.

Je tenais à remercier Messieurs André Rinchet, expert technique à SAGEM REOSC, et Mourad Idir, chargé de recherche et responsable de la ligne Métrologie du synchrotron Soleil, pour avoir accepté de rapporter sur mon manuscrit. Leurs remarques et leurs conseils m'ont été d'une grande aide pour préparer la soutenance.

Je remercie également Alban Remillieux et Nazario Morgado pour leur aide précieuse et avisée et tout le temps qu'ils m'ont accordé. Merci aussi d'avoir accepté d'encadrer ce travail.

J'exprime toute ma gratitude aux membres du LMA, Christophe, Laurent, Renée, Jean-Luc, Bernard, Yvan, Ilyass et Danièle (mes colocataires de bureau) pour leurs conseils et leur intérêt pour mon travail. Une pensée particulière « aux petites mains » qui ont réalisé et caractérisé tout ces échantillons.

Une pensée particulière à P@t et Elodie qui sont partis tous les 2 vers de nouvelles activités de recherche.

Je voudrais exprimer toute ma gratitude à l'équipe Composants X-UV du laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique de Palaiseau. Un grand merci en particulier à Frank Delmotte, Christophe Hecquet, Arnaud Jérôme pour leur conseils concernant les empilements Mo/Si et les mesures de réflectométrie qu'ils ont réalisés, point essentiel de ce manuscrit. Merci également à Marie-Françoise Ravet-Krill pour ses conseils et pour avoir accepté de faire partie de ce jury. Ses remarques m'ont été très utiles pour compléter ce manuscrit.

Merci à Mohammed H. Modhi, post-doc à la ligne métrologie du synchrotron Soleil, pour nos discussions concernant le dépouillement des réflectogrammes X.

Je tenais à remercier le bureau d'études, l'atelier de mécanique et de chaudronnerie de l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon pour leur intérêt et le soutien qu'ils ont su m'apporter pour la fabrication du faux miroir. Je voulais également remercier Rodolphe Della Negra, pour ses conseils dans l'utilisation de LabView et Sylvie Flores pour le soutien bibliographique.

J'exprime ma gratitude au groupe Aval du cycle électro-nucléaire de l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon, particulièrement Nathalie Moncoffre, Nathalie Millard-Pinard, Stéphane Gavarini, Nicolas Béreard et Claire Guipponi ainsi que Christophe Peaucelle et Alain Gardon de l'accélérateur 4MeV de l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon, pour leur contribution sur les mesures RBS. Leur disponibilité et leurs explications m'ont été d'une grande aide.

Une pensée amicale à Angelo Giglia et Nicola Mahne du Synchrotron Elettra et Marc Rouliay du LIXAM pour la session de mesures au Synchrotron Elettra de Trieste. La semaine fut chargée mais très enrichissante ! Même si ce séjour était parsemé de problèmes logistiques et techniques, j'en garde un excellent souvenir.

A Christophe Marquette, Kevin Heyries et Benjamin Corgier du Laboratoire de Génie Enzymatique et Biomoléculaire, merci pour la mise à disposition de leur AFM et le temps qu'ils m'ont accordé durant ces mesures.

Il ne m'était pas possible d'écrire cette page sans avoir une pensée à mes proches qui ont accompagné toutes ces années passées sur les bancs de l'école :

- A ma famille (d'ici et de là-haut) qui a toujours su m'encourager dans mes études. Plus particulièrement à mes parents qui ont fait de l'éducation de leurs enfants une priorité. Merci de nous avoir permis de faire ce qui nous plaisait sans que nous ayons d'autres préoccupations que nos études. Qu'ils voient en ces quelques lignes la marque d'un fils reconnaissant.

- A mon frère jumeau Damien et sa Bulle de douceur. Merci de me faire l'honneur d'être le parrain de votre petite perle Kalie.

- A ma sœur Audrey et Yannis, j'initie ici l'épreuve du feu. Aucun doute que la haute qualité de vos travaux vous rendra la tâche bien plus facile.

- Aux Nano's et aux Cosmogirls, merci pour toutes ces soirées « newyorkaises » et aux vendredis brumeux qui les suivirent. Et bonne chance aux futurs docs Paolo, Loïc et Christophe (mon compagnon de galère pendant ces 3 années)

- A Geo/Laet & leur Popiet', La Nouille, Le Gros, Dim/Clém merci d'avoir toujours compris l'importance de ce que je faisais, des WE passés en révisions d'examens, du stress des derniers mois... Merci de supporter mes décompressions... Merci d'être toujours là...

- Une pensée à 'Aïs (si on tombe en panne j'pousse pas !), Charline pour me ramener chez moi (enfin presque lol), Bruno (ensemble !)/Marianne, FredEdith, les biterrois de mon cœur Pierre & Brigitte, Chacha (et ma chemise ?!), Julien (trop classe le camping) & Amandine, le FFC, les Figures I & II (pour ces 2 Sainté-Lyon mémorables), les Chav', Xav', Ponce-Castella-Talavante pour le 15 Août dernier, la Ville de Béziers pour ces 5 Férias mémorables, Mickey et Guitar pour nos chevauchés fantastiques, à Mikael Scofield, à Décathlon pour avoir inventé la Quechua® et puis tout le monde parce qu'y en a trop en fait...

- A la famille Bérenguer pour leur gentillesse et leur soutien dans les derniers moments de stress avant la libération.

Et enfin à Elodie... avec toute ma tendresse.

Table des matières

Introduction	11
---------------------------	-----------

PARTIE I :

1 LA LITHOGRAPHIE EXTREME U.V	18
1.1 Les techniques de lithographie	18
1.1.1 La lithographie optique	18
1.1.2 La lithographie X	21
1.1.3 La lithographie par faisceau d'électrons	22
1.1.4 La lithographie par faisceau d'ions.....	22
1.1.5 La lithographie EUV	23
1.2 Les sources EUV	24
1.2.1 Les source GDPP (Gaz Discharged Produced Plasma).....	24
1.2.2 Les sources LPP (Laser Produced Plasma).....	26
1.2.3 Performances de différentes sources EUV	27
1.3 Les collecteurs EUV	30
1.4 Le projet EAGLE	33
1.4.1 Historique des programmes français et européens sur la lithographie EUV	33
1.4.2 Le projet EAGLE	34
2 LES OPTIQUES X	38
2.1 Les optiques réfractives	38
2.1.1 Les lentilles « compound »	38
2.1.2 Les lentilles réfractives paraboliques	39
2.1.3 Lentilles multiprismes.....	39
2.2 Les optiques diffractives	40
2.2.1 Les réseaux de diffraction	40
2.2.2 Les optiques de Fresnel « zone plates »	41
2.3 Les optiques réfléchives (ou à incidence rasante)	42
2.4 Les optiques multicouches	44
2.4.1 Principe	44
2.4.2 Approche théorique.....	44
2.5 Applications	49
3 LES PERFORMANCES DES MULTICOUCHES	54
3.1 Les matériaux pour l'EUUV	54
3.2 Caractéristiques des empilements Mo/Si	57
3.2.1 Qualité des interfaces	57
3.2.2 Nature des couches	58
3.2.3 Interfaces engineering.....	60

3.3	Les techniques de dépôts des couches minces métalliques	64
3.3.1	La pulvérisation cathodique	64
3.3.2	La pulvérisation par faisceau d'ions (IBS).....	65
3.3.3	L'ablation laser	66
3.3.4	Synthèse bibliographique des performances expérimentales	66
3.4	Caractérisation des empilements.....	71
3.4.1	La réflectométrie des rayons X (RRX)	71
3.4.2	Mesures de réflectivité EUV	74
3.4.3	Spectroscopie de rétrodiffusion de Rutherford	79
3.4.4	Mesures de rugosité de surface	81

PARTIE II :

1	LES CONCEPTS DE COLLECTEURS.....	96
1.1	Nécessité d'un gradient d'épaisseur	96
1.1.1	Optimisation avec TFCalc	97
1.1.2	Calcul à partir de la loi de Bragg modifiée	99
1.2	Le concept More Moore	101
1.3	Le concept ASML	103
1.4	Le concept Xtrem techs	105
1.5	Le concept EAGLE.....	107
1.6	Conclusion	109
2	LES COUCHES METALLIQUES MO-SI AU LMA.....	112
2.1	Les empilements multicouches.....	112
2.1.1	Présentation du bâti DIBS.....	112
2.1.2	Modifications des paramètres de dépôt.....	117
2.1.3	Etude des matériaux en couches minces	122
2.1.4	Etalonnage des épaisseurs.....	124
2.1.5	Les miroirs à 13,5 nm	127
2.1.6	Conclusion et perspectives.....	135
2.2	Les couches épaisses de silicium	136
2.2.1	Problématique	136
2.2.2	Etudes des contraintes mécaniques	137
2.2.3	Mesures de densité.....	143
2.2.4	Premiers résultats du polissage	145
2.3	Conclusion	147
3	LES EXPERIENCES A L'ECHELLE 1 :1	152
3.1	Le masquage.....	152
3.1.1	Les dépôts à gradient d'épaisseurs.....	152
3.1.2	La segmentation des miroirs de diamètres et de flèches importants	159
3.1.3	Calcul du masque.....	165

3.2	La substitution du molybdène et du silicium par le Ta₂O₅.....	167
3.2.1	Motivations	167
3.2.2	Expérience	168
3.2.3	Résultats.....	169
3.2.4	Discussion.....	173
3.3	Le faux miroir	174
3.3.1	Concept	174
3.3.2	Réalisation	175
3.4	Mesures d'épaisseurs déposées sur les lamelles.....	177
3.4.1	Principe	177
3.4.2	Détermination de l'indice du Ta ₂ O ₅	177
3.4.3	Mesures d'épaisseurs	182
3.5	Mesures de dépôts statiques.....	184
3.5.1	Les 4 axes de mesures.....	184
3.5.2	Validation de la monture et du principe.....	188
3.6	Calcul et fabrication du premier masque d'uniformité.....	191
3.6.1	Calcul du premier masque.....	191
3.6.2	Fabrication du masque	195
3.7	Résultats et discussion	198
3.7.1	Dépôt avec le masque M0.....	198
3.7.2	Expérience avec le second masque M1.....	200
3.8	Conclusion 203	

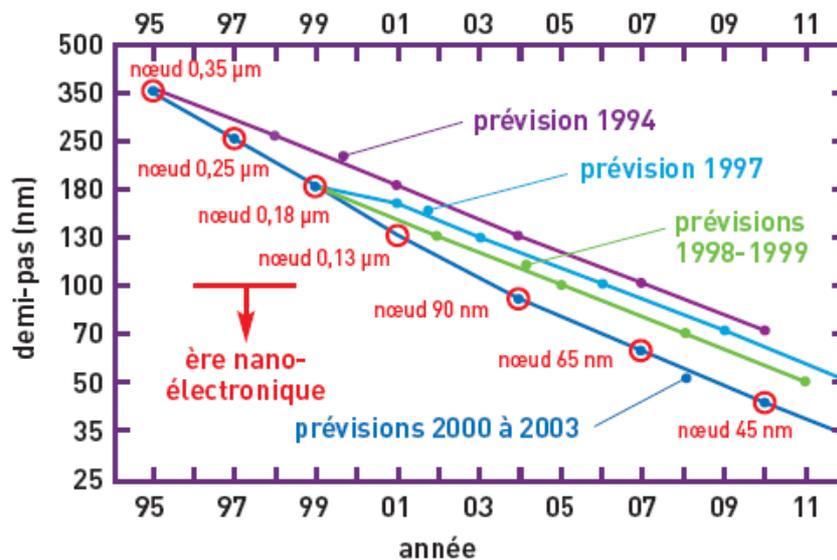
Conclusion	209
-------------------------	------------

Annexes.....	213
---------------------	------------

INTRODUCTION

En 1965, G. Moore annonça dans un article visionnaire une croissance exponentielle du nombre de transistors par unité de surface pour un même coût. Initialement estimé à un doublement tous les 12 mois puis tous les 18 mois elle fut réévaluée en 1995 à un doublement tous les 2-3 ans. Cette loi empirique donna naissance à l’ITRS (International Technology Roadmap for SemiConductors) associé à des nœuds correspondant aux générations technologiques dont les valeurs caractéristiques coïncident avec le demi-pas de gravure des mémoires DRAM.

L’augmentation constante de la concentration des composants, se traduit par une miniaturisation des motifs, qui à terme se heurtera à une limite physique. En effet, l’épaisseur d’isolant qui sépare actuellement la grille du canal ne fait que quelques couches atomiques. En la diminuant, elle devient si fine qu’un courant de fuite apparaît par effet tunnel qui pourrait réduire la fiabilité des transistors.



Loi de Moore

L’application de l’industrie de la microélectronique à toujours suivre cette feuille de route, lui a permis d’évoluer dans un cercle vertueux : la recherche a permis de produire des circuits intégrés aux dimensions réduites et à moindre coût, ouvrant de nouveaux marchés qui financent les projets de R&D pour les nouveaux dispositifs, etc.

INTRODUCTION

Les techniques de fabrication collective permettent de réaliser plusieurs composants identiques sur un même substrat, généralement un wafer de silicium. L'étape de réduction du motif sur le wafer est assurée par lithographie optique. Une résine étalée sur le wafer est exposée à un flux de particules énergétiques (photons U.V, rayons X ou encore des ions) au travers d'un masque représentant le motif d'un circuit. L'image du dessin est projetée sur la résine dont les parties insolées seront par la suite dissoutes (développement). Les parties exposées de la couche initiale pourront être gravées sélectivement. La résolution est proportionnelle à la longueur d'onde et à l'ouverture optique. Les réductions des dimensions se sont effectuées conjointement en diminuant la longueur d'onde et en augmentant l'ouverture numérique. Pour aller au-delà, une rupture technologique est indispensable. La voie la plus prometteuse est l'utilisation du rayonnement Extrême Ultra Violet (EUV) à 13,5 nm. Les différentes optiques présentes dans les appareillages de Lithographie Extrême Ultra Violet (LEUV), sont utilisées pour la plupart en incidence quasi-normale. Dans ce cas, seules les structures multicouches Mo/Si permettent d'obtenir 70% de réflectivité [1].

L'une des parties optiques critiques, concerne le collecteur EUV (système optique récoltant le flux lumineux issu de la source). Les puissances obtenues actuellement sont assez faibles, quelques dizaines de watts seulement. Si nous combinons à cela un grand nombre de miroirs à la réflectivité limitée, la puissance atteignant le wafer n'est pas importante et « chaque watt compte ». Il est donc nécessaire de concentrer le plus de rayonnement issu de la source et ceci passe par une grande efficacité de collection. Pour cela on utilise des miroirs asphériques de grand diamètre mais leur traitement est assez délicat car ils nécessitent une chambre de dépôt de grandes dimensions. Le Laboratoire des Matériaux Avancés possède une haute expertise dans la réalisation de grands miroirs [2] dans le domaine du proche infrarouge à 1064 nm. Il été développé des techniques permettant le contrôle d'épaisseur afin d'assurer l'uniformité d'épaisseur sur toute la surface [3] ou au contraire de réaliser un gradient d'épaisseur [4]. Le laboratoire dispose de deux bâtis de pulvérisation par faisceau d'ions, l'un de 800 x 800 x 500 mm et l'autre de 2000 x 2000 x 2000 mm.

Ce travail de thèse s'est articulé autour de 2 problématiques majeures:

- une initiation à la fabrication de multicouches pour l'EUV pour évaluer les difficultés d'obtention d'empilements de bonne qualité (travail réalisé dans le petit bâti).
- une étude des designs de collecteurs et de plusieurs techniques visant à reproduire le profil d'épaisseur désiré (travail réalisé dans le grand bâti).

Dans une première partie nous exposerons les différentes technologies possibles pour la future génération de lithographie et nous montrerons l'intérêt de la LEUV. Dans un second temps, une présentation sera faite des différentes sources EUV ainsi que des optiques adaptées à ce domaine d'énergie. Nous nous attarderons principalement sur les performances et les caractéristiques des miroirs constitués d'un empilement de couches de molybdène et de silicium. Enfin nous expliquerons les techniques de caractérisation des empilements permettant d'obtenir des informations sur la structure et sur les performances des miroirs.

Dans la seconde partie, nous exposerons les concepts de collecteurs envisagés, en précisant leurs avantages et leurs inconvénients. Les points déterminants pour choisir parmi les différents designs sont les performances optiques et des dimensions raisonnables pour rendre le traitement possible. Par la suite nous présenterons les résultats sur les dépôts métalliques de molybdène et de silicium mis au point dans le petit bâti de pulvérisation. La réalisation de ce type de dépôts (matériaux, faibles épaisseurs) est nouvelle au LMA : l'étape de familiarisation a été inévitable. Enfin nous montrerons les techniques développées pour assurer le contrôle d'épaisseur sur des substrats de grand diamètre dans le grand bâti de pulvérisation. Le flux de matière pulvérisée ayant de fortes variations dans l'espace, il est nécessaire de mettre en place des moyens de correction.

Références bibliographiques de l'Introduction :

1. S.Yulin, "*Multilayer Coatings for EUV/Soft X-ray mirrors*," in *Optical Interference Coatings*, 88, 281-307 (1976).
2. F. Beauville, et al., "*Low loss coatings for the VIRGO large mirrors*," in *Advances in Optical Thin Films*, Proceedings of SPIE 5250, 483-492 (2004).
3. A.Remillieux, "*Uniformisation d'épaisseur de couches minces*," Rapport (1993).
4. J. Agresti, et al., "*Flat top beam profile cavity prototype*," in *Laser Beam Shaping VI*, Proceedings of SPIE 5876, (2005).

PARTIE I

Chapitre 1 :

La lithographie Extrême U.V

1 La lithographie Extrême U.V

La lithographie est le procédé industriel qui permet la fabrication des composants électroniques à partir de semi-conducteurs. Qu'elles utilisent des photons, des ions ou encore des électrons, les études tentent de développer des techniques permettant d'augmenter la densité des puces tout en réduisant les coûts de production. La lithographie optique, technique la plus généralement employée, sera présentée dans ce chapitre ainsi que les techniques alternatives et à venir pour continuer la course à la miniaturisation. Nous verrons par la suite certains points clefs de la lithographie extrême ultra-violet (Extreme Ultra-Violet Lithography = EUVL) comme le développement de sources lumineuses et la conception des collecteurs.

1.1 Les techniques de lithographie

1.1.1 La lithographie optique

Dans la lithographie optique en projection, le flux lumineux traverse un masque, l'image en transmission est ensuite réduite grâce aux optiques pour finalement être projetée sur le wafer (Figure 1-1). Les systèmes industriels ont un pouvoir réducteur standard de 4 :1. Le principe est analogue à celui d'un rétroprojecteur mis à part que l'image finale est réduite. Pendant les 3 dernières décennies, la taille des dispositifs est passée de 15 μm à 60 nm. La résolution spatiale est donnée par

$$R = \frac{k1 \cdot \lambda}{NA} \quad (\text{Équation 1-1})$$

où $k1$ est une constante dépendante du process, λ la longueur d'onde d'insolation et NA l'ouverture numérique du dispositif.

Les technologies actuelles utilisent des longueurs d'onde de 248 nm et de 193 nm. Des techniques en immersion (technologie 193i où la lentille de projection et le wafer sont séparés par un fluide, permettant d'augmenter NA) ont été développées, mais il n'est pas possible de réaliser des motifs inférieurs à 45 nm. Le Tableau 1-1 montre l'évolution de la résolution avec les différentes générations de lithographie. Notons que la profondeur de champ a également diminué avec la résolution.

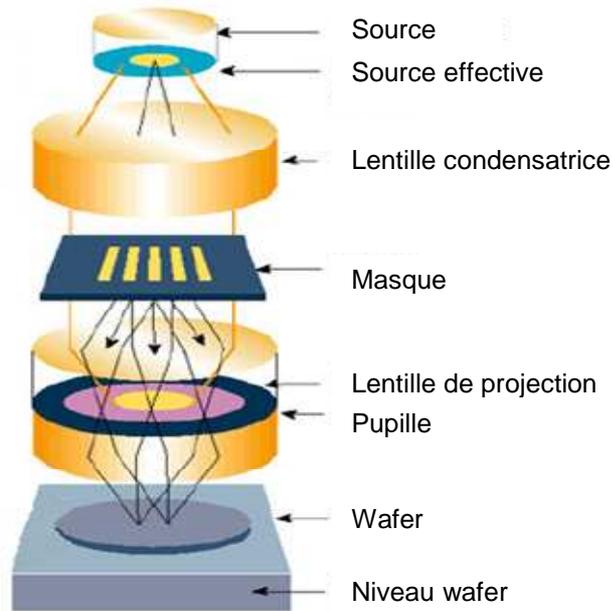


Figure 1-1 : Schéma de principe du système de lithographie à projection

Type de lithographie	Longueur d'onde (nm)	Ouverture numérique	k1	Résolution (nm)	Profondeur de champ (nm)
g-line	436	0,5	0,8	700	1700
i-line	365	0,63	0,6	350	920
KrF	248	0,7	0,7	250	690
F2	157	0,8	0,5	98	245
ArF	193	1,30	0,3	45	-

Tableau 1-1 : Caractéristiques des différentes générations de lithographie [1] + [2]

La résolution peut aussi être réduite par l'emploi de masques adaptés qui permettent de diminuer la constante de process. Par exemple, les masques à phase-shift permettent de déphaser le faisceau de π en certains points, rendant l'intensité négligeable à la limite des 2 zones (Figure 1-2). (Les deux points sont alors distincts contrairement au masque conventionnel).

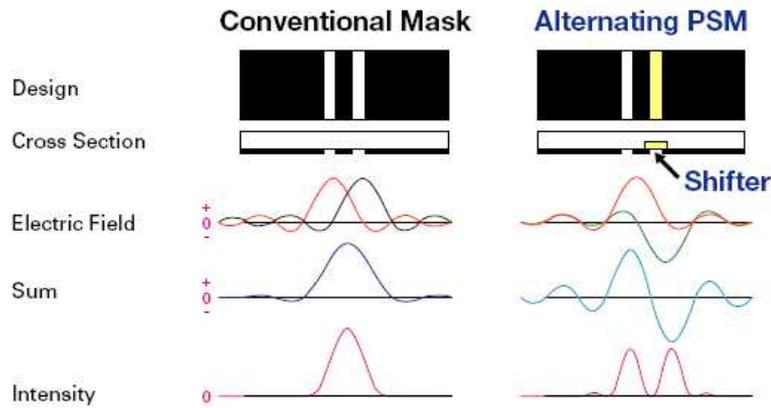


Figure 1-2: Principe des masques Phase Shift (Phase Shift Mask = PSM) [DNP Technology] [3]

La technologie 193i offre encore quelques perspectives intéressantes pour l’avenir : le passage au haut indice pour le milieu séparant la lentille du wafer et le matériau constituant la lentille. Un indice de réfraction supérieur à 1,8 permettrait d’obtenir une ouverture numérique NA de 1,7 soit une résolution de 28 nm, voire 22 nm avec l’emploi de technique comme les masques PhaseShift. Les fluides hauts indices n’ont pour l’instant pas été découverts mais le LuAg est un matériau prometteur pour les lentilles. Cependant le développement de cette technique est ralenti par des investissements frileux notamment à cause de l’échec de l’expérience sur les lentilles en CaF₂.

La réalisation en plusieurs étapes du motif permettrait d’accroître les performances de la technologie 193i actuelle. Samsung a obtenu une résolution de 38 nm [4] et IMEC 32 nm [5]. Diverses techniques sont utilisables : double exposition, spacer mask, heterogeneous mask, intermediate pattern accumulation. Il est important de souligner que la multiplication des opérations entraîne une multiplication des coûts et une usure prématurée des équipements. De plus les spécifications d’alignement du second motif sur le premier sont 3 fois plus importantes.

193 nm tool N.A.	easy single patterning (k1=0.5)	strongly enhanced single patterning (k1=0.3)	easy double patterning (k1=0.25)	strongly enhanced double patterning (k1=0.15)	twice-applied double patterning (k1=0.075)
0.93	104 nm	62 nm	52 nm	31 nm	16 nm
1.2 (water)	80 nm	48 nm	40 nm	24 nm	12 nm
1.35 (water)	71 nm	43 nm	36 nm	21 nm	11 nm
1.55 (theoretical high-index)	62 nm	37 nm	31 nm	19 nm	9 nm

Figure 1-3 : Performances attendues du double patterning en fonction de l'ouverture numérique et de la constante de process k1 [6]

1.1.2 La lithographie X

Il s'agit toujours d'une technique optique mais travaillant à $\lambda = 0.1$ nm dans le but d'augmenter la résolution du faisceau $R = \frac{k1.\lambda}{NA}$ (Équation 1-1). Le masque consiste en une superposition d'un matériau absorbant, dessinant le motif à réaliser, sur un matériau transparent (Figure 1-4). Cependant la fragilité de la membrane rend délicate la mise en œuvre des masques [7]. Cette technique nécessite l'utilisation de source X de type synchrotron donc d'équipements de très grandes tailles.

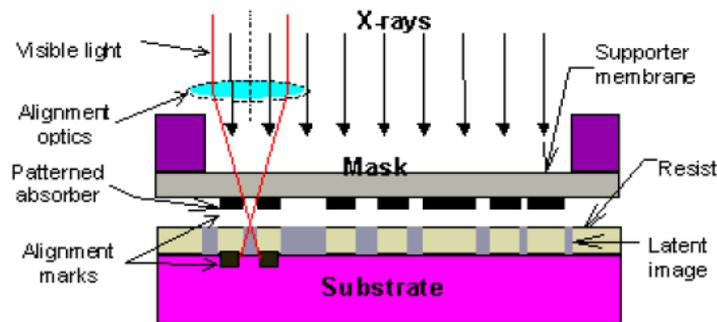


Figure 1-4 : Schéma d'un masque utilisé dans la lithographie X [8]

Les techniques en projection sont difficilement utilisables car les matériaux constituant les miroirs multicouches ne sont pas assez absorbants aux courtes longueurs d'ondes et l'épaisseur des couches serait trop faible pour être contrôlable. La lithographie de proximité est la technique privilégiée (Figure 1-5) quand il s'agit de rayons X. Le faisceau est tout d'abord réfléchi puis traverse le masque. L'image est formée sur le wafer à une échelle 1 :1. La longueur d'onde étant petite devant la taille des motifs, les phénomènes de diffraction sont négligés. Cette technique permet d'atteindre une résolution inférieure à 50 nm [9][10], avec une limite théorique de 30 nm [11].

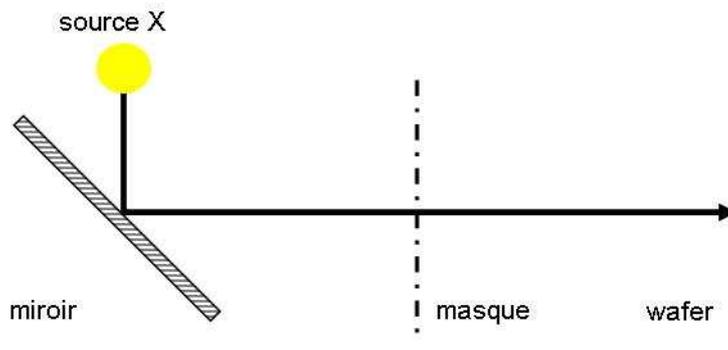


Figure 1-5 : Schéma optique de la lithographie aux rayons X

1.1.3 La lithographie par faisceau d'électrons

Afin de réduire toujours plus la résolution par rapport aux rayons X, il est nécessaire d'employer des longueurs d'onde inférieures à $R = \frac{k1.\lambda}{NA}$ (Équation 1-1) . Les rayons gammas sont inutilisables car ils ne sont pas absorbés par le masque, ni par la résine. Le rayonnement électromagnétique est donc remplacé par un faisceau d'électrons de longueur d'onde :

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2.m.e.V}} \text{ (Équation 1-2)}$$

avec h la constante de Planck, m la masse de l'électron, e la charge de l'électron et V le potentiel.

Le faisceau dirigé à l'aide de lentilles électromagnétiques, dessine directement le motif. La réalisation est très précise mais les rendements sont faibles ce qui limite cette technique à la confection des masques. Plusieurs solutions sont à l'étude pour essayer d'augmenter la capacité de production, comme le façonnage et l'élargissement du faisceau d'électrons ou encore des systèmes à exposition en parallèle (SCALPEL ou PREVAIL [12]) qui permettent d'atteindre une résolution de 24 nm.

1.1.4 La lithographie par faisceau d'ions

Les ions ayant une masse supérieure à celle des électrons, leur longueur d'onde de De Broglie pour un même potentiel est plus faible $\lambda = \frac{h}{\sqrt{2.m.e.V}}$ (Équation 1-2) ce qui permet d'atteindre une résolution de 50 nm [13]. D'autre part, les résines interagissent plus avec les ions qu'avec les électrons ce qui réduit le temps d'exposition. Une pénétration trop profonde dans la résine à cause de l'énergie importante des ions peut cependant poser problème. Il existe 2 types de lithographie à projection d'ions:

- le système à faisceau focalisé analogue à la lithographie électronique (1.1.3)
- le système à masque analogue à la lithographie optique (1.1.1)

1.1.5 La lithographie EUV

Comme nous venons de le voir, les techniques visant à succéder à la lithographie optique sont nombreuses mais leur développement pour atteindre une capacité industrielle est encore long voire incertain. L'EUVL est la continuité des techniques de lithographies optiques à projection, tout en augmentant la résolution par l'utilisation du rayonnement EUV ($\lambda \sim 13.5$ nm).

La forte absorption à cette longueur d'onde oblige l'emploi d'optiques réfléchissantes au lieu de lentilles réfractives. Le dispositif doit être entièrement sous ultra-vide et le nombre de miroirs limité pour assurer un flux suffisant au niveau de la résine. Les verrous technologiques sont alors nombreux :

- concevoir des sources lumineuses puissantes (~ 80 W)
- concevoir des masques sans défaut à une échelle de l'ordre de grandeur de la résolution recherchée
- un facteur de forme d'environ $\lambda/20$
- réaliser des optiques de collection et de projection performantes

1.2 Les sources EUV

Afin d'être intégrées dans des appareils de production industrielle, les sources EUV doivent être compactes et puissantes. Le Tableau 1-2 présente les spécifications requises pour les sources EUV présentées lors de l'*EUV Source Workshop* de Sematech en Février 2005.

λ	13.5 nm
Puissance au point focal intermédiaire	115 W
Répétition	7-10 kHz
Stabilité	$\pm 0.3\%$ 3σ sur 50 pulses
Absence de débris	$\geq 30\ 000$ h
Etendue source	$3.3\ \text{mm}^2\ \text{sr}$
Angle solide d'entrée	$0.03 - 0.2\ \text{sr}$
Pureté spectral : 130-400 nm	3-7 %
$\geq 400\ \text{nm}$?

Tableau 1-2 : Spécifications requises pour les sources EUV [14]

Il existe 2 grandes familles de sources à l'étude :

- les sources plasma à décharge de gaz (Gaz Discharge Plasma Produced)
- les sources plasma produit par laser (Laser Plasma Produced)

Le principe de chacune de ces sources sera présenté dans ce chapitre ainsi qu'un état des lieux des développements industriels. Ces deux types de sources utilisent des plasmas qui expulsent des ions, des électrons ou des atomes. Ces débris dégradent les performances des multicouches en pulvérisant ou en contaminant la surface des optiques.

1.2.1 Les source GDPP (Gaz Discharged Produced Plasma)

Les décharges de gaz conventionnelles, obtenues avec des lampes à décharges, n'ont pas la densité et la température suffisantes pour générer des radiations EUV. Pour ce faire, le plasma est comprimé magnétiquement pour qu'il devienne chaud et dense (Figure 1-6). Sa résistance ohmique le fait s'échauffer, faisant chuter le courant au bout de seulement quelques centaines de nanosecondes. Ces sources ne peuvent donc être utilisées que de manière pulsée.

L'écoulement de gaz est quant à lui continu au travers de la région de décharge pour obtenir un fort taux de répétition.

Un pulse haute tension est généré, les électrons libres et ceux liés à la surface entrent en collision formant ainsi un nuage d'électrons (Figure 1-6 a). Le gaz d'électrons ionise par collisions le gaz ambiant et crée un plasma froid et peu dense. Un pulse de décharge est ensuite amorcé près des parois isolantes, ce qui comprime immédiatement le plasma en une colonne chaude et dense (Figure 1-6 b) émettant le rayonnement EUV (Figure 1-6 c). Il s'ensuit l'expansion du plasma dans la direction radiale due à la pression exercée par le champ magnétique (Figure 1-6 d). L'angle solide d'émission est inférieur à π sr.

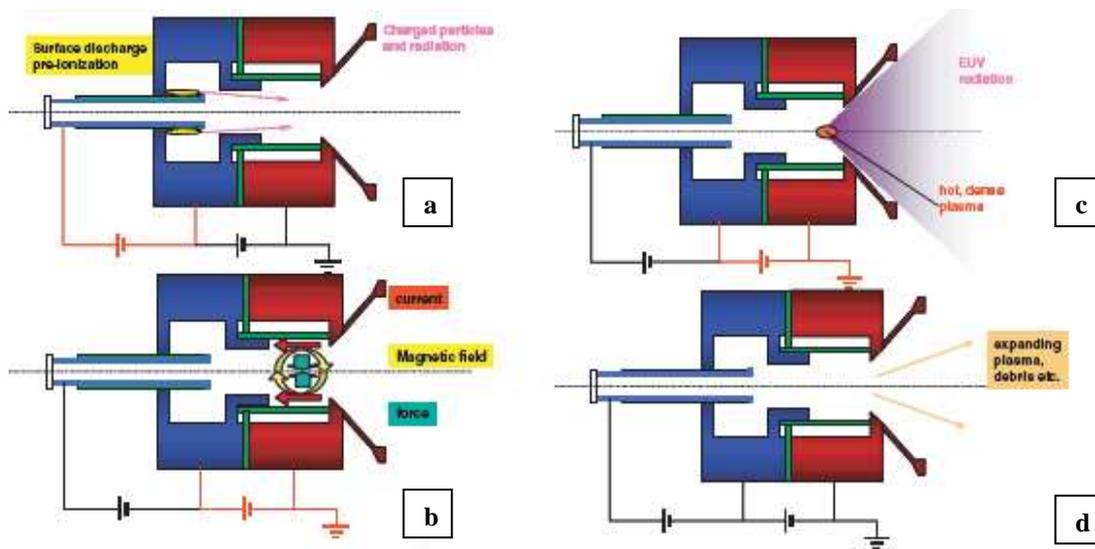


Figure 1-6 : Schéma de fonctionnement d'une source GDPP à Z-pinch [15]

Les différents concepts de source GDPP (Figure 1-7) se démarquent par la géométrie et les matériaux des électrodes et des isolants. Ceux-ci influent sur l'angle solide de collection, la réabsorption du rayonnement par le gaz, la cadence des décharges, les débris et la durée de vie des électrodes. Cependant de façon générale, ce type de source, par sa configuration géométrique, subit de fortes contraintes thermiques.

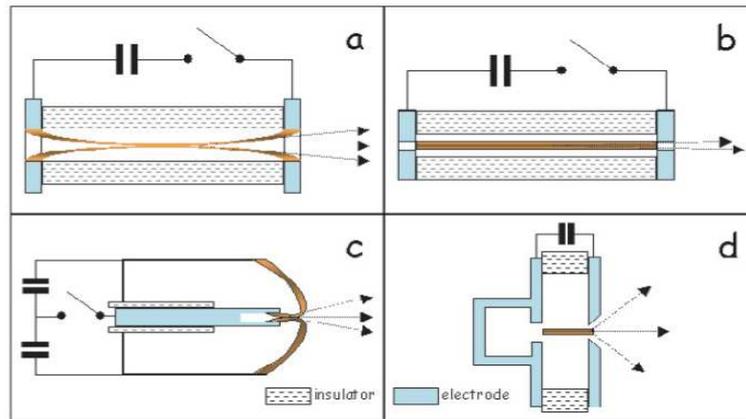


Figure 1-7: Les principales géométries de source DPP (a) le Z-pinch, (b) la décharge capillaire, (c) le plasma focus et (d) la cathode creuse [16]

1.2.2 Les sources LPP (Laser Produced Plasma)

L'émission EUV se fait après excitation laser pulsée d'une cible dense de xénon ou d'étain. Le premier bord du pulse laser génère des électrons libres qui vont par la suite être accélérés par le champ électrique. Les collisions avec les ions échauffent le plasma. Les radiations sont produites par le « bremsstrahlung » inverse (radiation libre-libre d'une charge dans le champ coulombien d'une autre charge) qui absorbe l'énergie des particules. L'excitation se fait par laser Nd :YAG pulsé qui génère une puissance de 1200 W avec un taux de répétition de 5 kHz, pour une émission EUV de 10W (2π sr) [15]

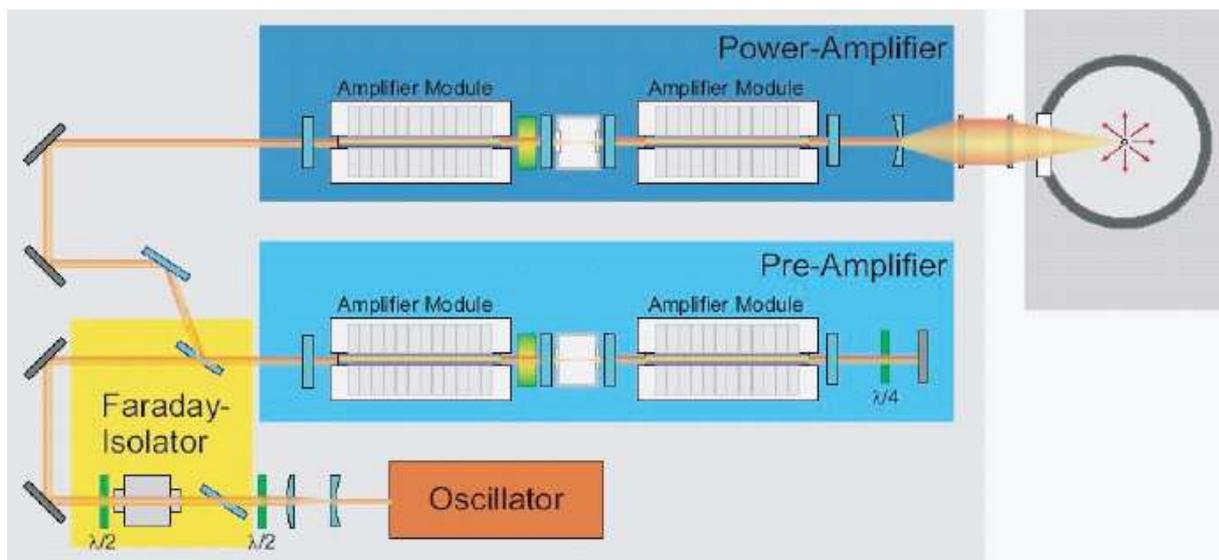


Figure 1-8 : Schéma d'une source LPP [15]

Récemment les avancées majeures obtenues par la société Cymer avec des lasers CO₂ sur des cibles d'étain ont donné un net avantage aux sources LPP puisqu'elles ont permis d'atteindre une puissance EUV de 50 W ([17]).

Parmi les différents types cibles, le microjet liquide, semble le plus prometteur pour obtenir une haute cadence de tirs. Il offre une forte densité de matière au point d'impact du laser et il permet d'éloigner le plasma de l'injecteur, limitant ainsi la production de débris.

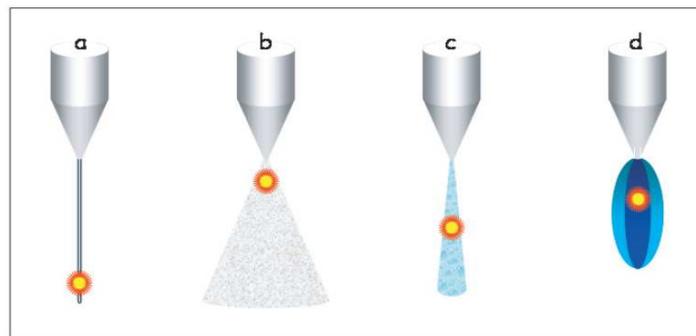


Figure 1-9 : Principaux principes de cibles jet : (a) le microjet liquide, (b) le jet d'agrégats, (c) le jet de gouttelettes et (d) le double jet concentrique. Le point montre la position de l'impact du laser : plus le jet est dense, plus le plasma est loin de l'injecteur, plus la charge thermique est faible [16]

1.2.3 Performances de différentes sources EUV

Le Tableau 1-3 présente les performances de différentes sources lumineuses développées par des industriels. La puissance disponible au point focal intermédiaire reste inférieure aux spécifications.

Le xénon (Xe) et l'étain (Sn) sont envisagés comme gaz à décharge [18][19]. Le xénon, tout d'abord, est une source propre avec une émission non résolue centrée autour de 11 nm. Son faible taux de conversion (~1%) rend difficilement envisageable une application industrielle. Il permet d'obtenir 35W dans la bande EUV (2π sr) avec un taux de répétition de 1000 Hz. La durée de vie du collecteur associé est estimée à environ 200 millions de pulses avec un système de refroidissement efficace (~20 kW). Il est possible d'atteindre 200 W dans la bande EUV avec un taux de répétition de 4,5 kHz.

L'étain quant à lui, offre un taux de conversion deux à trois fois supérieur à celui du xénon. Toutefois son caractère métallique et sa faible tension de vapeur, impose une protection du collecteur contre toute contamination. En comparant avec les performances du

cas idéal du corps noir (Figure 1-10), l'étain, avec son taux de conversion de 2,25%, apparaît comme proche de la limite théorique. Les axes de recherches s'orientent donc vers des sources LPP à cible d'étain mais les coûts de développement sont quatre fois supérieurs à ceux des sources GDPP.

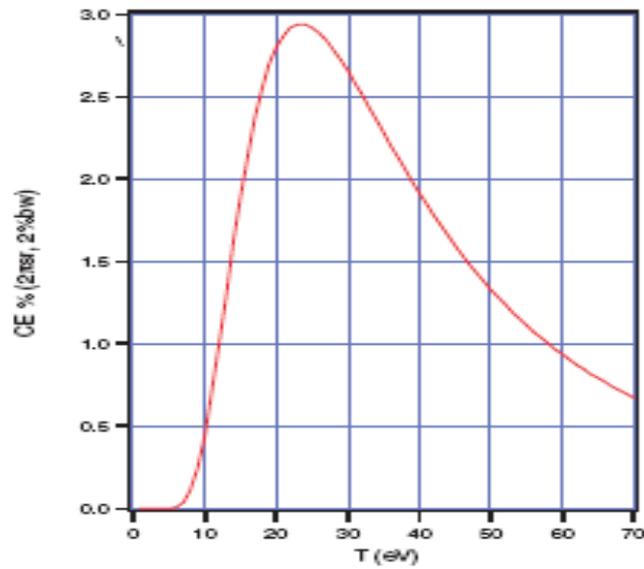


Figure 1-10 : Efficacité de conversion en fonction de la température dans le cas d'un corps noir [16]

	CYMER		EUVA			XTREME				POWERLASE	PLEX	PHILIPS
Source	DPP	LPP	DPP		LPP	DPP		LPP		LPP	DPP	LPP
Z	Xe	Sn	Sn	Xe	Xe	Xe	Sn	Xe	Sn	Sn	Li	Sn
CE (%)	0.45	-	-	-	0.44	1.0	2.0	0.8-1.0	3.0	0.8	1.5	2
EUV (IF)	11.3 W	50 W	47 W	2.7 W	4.0 W	25.7 W	51.4 W	3.3 W	12.1 W	2.6 W	30 W	50 W
Stabilité (tir à tir)	7% (1 σ)	-	-	4.8% (1 σ)	0.54% (1 σ)	-	-	-	-	< 9% (3 σ)	-	-
Cadence	2 kHz	-	7 kHz	7 kHz	10 kHz	4.5 kHz	4.5 kHz	10 kHz	10 kHz	3.5 kHz	20 kHz	4.26 kHz

Tableau 1-3: Comparatifs sources EUV [20] [17]

1.3 Les collecteurs EUV

Le collecteur a pour rôle de transférer au niveau du masque un maximum de puissance EUV émis par la source. Son design est directement lié au type de source employée. Dans le cas d'une source GDPP, le cône d'émission étant très réduit, le collecteur est sous incidence rasante (Figure 1-11).

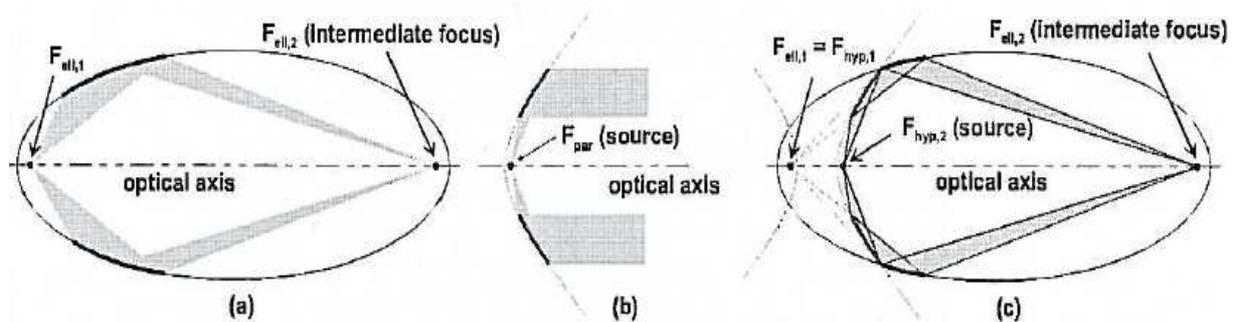


Figure 1-11 : Designs envisagés pour les collecteurs à incidence rasante, ellipsoïdal (a), paraboïdal (b) et (Wolter-type I) hyperboïdal/ellipsoïdal combiné (c) [21]

Les optiques Wolter-type I encadrées (Figure 1-12), inspirées des instruments d'astronomie [22][23][24], offrent les meilleures performances pour les sources GDPP étendues.



Figure 1-12 : Collecteur Wolter-type 1 réalisé par la société Zeiss. Les coquilles démontées sont présentées sur l'image de gauche et le collecteur assemblé sur la droite

Dans cette configuration pour avoir un angle solide suffisant, le collecteur doit être positionné très proche de la source ce qui n'est pas sans poser des problèmes d'érosion, de contamination et d'échauffement. Les rayons collectés subissent une double réflexion sur chaque coquille (Figure 1-11 c). Les surfaces sont recouvertes de dépôts réfléchissants à base

d'or, de palladium, de ruthénium ou bien de rhodium avec une rugosité inférieure à 1 nm pour limiter les phénomènes de diffusion (Figure 1-13). Les angles rasants varient typiquement de 5° à 15° pour collecter des rayons allant jusqu'à 60° par rapport à l'axe optique. Les collecteurs Wolter-type I classiques permettent de collecter 40% de la puissance émise. Des designs optimisés atteignent quant à eux 50%. [25]

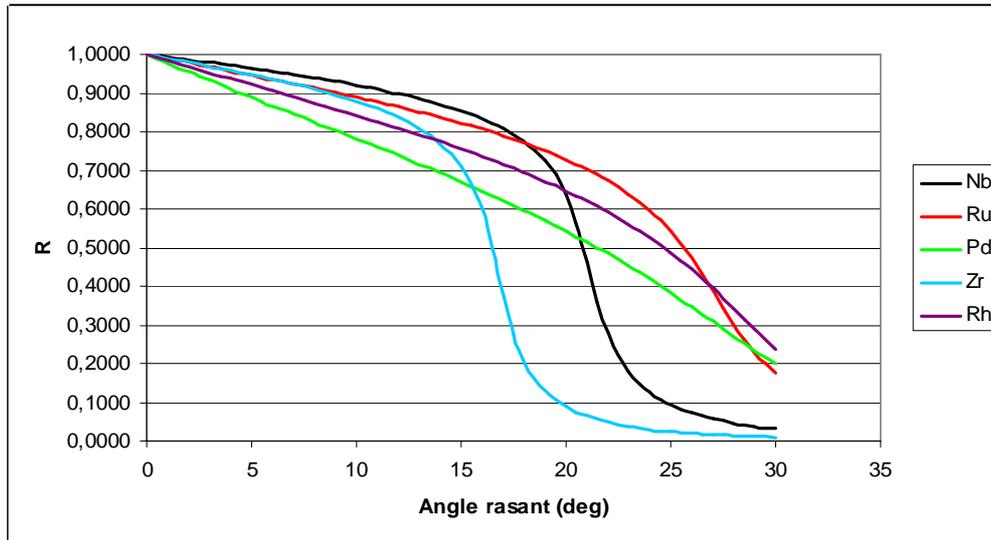


Figure 1-13 : Réflectivités de monocouches métalliques en fonction de l'angle rasant. Calculs effectués à partir des données matériaux du CXRO [26]

Les sources LPP émettant à 2π sr, nécessitent des collecteurs à miroirs sphériques ou asphériques avec des incidences comprises entre 0° et 60°. Ils peuvent être constitués d'un ou deux miroirs comme les collecteurs de type Cassegrain, Schwarzschild ou encore Gregory (Figure 1-14).

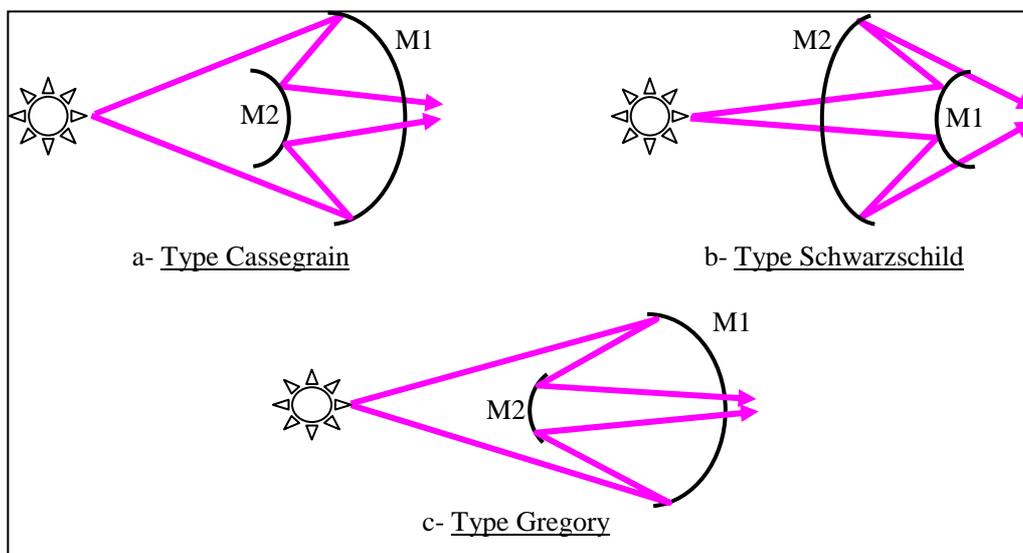


Figure 1-14 : Différents types de collecteurs à double miroirs

Ce genre d'optiques est en général de grande dimension pour permettre un angle solide de collection important (~ 1.8 sr). Compte tenu des angles d'incidence, de 0° à 30° , un traitement monocouche comme celui des collecteurs Wolter ne permet pas d'avoir une réflexion suffisante, il est nécessaire de déposer un miroir multicouche de type miroir de Bragg. Compte tenu de la forte absorption des matériaux à 13,5 nm, leur réflectivité atteint 70% pour les plus performants [27]. Dans le cas des traitements d'optiques de dimensions importantes (> 140 mm), les performances sont cependant inférieures, de l'ordre de 40% principalement à cause des qualités de polissage insuffisantes [28] [29].

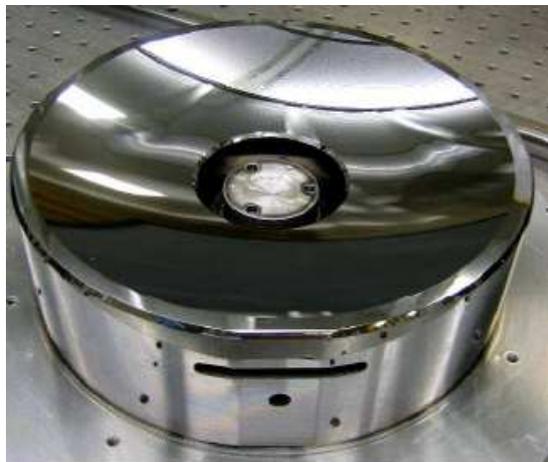


Figure 1-15 : Miroir asphérique traité pour le Banc d'Essai de Lithographie (BEL) [30]

1.4 Le projet EAGLE

1.4.1 Historique des programmes français et européens sur la lithographie EUV

Un grand nombre de projets durant ces 10 dernières années ont été consacrés au développement de la nouvelle génération de lithographie. De 1998 à 2000, le projet européen EUCLIDES (Extreme UV Concept Lithography DEvelopment System) regroupant ASM Lithography, Zeiss, Oxford Instrument, Philips, TNO-TDP et FOM-Rijnhuizen, orienta la R&D sur les substrats des miroirs, les traitements optiques haute réflectivité et les dispositifs de vide.

De 2000 à 2002 le projet français PREUVE [31][1] supporté par le Ministère de l'Industrie regroupait des industriels, des PME, des laboratoires de recherche publics et universitaires. Il portait sur le développement d'une source à 13 nm pour la production et la métrologie, des optiques en réflexion, des masques, d'une métrologie pour les mesures de réflectivité et la détection de défauts ou encore la mise au point d'un banc d'essai pour les tests de résines. Ce projet aboutira à la livraison du Banc d'Essai de Lithographie (BEL) [32].

En 2001, le programme pan-européen de recherche et développement en microélectronique, MEDEA+[33], voit le jour afin d'assurer la compétitivité de l'industrie européenne de la microélectronique. Les différents projets, environ 80 à l'heure actuelle, visent à stimuler l'innovation et à fournir des plateformes technologiques en mutualisant les forces européennes du secteur. Notons en particulier les projets suivants :

- EXTATIC (EXTreme ultraviolet Alpha Tool Integration Consortium) détermine les exigences essentielles et développe un système optique de base pour utiliser la lumière EUV à 13 nm. Il se compose de 3 parties : architecture du système et management, design optique et mécanique de la colonne optique, intégration du système complet.
- EXTUMASK (EXTreme UV Lithography MASK) évalue combien d'éléments doivent être combinés pour obtenir à la fois un process viable et atteindre les spécifications en terme de réflectivité, de dimensions critiques, de précision du positionnement et quantité de défauts. Au final il s'agit de montrer la productibilité des masques EUV.

- ExCITE (Extreme UV Consortium for Imagin Technology) utilise les acquis lors du projet PREUVE, en particulier le BEL, et du projet EUCLIDES pour développer les aptitudes d'imagerie en incluant la modélisation et la métrologie.

En 2004, le projet européen More Moore, avec un budget de 23,25 millions €, visait à développer les futurs outils EUVL et les composants pour parvenir à une production de masse de dispositifs inférieurs à 32 nm. ASML coordonnait le projet. Le premier, Alpha-demo-tool, avec une résolution de 32 nm, fut livré en juillet 2006. Plusieurs verrous technologiques persistent cependant comme l'obtention d'une source EUV puissante, l'élimination des débris émis par le plasma des sources, la confection de masques sans défaut ou encore la mise au point de résines.

1.4.2 Le projet EAGLE

La lithographie est l'étape la plus coûteuse dans la chaîne de fabrication des circuits intégrés, justifiée par le prix d'un stepper atteignant 10 millions d'euros. En comparaison, un jeu de masques revient quant à lui à 500 000 €. Pour la réalisation de dispositifs inférieurs à 32 nm, l'EUVL se présente comme la solution économiquement viable pour une production de masse.

En 2006, MEDEA+ lance le programme EAGLE (EUV Advanced Generation Lithography in Europe) dont l'objectif principal est la mise au point d'une plateforme lithographique complète pour la production en masse de dispositifs électroniques de 32 nm d'ici à 2009. Les résultats seront étendus à des résolutions plus faibles jusqu'à 16 nm. Il regroupe 3 thématiques :

- design et architecture de l'outil de lithographie
- systèmes d'illumination, caméra de projection, métrologie et traitement
- design collecteur, coating et élimination des débris

Il faudra dans un premier temps une capacité de production de 40 wafers/heure puis atteindre 100 wafers/ heure en technologie 32 nm puis descendre progressivement à 22nm. Les travaux présentés dans ce mémoire s'inscrivent directement dans ce projet et particulièrement au niveau du collecteur de la source.

Table des figures du chapitre 1

Figure 1-1 : Schéma de principe du système de lithographie à projection _____	19
Figure 1-2: Principe des masques Phase Shift (Phase Shift Mask = PSM) _____	20
Figure 1-3 : Performances attendues du double patterning en fonction de l'ouverture numérique et de la constante de process k_1 _____	20
Figure 1-4 : Schéma d'un masque utilisé dans la lithographie X _____	21
Figure 1-5 : Schéma optique de la lithographie aux rayons X _____	21
Figure 1-6 : Schéma de fonctionnement d'une source GDPP à Z-pinch _____	25
Figure 1-7: Les principales géométries de source DPP (a) le Z-pinch, (b) la décharge capillaire, (c) le plasma focus et (d) la cathode creuse _____	26
Figure 1-8 : Schéma d'une source LPP _____	26
Figure 1-9 : Principaux principes de cibles jet : (a) le microjet liquide, (b) le jet d'agrégats, (c) le jet de gouttelettes et (d) le double jet concentrique. _____	27
Figure 1-10 : Efficacité de conversion en fonction de la température dans le cas d'un corps noir _____	28
Figure 1-11 : Designs envisagés pour les collecteurs à incidence rasante, ellipsoïdal (a), paraboïdal (b) et (Wolter-type I) hyperboïdal/ellipsoïdal combiné (c) _____	30
Figure 1-12 : Collecteur Wolter-type 1 réalisé par la société Zeiss. _____	30
Figure 1-13 : Réflectivités de monocouches métalliques en fonction de l'angle rasant. _____	31
Figure 1-14 : Différents types de collecteurs à double miroirs _____	31
Figure 1-15 : Miroir asphérique traité pour le Banc d'Essai de Lithographie (BEL) _____	32

Chapitre 2 :

Les optiques X

2 Les optiques X

Nous verrons dans cette partie les différents types d'optiques destinés au domaine des rayons X réputés difficiles à focaliser. Un rapide aperçu de leurs applications sera également présenté.

2.1 Les optiques réfractives

2.1.1 Les lentilles « compound »

Dans les domaines de l'EUV/X mous, l'indice de réfraction des matériaux est très proche de 1, ce qui correspond à un très faible pouvoir de réfraction. Pour focaliser un faisceau dans cette gamme de longueurs d'onde, une lentille doit être concave et très épaisse. A cela s'ajoutent des coefficients d'absorption souvent trop importants, empêchant le faisceau de traverser la matière.

Pour atteindre des distances focales raisonnables, Snigirev et al. [34] percèrent dans un bloc d'aluminium 30 trous très proches les uns des autres de 0.6 mm de diamètre. Ils purent de cette manière focaliser un faisceau X de 14 keV en un spot de 8 μ m. L'aluminium, matériau léger, permettait de minimiser l'absorption.

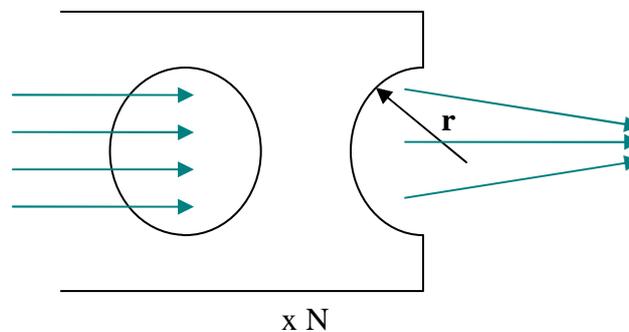


Figure 2-1 : Schéma de principe d'une lentille "compound". Le faisceau traverse consécutivement chaque trou et il est ainsi focalisé

La distance focale de la cellule présentée sur la Figure 2-1, est définie par le rayon des trous et le contraste d'indice δ entre l'air et l'aluminium :

$$f_1 = \frac{r}{2.\delta} \quad \text{Équation 2-1}$$

En associant N cellules, la distance focale globale de la lentille est alors :

$$f_N = \frac{f_1}{N} = \frac{r}{2.N.\delta} \quad \text{Équation 2-2}$$

2.1.2 Les lentilles réfractives paraboliques

Les lentilles réfractives paraboliques (Figure 2-2) sont basées sur le même principe que les lentilles « compound » mais les trous sont des paraboloïdes de révolution [35] ce qui élimine les aberrations sphériques et focalise dans les deux directions. La taille du spot peut être inférieure au micron pour une distance focale comprise entre un et deux mètres.

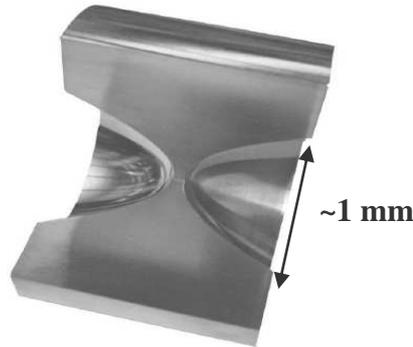


Figure 2-2 : Modèle d'une lentille réfractive en aluminium avec double profil parabolique. L'ouverture géométrique est d'environ 1 mm [35]

2.1.3 Lentilles multiprismes

Afin de raccourcir toujours plus la distance focale qui est avec les dispositifs précédents de l'ordre du mètre, Cederström et al. [36] réalisa des lentilles en dents de scie. Les rayons éloignés de l'axe traversent plus de matière et sont donc plus réfractés que les rayons du centre. La structure inclinée approche la forme d'une lentille parabolique concave avec un rayon de courbure R donnée par la relation

$$R = y_g \cdot y_t / L \quad \text{Équation 2-3}$$

Où y_g est l'ouverture de la lentille, y_t est la hauteur de la dent et L la longueur de la lentille (Figure 2-3). Des rayons de courbure équivalents inférieurs à 1 micron ont pu être obtenues.

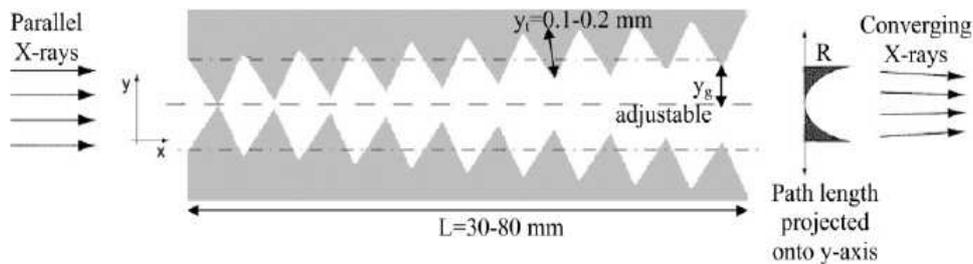


Figure 2-3 : Lentille multi-prismes [37]

La distance focale est donnée par

$$F = R / \delta \quad \text{Équation 2-4}$$

Où δ est l'incrément du matériau constituant la lentille. Il est possible de focaliser en 2 dimensions avec 2 dispositifs positionnés en série. La distance focale pour des rayons X de 23 keV est de 22 cm [36].

2.2 Les optiques diffractives

Pour focaliser un faisceau X, il est possible d'utiliser la diffraction de l'onde électromagnétique incidente, mais il faut des techniques de nanofabrication pour réaliser des optiques adaptées. La lithographie électronique permet d'obtenir des structures d'environ 20 nm. [38].

2.2.1 Les réseaux de diffraction

Les réseaux de diffraction (Figure 2-4) sont des dispositifs optiques constitués d'une série de fentes parallèles espacées de manière régulière. Lorsque le réseau est illuminé, les fentes diffractent la lumière selon la formule des réseaux

$$d \cdot (\sin i + \sin \theta) = m \cdot \lambda \quad \text{Équation 2-5}$$

où d est le pas du réseau, i l'angle d'incidence, θ l'angle de déviation, m l'ordre et λ la longueur d'onde.

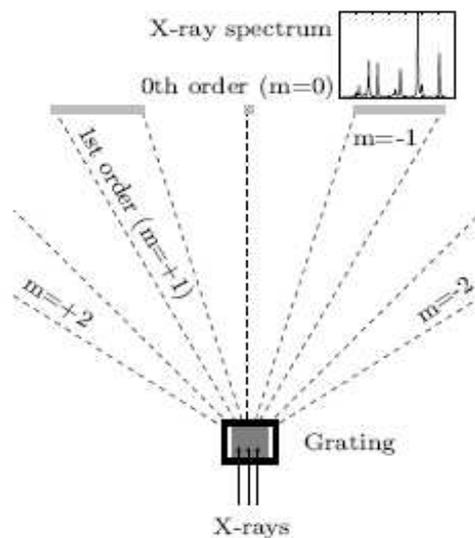


Figure 2-4 : Schéma de principe d'un réseau de diffraction

Les réseaux sont principalement utilisés dans les monochromateurs et les spectrographes [39]. Certains réseaux ont été réalisés en réflexion à partir de miroirs multicouches (cf. 2.4) permettant ainsi d'allier la réflectivité du miroir et la monochromaticité du réseau [40]

2.2.2 Les optiques de Fresnel « zone plates »

Il s'agit de réseaux circulaires dans lesquels la période des zones transparentes et opaques diminue avec le rayon. La période locale est ajustée pour toujours former le premier ordre au point focal désiré dont la distance est donnée par [41][42]

$$f = \frac{4 \cdot N \cdot \Delta r^2}{\lambda} \quad \text{Équation 2-6}$$
$$r_N = \sqrt{N \cdot f \cdot \lambda}$$

avec N le nombre de zones, Δr la largeur de la période extérieure et λ la longueur d'onde. Pour les systèmes fonctionnant à incidence quasi-normale, le réseau est associé à un miroir multicouche (cf. 2.4) [43]. L'efficacité théorique maximale d'une telle « zone plate » est de 10%, les pertes étant dues à l'absorption des zones opaques et la diffraction aux ordres supérieurs. Peuker et al. ont remplacé le matériau opaque par un transparent aux propriétés de déphasage importantes et ont atteint une efficacité de 15% [44].

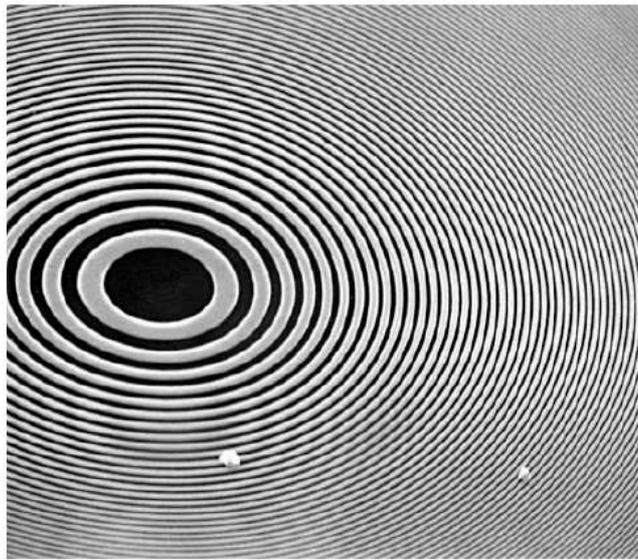


Figure 2-5 : Cliché en microscopie électronique à balayage d'une lentille de Fresnel. Elle est constituée de 318 zones de nickel pour un diamètre 45 μm avec une zone extérieure de 35 nm de large [26]

2.3 Les optiques réfléchives (ou à incidence rasante)

Dans le domaine des X, la réflexion se calcule avec les mêmes équations classiques de Fresnel que dans le domaine visible, suivant les polarisations s et p:

$$R_s = \left(\frac{n_2 \cos \phi_2 - n_1 \cos \phi_1}{n_2 \cos \phi_2 + n_1 \cos \phi_1} \right)^2 \quad \text{Équation 2-7}$$

$$R_p = \left(\frac{n_2 \cos \phi_1 - n_1 \cos \phi_2}{n_2 \cos \phi_1 + n_1 \cos \phi_2} \right)^2$$

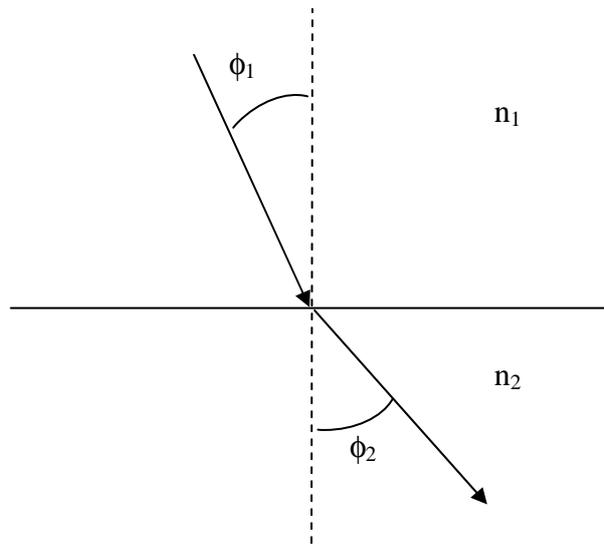


Figure 2-6 : Schéma des angles

Pour des angles rasants, il est possible d'utiliser efficacement la réflexion d'une monocouche (Figure 1-13), ce principe est d'ailleurs utilisé dans les collecteurs Wolter-type I (1.3) ou les condenseurs de type Kirkpatrick-Baes [45]. D'autre part, les aberrations sont souvent importantes et l'ouverture numérique faible. Il est toutefois possible d'y remédier à l'aide de systèmes asphériques ou à réflexions multiples.

Comme le montre la Figure 2-7, la réflectivité en fonction des deux polarisations diminue avec l'angle rasant. A cause de la forte absorption des matériaux dans cette gamme spectrale, 97% du rayonnement est absorbé dans les 100 premiers nanomètres. Ces dispositifs sont donc limités aux incidences rasantes.

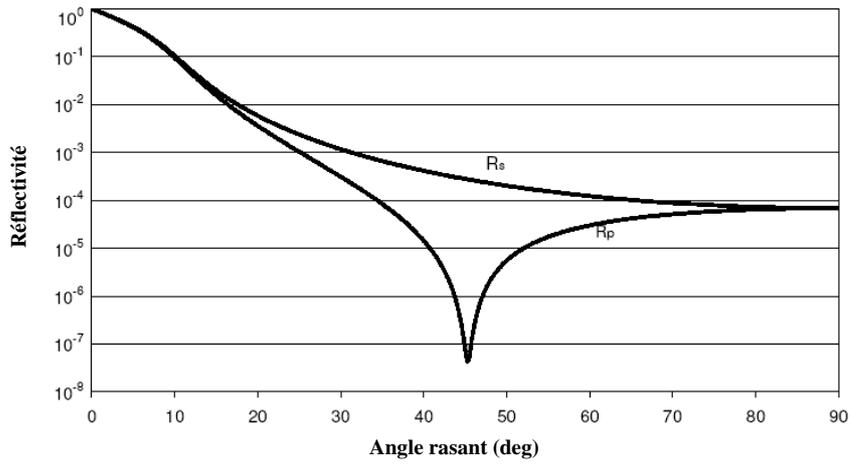


Figure 2-7 : Réflectivité d'une surface de W à 4,4 nm en fonction de la polarisation s et p

2.4 Les optiques multicouches

2.4.1 Principe

Bien que la réflectivité d'une monocouche soit très proche de 1 en incidence rasante, elle est quasiment nulle en incidence normale. Les dépôts multicouches malgré une réflectivité limitée permettent de travailler en incidence normale. Ils offrent en plus l'avantage d'avoir des aberrations plus faibles, une plus grande efficacité de collection, ainsi qu'une plus grande facilité d'alignement par rapport aux optiques à incidence rasante.

Dans un cristal idéal les plans atomiques sont espacés périodiquement par du vide. Les ondes réfléchies sont en accord de phase lorsque la loi de Bragg est vérifiée

$$2.d.\sin\theta = m.\lambda \quad \text{Équation 2-8}$$

avec d la période du réseau, θ l'angle rasant, m l'ordre de diffraction et λ la longueur d'onde. En comparaison, avec un empilement multicouches, le phénomène est le même mais il faut en plus tenir compte de la réfraction des matériaux, ce qui donne la loi de Bragg modifiée suivante [46]

$$2.d.\sin\theta\sqrt{1 - \frac{2.\bar{\delta}}{\sin^2\theta}} = m.\lambda \quad \text{Équation 2-9}$$

L'indice optique s'écrit sous la forme $N = 1 - \delta - i\beta$ où δ est le décrément et β le coefficient d'absorption. $\bar{\delta}$ est le décrément moyen sur une période. Chacune d'elle est constituée d'un matériau dit espaceur à faible numéro atomique Z et d'un second, l'absorbeur, à Z plus élevé, permettant d'avoir un contraste d'indice maximal et une absorption minimale. Plus le numéro atomique est grand, plus la densité électronique est importante, accroissant de ce fait l'absorption. Le choix des matériaux sera abordé plus en détails dans le chapitre 3. Nous définissons le rapport cyclique, défini par le rapport entre l'épaisseur de l'espaceur e_{esp} et celle de l'absorbeur e_{abs} selon

$$\Gamma = \frac{e_{\text{abs}}}{e_{\text{abs}} + e_{\text{esp}}} \quad \text{Équation 2-10}$$

La loi de Bragg modifiée permet de calculer la période de l'empilement pour centrer le pic de réflectivité. Pour augmenter la réflectivité à la longueur d'onde désirée, il faut ajuster l'épaisseur du matériau absorbant par rapport à celle du matériau espaceur. Il existe un

compromis où l'absorption est diminuée (réduction du Γ) diminution de la réflectivité à cause d'un déphasage inadapté.

2.4.2 Approche théorique

Pour calculer les performances d'un empilement, il est possible d'utiliser une méthode récursive basée sur les relations de Fresnel (cf. 2.3) [47]. Des logiciels de calculs tels que IMD [48] emploient d'ailleurs cette méthode. Une seconde approche, qui sera détaillée dans cette partie, consiste à utiliser le formalisme matriciel [49].

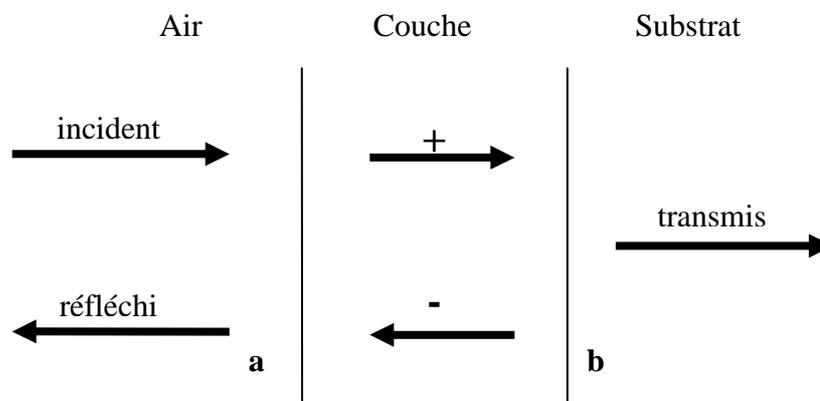


Figure 2-8 : Schéma d'une couche mince

Nous définissons l'admittance optique du milieu k , d'indice optique N_k et subissant une incidence θ_k :

$$\eta_k = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \cdot N_k \cdot \cos \theta_k \quad \text{polarisation s}$$

$$\eta_k = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \cdot \frac{N_k}{\cos \theta_k} \quad \text{polarisation p}$$

Il y a continuité des composantes tangentielles des champs E et H, à l'interface **b** :

$$(t) = (i) + (r)$$

$$E_b = E_{1b}^+ + E_{1b}^-$$

$$H_b = H_{1b}^+ - H_{1b}^- = \eta_1 E_{1b}^+ - \eta_1 E_{1b}^-$$

$$\begin{aligned}
 E_{1b}^+ &= \frac{1}{2} \left(\frac{H_b}{\eta_1} + E_b \right) \\
 E_{1b}^- &= \frac{1}{2} \left(-\frac{H_b}{\eta_1} + E_b \right) \\
 H_{1b}^+ &= \eta_1 E_{1b}^+ = \frac{1}{2} (H_b + \eta_1 E_b) \\
 H_{1b}^- &= \eta_1 E_{1b}^- = \frac{1}{2} (-H_b + \eta_1 E_b)
 \end{aligned}$$

A l'interface **a**, on a les mêmes équations qu'à l'interface **b**, mais avec un facteur de phase :

$$\left| \begin{array}{l} e^{i\delta_1} \text{ pour l'onde se propageant dans la direction } + \text{ des } z. \\ e^{-i\delta_1} \text{ pour l'onde se propageant dans la direction } - \text{ des } z. \end{array} \right.$$

$$\delta_1 = \frac{2\pi N_1 d \cos \theta_1}{\lambda} \qquad \text{Rappel: } \vec{E} = \vec{E}_0 e^{i(\omega t - \frac{2\pi N_1 z}{\lambda})}$$

à l'interface a:

$$\left| \begin{array}{l} E_{1a}^+ = E_{1b}^+ e^{i\delta_1} = \frac{1}{2} \left(\frac{H_b}{\eta_1} + E_b \right) e^{i\delta_1} \\ E_{1a}^- = E_{1b}^- e^{-i\delta_1} = \frac{1}{2} \left(-\frac{H_b}{\eta_1} + E_b \right) e^{-i\delta_1} \\ H_{1a}^+ = H_{1b}^+ e^{i\delta_1} = \frac{1}{2} (H_b + \eta_1 E_b) e^{i\delta_1} \\ H_{1a}^- = H_{1b}^- e^{-i\delta_1} = \frac{1}{2} (-H_b + \eta_1 E_b) e^{-i\delta_1} \end{array} \right.$$

donc,

$$\left| \begin{array}{l} E_a = E_{1a}^+ + E_{1a}^- \\ E_a = E_b \left(\frac{e^{i\delta_1} + e^{-i\delta_1}}{2} \right) + H_b \left(\frac{e^{i\delta_1} - e^{-i\delta_1}}{2\eta_1} \right) \\ E_a = E_b \cos \delta_1 + H_b \frac{i \sin \delta_1}{\eta_1} \end{array} \right.$$

et,

$$\left| \begin{array}{l} H_a = H_{1a}^+ - H_{1a}^- \\ H_a = E_b \eta_1 \left(\frac{e^{i\delta_1} - e^{-i\delta_1}}{2} \right) + H_b \left(\frac{e^{i\delta_1} + e^{-i\delta_1}}{2} \right) \\ H_a = E_b i \eta_1 \sin \delta_1 + H_b \cos \delta_1 \end{array} \right.$$

Écriture matricielle:

$$\begin{array}{c} \text{air} \\ \left[\begin{array}{c} E_a \\ H_a \end{array} \right] = \left[\begin{array}{cc} \cos \delta_1 & \frac{i \sin \delta_1}{\eta_1} \\ i \eta_1 \sin \delta_1 & \cos \delta_1 \end{array} \right] \left[\begin{array}{c} E_b \\ H_b \end{array} \right] \text{ substrat} \\ \uparrow \qquad \qquad \qquad \uparrow \qquad \qquad \qquad \uparrow \\ \text{entrée} \qquad \text{Matrice caractéristique} \qquad \text{sortie} \\ \qquad \qquad \qquad \text{de la couche} \end{array}$$

On définit, par analogie avec $H = \eta E$, l'admittance optique d'entrée de l'empilement:

$$Y = \frac{H_a}{E_a}$$

Le problème peut se traiter comme le cas précédent où on avait deux milieux. Le premier milieu, l'air, a une admittance optique modifiée η_{air} et le second milieu, vu de "l'entrée" a une admittance optique Y . D'où:

$$R = \left(\frac{\eta_{\text{air}} - Y}{\eta_{\text{air}} + Y} \right) \left(\frac{\eta_{\text{air}} - Y}{\eta_{\text{air}} + Y} \right)^* \quad \text{Équation 2-11}$$

Dans le cas général d'un empilement de N couches (Figure 2-9), nous avons

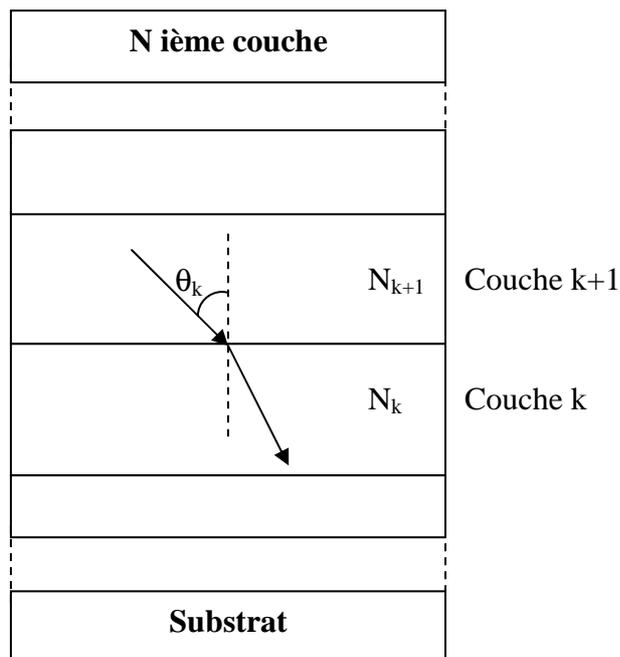


Figure 2-9 : Schéma d'un multicouche constitué de N couches

$$R = \left(\frac{\eta_{air} B - C}{\eta_{air} B + C} \right) \left(\frac{\eta_{air} B - C}{\eta_{air} B + C} \right)^*$$

$$T = \frac{4\eta_{air} \operatorname{Re}(\eta_{sub})}{(\eta_{air} B + C)(\eta_{air} B + C)^*}$$

$$A = \frac{4\eta_{air} \operatorname{Re}(BC^* - \eta_{sub})}{(\eta_{air} B + C)(\eta_{air} B + C)^*}$$

$$\begin{bmatrix} B \\ C \end{bmatrix} = \left(\prod_{k=1}^q \begin{bmatrix} \cos \partial_k & \frac{i \sin \partial_k}{\eta_k} \\ i\eta_k \sin \partial_k & \cos \partial_k \end{bmatrix} \right) \begin{bmatrix} 1 \\ \eta_{sub} \end{bmatrix}$$

$$\partial_k = \frac{2\pi N_k d_k \cos \theta_k}{\lambda}$$

$$\theta_k = \arcsin \left(\frac{N_{air} \sin \theta_{air}}{N_k} \right)$$

$$\eta_k = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} N_k$$

Incidence normale

$$\eta_k = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} N_k \cos \theta_k$$

Incidence oblique **s**

$$\eta_k = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \frac{N_k}{\cos \theta_k}$$

Incidence oblique **p**

Nous avons développé une application Matlab capable de calculer les performances d'un empilement de couches minces en utilisant cette approche matricielle.

2.5 Applications

Outre la lithographie EUV (que ce soit pour les collecteurs ou la caméra de projection) et les télescopes, les optiques X trouvent des applications très variées allant de l'étude des plasmas à la microscopie.

- L'étude des plasmas denses : les plasmas chauds sont générés dans les étoiles ou par un laser sur une cible. Leur analyse actuelle se fait par interférométrie dans le visible mais l'absorption et la réfraction limitent leur étude. L'analyse EUV permet d'étudier des plasmas de densité plus élevée. Les optiques X sont utilisées comme lames séparatrices dans les interféromètres. [50]
- L'imagerie solaire : plusieurs missions telles que SOHO, TRACE et plus récemment STEREO, HECOR et SWAP [51 , 52 , 53] destinées à l'étude de la couronne solaire ou de la région de transition, ont nécessité la mise au point de télescopes à incidence normale. Les traitements optiques en Mo/Si ont une bande passante très étroite pour augmenter la réjection de raies caractéristiques telles que le Fe XV à 28,4 nm ou He II à 30,4 nm [54]. Windt et al. utilisèrent des empilements plus exotiques pour étudier d'autres raies comme le Si VII à 7,3 nm (empilement de La/SiC) ou encore C III à 3,37 nm (empilement de Cr/Sc) [55].
- La microscopie X : les optiques X (multicouches ou « zone plates ») sont utilisées pour focaliser le flux issu d'une source LPP dans le plan de l'échantillon [56][57]. Cette technique d'analyse a besoin d'une forte transmission du système optique pour avoir un contraste important entre les divers éléments (l'eau et le carbone très souvent). Dans la fenêtre de l'eau (comprise entre 2,4 nm et 4,4 nm), le pouvoir de pénétration des radiations est de l'ordre de 10 μm , suffisant pour étudier n'importe quelle cellule complète à l'inverse du TEM qui nécessite de découper les cellules en fines tranches. Le scandium est un bon espaceur avec une bande d'absorption à 3,11 nm. Le nickel, le cuivre, le cobalt, le fer et le vanadium offrent un bon contraste d'indice. Eriksson et al. ont obtenu une réflexion de 14,5% à 3,11 nm avec un empilement de Cr/Sc[58].

- L'analyse par fluorescence de rayons X (XRF) : il s'agit d'une méthode non destructive qui permet d'identifier et de déterminer la concentration d'un élément dans un échantillon (solide, poudre ou liquide). Le faisceau intense X irradie l'échantillon, la forte énergie des photons éjecte un électron des niveaux internes. Un électron de niveau supérieur prend la place pour combler la vacance en émettant un photon. Il est possible de mesurer le spectre de fluorescence avec un détecteur X en utilisant le pouvoir dispersant des multicouches [59]. Ces derniers doivent avoir une sélectivité importante pour pouvoir discriminer deux matériaux et une forte réflectivité pour augmenter le rapport Signal / Bruit.

Table des figures du chapitre 2 :

Figure 2-1 : Schéma de principe d'une lentille "compound" _____	38
Figure 2-2 : Modèle d'une lentille réfractive en aluminium avec double profil parabolique _	39
Figure 2-3 : Lentille multi-prismes _____	39
Figure 2-4 : Schéma de principe d'un réseau de diffraction _____	41
Figure 2-5 : Cliché en microscopie électronique à balayage d'une lentille de Fresnel _____	42
Figure 2-6 : Schéma des angles _____	43
Figure 2-7 : Réflectivité d'une surface de W à 4,4 nm en fonction de la polarisation s et p__	44
Figure 2-8 : Schéma d'une couche mince _____	46
Figure 2-9 : Schéma d'un multicouche constitué de N couches _____	48

Chapitre 3 :

Les performances des multicouches

3 Les performances des multicouches

3.1 Les matériaux pour l'EUV

Comme nous l'avons déjà évoqué dans la partie 2.4, les miroirs multicouches sont un empilement périodique de 2 matériaux, un espaceur et un absorbeur, dont la période obéit à la loi de Bragg modifiée [46]

$$2.d.\sin\theta.\sqrt{1-\frac{2.\bar{\delta}}{\sin^2\theta}}=m.\lambda \quad \text{Équation 3-1}$$

$$\text{avec } \bar{\delta} = \frac{\delta_A.d_A + \delta_S.d_S}{d_A + d_S}$$

L'indice optique s'écrit sous la forme $N = 1 - \delta - i\beta$ où δ est le décrément et β le coefficient d'absorption. δ_A et d_A correspondent au décrément et à l'épaisseur de l'absorbeur, δ_S et d_S correspondent au décrément et à l'épaisseur de l'espaceur.

Le rapport cyclique $\Gamma = \frac{e_{abs}}{e_{abs} + e_{esp}}$ est calculé de manière à limiter l'intensité du

champ électrique dans l'absorbeur. Comme nous pouvons le voir sur la Figure 3-1, ce rapport dépend fortement du nombre de doublets déposés. Pour un faible nombre de couches, l'épaisseur de l'absorbeur est importante pour permettre un déphasage adapté, alors qu'elle diminue avec le nombre de couches pour limiter l'absorption. Pour des applications en lithographie EUV, à environ 60-70 doublets de Mo/Si, un palier est atteint, signifiant que le rayonnement ne traverse plus l'empilement, rendant les doublets supplémentaires inutiles.

La réflexion à l'interface entre deux matériaux sous incidence normale, est directement proportionnelle à l'écart d'indice, soit [60]:

$$R \approx \frac{(\Delta\delta)^2 + (\Delta\beta)^2}{4} \quad \text{Équation 3-2}$$

Pour obtenir une réflexion maximale à une longueur d'onde donnée, il est donc clair que :

- l'espaceur doit avoir l'absorption la plus faible possible
- l'absorbeur doit offrir des contrastes $\Delta\delta$ et $\Delta\beta$ maximums un minimisant son β

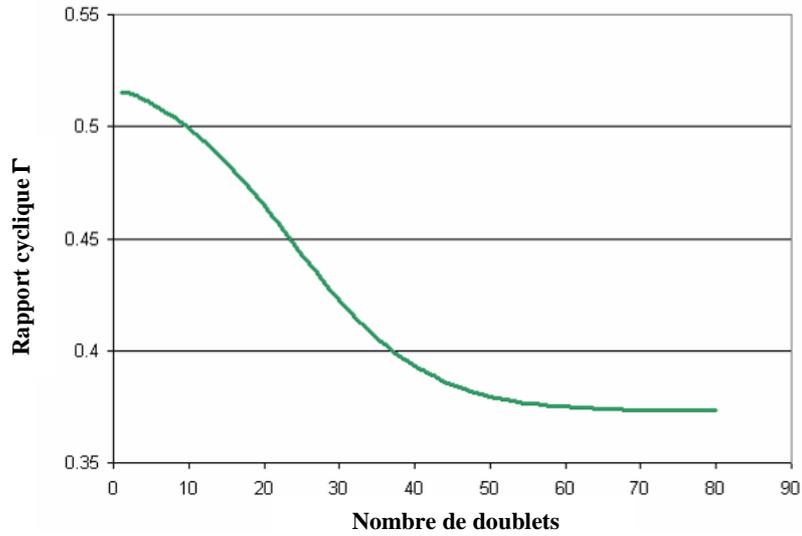


Figure 3-1 : Variation du rapport cyclique Γ optimal à 13,5 nm sous incidence normale en fonction du nombre de doublets de Mo/Si déposés.

A cela s'ajoutent des considérations techniques comme la nécessité de pouvoir réaliser des couches continues malgré les épaisseurs fines avec des interfaces nettes et lisses. Les matériaux doivent être stables et éviter d'interagir l'un avec l'autre. D'après la Figure 3-2, le couple silicium / molybdène offre les contrastes nécessaires tout en minimisant l'absorption à 13,5 nm. Pour des applications à d'autres longueurs d'onde, il faudra utiliser d'autres couples de matériaux donnant des réflectivités théoriques supérieures (Tableau 3-1).

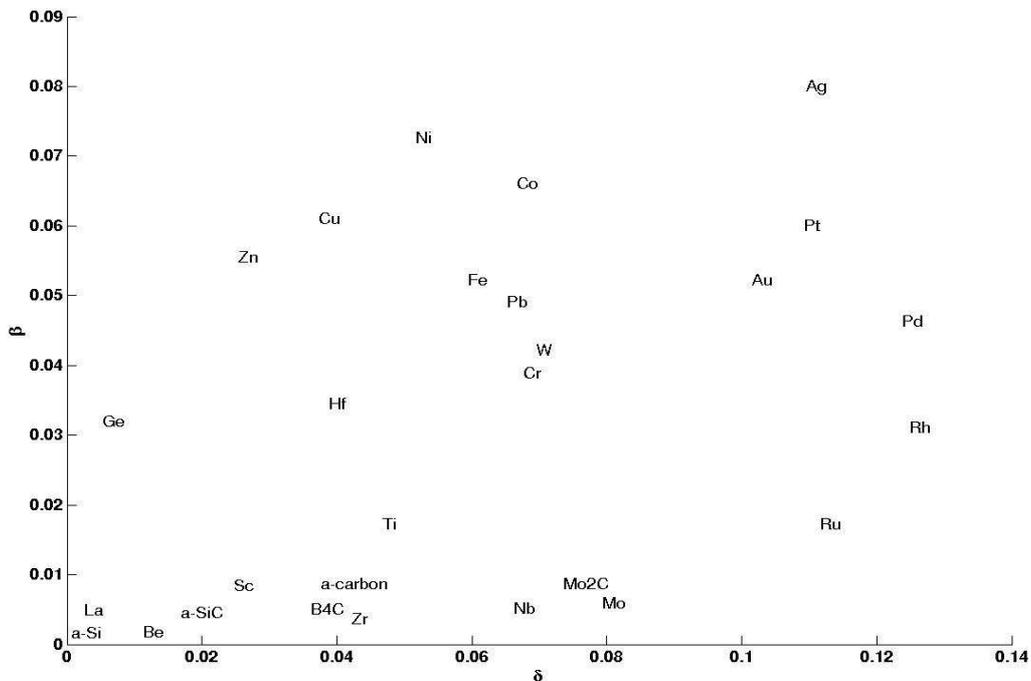


Figure 3-2 : Diagramme des constantes optiques de différents matériaux à 13,5 nm. (a-Si signifie silicium amorphe.)

Chapitre 3 : Les performances des multicouches

Il existe peu d'empilements destinés aux alentours 13 nm qui ne soient pas constitués de Mo et Si. Nous avons trouvé un exemple d'un empilement Be/Mo [61] mais comme le montre le diagramme, le contraste $\Delta\delta$ à 13,5 nm est moins élevé qu'entre le Mo et le Si. Ce couple de matériaux offre d'excellentes performances sur l'intervalle 11,3 nm et 12,4 nm. Les autres empilements « exotiques » sont en fait des variantes avec du Mo₂C à la place du Mo [62] ou du SiC en substitution du Si [63]. Ces empilements ont été réalisés dans le but d'offrir une meilleure résistance thermique mais nous en discuterons plus loin.

Longueur d'onde (nm)	Espaceur	Limite bande absorption (nm)	Absorbeur	Rmax (%) (sur l'intervalle)
3,1 – 4,4	Sc	3,1	Cr, Fe, W	30 – 60
4,4 – 6,7	C	4,4	Co, Ni, Cr	30 – 55
6,7 – 8,5	B (B4C)	6,7	La, Ru, Mo	55 – 80
8,5 – 11,3	Sr	-	Mo	35 – 70
11,3 – 12,4	Be	11,3	Mo	70 – 80
12,4 – 17,5	Si	12,4	Mo, Mo ₂ C	50 - 77

Tableau 3-1 : Récapitulatif des meilleurs espaceurs, absorbeurs correspondants et limites théoriques de réflectivité pour différents intervalles EUV/X mous. [60]

3.2 Caractéristiques des empilements Mo/Si

Comme nous venons de le voir pour les applications destinées à l'EUVL à 13,5nm, le choix s'est porté sur des empilements à base de Mo et Si. Pour un nombre suffisamment important de doublets (>50), la réflectivité théorique à 13,5 nm atteint 75% en incidence normale. Un nombre plus important de couches ne permet pas d'augmenter R, l'absorption empêche le rayonnement de traverser plus de 50 périodes et rend inutile les doublets supplémentaires. Expérimentalement il est très difficile de dépasser les 66% [62] [64] [65]. Cette différence de près de 10% en absolu entre les valeurs théoriques et expérimentales, s'explique par la microstructure des couches déposées. Les recherches menées servent principalement à étudier les interfaces car leur qualité influe directement sur les performances optiques de l'empilement.

3.2.1 Qualité des interfaces

Les interfaces dépendent de la technique de dépôt utilisée. Toutefois la largeur de l'interface Mo sur Si est comprise entre 1,4 nm et 2,5 nm alors que celle de l'interface Si sur Mo est entre 0,2 nm et 1,3 nm [66]. Hiruma et al. [67], en accord avec l'hypothèse émise par Holloway et al. en 1989 [68], expliquent que cette anisotropie est principalement due aux effets d'implantation. De part leur plus grande masse, les atomes de Mo arrivent à la surface de la couche avec une énergie plus importante que les atomes de Si et pénètrent plus profondément dans la couche.

Le composé formé aux interfaces a été identifié comme du MoSi₂ amorphe [69] bien qu'il ait été également observé la présence Mo₅Si₃ par Maury et al. [70]. A partir de 300°C, le MoSi₂ cristallise dans sa phase hexagonale (h-MoSi₂). Après recuit entre 550°C et 800°C, on observe une transition dans la phase tétragonale (t-MoSi₂). Une fois l'intercouche cristallisée, sa croissance est plus lente car le Si diffuse plus difficilement que dans une couche amorphe. A partir de 500°C, une troisième phase, le Mo₅Si₃, apparaît vers la surface libre. Le processus est résumé sur la Figure 3-3.

Stearns et al. [71] ont observé par microscopie électronique en transmission haute résolution, après une étude thermique sur des multicouches, qu'à partir de 400°C l'épaisseur de Mo diminuait à cause de la formation de silicides aux interfaces, alors que la rugosité

augmentait. A 600°C, les couches pures de Mo sont converties en silicides (Mo_5Si_3 , h- MoSi_2 et t- MoSi_2). Le multicouche est déformé, la structure devient continue et fibrée. Il y a apparition de poches de Si et de vides. A 800°C, il n'existe plus qu'une couche polycristalline de MoSi_2 sans orientation privilégiée et avec une forte dispersion en taille.

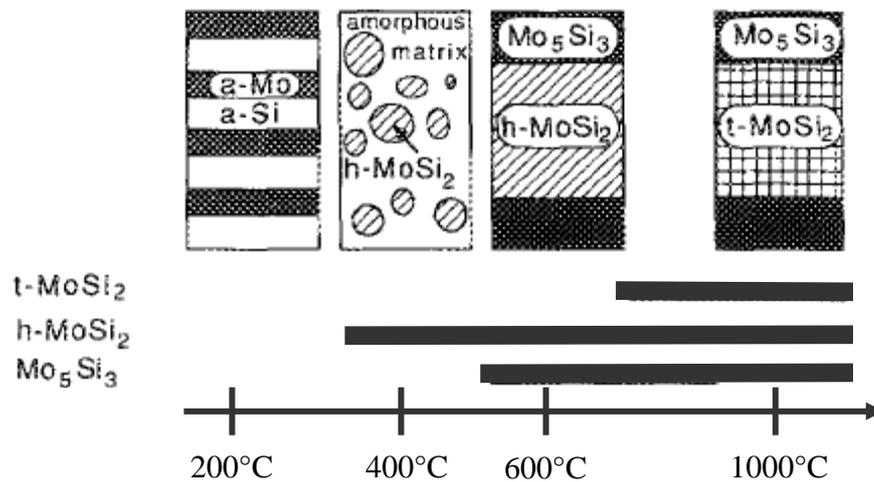


Figure 3-3 : Changements structuraux dans un empilement Mo/Si en fonction de la température de recuit (t= tetragonal, h=hexagonal, a= amorphe) [69]

Le mécanisme d'interdiffusion est un mélange d'amorphisation et de silicidation lors des recuits longs. La croissance optimale du multicouche se fait lorsque la température assure une bonne mobilité aux atomes pour permettre d'avoir des couches lisses tout en restant inférieure au seuil d'interdiffusion.

Notons que le MoSi_2 amorphe ayant une densité plus importante que le silicium amorphe, l'élargissement des interfaces s'accompagne d'une contraction de la période de l'empilement [72-74].

3.2.2 Nature des couches

Les études révèlent que les couches de Si sont totalement amorphes [71]. Les analyses HRTEM de multicouches de Mo/Si déposés par magnétron et IBS [73] montrent une transition amorphe-cristallin très rapide d'environ 0,2 nm des couches de Mo. Cette cristallisation s'accompagne d'une densification. Dès que la couche atteint environ 2 nm, une discontinuité des épaisseurs est observée [73]. L'épaisseur de l'interface Si sur Mo diminue

(de 0,9 nm à 0,35 nm) alors que celle de la couche de Mo augmente. Cela coïncide avec l'apparition du pic de diffraction du bcc-Mo $\langle 110 \rangle$. Avant la transition, les interfaces sont identiques, l'interface Si sur Mo devient plus fin après cristallisation. Abdali et al. [75] ont observé, sur des couches de Mo réalisées par évaporation, la formation de cristallites dès 1 nm. En-dessous de 3 nm, les cristallites de silicides sont majoritaires. A partir de 2 nm, le Mo polycristallise exclusivement dans la phase bcc-Mo. Meltchakov et al. [76] rapportent qu'en optimisant leur process de dépôt, ils ont pu contrôler la structure amorphe ou cristalline de leur couche de Mo pour des épaisseurs inférieures à 3,6 nm ce qui serait lié à l'énergie des atomes de Mo incidents. La taille des grains dans la direction de croissance est proche de l'épaisseur de la couche. Dans le plan, les études divergent, la taille des grains augmente avec l'épaisseur [73] ou stagne à 3,5 nm [75].

Le modèle de transition proposée par Bajt et al. (Figure 3-4), est basé sur le concept d'épaisseur critique de molybdène [73]. Dans les premières monocouches, le Mo réagit avec le Si pour former l'interface Mo sur Si de composition proche du MoSi_2 . Tant que la concentration de Si est supérieure à la limite de solubilité du Mo dans le Si, il ne peut y avoir de cristallisation. C'est seulement à partir d'une épaisseur seuil déposée τ_c , que la concentration en Si devient suffisamment faible pour permettre la formation des premiers cristallites.

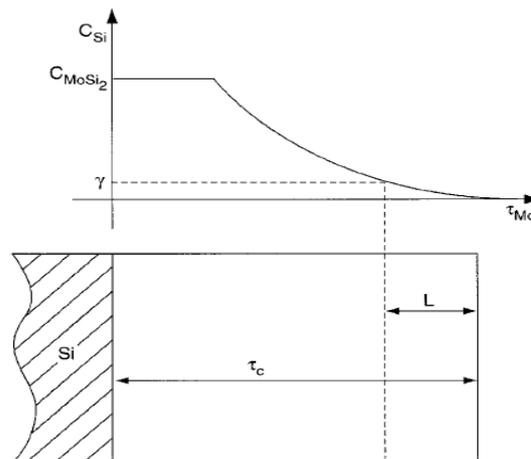


Figure 3-4 : Diagramme schématisant la variation de la concentration de Si au travers de la couche de Mo. Au-delà de l'épaisseur τ_c le Mo forme des cristallites de taille L. [73]

La Figure 3-5 montre le processus de cristallisation des couches de Mo. La couche reste amorphe tant que l'épaisseur de Mo est inférieure à l'épaisseur critique. Les premiers cristallites apparaissent là où la rugosité permet d'atteindre τ_c , la transition est de l'ordre de la

rugosité intrinsèque de la couche soit environ 0,2 nm. Par la suite, la cristallisation est quasiment complète, la rugosité diminue et l'interface Si sur Mo est plus fin.

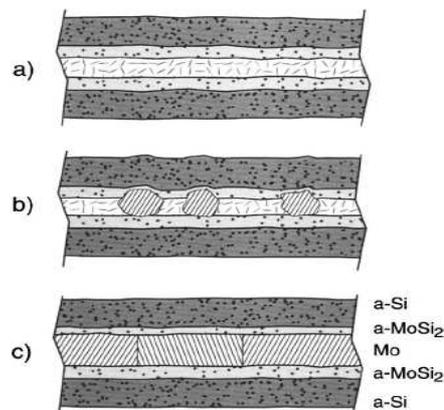


Figure 3-5 : Schéma de la transition amorphe-cristallin des couches de Mo. (a) La couche est amorphe tant que l'épaisseur est inférieure à τ_c . (b) La rugosité de surface de la couche permet d'atteindre ponctuellement τ_c , ce qui entraîne la cristallisation en ces points. (c) Au-dessus de l'épaisseur critique la couche est presque entièrement polycristalline. [73]

3.2.3 Interfaces engineering

Il vient d'être clairement montré que des interfaces mal définis pénalisent les performances et la durée de vie des miroirs. Ainsi, au lieu d'atteindre une réflectivité de 75% pour un multicouche Mo/Si, elle n'est que de seulement 68% pour les empilements les plus performants [77] [62].

Des études sur les dépôts IBS (cf.3.3.2) ont montré un certain lien entre largeur d'interfaces et gaz de pulvérisation. Tomofuji et al. [78] ont observé une diminution de 50% des interfaces en remplaçant l'argon par du krypton. De même, Quesnel et al. [79] ont observé une diminution de l'interface Mo sur Si, permettant une augmentation de 4% de la réflectivité à 13 nm, en pulvérisant les matériaux avec du xénon plutôt que de l'argon. Ces différences peuvent s'expliquer par le nombre d'ions de pulvérisation diffusés vers la cible qui favorisent la diffusion mécanique et élargissent les interfaces. En effet, une simulation Monte-Carlo SRIM, montre que pour une énergie donnée (typiquement 1,1 keV), il y a respectivement 55% et 83% d'ions rétrodiffusés en moins avec le krypton et le xénon qu'avec de l'argon.

L'insertion de fines couches de matériaux jouant le rôle de barrière de diffusion est également une solution pour améliorer la qualité des interfaces, mais aussi pour garantir la résistance thermique de l'empilement, en empêchant la diffusion activée thermiquement.

Cependant l'interaction entre ces barrières de diffusion et le champ électrique doit être aussi minime que possible pour ne pas dégrader la réflectivité. La Figure 3-6, que nous avons calculé, montre la distribution de l'intensité du champ électrique dans un empilement Mo/Si à 13,5 nm. L'intensité est maximale à proximité des interfaces Si sur Mo, ce qui signifie que l'ajout d'une barrière absorbante diminuera fortement le champ électrique et donc la réflectivité. A l'inverse, les noeuds du champ électrique se situant aux interfaces Mo sur Si, l'absorption par la barrière affectera faiblement la réflectivité dans la mesure où elle reste suffisamment mince.

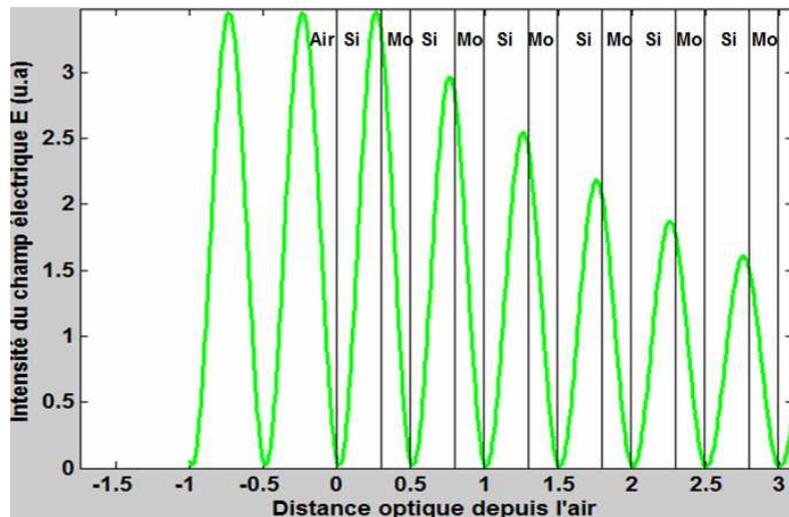


Figure 3-6 : Distribution calculée de l'intensité du champ électrique ($\lambda=13,5$ nm) dans un empilement Mo/Si de période 6,953 nm et un rapport cyclique $\Gamma=0,41$.

La Figure 3-7 [77] montre l'évolution de la réflectivité en fonction de l'épaisseur de la barrière pour différents matériaux. Au-delà d'une certaine épaisseur, les barrières absorbent trop le rayonnement et la réflectivité diminue. Il existe une épaisseur optimale alliant interfaces lisses et absorption limitée. Yulin et al. [80] ont obtenu expérimentalement une réflectivité de 69,6% à 13,36 nm en insérant 0,4 nm de C aux interfaces Mo sur Si. De même, en utilisant 0,4 nm de SiC aux mêmes interfaces, la réflectivité atteint 69,1% à 13,44 nm. La réflectivité augmente respectivement de 0,8% et 0,3% de plus qu'un simple empilement Mo/Si. Braun et al. [77] ont, quant à eux, utilisé du B₄C sur les interfaces Si sur Mo et du C sur ceux en Mo sur Si. L'empilement réalisé atteint 69,8% de réflectivité à 13,4 nm. L'utilisation du C seul aux interfaces Mo sur Si, a permis d'atteindre la réflectivité record de 70,1% [27]. Lee et al. [81] ont pu passer de 62,53% de réflectivité à 64,13% en déposant des couches de Ru à chaque interface Mo sur Si.

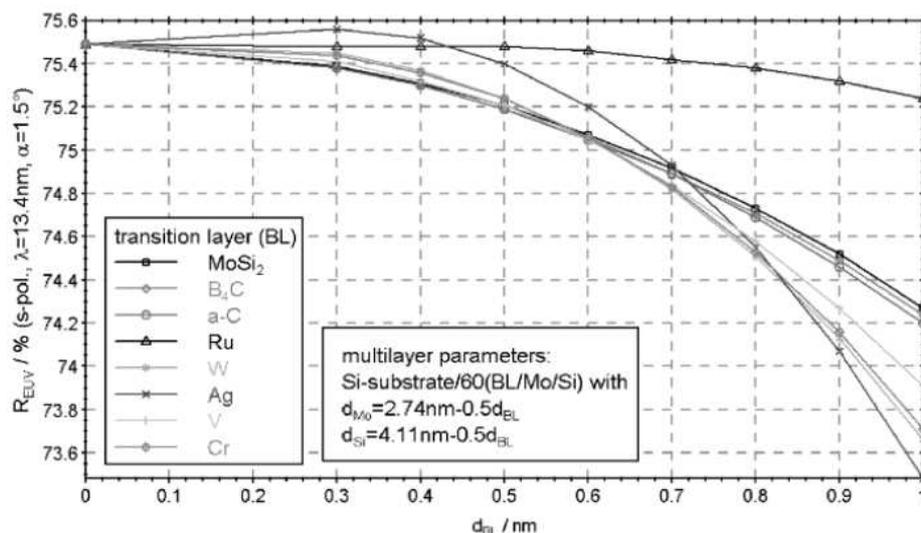


Figure 3-7 : Réflectivité calculée en fonction de l'épaisseur de la barrière à l'interface Mo sur Si [77]

Les collecteurs EUV devant récolter un maximum de flux lumineux, sont soumis à une forte charge thermique produisant un échauffement. Il a été montré dans la section 3.2.1 que les phénomènes d'interdiffusion s'amplifient lors de recuits à hautes températures tant et si bien qu'à partir de 600°C, la structure périodique est complètement détruite (Figure 3-8 b) [71].

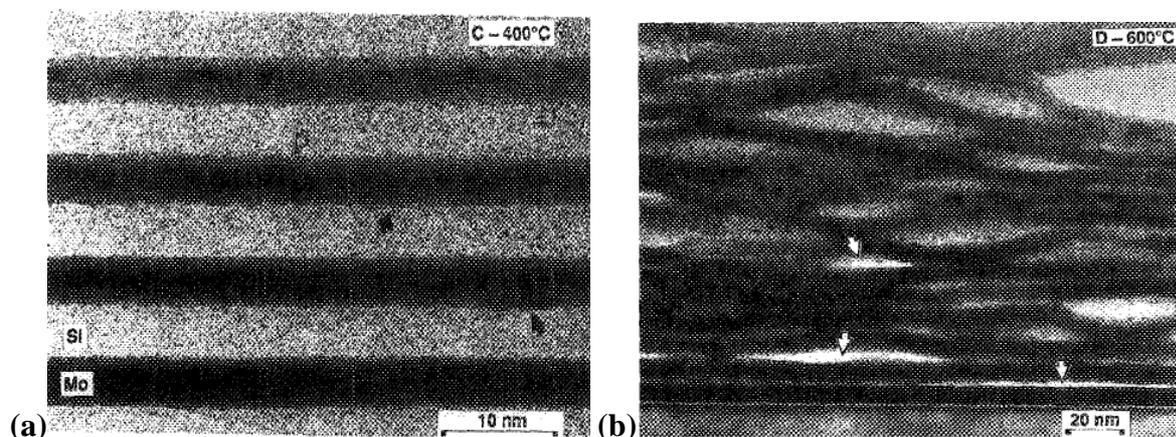


Figure 3-8 : Clichés HRTEM de deux empilements de Mo/Si recuits respectivement 30 min à 400°C (a) et 30 min à 600°C (b)

De nombreux groupes se sont donc attachés à étudier l'effet des barrières de diffusion sur la résistance thermique des empilements. Ishino et al. [82] ont utilisé des couches de silice sur chaque interface et ont pu conserver les propriétés de leur empilement après des recuits de 400°C. L'emploi de fines couches de carbone par Takenaka et al. [83] a permis de conserver 84% de la réflectivité après un traitement à 600°C. Le carbone a également été utilisé par Foltyn et al. [84] sur les interfaces Mo sur Si, maintenant la réflectivité au-dessus de 69%

après un recuit de 10h à 130°C. Böttger et al. [85] ont, quant à eux, obtenu des multicouches thermiquement stables jusqu'à 400°C, en utilisant du B₄C. Feigl et al. [74] ont réalisé plusieurs empilements destinés à supporter de fortes températures (Figure 3-9). L'utilisation du Mo₂C comme barrière permet de limiter la réduction de la période du multicouche à seulement 6% pour des recuits allant jusqu'à 600°C, contre 15% pour un empilement Mo/Si. Mais c'est en substituant du Mo que les performances sont les meilleures puisque la réduction de période n'est plus que de 3%.

Alink et al. [86] ont mis au point un process innovant : les couches de Si sont polies ioniquement à l'aide d'un canon à ions contenant un mélange gazeux de CH₄⁺ / Ne⁺. Les atomes de Si et de C forment, aux interfaces Mo sur Si, du SiC. La barrière ainsi formée assure une stabilité pour des recuits de 8h à 150°C.

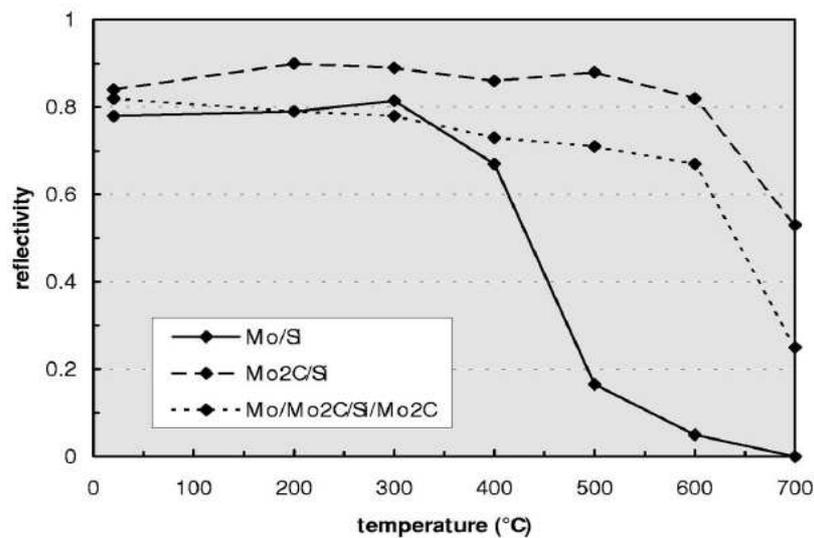


Figure 3-9 : Evolution de la réflectivité Cu K α de multicouches Mo/Si, Mo₂C/Si et Mo/Mo₂C/Si/Mo₂C en fonction de la température de recuit[74].

Il est important de noter que l'emploi de telles barrières, influe sur la croissance de la couche de Mo. En effet, tout comme pour le silicium (cf. 3.2.2), la cristallisation du molybdène est retardée par la présence de C ou de B₄C, augmentant alors l'épaisseur critique respectivement de 22,5% et de 10% [87].

3.3 Les techniques de dépôt des couches minces métalliques

3.3.1 La pulvérisation cathodique

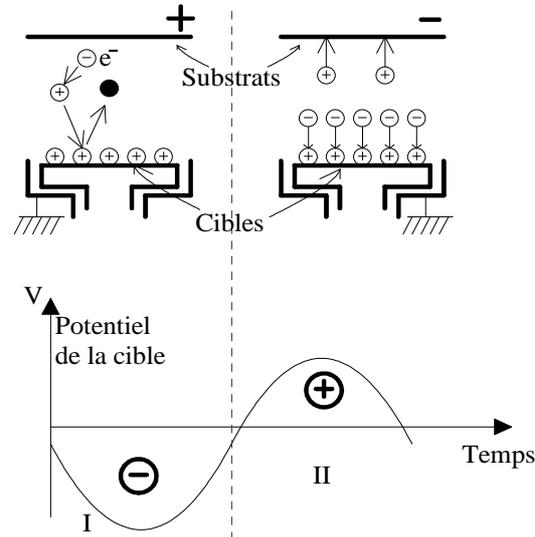


Figure 3-10 : Schéma de principe de la pulvérisation cathodique RF. Sur les alternances négatives (I), il y a attraction des ions et pulvérisation. Sur les alternances positives (II), ce sont les électrons qui sont attirés sur la cible et la neutralise.

La pulvérisation s'effectue par l'application d'une différence de potentiel entre une cible métallique (cathode) et le substrat (anode). Les atomes du gaz présents dans l'enceinte sont ionisés et accélérés sous l'effet de la tension. Les électrons sont attirés par l'anode et les ions positifs par la cathode. Ces derniers la pulvérisent et les atomes émis vont ensuite se condenser sur le substrat. La cible produit aussi des électrons qui, accélérés par le champ électrique, vont entrer en collision avec les atomes de gaz et les ioniser, maintenant ainsi le plasma.

Dans le cas de cibles diélectriques, l'accumulation de charges sur le substrat peut provoquer des arcs de claquage et dégrader la surface. L'application d'une tension radiofréquence (13,56 MHz) pallie à ce problème. La tension appliquée dans ce cas est donc radiofréquence (RF), les changements de polarisation successifs permettent l'évacuation des charges. Sur les alternances négatives, les ions sont attirés par la cathode et la pulvérise, alors que durant les alternances positives les électrons arrivent sur la surface pour la neutraliser. A de telles fréquences, les ions du plasma sont quasiment immobiles du fait de leur masse importante. Un potentiel d'autopolarisation apparaît sur l'électrode pour égaliser les charges

négatives et positives, il accélère les ions et permet la pulvérisation. Les dispositifs RF sont toujours couplés au générateur par l'intermédiaire d'une capacité de blocage qui permet la pulvérisation de cibles conductrices.

Pour augmenter la vitesse de pulvérisation, des aimants sont placés sous la cible : effet magnétron. Les électrons s'enroulent suivant les lignes de champ magnétique. Les électrons sont alors confinés au voisinage de la surface de la cible, la concentration d'ions s'accroît et la vitesse de dépôt augmente.

3.3.2 La pulvérisation par faisceau d'ions (IBS)

Le dépôt se produit par pulvérisation d'une cible par un faisceau d'ions. Une source ionise un gaz, le plus souvent de l'argon. Les ions formés sont ensuite accélérés, le faisceau monoénergétique (~ 1 keV) atteint la cible et la pulvérise. Les espèces produites sont émises dans le demi-espace et vont se condenser à la surface du substrat. Un neutraliseur émet des électrons pour rendre le faisceau électriquement neutre et de ce fait, éviter l'accumulation de charges à la surface du substrat.

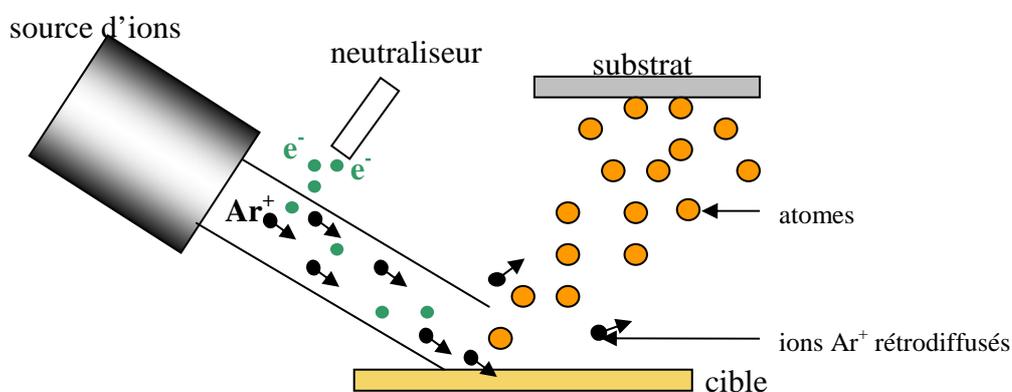


Figure 3-11 : Schéma de principe de la pulvérisation par faisceau d'ions

Les couches obtenues ayant une très faible concentration de défauts, cette technique est particulièrement utilisée pour la confection des masques pour la lithographie. Il est possible d'y associer une source d'assistance d'énergie plus faible, bombardant le substrat, pour densifier la couche en croissance.

L'emploi d'un canon à ions offre l'avantage que la chambre de décharge est séparée de l'enceinte de dépôt, contrairement à la pulvérisation cathodique. De plus il est facile de

contrôler l'énergie et la densité du courant de faisceau, paramètres qui conditionnent la vitesse de dépôt.

3.3.3 L'ablation laser (Pulsed Laser Deposition PLD)

La cible est vaporisée par un pulse laser (nano-, pico- ou femtoseconde) de forte intensité (10^8 à 10^{15} W/cm²) sous vide ou en présence d'un gaz neutre. Le faisceau pénètre sous la surface du matériau à une profondeur dépendant de la longueur d'onde du faisceau et de l'indice de réfraction du matériau (Figure 3-12).

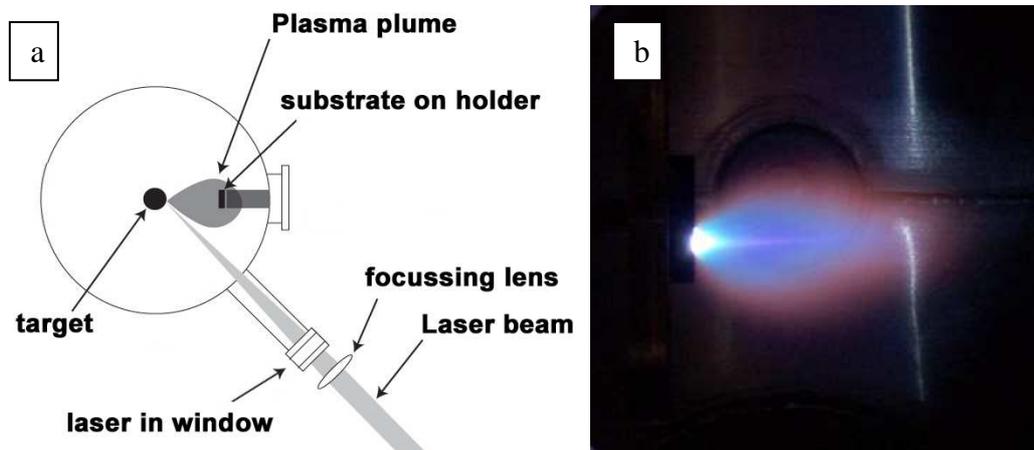


Figure 3-12 : Configuration possible d'une chambre de dépôt PLD et photographie d'une plume éjectée d'une cible de SrRuO₃

Le champ électrique intense arrache les électrons du volume irradié, les électrons libres oscillent alors dans le champ et rentrent en collision avec les atomes de la cible. Le transfert d'énergie chauffe la surface et le matériau est évaporé. Le plasma est généré perpendiculairement à la surface sous la forme d'un panache lumineux (Figure 3-12). La forme de la cible, le taux de répétition et l'intensité des pulses permettent de contrôler la vitesse de dépôt et l'uniformité du film.

3.3.4 Synthèse bibliographique des performances expérimentales

Le Tableau 3-2 présente de manière non exhaustive, les performances des empilements de Mo/Si destinés à la lithographie EUV obtenus à partir des différentes techniques de dépôt présentées plus haut. Des informations sur la période, le rapport cyclique ou encore les interfaces sont présentées.

3.3. Les techniques de dépôts des couches minces métalliques

Techniques	Nombre doublets	Période	Γ	R_{max}	Centrage	Rugosité interfaces Mo sur Si	Largeur interfaces Mo sur Si	Rugosité interfaces Si sur Mo	Largeur interfaces Si sur Mo	Référence	Remarques
-	-	6,6nm	-	64.13%	12,96nm	-	1,2nm	-	0,8nm	Lee et al., Journal of Korean Physical Society 41 (2002) 427	Barrière de diffusion en Ru. Sans $R_{max}=63\%$ à 12,5nm
IBS	50	6,7nm	0.43	64.80%	13,4nm	<1,2nm	0,5nm	<1,2nm	0,5nm	Chassé et al. Vacuum 71 (2003) 407	rugosité de surface <0,18nm
IBS	40	6,9nm	0.41	59.50%	13,5nm	-	1,5-2nm	-	-	Duesnel et al., Proc.of SPIE vol 5250 88	procédé à l'Argon
IBS	40	6,9nm	0.41	63.70%	13,5nm	-	-	-	-	Duesnel et al., Proc.of SPIE vol 5250 88	procédé au Xenon, interfaces moins larges qu'avec l'Argon
IBS	-	10nm	0.4	-52%	13,5nm	-	-	-	-	Ishino et al., Surface and Coatings Technology 169-170 (2003) 628-631	Barrière de diffusion de 2nm de SiO ₂ sur interface Mo sur Si
IBS	40	7nm	0.43	65%	13,48nm	-	-	-	-	Kearney et al., J. Vac.Sci Technol. B 15 2452	encapsulation avec une couche de Si de 4 nm
IBS	50	6,9nm	0.4	65%	13,5nm	-	0,62nm	-	-	Nikon Corporation, 3rd International EUVL Symposium (2004)	gaz pulvérisation Ar
IBS	50	6,9nm	0.4	69%	13,5nm	-	0,35nm	-	-	Nikon Corporation, 3rd International EUVL Symposium (2004)	gaz pulvérisation Kr
IBS	40	6,7nm	-	68%	13,4nm	0,15nm	-	0,15nm	-	Paret et al., Microelectroni Engineering 61-62 (2002) 145-155	polissage ionique de chaque couche après leur dépôt
IBS	50	6.7	0.4	65%	13,4nm	-	0,9nm	-	-	Rauschenbach, Vacuum 69 (2003) 3	interfaces très lisses
IBS	50	6,954nm	0.43	67%	13,4nm	-	-	-	-	Spiller et al., Appl. Opt 42 4049	présence d'argon dans les couches de Si
IBS	40	7nm	0.43	64%	13,65nm	-	-	-	-	Yamanashi et al., Proc of SPIE 4688 (2002) 710	
IBS	40	-	0,35	62%	13.8nm	-	1,2 -1,7 nm	-	0,5 - 0,9 nm	Hiruma et al., Proc of SPIE 6151 (2006) 61511V1-61511V8	Pulvérisation à l'argon
IBS	40	-	0,35	60%	13.8nm	-	1,2 -1,7 nm	-	0,5 - 0,9 nm	Hiruma et al., Proc of SPIE 6151 (2006) 61511V1-61511V9	Pulvérisation au xénon
PLD	50	6.78	0.42	56.60%	13,25nm	-	1,32nm	-	-	Braun et al., Microelectronic Engineering 57-58 (2001) 9-15	
PLD	43	8,21nm	0.2	1.20%	15,6nm	-	0,46nm	-	0,2nm	Kim et al., Applied Surface Science 127-129 (1998) 531	forte contamination dans les couches (41% C et 20% O ₂)
PLD	5.5	10,3nm	0.28	7.30%	19,0nm	-	-	-	-	Weaver et al., Appl; Surf. Sc. 127-129 (1998) 915-921	
Pulvé. DC Magnétron	60	~7 nm	0.5	52%	13,9nm	-	-	-	-	Bajt et al. Appl. Opt, vol 44 n°36 (2005) 7735-7743	Multicouche Mo / SiC

Tableau 3-2 : Tableau récapitulatif des performances expérimentales obtenues avec des empilements Mo/Si destinés à la lithographie.

Chapitre 3 : Les performances des multicouches

Pulvé. DC Magnétron	50	7,27nm	0.31	70%	13,5nm	-	-	-	-	Bajt et al. Proc. Of SPIE 4506 (2001) 65	Si/B ₄ C(0,4nm)/Mo/B ₄ C(0,25nm)
Pulvé. DC Magnétron	40	6,9nm	0.42	66.6%	13,3nm	-	-	-	-	Bajt et al. Proc. Of SPIE 4506 (2001) 65	capping layer Si de 4,2nm
Pulvé. DC Magnétron	40	6,9nm	0.42	66.6%	13,4nm	-	-	-	-	Bajt et al. Proc. Of SPIE 4506 (2001) 65	capping layer Ru / Si de 2,3nm
Pulvé. DC Magnétron	40	6,9nm	0.42	66.6%	13,31nm	-	-	-	-	Bajt et al. Proc. Of SPIE 4506 (2001) 65	capping layer Ru / B ₄ C de 2,3nm
Pulvé. DC Magnétron	40	6,9nm	0.42	66.6%	13,4nm	-	-	-	-	Bajt et al. Proc. Of SPIE 4506 (2001) 65	capping layer Ru / Mo 1,3nm
Pulvé. DC Magnétron	65	6,82nm	0.39	68.70%	13,39nm	-	1,2nm	-	0,7nm	Braun et al., Jpn. J. Appl. Phys. 41 (2002) 4074-4081	
Pulvé. DC Magnétron	60	6,9nm	0.377	69.81%	13,42nm	-	-	-	-	Braun et al., Jpn. J. Appl. Phys. 41 (2002) 4074-4082	59(Mo/B ₄ C/Si/C)/Mo/B ₄ C/Si ; barrière de 0,2nm chacune
Pulvé. DC Magnétron	60	-	-	70.10%	13,3nm	-	-	-	-	Braun et al.; Proc. NanoFair (2002)	Barrière C sur interface Mo sur Si
Pulvé. DC Magnétron	40	6,9nm	-	43%	13,5,m	-	-	-	-	Feigl et al., Proc of SPIE 6151	substrat SiC, empilement Mo/X/Si/X
Pulvé. DC Magnétron	40	6,89nm	0.37	67.50%	13,42nm	0,6nm	-	0,3nm	-	Montcalm et al., 23rd Annual Symposium on Microlithography (1998)	
Pulvé. DC Magnétron	40	6,7nm	-	69%	13,4nm	0,05nm	-	0,05nm	-	Paret et al., Microelectroni Engineering 61-62 (2002) 145-155	
Pulvé. DC Magnétron	40	-	-	65.30%	13,33nm	-	-	-	-	Tichenor et al., 25th Annual Symposium on Microlithography (2000)	
Pulvé. DC Magnétron	60	7,4nm	0.35	69.60%	13,5nm	-	-	-	-	Yulin et al., Proc. of SPIE 5963 (2005)	Barrière de diffusion 0,4nm de C à interface Mo sur Si
Pulvé. DC Magnétron	60	7,4nm	0.35	69.10%	13,44nm	-	-	-	-	Yulin et al., Proc. of SPIE 5963 (2005)	Barrière de diffusion 0,4nm de SiC à interface Mo sur Si
Pulvé. DC Magnétron	60	-	0.38	68.40%	12.76nm	-	-	-	-	Feigl et al. Proc. of SPIE 4506 (2001) p. 121	Empilement Mo/Si
Pulvé. DC Magnétron	60	-	0.38	66.80%	12.81nm	-	-	-	-	Feigl et al. Proc. of SPIE 4506 (2001) p. 121	Empilement Mo ₂ C/Si
Pulvé. DC Magnétron	40	-	0,4	63%	-	-	0,8 - 1,2 nm	-	0,3 - 0,7 nm	Hiruma et al., Proc of SPIE 6151 (2006) 61511V1-61511V8	
Pulvé. DC Magnétron	40	-	0,45	65%	-	-	0,8 - 1,2 nm	-	0,3 - 0,7 nm	Hiruma et al., Proc of SPIE 6151 (2006) 61511V1-61511V8	couches Si en mode RF

Tableau 3-2 : Tableau récapitulatif des performances expérimentales obtenues avec des empilements Mo/Si destinés à la lithographie.

3.3. Les techniques de dépôts des couches minces métalliques

Pulvé. DC Magnétron	40	6,9nm	0,36	70%	-	-	-	-	-	Foltyn et al., Proc of SPIE 5963 (2005) 59632C-1 - 59632C-10	Barrière de 0,4nm de C aux interfaces Mo sur Si
Pulvé. RF Magnétron	40	7,63nm	0,43	62%	13,9nm	-	0,16nm	-	0,24nm	Meltchakov et al., J. Phys. Condens. Matter 18 (2006) 3355-3365	Couches de Mo amorphes
Pulvé. RF Magnétron	40	7,48nm	0,42	65%	13,5nm	-	0,16nm	-	0,32nm	Meltchakov et al., J. Phys. Condens. Matter 18 (2006) 3355-3365	Couche de Mo polycristallines
Pulvé. RF Magnétron	60	7,6nm	0,428	70%	13,8nm	-	0,16nm	-	0,24nm	Meltchakov et al., J. Phys. Condens. Matter 18 (2006) 3355-3365	Couches de Mo amorphes
Pulvé. RF Magnétron	40	7,62nm (7,40nm)	0,429 (0,412)	62%	13,4nm	-	-	-	-	Meltchakov et al., J. Phys. Condens. Matter 18 (2006) 3355-3365	20 couches de Mo amorphes + 20 couches de Mo polycristallines. Les valeurs entre parenthèses correspondent aux couches cristallisées
Pulvé. RF Magnétron	50	6,9 mn	-	62%	13,35 nm	-	-	-	-	Hecquet et al. Proc. SPIE, Vol. 6586, 65860X (2007)	Si/SiC/Mo/SiC

Tableau 3-2 : Tableau récapitulatif des performances expérimentales obtenues avec des empilements Mo/Si destinés à la lithographie.

3.4 Caractérisation des empilements

3.4.1 La réflectométrie des rayons X (RRX)

La réflectométrie des rayons X à incidence rasante est une technique non destructive permettant d'obtenir un maximum d'informations sur la composition et la structure de l'empilement [88, 89]. Elle consiste à étudier la réflexion spéculaire d'un faisceau X rasant, le plus souvent d'une longueur d'onde de 0,154 nm (raie $K\alpha$ du Cu), tout en effectuant un balayage angulaire (mode θ - 2θ) (Figure 3-13).

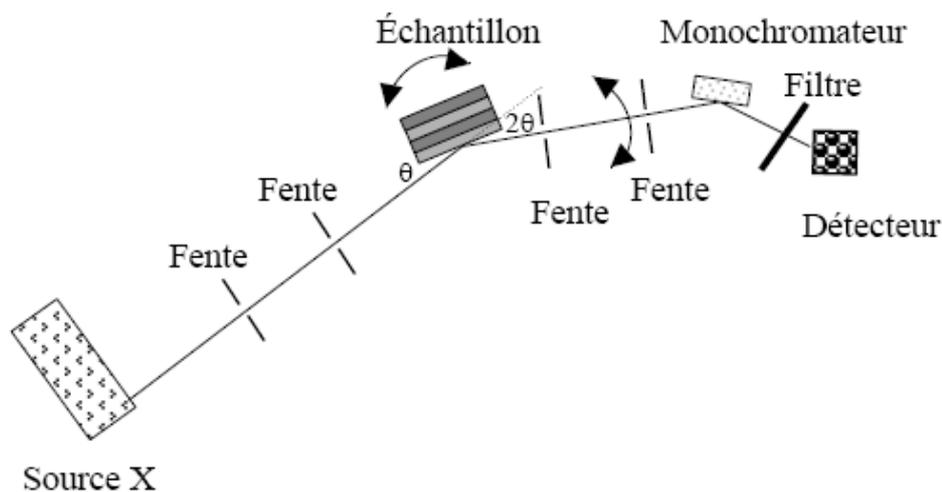


Figure 3-13 : Schéma de principe d'un réflectomètre en X rasants [90]

On peut voir sur la Figure 3-14, un réflectogramme théorique d'un empilement de 20 doublets de Mo/Si d'une période 6,60 nm et d'un rapport Γ de 0,37. Aux très petits angles, il est possible de voir le plateau de réflexion totale : une onde plane se propageant de l'air ($n=1$) vers un milieu moins réfringent ($n<1$) subit une réflexion totale si l'angle d'incidence est inférieur à l'angle critique, θ_c , défini par

$$\cos(\theta_c) = n \quad \text{Équation 3-3}$$

soit,

$$\theta_c = \sqrt{2(\delta^2 + \beta^2)^{1/2}} \approx \sqrt{2\delta} \quad \text{Équation 3-4}$$

(en considérant $\beta \ll \delta$).

Au-delà de θ_c , des maxima d'intensité apparaissent lorsque la loi de Bragg modifiée est vérifiée, ce qui renseigne sur la période de l'empilement. Les interférences entre les rayons réfléchis par la surface de l'empilement et ceux réfléchis par le substrat, produisent une série de franges entre chaque pics principaux appelés franges de Kiessig. Ces franges informent sur

l'épaisseur totale de l'empilement, car pour N doublets dans la structure, il y a N-2 franges de Kiessig entre deux pics de Bragg. Cependant il est évident que pour un nombre trop important de doublets, il n'est pas possible de résoudre ces franges.

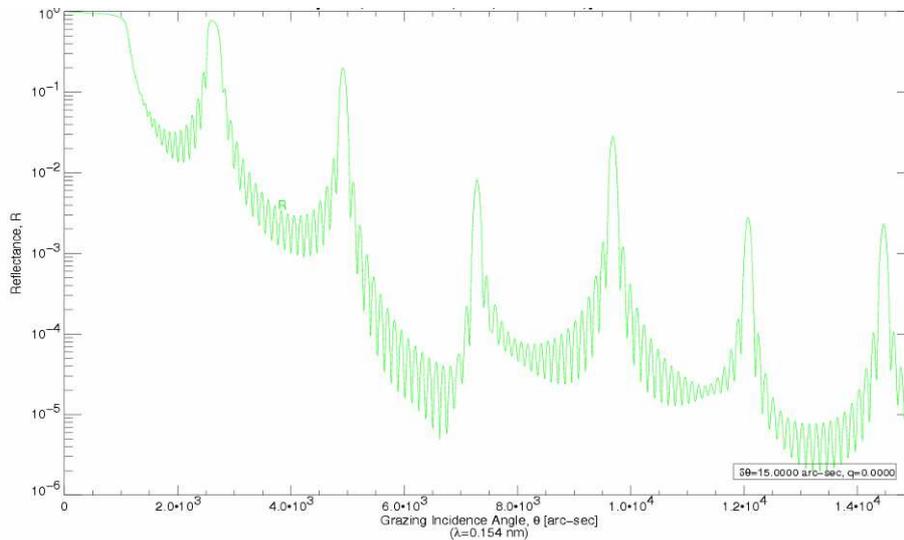


Figure 3-14 : Réflectogramme en X rasants à 0,154 nm d'un empilement de 20 doublets de Mo/Si sur substrat de Si (période de 6,60 nm et Γ de 0,37)

La nature des interfaces influe également sur le réflectogramme. S'il y a interdiffusion (ou intermixage) ou même de la rugosité entre les couches, la densité électronique et donc l'indice optique sont modifiés. Il s'ensuit une diminution de l'intensité des pics de Bragg et de l'enveloppe extérieure de la curve (Figure 3-15).

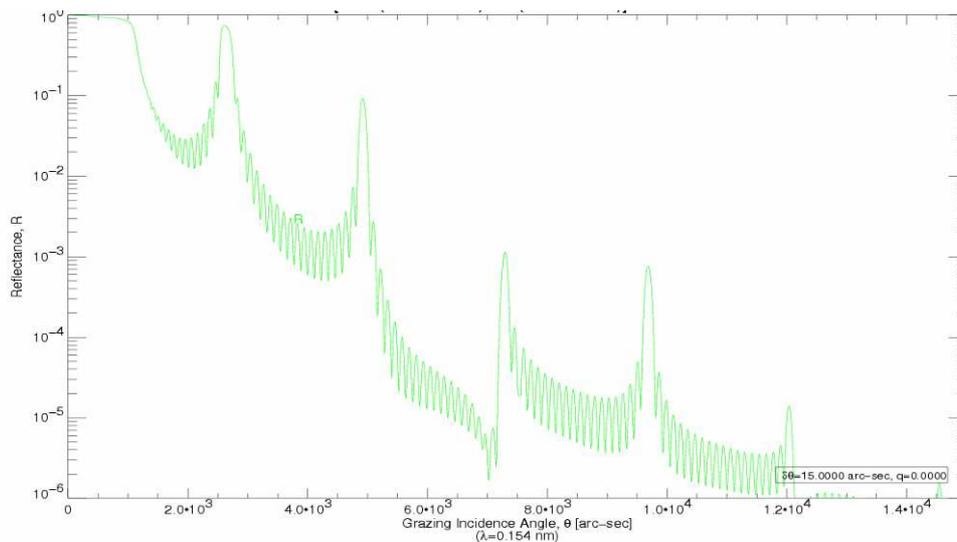


Figure 3-15 : Réflectogramme en X rasants à 0,154 nm d'un empilement 20 doublets de Mo/Si sur substrat de Si avec 0,5 nm d'interdiffusion aux interfaces (période de 6,60 nm et rapport Γ de 0,37)

De même, une mauvaise reproductibilité de la période dans l'empilement, dégraderait la résolution des pics de Bragg. Il est possible qu'une erreur aléatoire se produise causée par le système de contrôle d'épaisseur ou bien par un mauvais repositionnement des cibles ou du substrat. La Figure 3-16 montre clairement un élargissement des pics de Bragg avec l'erreur aléatoire.

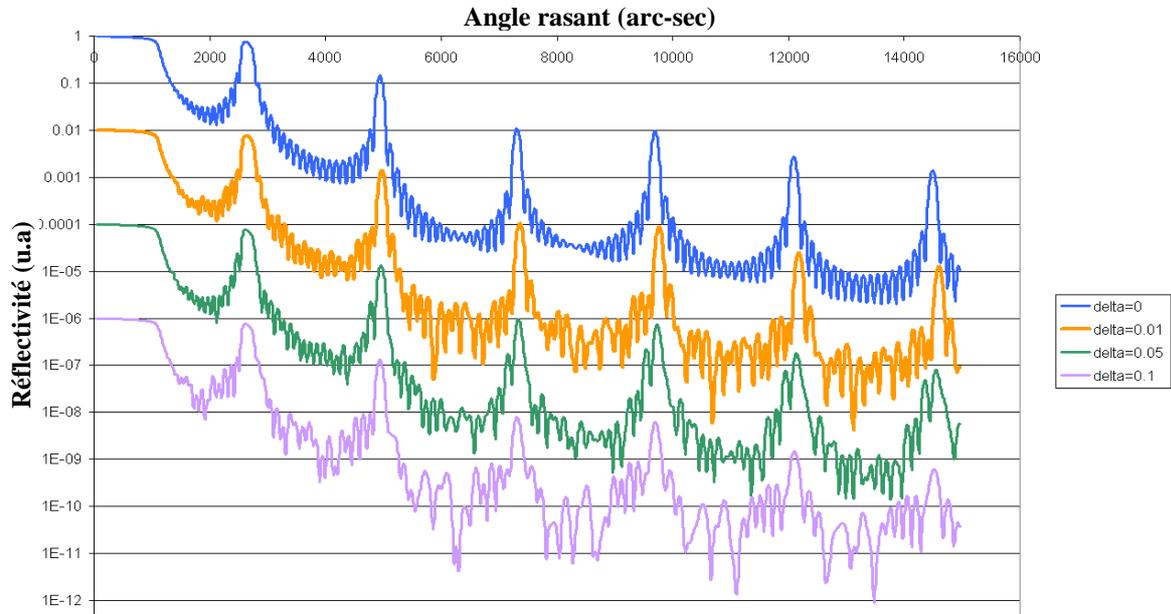


Figure 3-16 : Influence d'une erreur aléatoire (0 - 0,01 nm - 0,05 nm et 0,1 nm) sur la période d'un empilement de 20 doublets de Mo/Si (période de 6,60 nm et rapport G de 0,37). Les courbes ont été décalées pour plus de clarté.

Une dérive progressive des épaisseurs, dans le cas de dépôts longs par exemple, serait également visible sur les mesures de réflectivité. Elle se traduit par l'apparition d'un gradient en profondeur qui élargit les pics de Bragg. Cependant, ce type d'erreur dégrade moins vite la réflectivité qu'une erreur aléatoire.

En conclusion, la réflectométrie des rayons X donne accès à une multitude de paramètres structuraux concernant l'empilement tels que :

- la période
- le rapport cyclique
- l'indice des matériaux
- la qualité des interfaces (interdiffusion + rugosité)

Les mesures de réflectométrie des rayons X rasants présentés par la suite dans ce travail, ont été réalisées avec le réflectomètre GRX1 du Laboratoire Charles Fabry à Orsay.

3.4.2 Mesures de réflectivité EUV

La réflectométrie des rayons X apporte une multitude d'informations sur la structure des empilements mais ne renseigne pas directement sur leurs performances à 13,5 nm. Nous présentons ici deux dispositifs expérimentaux permettant de mesurer le spectre en réflexion. Le premier, nommé CEMOX, est un réflectomètre compact situé au Laboratoire d'Interaction du rayonnement X Avec la Matière (LIXAM) d'Orsay. Il permet d'effectuer des mesures de routine de réflectivité. Le second concerne la ligne de lumière BEAR (Bending magnet for Emission, Absorption and Reflectivity) du synchrotron Elettra de Trieste.

3.4.2.1 Mesures CEMOX

CEMOX (Centrale d'Elaboration de Métrologie d'Optiques X) est un réflectomètre EUV (Figure 3-17) couvrant l'intervalle allant de 8 à 60 nm [91]. La source EUV est de type LPP utilisant un laser pulsé Nd : YAG doublé sur une cible solide de Cu. Le spot sur la cible est d'environ 25 μm de diamètre avec une énergie de 450 mJ. Les pulses sont de 5 ns avec un taux de répétition compris entre 1 Hz et 10 Hz. L'émission du rayonnement EUV est dans le demi-espace (2π sr), le rayonnement est non-polarisé et accompagné de débris provenant de la bande de Cu servant de cible. Le système travaille à une pression de 1.10^{-3} Pa.

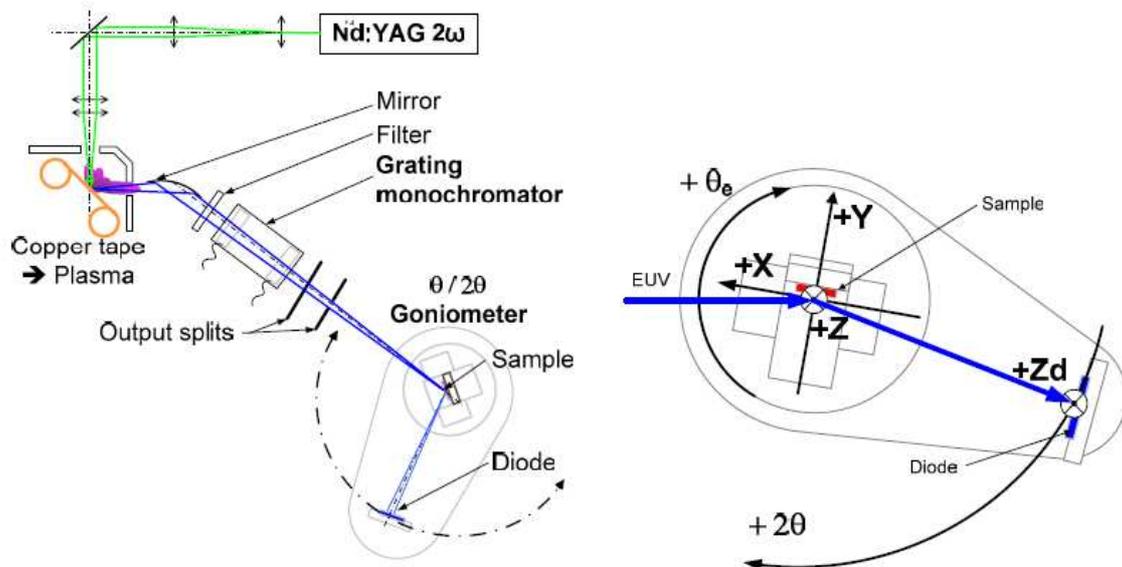


Figure 3-17 : Vue de dessus du réflectomètre CEMOX

La sélection de la longueur d'onde se fait par un monochromateur à réseau dont la résolution $\lambda/\Delta\lambda$ à 13,5 nm est de 425. La taille du faisceau sur l'échantillon est d'environ

1x10 mm² avec une divergence de 8x16 mrad². La détection est assurée par une photodiode associée à un filtre de Zr placé avant le monochromateur.

La réflectivité expérimentale est déterminée à partir du rapport I/I_0 entre le courant du faisceau réfléchi I et le courant de faisceau direct I_0 . La mesure se déroule alors en 2 étapes :

- acquisition du signal direct en fonction de la longueur d'onde avec le détecteur en position $2\theta = 0^\circ$.
- acquisition du signal réfléchi en fonction de la longueur d'onde avec le détecteur en position $2\theta = 160^\circ$ (incidence de 80° par rapport à la normale sur l'échantillon).

Le calcul de la réflectivité est cependant faussé par la présence des ordres supérieurs de diffraction parasites, mesurés par le détecteur dans le faisceau direct mais pas réfléchis par le miroir, ce qui diminue le rapport I/I_0 . Les filtres ne permettent pas d'éliminer complètement cette perturbation.

Le calage en longueur d'onde est déterminé par les seuils d'absorption des matériaux des filtres Al et Mg. Le point d'inflexion de l'absorption est associé à la valeur tabulée dans la référence [92]. La précision du calage dépend de la reproductibilité du balayage (environ 0,1 nm), de la résolution du monochromateur près du seuil d'absorption et de ses ordres supérieurs de diffraction. Au final, la précision est de $\pm 0,13$ nm avec le réseau 800 traits/mm et de $\pm 0,18$ nm avec le réseau 300 traits/mm.

Cet appareillage permet de contrôler la longueur d'onde de centrage de multicouches ainsi que de la reproductibilité des empilements, mais la pollution des harmoniques d'ordres supérieurs empêche de mesurer la réflectivité absolue.

3.4.2.2 La ligne de lumière BEAR

La ligne de lumière BEAR (Bending magnet for Emission, Absorption and Reflectivity) est une des 18 lignes expérimentales du synchrotron Elettra (Trieste, Italie). Elle est destinée aux études des propriétés électroniques et structurales des films minces et ultraminces en environnement ultra-vide. Il est possible d'observer les orbitales atomiques ou les états de valence et de conduction par mesure de l'absorption optique et/ou de la photoémission des bandes de valence. Les niveaux d'énergie de cœur sont sondables grâce à

l'accès aux photons de haute énergie. Des techniques de NEXAFS (Near Edge X-ray Absorption Fine Structure) et d'EXAFS (Extended X-Ray Absorption Fine Structure) ainsi que l'analyse de la distribution angulaire des photoélectrons permettent une étude sur la géométrie locale des nanostructures.

Le rayonnement synchrotron a été observé pour la première fois en 1947 par H. Pollock et R. Langmuir avec des électrons relativistes. Dans un synchrotron, un faisceau de particules est accéléré par un champ magnétique intense, d'après les équations de Maxwell, toute particule chargée se déplaçant de manière non-uniforme émet un rayonnement électromagnétique (Figure 3-18). Si la vitesse des électrons est négligeable devant celle de la lumière, l'émission est alors monochromatique et anisotrope. Quand leur vitesse devient comparable à celle de la lumière, le rayonnement est « blanc », c'est-à-dire couvrant une large gamme d'énergie, et l'émission ne se fait plus qu'exclusivement suivant le vecteur vitesse des électrons.

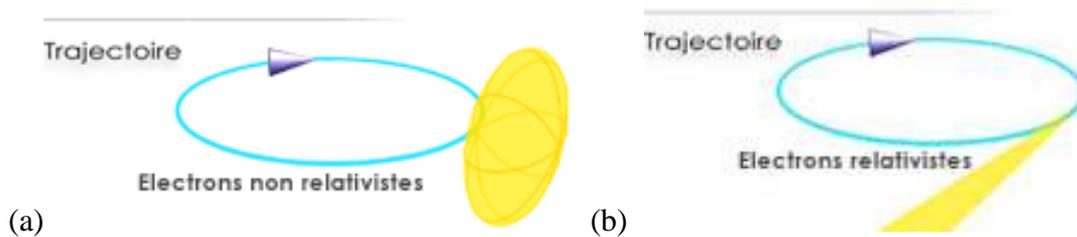
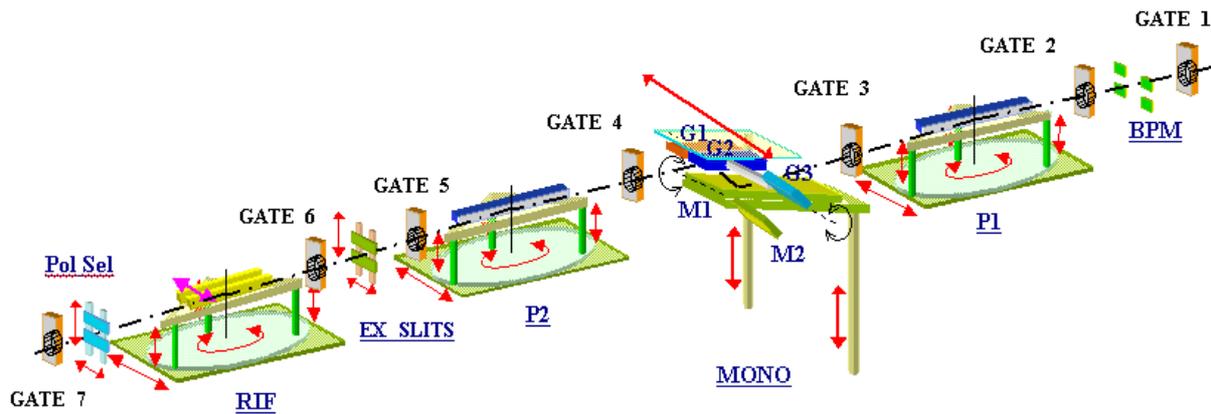


Figure 3-18 : Caractéristiques du rayonnement synchrotron en fonction de la vitesse des électrons. Des électrons non-relativistes (a) produisent un rayonnement isotrope et monochromatique. Des électrons relativistes (b) émettent un rayonnement blanc et anisotrope suivant le vecteur vitesse de l'électron.

La Figure 3-19 présente la ligne de lumière BEAR permettant de mesurer la réflectivité à 13,5 nm. La sélection de la longueur d'onde est effectuée par un réseau choisi suivant la gamme d'énergie scannée. Le réseau NIM (1200 l/mm) travaille en incidence normale et couvre l'intervalle 27 à 240 nm. Les réseaux G1200 (1200 l/mm) et G1800 (1800 l/mm) fonctionnent en incidence rasante et couvrent respectivement 0,77 nm à 31 nm et 0,77 à 3,1 nm. Dans l'intervalle de mesure 10 – 14 nm, la résolution spectrale est d'environ 0,5 Å. Différents systèmes de miroirs permettent de focaliser le faisceau. Une grille en or mesure le flux incident à l'entrée de la chambre d'expérience (Figure 3-20). Elle permet de s'affranchir de la diminution du courant dans l'anneau de stockage entre les mesures du faisceau direct et du faisceau réfléchi. Un système de filtre en silicium ou en aluminium peut être intercalé pour atténuer l'intensité des ordres supérieurs produits par les réseaux à incidence rasante.



Lay-out of the XMOSS beam-line. Gate 1 through 6 indicate the sectioning valves. P1 and P2 the two parabolic mirrors. G1, G2 and G3 the three plane gratings. M1 is the plane mirror working in combination with the three gratings, M2 the plane mirror of the normal incidence monochromator section. The beam position monitor, exit slits and the polarisation selector are indicated. The arrows mimic the degree of freedom of the optics mounting.

Figure 3-19 : Schéma de la ligne de lumière BEAR. Les photons se déplacent de la gauche vers la droite.

La mesure de la réflectivité s'effectue ici aussi en deux étapes :

- mesure du faisceau direct avec acquisition du courant sur la photodiode I_{d1} , du courant sur la grille d'or I_{d2} et du bruit sur chaque instrument I_{db1} et I_{db2}
- mesure du faisceau réfléchi avec acquisition du courant sur la photodiode I_{r1} , du courant sur la grille d'or I_{r2} et du bruit sur chaque instrument I_{rb1} et I_{rb2}

La réflectivité est ensuite calculée à partir de la formule suivante :

$$R = \frac{\frac{I_{r1} - I_{rb1}}{I_{r2} - I_{rb2}}}{\frac{I_{d1} - I_{db1}}{I_{d2} - I_{db2}}} \quad \text{Équation 3-5}$$

Sur la Figure 3-20, il est possible de voir les angles de rotation possibles dans la chambre expérimentale. Cette dernière peut également tourner entièrement autour de l'axe optique, ce qui permet de changer la polarisation par simple rotation. Le porte-échantillon peut être en plus translaté dans les 3 dimensions de l'espace.

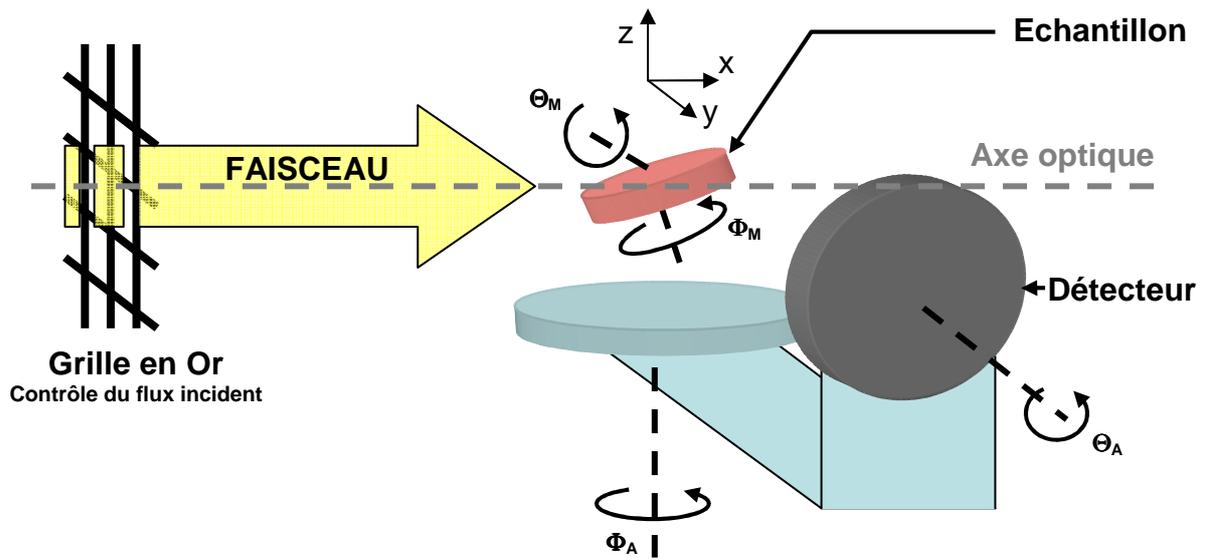


Figure 3-20 : Chambre expérimentale de la ligne BEAR

3.4.3 Spectroscopie de rétrodiffusion de Rutherford

3.4.3.1 Principe

La Spectroscopie de rétrodiffusion de Rutherford (RBS) est l'étude de la diffusion élastique des particules incidentes lorsqu'elles pénètrent dans le champ coulombien des noyaux contenus dans la cible. Par conservation de la quantité de mouvement et de l'énergie cinétique, l'énergie E_1 des atomes rétrodiffusés avec une énergie incidente E_0 et de masse M_1 est donnée par

$$E_1 = E_0 \cdot \frac{M_1^2}{(M_1 + M_2)^2} \left\{ \cos \theta + \left[\left(\frac{M_2}{M_1} \right)^2 - \sin^2 \theta \right]^{1/2} \right\}^2 \quad \text{Équation 3-6}$$

avec θ l'angle de diffusion, M_2 ($M_2 > M_1$) la masse de l'atome cible. Les pertes d'énergies sont dues à la traversée dans le matériau (aller et retour) ainsi qu'aux collisions successives avec les atomes cibles. Pour un angle donné, E_1 est donc entièrement déterminée par E_0 , M_1 et M_2 . En connaissant les caractéristiques de la particule incidente et en mesurant l'énergie E_1 , il est possible de calculer la masse M_2 et donc déterminer l'atome diffuseur.

3.4.3.2 Instrumentation

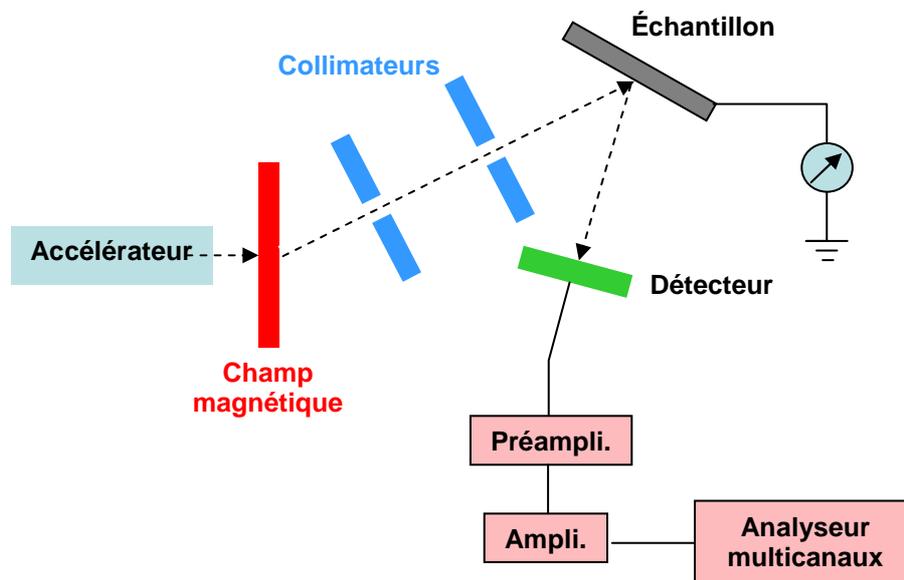


Figure 3-21 : Schéma de la ligne de mesure RBS

Les mesures RBS présentées dans ce travail, ont été réalisées sur la ligne de mesure RBS de l'accélérateur 4 MeV de l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon. Il s'agit d'un accélérateur électrostatique de type Van de Graaf capable de générer des particules d'une énergie de 4 MeV. Un détecteur associé à un analyseur multicanaux permet l'acquisition du signal (Figure 3-21). Dans les résultats présentés ici, les mesures ont toutes été réalisées avec des particules α de 2,5 MeV en incidence normale, et une détection à 8° (Figure 3-22).

Les spectres obtenus sont dépouillés à l'aide d'un logiciel de simulation de type Monte-Carlo. Il permet de connaître l'épaisseur en at/cm^2 de chaque couche ainsi que sa composition chimique. En connaissant l'épaisseur physique des couches, il est possible de remonter à leur densité grâce à la formule

$$\rho = \frac{t \cdot M}{N_a \cdot e} \quad \text{Équation 3-7}$$

avec t l'épaisseur de la couche en at/cm^2 , M la masse molaire de la couche, N_a la constante d'Avogadro et e l'épaisseur physique de la couche.

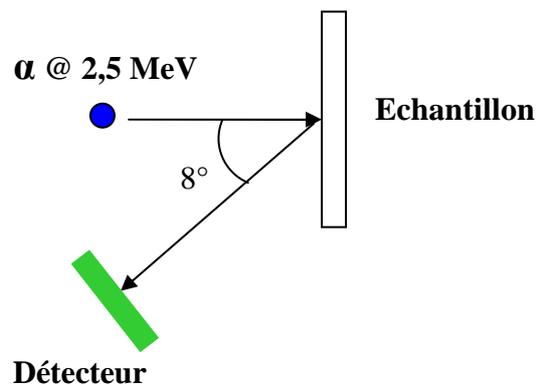


Figure 3-22 : Géométrie de détection RBS

3.4.4 Mesures de rugosité de surface

Pour évaluer l'état de surface de nos échantillons, nous avons utilisé deux dispositifs différents pour mesurer la rugosité de surface de nos empilements. Le premier, le Micromap, est un profilomètre optique sensible aux fréquences spatiales de 2 μm à 1 mm. Le second, un microscope à force atomique (AFM) permet de mesurer la rugosité pour de hautes fréquences spatiales comprises entre 10 nm et 2 μm .

3.4.4.1 Le Micromap

Le système Micromap fonctionne sur le principe d'interférences obtenues entre un miroir de référence et l'échantillon. Une source blanche éclaire la lame séparatrice qui renvoie 50 % du faisceau sur une surface de référence située à l'intérieur de l'objectif. Les faisceaux réfléchis par l'échantillon et par la référence se recombinaient et interfèrent sur la surface séparatrice (Figure 3-23). La figure d'interférence obtenue représente les différences de hauteur entre la référence et la surface de l'échantillon.

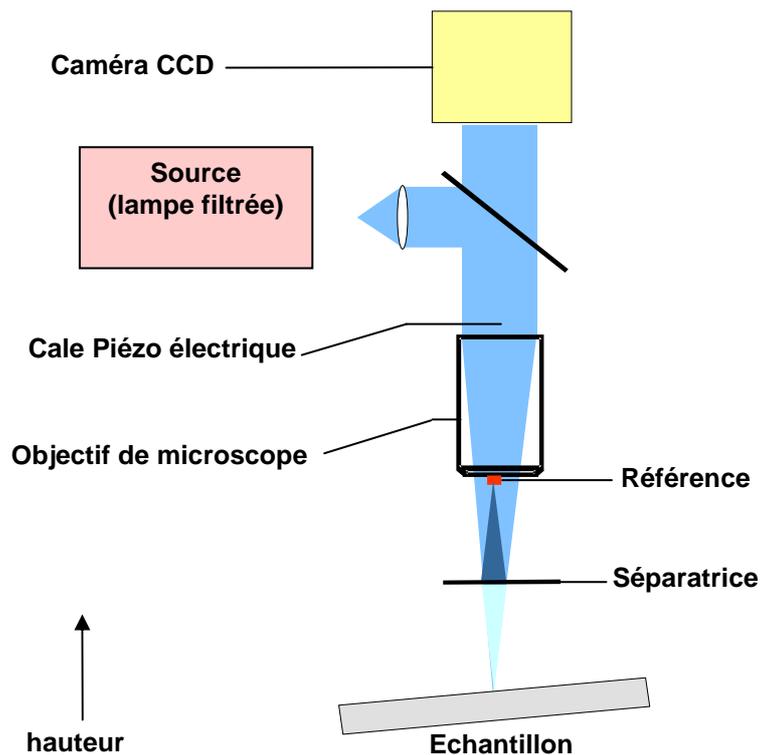


Figure 3-23 : Schéma de principe du Micromap

Il est construit autour d'un microscope interférométrique Nikon. Il reçoit un module d'éclairage équipé d'une source tungstène-halogène de 50 W, une caméra CCD de 2/3'', 640x480 pixels. Une tourelle montée sur cale piézoélectrique pour le décalage de phase peut

recevoir jusqu'à 4 objectifs. Une platine de réglage en X, Y et inclinaison permet le positionnement et l'optimisation du nombre de franges.

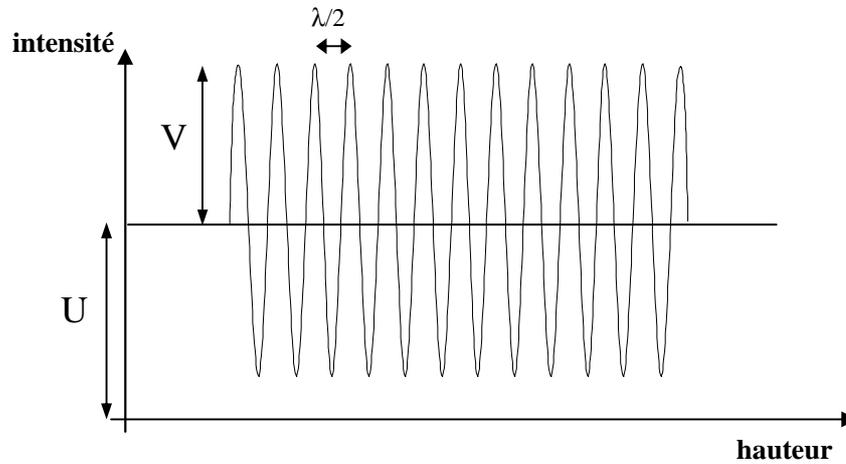


Figure 3-24 : Franges d'interférences obtenues avec un plan incliné

La Figure 3-24 représente la figure d'interférence obtenue avec un plan incliné. L'interfrange est égal à la moitié de la longueur d'onde de mesure. Un cristal piézo-électrique permet de décaler les franges par saut de $\frac{1}{4}$ de frange. Pour chaque pixel de l'image, il résulte alors 4 équations :

$$\begin{cases} A = U + V \cos(OPD) \\ B = U + V \cos(OPD + 90^\circ) = U - V \sin(OPD) \\ C = U + V \cos(OPD + 180^\circ) = U - V \cos(OPD) \\ D = U + V \cos(OPD + 270^\circ) = U + V \sin(OPD) \end{cases} \quad \text{Équation 3-8}$$

où A, B, C et D sont les équations pour chaque décalage quart d'onde et OPD est la différence de chemin optique. Du système d'équations précédent, on en déduit que

$$\frac{D - B}{A - C} = \frac{2V \sin(OPD)}{2V \cos(OPD)} \quad \text{Équation 3-9}$$

d'où,

$$OPD = \arctan\left(\frac{D - B}{A - C}\right) \quad \text{Équation 3-10}$$

La hauteur en microns est obtenue en multipliant la valeur de OPD par $\lambda/2$.

3.4.4.2 Le microscope à force atomique (AFM)

Ce type de microscope est basé sur l'interaction entre la surface de l'échantillon et une pointe montée sur un cantilever (Figure 3-25), un balayage en X/Y permet d'établir une cartographie [93]. Plusieurs modes de fonctionnement sont possibles. Le premier, «mode contact», consiste à appuyer en permanence la pointe sur la surface. Un système de rétroaction mesure la flexion du levier et ajuste la hauteur pour que la distance pointe/surface soit constante. Le deuxième mode, le plus couramment utilisé, est le «mode tapping». La pointe vibre selon sa fréquence propre avec une amplitude donnée à une distance raisonnable de la surface. Les interactions entre la pointe et la surface vont modifier la fréquence de résonance. La mesure de l'oscillation est effectuée optiquement par déflexion d'un faisceau laser sur une photodiode 4 quadrants (Figure 3-26).

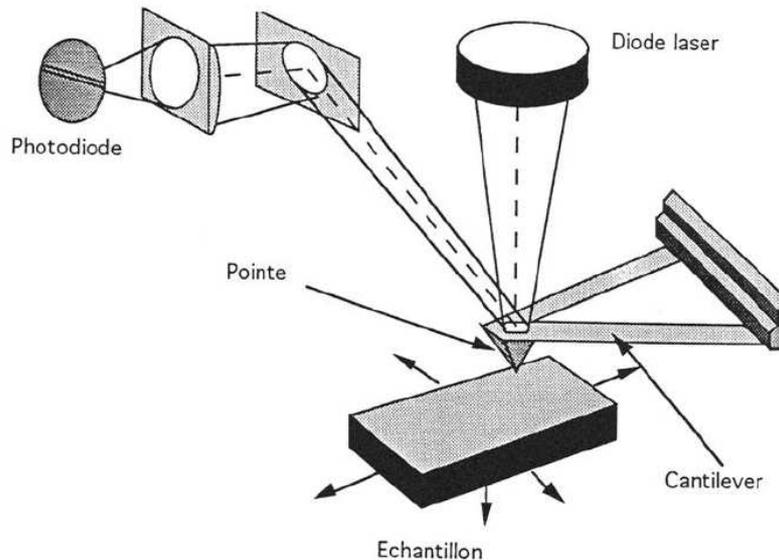


Figure 3-25 : Schéma de principe d'un AFM

La pointe est montée sur un cantilever réfléchissant qui renvoie le faisceau sur le détecteur 4 quadrants. En l'absence de flexion, le faisceau est centré sur le détecteur et il n'y a pas de différence entre les quadrants supérieurs et inférieurs. Si maintenant des interactions apparaissent entre la pointe et la surface, le cantilever va fléchir dans un sens ou dans l'autre ce qui induit une différence de tension entre le haut et le bas du détecteur.

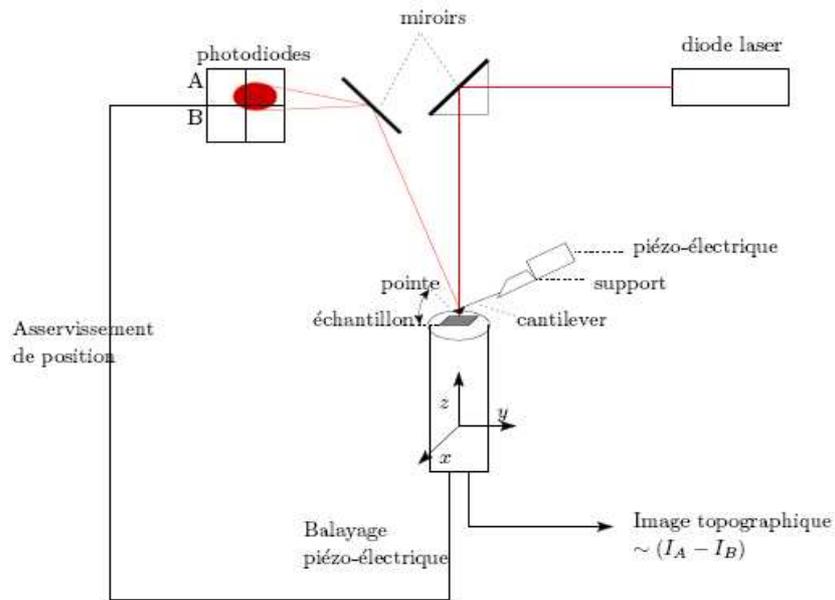


Figure 3-26 : Mesure de la déviation du levier

Avec de tels systèmes, des informations sur les forces de frottements peuvent être déduites de la différence de tension entre les quadrants de gauche et de droite. Sous l'effet des frottements, le cantilever va subir une torsion ce qui déviara le faisceau horizontalement. Il est ensuite possible de connaître qualitativement la nature de la surface à partir de ces forces.

Table des figures du chapitre 3 :

Figure 3-1 : Variation du rapport cyclique Γ optimal à 13,5 nm sous incidence normale en fonction du nombre de doublets de Mo/Si déposés.....	55
Figure 3-2 : Diagramme des constantes optiques de différents matériaux à 13,5 nm.....	55
Figure 3-3 : Changements structuraux dans un empilement Mo/Si en fonction de la température de recuit (t= tétragonal, h=hexagonal, a= amorphe)	58
Figure 3-4 : Diagramme schématique montrant la variation de la concentration de Si au travers de la couche de Mo.....	59
Figure 3-5 : Schéma de la transition amorphe-cristallin des couches de Mo.....	60
Figure 3-6 : Distribution calculée de l'intensité du champ électrique ($\lambda=13,5$ nm) dans un empilement Mo/Si de période 6,953 nm et un rapport cyclique $\Gamma=0,41$	61
Figure 3-7 : Réflectivité calculée en fonction de l'épaisseur de la barrière à l'interface Mo sur Si	62
Figure 3-8 : Clichés HRTEM de deux empilements de Mo/Si recuits respectivement 30 min à 400°C (a) et 30 min à 600°C (b)	62
Figure 3-9 : Evolution de la réflectivité Cu $K\alpha$ de multicouches Mo/Si, Mo ₂ C/Si et Mo/Mo ₂ C/Si/Mo ₂ C en fonction de la température de recuit.....	63
Figure 3-10 : Schéma de principe de la pulvérisation cathodique RF.....	64
Figure 3-11 : Schéma de principe de la pulvérisation par faisceau d'ions	65
Figure 3-12 : Configuration possible d'une chambre de dépôt PLD et photographie d'une plume éjectée d'une cible de SrRuO ₃	66
Figure 3-13 : Schéma de principe d'un réflectomètre en X rasants.....	70
Figure 3-14 : Réflectogramme en X rasants à 0,154 nm d'un empilement de 20 doublets de Mo/Si sur substrat de Si (période de 6,60 nm et Γ de 0,37).....	71
Figure 3-15 : Réflectogramme en X rasants à 0,154 nm d'un empilement 20 doublets de Mo/Si sur substrat de Si avec 0,5 nm d'interdiffusion aux interfaces	71
Figure 3-16 : Influence d'une erreur aléatoire (0 - 0,01 nm - 0,05 nm et 0,1 nm) sur la période d'un empilement de 20 doublets de Mo/Si..	72
Figure 3-17 : Vue de dessus du réflectomètre CEMOX	73
Figure 3-18 : Caractéristiques du rayonnement synchrotron en fonction de la vitesse des électrons.	75
Figure 3-19 : Schéma de la ligne de lumière BEAR.....	76

Figure 3-20 : Chambre expérimentale de la ligne BEAR	77
Figure 3-21 : Schéma de la ligne de mesure RBS.....	78
Figure 3-22 : Géométrie de détection RBS	79
Figure 3-23 : Schéma de principe du Micromap.....	80
Figure 3-24 : Franges d'interférences obtenues avec un plan incliné.....	81
Figure 3-25 : Schéma de principe d'un AFM	82
Figure 3-26 : Mesure de la déviation du levier	83

Références bibliographiques de la Partie I

1. P.Boher, et al., "*Le projet français PREUVE, projet d'études et de développement pour la lithographie extrême ultraviolet*," in J. Phys. IV France, **108**, (2003).
2. S.P.Renwick, D.Williamson, K.Suzuki, and K.Murakami, "*Optical Lithography in the Extreme UV*," Optics and Photonics News, October, 2007, pp. 34-39.
3. "DNP Technology", retrieved www.dnp.co.jp/semi/j/list/pdf/030613182503.pdf.
4. "Samsung tous 30 nm NAND flash using double-patterning", retrieved http://solidstate.articles.printthis.clickability.com/pt/cpt?action=cpt&title=Solid+State+Technology+-+Samsung+touts+30nm+NAND+flash+using+double-patterning&expire=&urlID=27284973&fb=Y&url=http%3A%2F%2Fsst.pennnet.com%2FArticles%2FArticle_Display.cfm%3FSection%3DONART%26PUBLICATION_ID%3D5%26ARTICLE_ID%3D309943%26C%3DTECHN%26dcmp%3Drss&partnerID=1300.
5. IMEC, (2007), retrieved <http://imec.be/wwwinter/mediacenter/en/SR2006/681406.html>.
6. Wikipedia, retrieved http://en.wikipedia.org/wiki/Double_patterning.
7. M. F. Ravet, et al., "*Evaluation of a diamond-based x-ray mask for high resolution x-ray proximity lithography*," in The 38th International symposium on electron, ion, and photon beams, AVS **13**, 3055-3060 (1995).
8. M.Walker, "An introduction to lithography", retrieved <http://uk.geocities.com/phrxaj/lithography.pdf>.
9. Y. Chen, et al., "*50-nm x-ray lithography using synchrotron radiation*," in The 38th international symposium on electron, ion, and photon beams, AVS **12**, 3959-3964 (1994).
10. Y. Chen, et al., "*Proximity x-ray lithography as a quick replication technique in nanofabrication: recent progress and perspectives*," Microelectron. Eng. **30**, 191-194 (1996).
11. P. Seidel and e. al., "Next Generation Advanced Lithography", retrieved <http://www.fabtech.org/features/lithography/articles/body7.147.php3>.
12. T.Ito and S.Okazaki, "*Pushing the limits of lithography*," Nature **406**, 1027-1031 (2000).
13. B. Lab, retrieved http://www-ibt.lbl.gov/groups/PISTG/iblit_research.html.

-
14. Y. Watanabe, K.Ota, and H. Franken, "Joint Requirements," in *EUV Source Workshop*, (2005).
 15. U.Stamm, "*Extreme ultraviolet light sources for use in semiconductor lithography—state of the art and future development*," J. Phys. D : Appl. Phys. **37**, 3244-3254 (2004).
 16. T.Ceccotti, "*Quelle source pour la lithographie dans l'EUV ?*," in 7ième Colloque sur les Sources cohérentes et incohérentes UV, VUV et X - Applications et développements récents, J. Phys. IV France **127**, 25-31 (2005).
 17. D.Lammers, "Cymer is ASML's source supplier for volume EUV scanners" (2007), retrieved <http://www.semiconductor.net/article/CA6461682.html?q=cymer+LPP>.
 18. G.Schriever, K.Bergmann, and R.Lebert, "*Extreme ultraviolet emission of laser-produced plasmas using a cryogenic xenon target*," J. Vac. Sci. Technol. B **17**, 2058 - 2060 (1999).
 19. M.Richardson, et al., "The case for tin as an EUV source," in *2nd EUVL Symposium* (Antwerp, Belgium, 2003).
 20. SEMATECH, "EUV Source Workshop" (2005), retrieved <http://www.semtech.org/meetings/archives/litho/euvl/20050227/index.htm>.
 21. P.Marczuck and W.Egle, "*Source collection optics for EUV lithography*," in *Advances in Mirror Technology for X-ray, EUV lithography, laser and other applications II*, Proceedings of SPIE **5533**, 154-156 (2004).
 22. H.Wolter, "*Mirror systems with glancing incidence as image-producing optics X-rays*," Ann. Phys. **10**, 94-114 (1952).
 23. W.Egle, J.Altmann, and H.Schwartz, "*ABRIXAS mirror system - Mirror modules testing and integration in the ABRIXAS satellite*," in *X-ray optics, instruments, and missions II*, Proceedings of SPIE **3766**, 2-10 (1999).
 24. W.Egle, et al., "*Mirror system for the German X-ray satellite ABRIXAS II - Design and mirrors development*," in *X-ray optics, instruments, and missions*, **3444**, 359 - 368 (1998).
 25. F.E.Zocchi, "*High-efficiency collector design for extreme-ultraviolet and x-ray applications*," Applied Optics **45**, 8882-8888 (2006).
 26. CXRO, retrieved <http://www-cxro.lbl.gov/microscopy/zp.gif>.
 27. S.Braun, et al., "*High-precision nm-coatings for EUV and X-ray optical applications*," in *Nanofair*, (2002).

-
28. T.Feigl, et al., "*High-Temperature LPP Collector Mirror*," in Emerging Lithographic Technologies X, Proceedings of SPIE **6151**, 6151A-6151 6151A-6158 (2006).
 29. N.R.Böwering, et al., "*EUV Source Collector*," in Emerging Lithographic Technologies X, SPIE **6151**, 6151R6151- 6151R6159 (2006).
 30. R.Geyl, "*New efficient & durable EUV collector optic*," in Sematech Source Workshop (2006).
 31. V.Paret, et al., "*The french R&D program on EUV lithography: PREUVE*," in Emerging Lithographic Technologies VII, Proceedings of SPIE **5037**, 700-713 (2003).
 32. C.Vannufel, et al., "*BEL: Integration Progress*," in 1st International EUVL Symposium, 15-17 (2002).
 33. "MEDEA+", retrieved www.medeaplus.org.
 34. A.Snigirev, V.Kohn, I.Snigireva, and B.Lengeler, "*A compound refractive lens for focusing high-energy X-rays*," Nature **384**, 49 - 51 (1996).
 35. B.Lengeler, et al., "*Parabolic refractive X-ray lenses*," J. Synchrotron Rad. **9**, 119 - 124 (2002).
 36. B.Cederström, R.N.Cahn, M.Danielsson, M.Lundqvist, and D.R.Nygren, "*Focusing hard X-rays with old LPs*," Nature **404**, 951 (2000).
 37. C.Ribbing, B.Cederström, and M.Lundqvist, "*Microstructured diamond X-ray source and refractive lens*," Diamond and related materials **12**, 1793-1799 (2003).
 38. E.H.Anderson, et al., "*Nanofabrication and diffractive optics for high-resolution x-ray applications*," Journal of Vacuum Science & Technology B **18**, 2970-2975 (2000).
 39. T.Wilhein, et al., "*A slit grating spectrograph for quantitative soft x-ray spectroscopy*," Review of scientific instruments **70**, 1694-1699 (1999).
 40. H.Faik-Etienne, "*Etude de l'implantation ionique dans les miroirs multicouches Mo/Si: application aux optiques diffractives*," These (Institut National des Sciences Appliquées de Toulouse 2005).
 41. D.Attwood, ed., *Soft X rays and Extreme U.V radiation: principles et applications*.
 42. Michette, ed., *Optical System for soft x-rays*.
 43. P. Chevallier, et al., "*First test of the scanning X-ray microprobe with Bragg-Fresnel multilayer lens at ESRF beam line*," Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **354**, 584-587 (1995).

-
44. M.Peuker, "*High-efficiency nickel phase zone plates with 20 nm minimum outermost zone width*," Applied Physics Letters **78**, 2208-2210 (2001).
 45. P.Kirkpatrick and A.V.Baes, "*Formation of optical images by x-rays*," J. Opt. Soc. Am. **38**, 766-774 (1948).
 46. B.Pardo, T.Megademini, and J.M.André, "*X-UV synthetic interference mirrors: theoretical approach*," Revue de Physique Appliquée **23**, 1579-1597 (1988).
 47. E.Spiller, ed., *Soft X-Ray Optics*, Bellingham ed. (SPIE, 1994).
 48. D.L.Windt, IMD, <http://cletus.phys.columbia.edu/~win>.
 49. H.A.McLeod, ed., *Thin film optical filters* Adam Hilger Ltd, Bristol ed.
 50. F.Delmotte, et al., "*X-ray-ultraviolet beam splitters for Michelson interferometer*," Applied Optics **41**, 5905-5912 (2002).
 51. NASA, retrieved <http://stereo.gsfc.nasa.gov/>.
 52. F. Auchere, et al., "*HECOR: a HELium CORonagraphy aboard the Herschel sounding rocket*," in Solar Physics and Space Weather Instrumentation II, Proceedings of SPIE **6689**, 66890A-66811 (2007).
 53. D. Berghmans, et al., "*SWAP onboard PROBA 2, a new EUV imager for solar monitoring*," Advances in Space Research **38**, 1807-1811 (2006).
 54. M.F.Ravet, et al., "*Ion beam deposited Mo/Si multilayers for EUV imaging applications in astrophysics*," in Advances in optical thin films, Proceedings of SPIE **5250**, 99-108 (2004).
 55. D.L.Windt, et al., "*EUV multilayers for solar physics*," in Optics for EUV, X-ray, and Gamma-ray astronomy, Proceedings of SPIE **5168**, 1-3 (2004).
 56. H.M.Hertz, et al., "*Normal-incidence condenser mirror arrangement for compact water-window x-ray microscopy*," in X-Ray Optics, Instruments, and Missions II, Proceedings of SPIE **3766**, 247-251 (1999).
 57. G.A.Johansson, "*Compact Soft X-Ray Microscopy*," These (Royal Institute of Technology, Stockholm, 2003).
 58. F. Eriksson, et al., "*14.5% near-normal incidence reflectance of Cr Sc x-ray multilayer mirrors for the water window*," Optics Letters **28**, 2494-2496 (2003).
 59. A. Hardouin, "*Développement de composants optiques asphériques avec traitement de multicouches réfléchives pour l'analyse X*," These (Université Paris-Sud 11, 2007).
 60. S.Yulin, "*Multilayer Coatings for EUV/Soft X-ray mirrors*," in Optical Interference Coatings, **88**, 281-307 (1976).

-
61. M.Wedowski, S.Bajt, and J.A.Folta, "*Lifetime studies of Mo/Si and Mo/Be multilayer coatings for extreme ultraviolet lithography*," in Proceedings of SPIE **3797**, 217-224 (1999).
 62. T.Feigl, S.Yulin, T.Kuhlmann, and N.Kaiser, "*Damage resistant and low stress Si-based multilayer mirrors*," in Soft X-ray and EUV imaging systems II, Proceedings of SPIE **4506**, 121-126 (2001).
 63. S.Bajt and D.G.Stearns, "*High temperature stability multilayers for extreme-ultraviolet condenser optics*," Applied Optics **44**, 7735-7743 (2005).
 64. H.Yamanashi, et al., "*Fabrication of Mo/Si multilayer for EUVL reticle blank by ion beam sputtering*," in Emerging Lithographic Technologies VI, Proceedings of SPIE **4688**, 710-715 (2002).
 65. T.Chassé, et al., "*Mo/Si multilayers for EUV lithography by ion beam sputter depositon*," Vacuum **71**, 407-415 (2003).
 66. S.Yulin, et al., "*Interlayer transition zones in Mo/Si superlattices*," Journal of Applied Physics **92**, 1216-1220 (2002).
 67. K.Hiruma, et al., "*Performance and quality analysis of Mo-Si multilayers deposited by ion beam sputtering and magnetron sputtering*," in Emerging Lithographic Technologies X, Proceedings of SPIE **6151**, 61511V-61511 61511V-61518 (2006).
 68. K.Holloway, K.B.Do, and R.Sinclair, "*Interfacial reactions on annealing molybdenum-silicon multilayers*," Journal of Applied Physics **65**, 474-480 (1989).
 69. O.B.Loopstra, et al., "*Composition, microstructure, and properties of crystalline molybdenum silicide thin films produced by annealing of amorphous Mo/Si multilayers*," Journal of Applied Physics **63**, 4960-4969 (1988).
 70. H.Maury, et al., "*Non-destructive X-ray study of the interphase in Mo/Si and Mo/B4C/Si/B4C multilayers*," Thin Solid Films **514**, 278-286 (2006).
 71. D.G.Stearns, M.B.Stearns, Y.Cheng, J.H.Stith, and N.M.Ceglio, "*Thermally induced structural modification of Mo/Si multilayers*," J. Appl. Phys. **67**, 2415-2427 (1990).
 72. E. N. Zubarev, et al., "*The structure, diffusion and phase formation in Mo/Si multilayers with stressed Mo layers*," Thin Solid Films **515**, 7011-7019 (2007).
 73. S.Bajt, D.G.Stearns, and P.A.Kearney, "*Investigation of the amorphous-to-crystalline transition in Mo/Si multilayers*," Journal of Applied Physics **90**, 1017-1025 (2001).
 74. T.Feigl, H.Lauth, S.Yulin, and N.Kaiser, "*Heat resistance of EUV multilayer mirrors for long-time applications*," Microelectronics Engineering **57-58**, 3-8 (2001).

-
75. S.Abdali, L.Gerward, A.E.Yaskin, E.Louis, and F.Bijkerk, "*Determination of crystallization as a function of Mo layer thickness in Mo/Si multilayers*," Material Research Bulletin **37**, 279-289 (2002).
 76. E.Meltchakov, V.Vidal, H. Faik, M.-J.Casanove, and B.Vidal, "*Performance of multilayer coatings in relationship to microstructure of metal layers. Characterization and optical properties of Mo/Si multilayers in extreme ultra-violet and x-ray ranges*," J. Phys.: Condens. Matter **18**, 3355-3365 (2006).
 77. S.Braun, H.Mai, M.Moss, R.Scholtz, and A.Leson, "*Mo/Si multilayers with different barrier layers for application as extreme ultraviolet mirrors*," Jpn. J. Appl. Phys. **41**, 4074-4082 (2002).
 78. T.Tomofuji, N.Kandaka, T. Komiya, M.Shiraishi, and K. Murakami, "Mo/Si multilayer (ML) mirror deposited with ion beam sputtering using Kr gas," in *3rd International EUVL Symposium*, (Miyazaki Japan, 2004).
 79. E.Quesnel, C.Teyssier, V.Muffato, and J.Thibault, "*Study of Ion Beam Sputtered Mo/Si mirrors for EUV lithography mask: influence of sputtering gas*," in *Advances in Optical Thin Films*, Proceedings of SPIE **5250**, 88-98 (2004).
 80. S.Yulin, N.Benoit, T.Feigl, and N.Kaiser, "*Interface-engineered multilayer mirrors*," in *Advances in optical thin films II*, Proceedings of SPIE **5963**, 59630U-59631-59630U-59637 (2005).
 81. S.Y.Lee, H.J.Kim, and J.Ahn, "*Mo/Si multilayer for EUV lithography applications*," Journal of Korean Physical Society **41**, 427-432 (2002).
 82. M.Ishino, O.Yoda, H.Takenaka, K.Sano, and M.Koike, "*Heat stability of Mo/Si multilayers inserted with compound layers*," Surface and Coatings Technology **169-170**, 628-631 (2003).
 83. H.Takenaka and T.Kawamura, "*Thermal stability of Mo/C/Si/C multilayer soft X-ray mirrors*," Journal of Electron Spectroscopy and Related Phenomena **80**, 381-384 (1996).
 84. T.Foltyn, S.Braun, W.Friedrich, A.Leson, and M.Menzel, "*Preparation and characterization of multilayers for EUV applications*," in *Advances in optical thin films II*, Proceedings of SPIE **5963**, (2005).
 85. T.Böttger, et al., "*Thermal stability of Mo/Si multilayers with boron carbide interlayers*," Thin Solid Films **444**, 165-173 (2003).

-
86. L.G.A.M.Alink, R.W.E. van de Kruijs, E.Louis, F.Bijkerk, and J.Verhoeven, "*Improved temperature stability of Mo/Si multilayers by carbide based diffusion barriers through implantation of low energy CH_x⁺ ions*," Thin Solid Films **510**, 26-31 (2006).
 87. S.Braun, T.Foltyn, L.van Loyen, M.Moss, and A.Ileson, "*Multi-component EUV multilayer mirrors*," in Emerging Lithographic Technologies VII, Proceedings of SPIE **5037**, 274-285 (2003).
 88. P.Croce, L.Névot, and B.Pardo, "*Contribution à l'étude des couches minces par réflexion spéculaire de rayons X*," Nouvelle Revue d'Optique appliquée **3**, 37-50 (1972).
 89. K.Stoev and K.Sakurai, "*Recent theoretical models in grazing incidence X-ray reflectometry*," The Rigaku Journal **14**, 22-37 (1997).
 90. J.Gautier, "*Etude et élaboration de revêtements multicouches pour l'optique extrême UV dans la gamme spectrale 30-50nm*," These (université paris XI Orsay, 2005).
 91. C. Hecquet, et al., "*Design, conception, and metrology of EUV mirrors for aggressive environments*," in Damage to VUV, EUV, and X-ray Optics, Proceedings of SPIE **6586**, 65860X-65810 (2007).
 92. E.M.Gullikson, P.Denham, S.Mrowka, and J.H.Underwood, "*Absolute photoabsorption measurements of Mg, Al, and Si in the soft-x-ray region below the L_{2,3} edges*" Phys. Rev. B **49**, 16283-16288 (1994).
 93. G.Binnig, C.Quate, and C.Gerber, "*Atomic Force Microscope*," Phys. Rev. Lett. **56**, 930-933 (1986).

PARTIE II

Chapitre 1 :

Les concepts de collecteur

1 Les concepts de collecteurs

Dans ce chapitre nous présenterons les différents concepts de collecteurs destinés à concentrer un maximum de flux émis par la source LPP (cf. Partie 1). Nous discuterons tout d'abord de l'obligation d'un gradient d'épaisseur sur le miroir pour conserver une réflectivité constante en tout point. Par la suite nous détaillerons la méthode utilisée afin de calculer ces gradients. Puis enfin nous exposerons les designs successifs en présentant les performances attendues ainsi que leurs qualités et défauts.

1.1 Nécessité d'un gradient d'épaisseur

Une période d'empilement Mo/Si, calculée à partir de la relation de Bragg modifiée, est optimale pour un angle d'incidence donné. Si nous prenons le cas d'un empilement optimisé pour 20° (Figure 1-1b), la réflectivité est élevée pour des angles d'incidence compris entre 17° et 22° mais décroît rapidement en dehors de cet intervalle. Nous voyons donc qu'un empilement avec une période donnée n'offre une réflectivité élevée que sur une plage de quelques degrés.

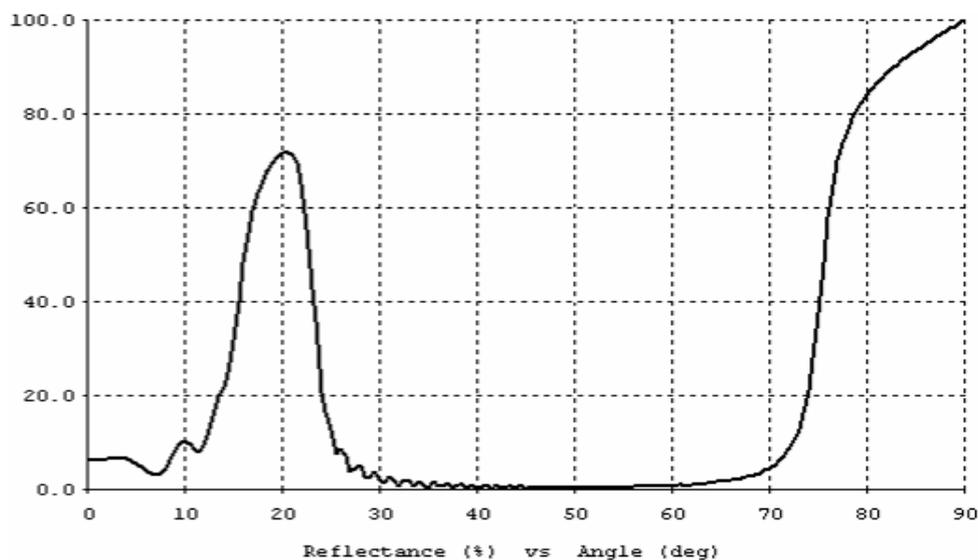


Figure 1-1 : Réflectivité d'un empilement de 60 doublets de Mo/Si en fonction de l'angle d'incidence. La période est de 7,44 nm et le rapport $\Gamma = 0,41$.

Si nous considérons le cas simple d'une source lumineuse ponctuelle et d'un miroir ellipsoïdal, tous les points situés à une même hauteur optique H (Figure 1-2), recevront des

rayons de même incidence. Par conséquent pour maintenir une réflectivité maximale en tout point du miroir, il est nécessaire d'adapter la période en fonction de la hauteur optique : réalisation de gradient d'épaisseur. Nous avons employé deux méthodes pour optimiser la période en fonction de l'angle d'incidence :

- fonction « Adjust front layers for angle ... » du logiciel commercial TFCalc [1].
- loi de Bragg modifiée en maintenant constant le $\Gamma = \frac{e_{Mo}}{e_{Mo} + e_{Si}}$.

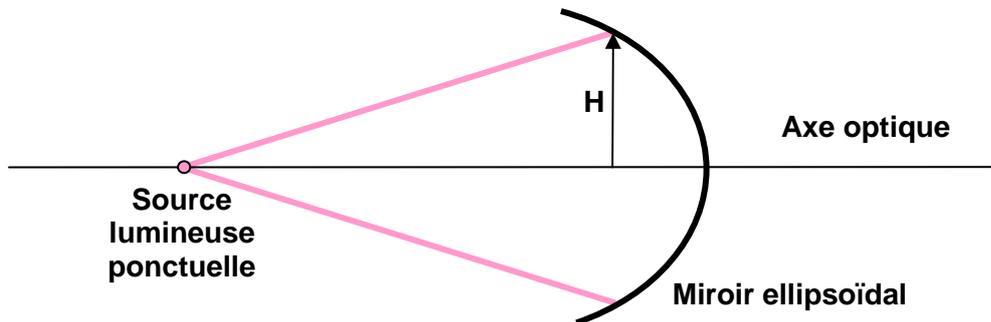


Figure 1-2 : Configuration d'un miroir ellipsoïde et d'une source lumineuse ponctuelle. Tous les points situés à une hauteur optique H reçoivent des rayons de même incidence.

1.1.1 Optimisation avec TFCalc

Le logiciel TFCalc est un logiciel commercial de conception d'empilement optique. Il permet de calculer les performances d'un multicouche (réflexion, transmission, absorption) ou encore d'effectuer des optimisations pour réaliser des filtres performants. Les indices optiques utilisés pour le Mo et le Si sont représentés sur la Figure 1-3 [2].

Nous avons tout d'abord optimisé un multicouche de 80 doublets (Mo/Si) pour qu'il offre un maximum de réflectivité à 13,5 nm sous incidence normale. Puis nous avons utilisé la fonction « Adjust front layers for angle ... » qui modifie l'épaisseur physique des couches d'un empilement illuminé avec un angle θ_1 pour que l'épaisseur optique soit la même avec un angle θ_2 . C'est un moyen rapide d'ajuster un empilement pour une incidence différente. Cependant pour des angles trop importants, typiquement au-delà de 60° , cette fonction peut saturer et donner des résultats décevants. Nous avons donc dans le même temps optimisé nos empilements avec la fonction « Optimize Design » pour chaque angle d'incidence avec

comme critère un maximum de réflectivité à 13,5 nm. Comme nous pouvons le voir sur la Figure 1-4, les résultats obtenus avec cette dernière fonction sont légèrement meilleurs notamment aux grands angles d'incidence. Nous démarrerons donc notre étude avec cette méthode.

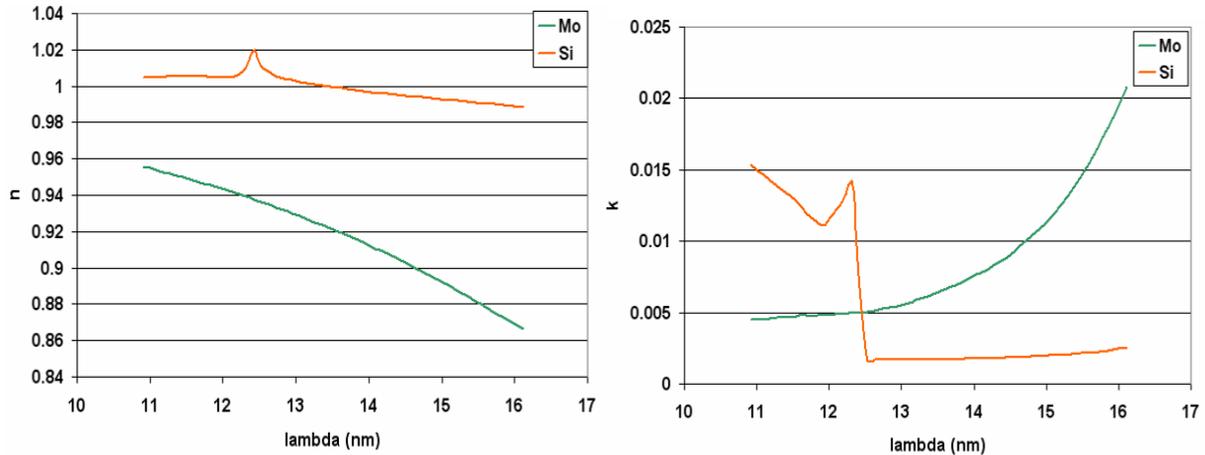


Figure 1-3 : Indices de réfraction n et d'extinction k utilisés dans l'optimisation pour le Si et le Mo

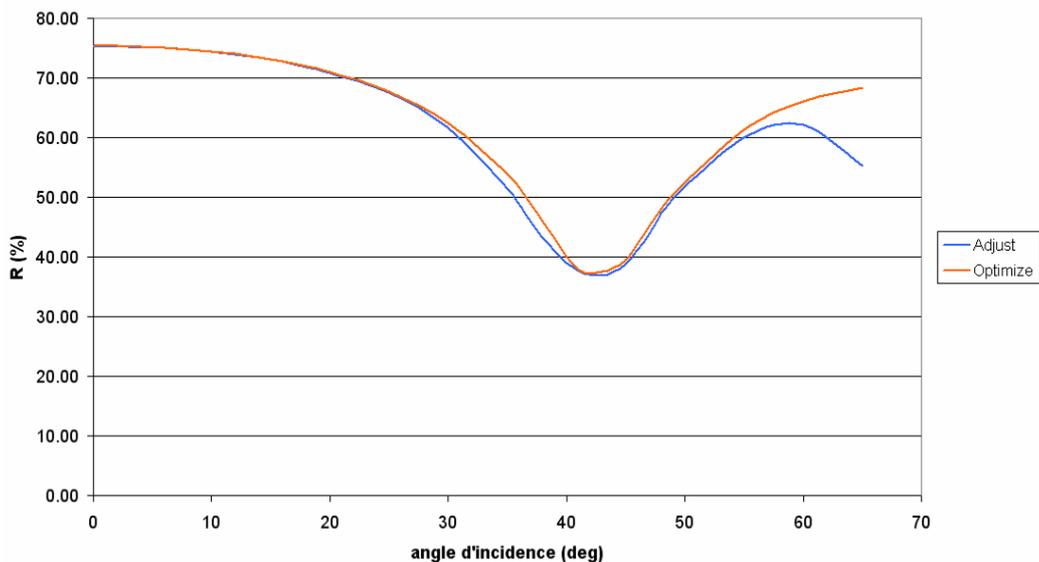


Figure 1-4 : Comparaison des réflectivités obtenues avec les fonctions « Adjust front layers for angle... » et « Optimize design » de TFCalc

La période et le rapport Γ obtenus précédemment sont présentés sur la Figure 1-5. La période évolue de 6,9 nm pour une incidence normale, à 15,2 nm pour un angle de 60° voire près de 19 nm à 65°. Le rapport Γ semble varier de manière aléatoire entre 0,38 et 0,425. Ces fluctuations traduisent une évolution indépendante des épaisseurs du silicium et du molybdène. Or pour des raisons techniques présentées plus loin, il est préférable que ces 2

matériaux conservent un Γ constant ce qui nous a amené à employer une autre méthode de calcul.

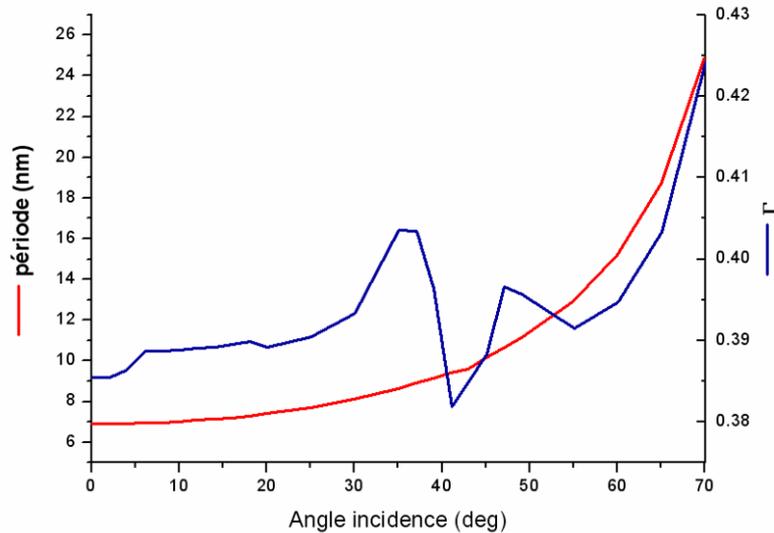


Figure 1-5 : Période et rapport Γ du multicouche obtenus avec la fonction "Optimize Design"

1.1.2 Calcul à partir de la loi de Bragg modifiée

Nous allons dans cette partie, calculer un gradient d'épaisseur pour chaque matériau en conservant le rapport Γ constant. La loi de Bragg modifiée tient compte de ce rapport, nous allons donc prendre la moyenne des valeurs obtenues dans l'étude TFCalc sur la gamme angulaire concernée. Par exemple en considérant un miroir collectant des rayons de 0 à 70°, la valeur moyenne de Γ est de 0,3954. La Figure 1-6 montre les épaisseurs de silicium et de molybdène obtenues par cette méthode. Comme nous l'avons déjà évoqué, les 2 matériaux ont le même gradient ce qui nous permettra lors du dépôt d'utiliser un masque commun aux 2 matériaux (cf. 3.1.1.4).

Les réflectivités obtenues avec cette méthode (Figure 1-7) sont légèrement inférieures à l'optimisation TFCalc, de l'ordre de -1 à 1,5 % en absolu. Les performances restent acceptables d'autant que la valeur moyenne Γ est calculée ici sur tout l'intervalle 0° - 70° et qu'aucun des miroirs que nous allons présenter dans la suite ne collecte une gamme angulaire aussi large. Les épaisseurs calculées avec cette méthode sont donc tout à fait valables.

Il est important de souligner les faibles réflectivités pour des incidences proches de 40°. En effet nous sommes en incidence de Brewster où la réflectivité de la polarisation p est

nulle. Le rayonnement EUV étant non-polarisé, il y a une perte de 50% du flux lumineux. Ce qui explique la réflectivité de seulement 37%. Ce phénomène est malheureusement intrinsèque aux matériaux et ne peut-être évité.

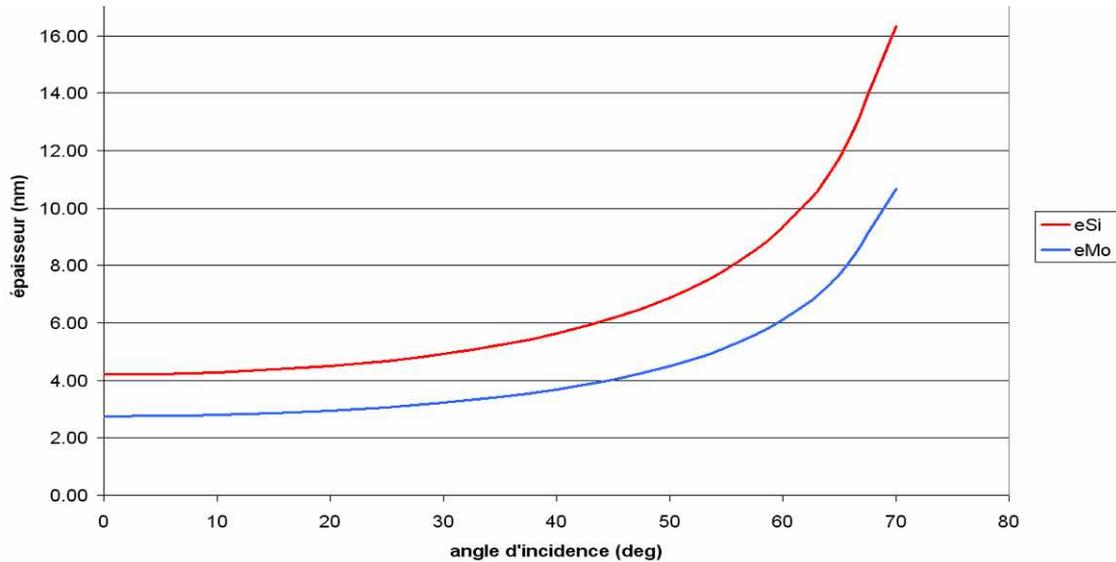


Figure 1-6 : Profils d'épaisseur de silicium et de molybdène en fonction de l'angle d'incidence, calculés à partir de la loi de Bragg modifiée et d'un $\Gamma = 0,3954$

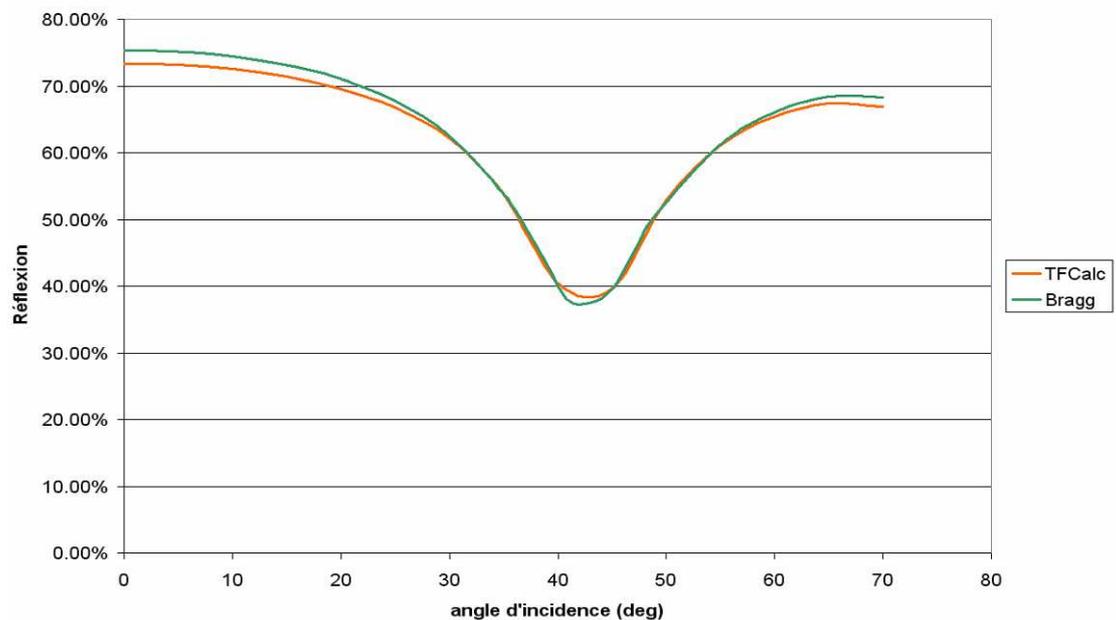


Figure 1-7 : Comparaison des réflectivités d'un empilement (Mo/Si)80 avec des épaisseurs calculées soit avec TFCalc (Γ variable) soit avec la loi de Bragg modifiée (Γ constant).

1.2 Le concept More Moore

Le Alpha Demo Tool mis au point durant le projet More Moore contenait une source de type GDPP. Comme nous l'avons vu précédemment (cf. partie I), ce genre de source est le plus souvent associé à des collecteurs de type Wolter Shell. Cependant la fabrication d'un collecteur à 5 ou 6 coquilles est difficile et coûteuse. SAGEM REOSC a alors proposé un concept de collecteur basé sur des miroirs à incidence normale (Figure 1-8). Le système est constitué de 2 miroirs primaires concaves M1 et M1bis collectant respectivement les rayons de $\pm 49^\circ$ à $\pm 85^\circ$ par rapport à l'axe optique du système et de $\pm 23^\circ$ à $\pm 47^\circ$. Les deux miroirs secondaires convexes focalisent le flux au point focal intermédiaire (IF) situé à 2,30 m de la source.

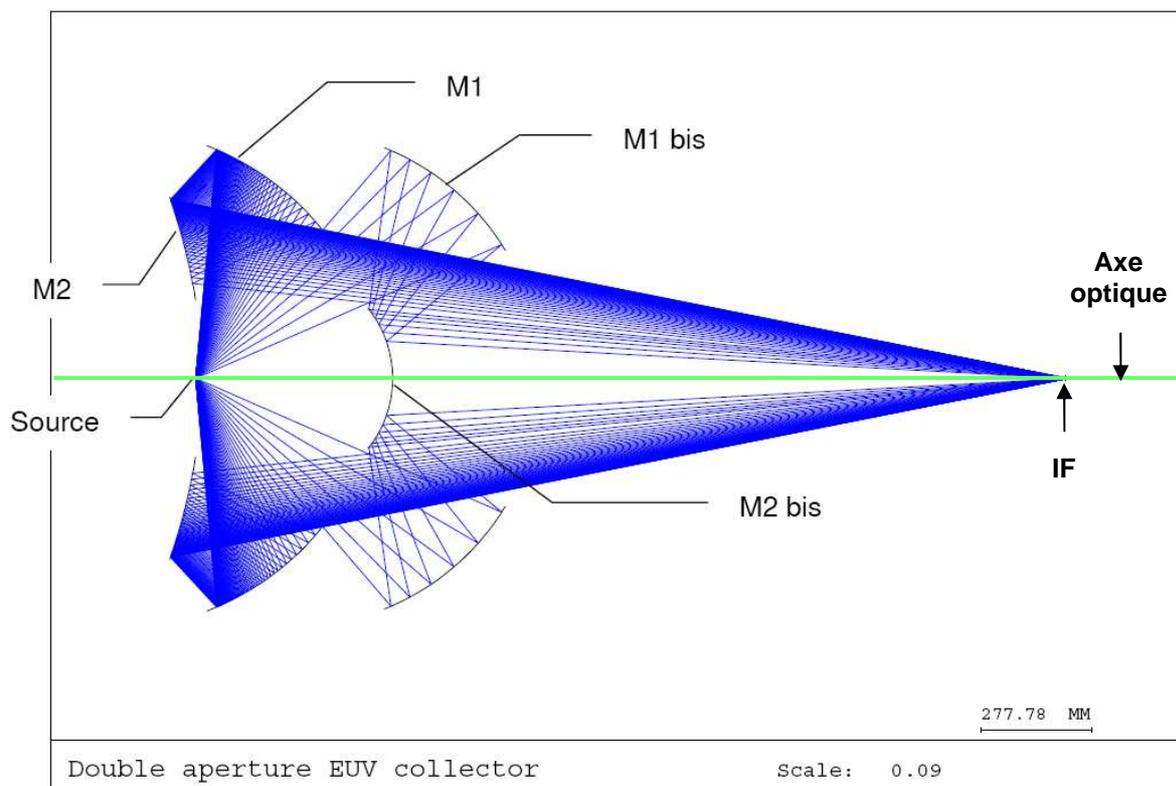


Figure 1-8 : Concept du collecteur More Moore

Les miroirs utilisés sont asphériques et de grandes dimensions (Tableau 1-1): le diamètre utile maximal est proche de 1200 mm. Les dimensions titanesques des optiques rendent impossible toute réalisation expérimentale. Cette première approche servira de base pour les concepts présentés par la suite, qui se voudront plus réalistes.

Chapitre 1 : Les concepts de collecteur

Miroir	Diamètre extérieur (mm)	Diamètre trou central (mm)	Rayon de courbure (mm)	Constante de conicité K	Angle min	Angle max
M1	1180	760	600 CC	-0,12	12,5°	18,5°
M2	920	400	1265 CX	-2,52	16°	30°
M1 bis	1170	650	637 CC	0,02	8°	16°
M2 bis	356	-	296 CX	0,27	21°	42,5°

Tableau 1-1 : Données géométriques des miroirs du collecteur More Moore.
CC = concave et CX = convexe

1.3 Le concept ASML

C'est le premier concept développé pour le projet EAGLE. Tout comme le concept More Moore, la source associée est de type GDPP. Il n'y a plus qu'un jeu de miroirs primaire/secondaire collectant les rayons de $\pm 15^\circ$ à $\pm 71^\circ$ par rapport à l'axe optique du système. Le diamètre utile maximal est de 1000 mm. Les caractéristiques de chaque miroir sont présentées dans le Tableau 1-2.

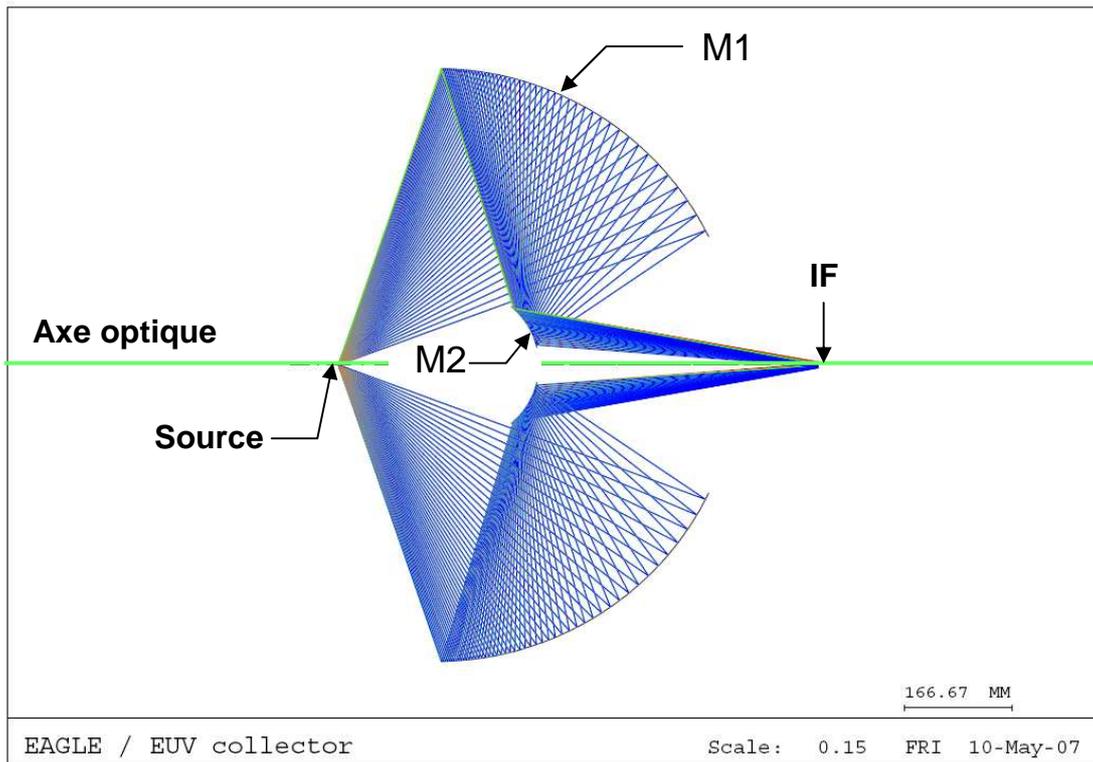


Figure 1-9 : Concept collecteur ASML

Miroir	Rayon de courbure (mm)	Constante de conicité (k)	Diamètre utile (mm)
M1	456,735 CC	-0,026616	925,7
M2	-121,573 CX	0,100773	-308,750

Tableau 1-2 : Données géométriques des miroirs du concept ASML.

CC = concave et CX = convexe

Les angles d'incidence sur le miroir M1 sont compris entre 6° et 18° ce qui permet de conserver une réflectivité proche de 70% (Figure 1-10). Les variations d'épaisseurs déposées sur le miroir, sont de l'ordre de 4,5%.

A l'inverse, les incidences sur le miroir M2 sont plus élevées, de 20° à 60° . Les épaisseurs varient de près de 50% entre le centre et l'extrémité du miroir. Les pertes dues à l'incidence

de Brewster pour des hauteurs optiques de l'ordre 65-70 mm, limitent les performances globales du collecteur. De plus, comme nous le verrons plus loin, traiter des miroirs avec une flèche aussi importante n'est pas aisé. Le concept More Moore présentait le même genre de problème, mais ce sont les performances limitées qui ont contraints SAGEM à abandonner ce concept.

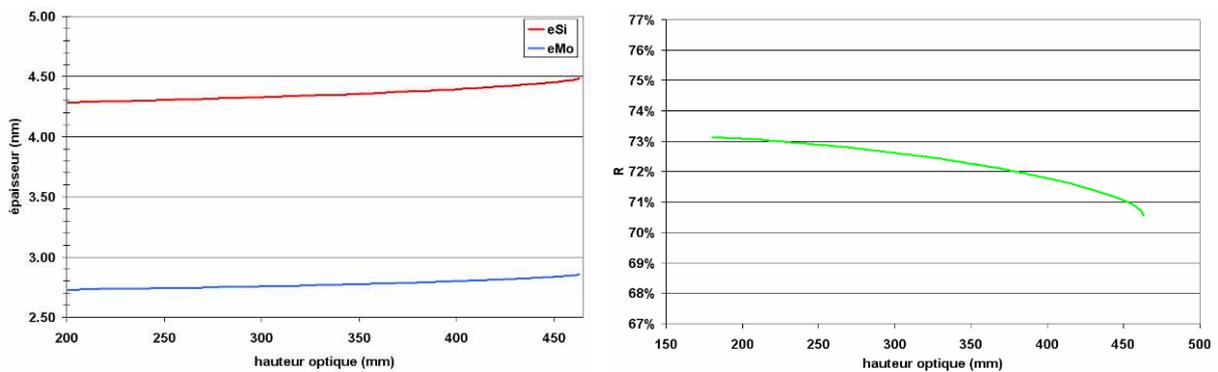


Figure 1-10 : Profils d'épaisseurs et réflectivité pour le miroir M1 du concept ASML

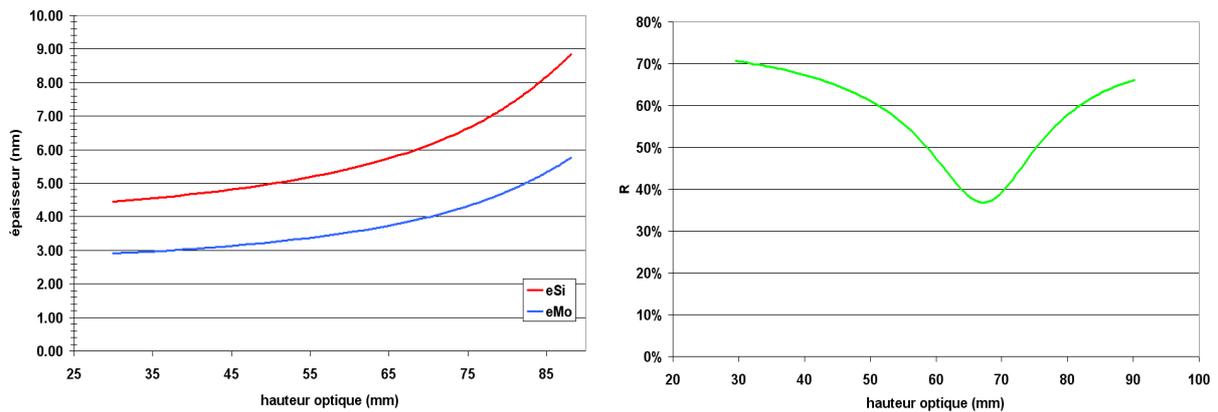


Figure 1-11 : Profils d'épaisseurs et réflectivité pour le miroir M2 du concept ASML

1.4 Le concept Xtrem techs

Un autre collecteur (Figure 1-12) destiné lui aussi à une source GDPP a été développé en parallèle du concept ASML. Il est constitué de deux miroirs de dimensions plus raisonnables (Tableau 1-3) et de flèche faible (< 12 cm), ce qui facilite le traitement.

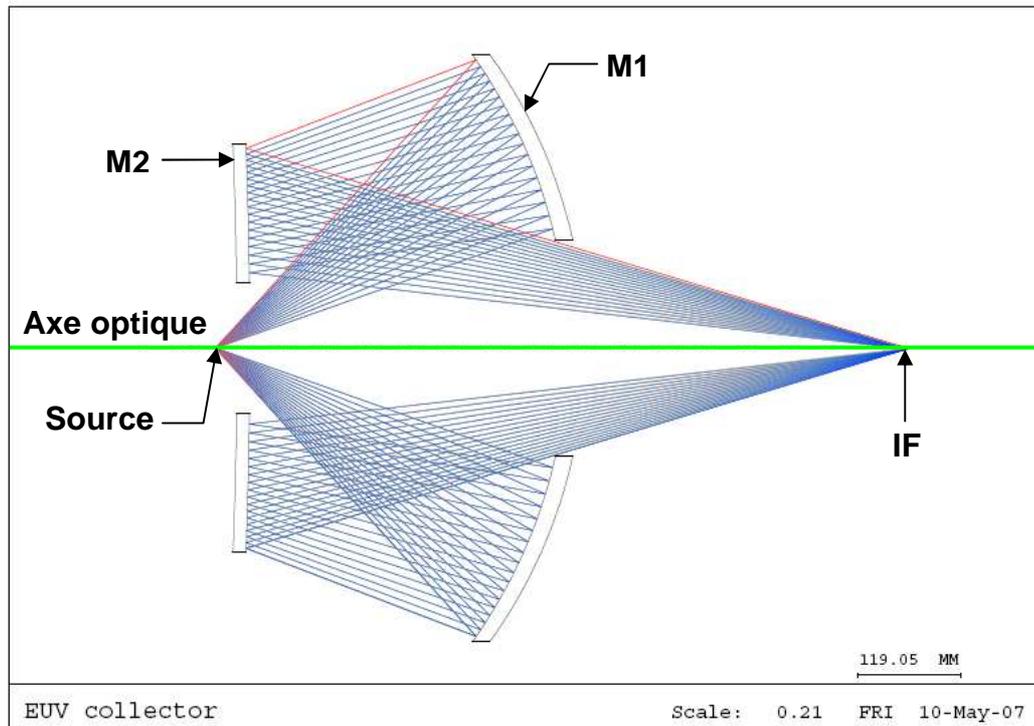


Figure 1-12 : Concept de collecteur Xtrem techs

Miroir	Rayon de courbure (mm)	Constante de conicité (k)	Diamètre utile (mm)
M1	-579,397CC	-0,165899	675,0
M2	-6156,208 CX	-61,170891	-468,6

Tableau 1-3 : Données géométriques des miroirs du concept Xtrem techs.
CC = concave et CX = convexe

Les angles d'incidence sur les miroirs M1 et M2 sont compris entre 5° et 20° , offrant une réflectivité proche de 70%. Les profils d'épaisseurs (Figure 1-13 et Figure 1-14) ont été calculés à partir d'un Γ moyen de 0,3889 pour le miroir M1 (moyenne entre 5° et 14°) et de 0,3892 pour le miroir M2 (moyenne entre 6° et 19°). Les gradients d'épaisseur pour les deux miroirs sont très faibles, 3% pour le M1 et 5% pour le M2. Les performances des deux miroirs sont excellentes en tout point. Malgré tout, ce concept n'a pas été plus développé à cause des récentes avancées des sources LPP (cf. Partie 1).

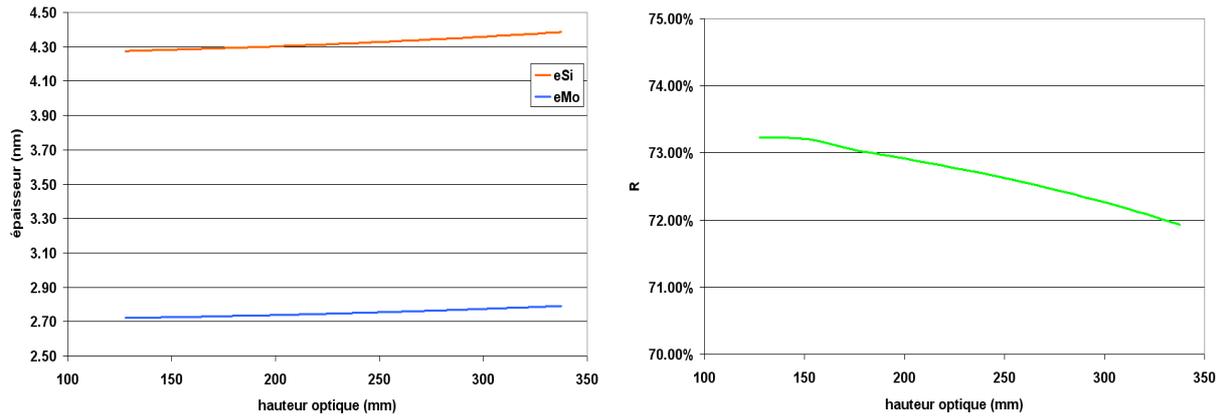


Figure 1-13 : Profils d'épaisseurs et réflectivité pour le miroir M1 du concept XTREM techs

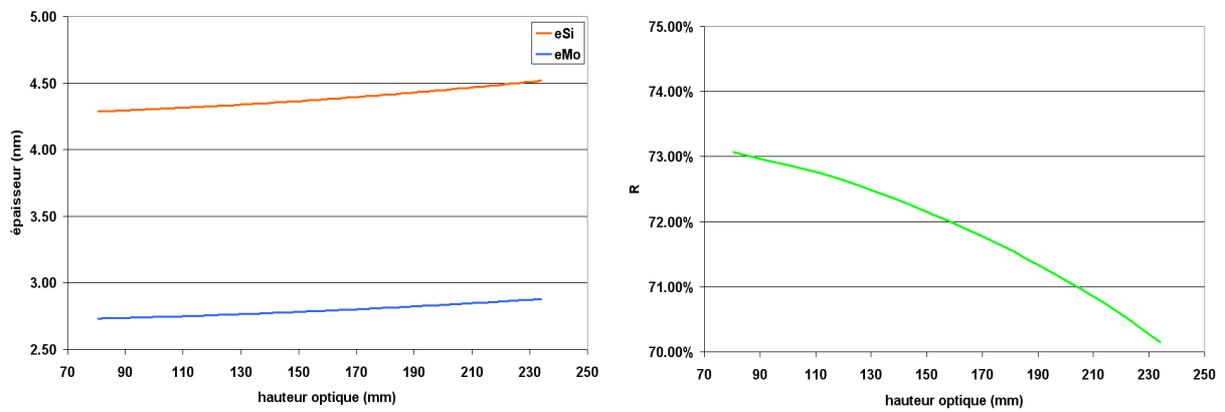


Figure 1-14 : Profils d'épaisseurs et réflectivité pour le miroir M2 du concept XTREM techs

1.5 Le concept EAGLE

Les sources LPP utilisant des lasers CO₂ ont permis de produire récemment plusieurs dizaines de watts de puissance EUV, leur donnant ainsi l'avantage face aux sources GDPP. Compte tenu des développements importants des sources LPP, il a été décidé d'intégrer ce type de source dans le programme EAGLE. Le collecteur correspondant n'est plus constitué que d'un seul miroir elliptique concave d'un diamètre de 500 mm, les autres caractéristiques du miroir sont résumées dans le Tableau 1-4. L'angle solide de collection est d'environ 4 sr soit une efficacité de collection de 63% du demi-espace. Il permettrait avec les performances actuelles des sources LPP, de focaliser 50 W de puissance EUV au point focal intermédiaire (IF).

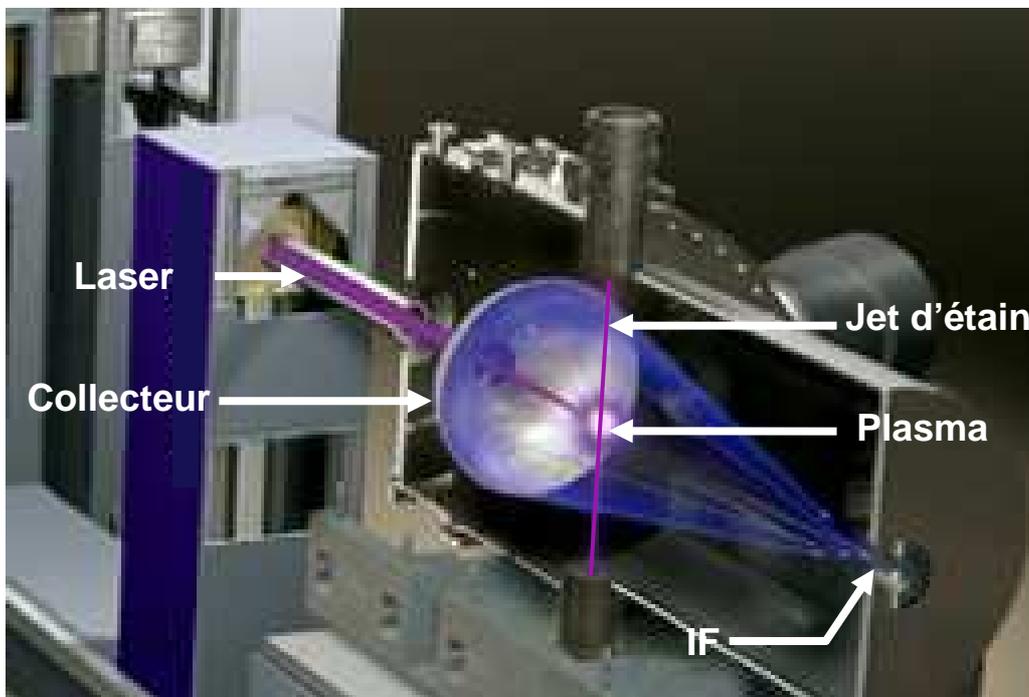


Figure 1-15 : Schéma de principe du collecteur EAGLE [3]

Caractéristiques	Dimension
Diamètre ouverture	500 mm
Excentricité	0,789
Grand axe 2a	1830,8mm
Petit axe 2b	1124,4 mm
Constante de conicité	-0,623
Flèche	95,4(81) mm

Tableau 1-4 : Données géométriques du miroir du collecteur

Les angles d'incidence sur le miroir sont compris entre 2° et 30° , la réflectivité pour les hauteurs optiques importantes n'atteint alors que 60-65%. Les profils ont été calculés avec un $\Gamma = 0,3904$. Le gradient d'épaisseur est assez marqué avec une variation d'environ 14% entre le centre et l'extrémité du miroir.

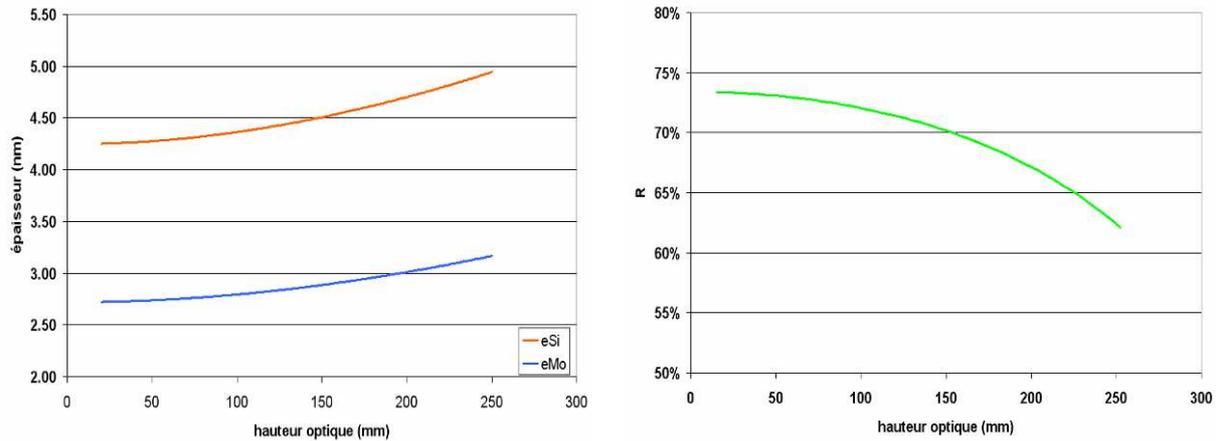


Figure 1-16 : Profils d'épaisseurs et réflectivité sur le miroir du concept EAGLE

D'autre part, le traitement de ce miroir est facilité par ses dimensions compactes, ce qui, associé aux performances optiques, nous ont fait préférer ce design de collecteur à ceux présentés précédemment. Il nous est par ailleurs possible de démarrer rapidement une première phase d'étude afin de montrer la faisabilité du dépôt avec gradient.

1.6 Conclusion

Nous avons présenté en quelque sorte l'historique des collecteurs qui ont été envisagés durant ce travail. Le premier concept issu du projet More Moore, offrait des perspectives intéressantes et ouvrait une voie nouvelle pour les collecteurs de source GDPP, qui, traditionnellement sont couplés à des optiques à incidence rasante. Ce premier projet n'était cependant pas réalisable en l'état, les dimensions des optiques étant beaucoup trop importantes pour pouvoir être implantées dans un bâti de lithographie.

Le concept suivant, toujours destiné à des sources GDPP, réparait certains défauts de son prédécesseur, comme le diamètre trop grand, mais mettait en avant la difficulté de combiner 2 miroirs. En effet si le miroir primaire, appelé M1, subissait des incidences comprises entre 6° et 18°, le miroir secondaire, appelé M2, subissait quant à lui des incidences dépassant les 30°. Les pertes dues à l'incidence de Brewster rendaient alors le système inefficace. De plus, le miroir M1 conservait une grande flèche ce qui pouvait poser des problèmes lors du dépôt du multicouche (cf. 3.1.2).

Le collecteur développé en parallèle pour XTREM techs (source GDPP), semblait répondre à toutes les exigences. Les deux miroirs présentaient des dimensions réalistes aussi bien en terme de diamètre qu'en terme de flèche. De plus, les angles d'incidences étaient inférieurs à 20° sur les deux optiques, offrant une réflectivité d'au moins 70%. Il apparaissait comme un concept performant et réaliste, mais les progrès des sources LPP l'ont rendu obsolète.

Le dernier collecteur proposé pour les sources LPP, n'est constitué que d'un seul miroir ce qui élimine les pertes dues à la double réflexion ($70\% \times 70\% = 49\%$!). Les réflectivités attendues en tout point du miroir sont supérieures à 63%. En outre, le dépôt du multicouche est facilité par son diamètre de 500 mm et sa flèche de 10 cm.

Table de figures du chapitre 1:

Figure 1-1 : Réflectivité d'un empilement de 60 doublets de Mo/Si en fonction de l'angle d'incidence.	96
Figure 1-2 : Configuration d'un miroir ellipsoïde et d'une source lumineuse ponctuelle.	97
Figure 1-3 : Indices de réfraction n et d'extinction k utilisés dans l'optimisation pour le Si et le Mo	98
Figure 1-4 : Comparaison des réflectivités obtenues avec les fonctions « Adjust front layers for angle... » et « Optimize design » de TFCalc.....	98
Figure 1-5 : Période et rapport Γ du multicouche obtenus avec la fonction "Optimize Design"	99
Figure 1-6 : Profils d'épaisseur de silicium et de molybdène en fonction de l'angle d'incidence, calculés à partir de la loi de Bragg modifiée et d'un $\Gamma = 0,3954$	100
Figure 1-7 : Comparaison des réflectivités d'un empilement (Mo/Si) ₈₀ avec des épaisseurs calculées soit avec TFCalc (Γ variable) soit avec la loi de Bragg modifiée (Γ constant).....	100
Figure 1-8 : Concept du collecteur More Moore.....	101
Figure 1-9 : Concept collecteur ASML.....	103
Figure 1-10 : Profils d'épaisseurs et réflectivité pour le miroir M1 du concept ASML.....	104
Figure 1-11 : Profils d'épaisseurs et réflectivité pour le miroir M2 du concept ASML.....	104
Figure 1-12 : Concept de collecteur Xtrem techs.....	105
Figure 1-13 : Profils d'épaisseurs et réflectivité pour le miroir M1 du concept XTREM techs	106
Figure 1-14 : Profils d'épaisseurs et réflectivité pour le miroir M2 du concept XTREM techs	106
Figure 1-15 : Schéma de principe du collecteur EAGLE.....	107
Figure 1-16 : Profils d'épaisseurs et réflectivité sur le miroir du concept EAGLE	108

Chapitre 2 :

Les couches métalliques Mo-Si au LMA

2 Les couches métalliques Mo-Si au LMA

2.1 Les empilements multicouches

2.1.1 Présentation du bâti DIBS

Les dépôts métalliques ont été étudiés dans le petit bâti de dépôt appelé DIBS installé en salle blanche (classe 1). Ce bâti utilise la technique de pulvérisation par faisceau d'ions. L'enceinte du bâti fait 800 x 800 x 500 mm (l x p x h) et possède deux portes en faces avant et arrière. Le porte-substrat est fixé sur la porte côté salle blanche et un moteur permet sa rotation à 2 tr/min. Le pompage primaire, jusqu'à $6,5 \cdot 10^{-2}$ Torr, est assuré par une pompe à palette puis le vide secondaire, quelques 10^{-8} Torr, est produit par une pompe cryogénique. La source d'ions est de type Kaufman avec grilles (Figure 2-1). L'épaisseur déposée est contrôlée soit au chronomètre, soit à l'aide d'une microbalance à quartz Leybold XTC. Le centre du quartz est situé à 60 mm du centre du substrat. Le porte-cible peut accueillir 3 cibles circulaires de 200 mm de diamètre. Le changement de matériaux s'effectue par rotation du porte-cible. Pour stopper le dépôt pendant cette phase, un écran monté sur un bras pneumatique descend devant le substrat. Le process est complètement automatisé afin de gérer l'ensemble des équipements utilisés lors du dépôt (pompage, microbalance, source, etc.)

2.1.1.1 La source d'ions

Une source Kaufman (Figure 2-1) peut se décomposer en trois parties distinctes :

- la chambre à décharge où s'effectue l'ionisation des molécules ou atomes du gaz neutre (ici de l'argon)
- l'optique ionique permet de former et d'extraire le faisceau d'ions à l'énergie désirée. Elle est constituée de la grille-écran et de la grille accélératrice
- le neutraliseur assure la compensation de la charge d'espace locale et du courant de faisceau positif. Il est constitué d'un filament de tungstène alimenté par un courant électrique.

Les ions positifs sont produits en bombardant les atomes d'un gaz (ici de l'argon) avec des électrons. Le nombre d'ions produits est fonction de la pression à l'intérieur de la chambre de décharge. En dessous d'une certaine pression P_{\min} , la décharge ne s'amorce pas. Au-delà de P_{\min} le nombre d'ions augmente alors avec la pression jusqu'à une pression

optimale P_{opt} à partir de laquelle le nombre d'ions reste constant. Ceci impose de travailler à une pression supérieure ou égale à P_{opt} (Figure 2-2).

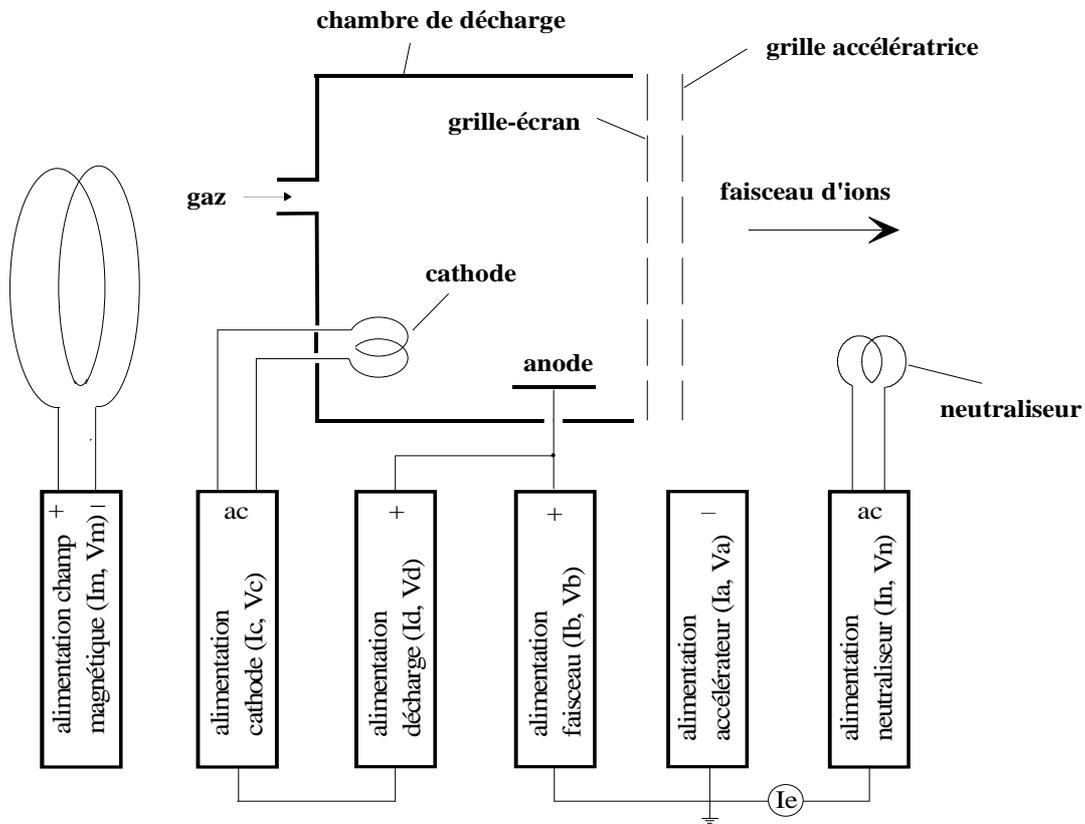


Figure 2-1 : Schéma de fonctionnement d'une source de type Kaufman

Les électrons nécessaires sont produits par une cathode chauffée à haute température constituée d'un filament de tungstène. Ces électrons sont ensuite accélérés par une différence de potentiel entre la cathode et une anode en molybdène formant la paroi de la chambre. Cette différence de potentiel, qui correspond à la tension de décharge V_d , est fixée de manière à ne créer que des ions monochargés pour former un faisceau monoénergétique. Les potentiels de première et seconde ionisation de l'argon sont respectivement de 15,8 eV et 27,6 eV, pour éviter la production d'ions deux fois chargés, nous fixons donc la tension de décharge V_d à 40 eV ($< 15,8 \text{ eV} + 27,6 \text{ eV} = 43,6 \text{ eV}$). Pour augmenter le rendement de production d'ions, les électrons sont confinés magnétiquement. Une fois produits, les ions Ar^+ diffusent dans toutes les directions. Certains atteignent la chambre de décharge et se recombinaient avec un électron, d'autres se dirigent vers l'optique ionique et constituent le faisceau. Le plasma constitué de l'ensemble des espèces, ions, électrons et atomes, possède un potentiel compris entre 1 et 5 V très proche de celui de l'anode.

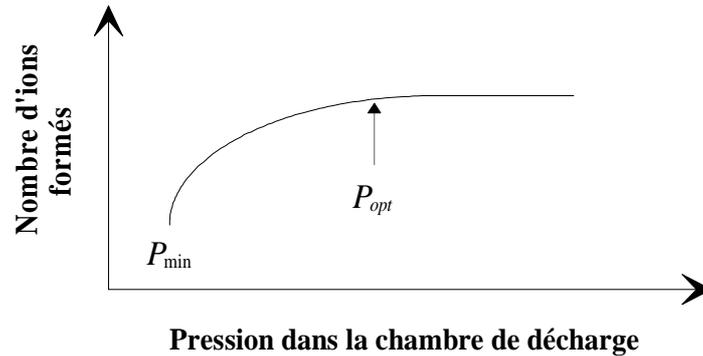


Figure 2-2 : Variation du courant de faisceau en fonction de la pression dans la chambre de décharge

L'optique ionique comprend une grille écran, avec un potentiel flottant, et une grille accélératrice avec un potentiel V_a négatif. Cet ensemble permet d'extraire les ions présents dans la chambre de décharge et de mettre en forme le faisceau d'ions d'énergie désirée.

L'énergie et la densité des ions Ar^+ sont déterminées respectivement par la tension V_b et le courant I_b .

La neutralisation du faisceau est indispensable pour deux raisons :

- sans compensation de charges, la répulsion mutuelle des ions entraînerait une divergence du faisceau
- sans neutralisation du courant de faisceau il y aurait accumulation de charges sur les cibles isolantes ou électriquement isolées ce qui provoquerait des claquages électriques.

2.1.1.2 Réalisation expérimentale

La réalisation d'un dépôt multicouche s'effectue toujours de la même manière et suivant la procédure représentée sur la Figure 2-3. La première étape est un cycle de nettoyage préparant le substrat au dépôt. Ensuite vient le cycle de pompage permettant la descente sous vide primaire tout d'abord avec la pompe à palette puis secondaire avec la pompe cryogénique. Une fois la pression de 10^{-8} Torr atteinte, la pompe primaire n'intervient plus, seule la secondaire fonctionne. Vient le cycle de préparation de dépôt, avec injection et régulation de la pression, démarrage et chauffage des sources, positionnement des cibles. Puis c'est le cycle de dépôt à proprement dit où le substrat est exposé au flux de particules pulvérisées. Une fois la dernière couche déposée, la source d'ions est arrêtée et l'enceinte est

ventilée dès que la pompe et l'échantillon sont redescendus en température. Comme nous l'avons déjà souligné, l'ensemble de ces opérations à partir de l'installation du substrat, est géré par un système de pilotage en temps réel.

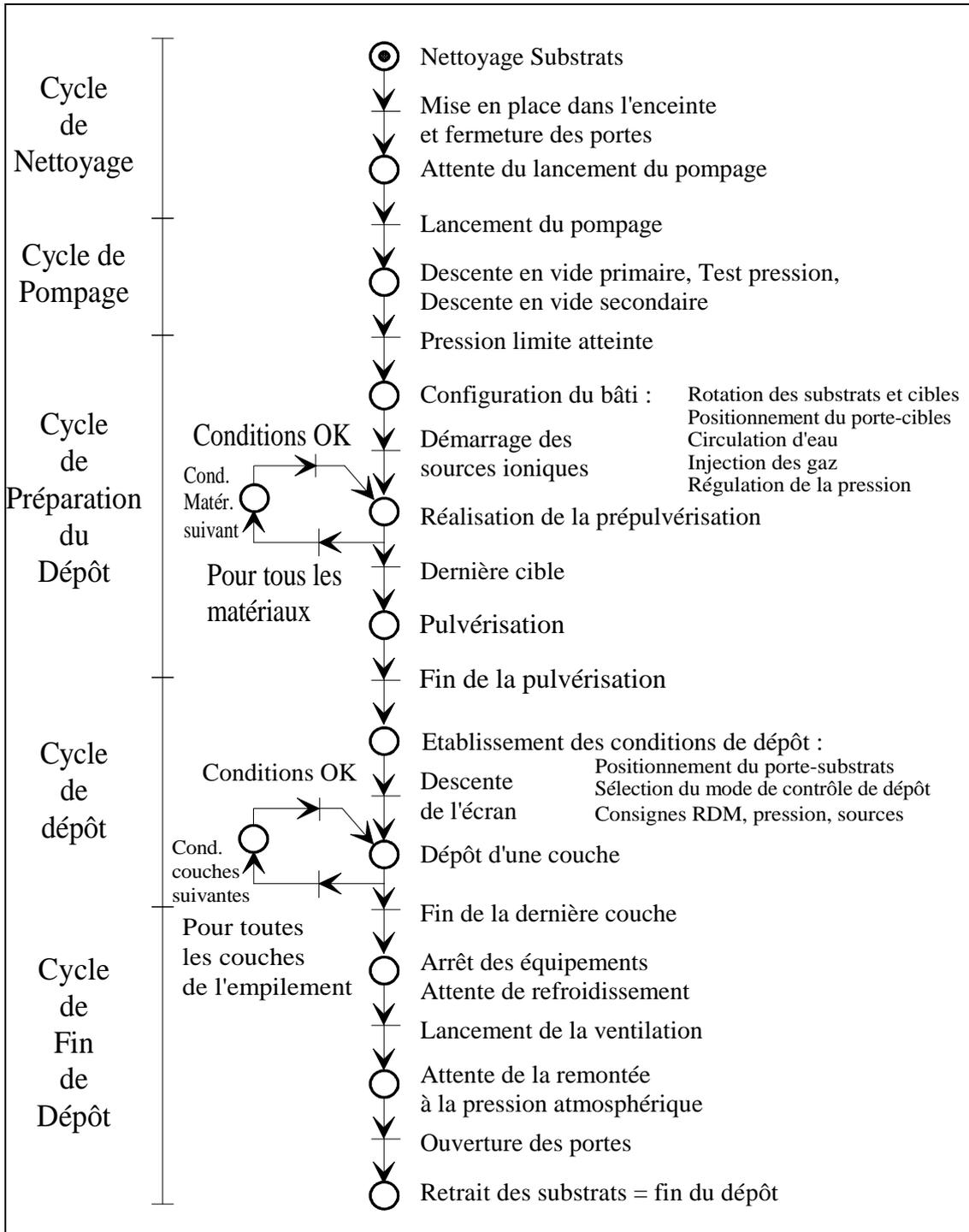


Figure 2-3 : Diagramme d'évolution d'un dépôt en fonction de chaque cycle

2.1.1.3 Exemples d'applications

Ce bâti est couramment utilisé pour réaliser de petits composants optiques faibles pertes dans le proche infrarouge ou le visible. Il est optimisé pour la fabrication de miroirs haute réflectivité pour les gyrolasers à 633 nm ou encore pour les optiques de petites dimensions (<80mm) de l'interféromètre VIRGO.

Absorption moyenne à 633 nm	< 5 ppm
Absorption moyenne à 1064 nm	0,5 ppm
Diffusion moyenne à 633 nm	1,2 ppm
Diffusion moyenne à 1064 nm	0,6 ppm

Figure 2-4 : Performances des optiques faibles pertes réalisées avec le bâti DIBS

2.1.2 Modifications des paramètres de dépôt

Comme nous l'avons vu, l'utilisation première de ce bâti est l'élaboration de multicouches diélectriques destinées au visible ou à l'infrarouge, l'épaisseur des couches déposées est donc de l'ordre de plusieurs centaines de nanomètres. Les empilements Mo/Si que nous cherchons à obtenir travaillent à 13,5 nm et les épaisseurs de couches à cette longueur d'onde sont comprises entre 2 et 5 nm. Les temps de dépôts qui atteignent une trentaine d'heures dans le cas d'un miroir à 1064 nm d'une quarantaine de couches, sont réduits à une dizaine d'heures pour un miroir à 13,5 nm d'une centaine de couches. L'échelle de temps change considérablement et il est nécessaire d'adapter les paramètres de dépôt ainsi que certains éléments du bâti de dépôt. Nous proposons ici une étude qualitative sur la mise à niveau du bâti pour les dépôts X-UV.

2.1.2.1 Paramètres de pulvérisation des cibles

Les paramètres de pulvérisation ont été optimisés pour chaque matériau afin d'offrir des durées de dépôt des couches suffisamment longues pour être contrôlables tout en permettant de réaliser des multicouches dans des temps raisonnables. Les paramètres de sources et les positions des cibles sont rapportés dans le Tableau 2-1. Nous utilisons des tensions de faisceau différentes pour chaque cible pour que les vitesses de dépôts de chaque matériau soient d'environ 0,25 Å/s. il s'agit là d'une valeur moyenne car nous verrons plus loin que cette vitesse a tendance à varier au cours du dépôt.

Matériau	Courant de faisceau Ib (mA)	Tension de faisceau Vb (V)	Angle d'incidence sur la cible
Molybdène	50	1100	35°
Silicium	50	500	35°

Tableau 2-1 : Paramètres de pulvérisation pour les cibles de Mo et de Si

2.1.2.2 Rotation du substrat

La rotation du substrat permet à chaque point situé sur un rayon r du substrat de recevoir le même flux de matière pulvérisée sur un nombre entier de tours. La vitesse de rotation dans le cas d'empilements diélectriques est de 2 tour/min. Vue la durée importante pour déposer une seule couche, environ 30-40 min, le substrat effectue une centaine de tours

ce qui est très largement suffisant pour obtenir une couche homogène. Dans le cas des dépôts métalliques, une couche durant en moyenne 2 à 3 min, le substrat effectue moins de dix tours. Nous avons donc changé le moteur pour atteindre une vitesse de rotation de l'ordre de 140 tour/min.

2.1.2.3 Système de contrôle des épaisseurs

Les empilements métalliques réalisés par certains laboratoires, sont contrôlés aussi bien au temps qu'avec une microbalance à quartz. Nous avons voulu comparer en interne ces deux moyens de contrôle d'épaisseur. Nous avons donc réalisé deux empilements de 10 périodes de (Mo/Si), l'un en contrôlant l'épaisseur des couches au temps (empilement 'Temps') et l'autre en utilisant une microbalance à quartz (empilement 'Quartz') puis nous les avons caractérisés par réflectométrie en X rasants (Figure 2-5). Le réflectogramme de l'empilement 'Temps' ne présente aucun pic principal de Bragg, ce qui signifie qu'il n'y a pas de structure périodique dans l'empilement. Bien que la résolution des franges de Kiessig ne soit pas excellente, le réflectogramme de l'échantillon 'Quartz' affiche néanmoins des pics marqués.

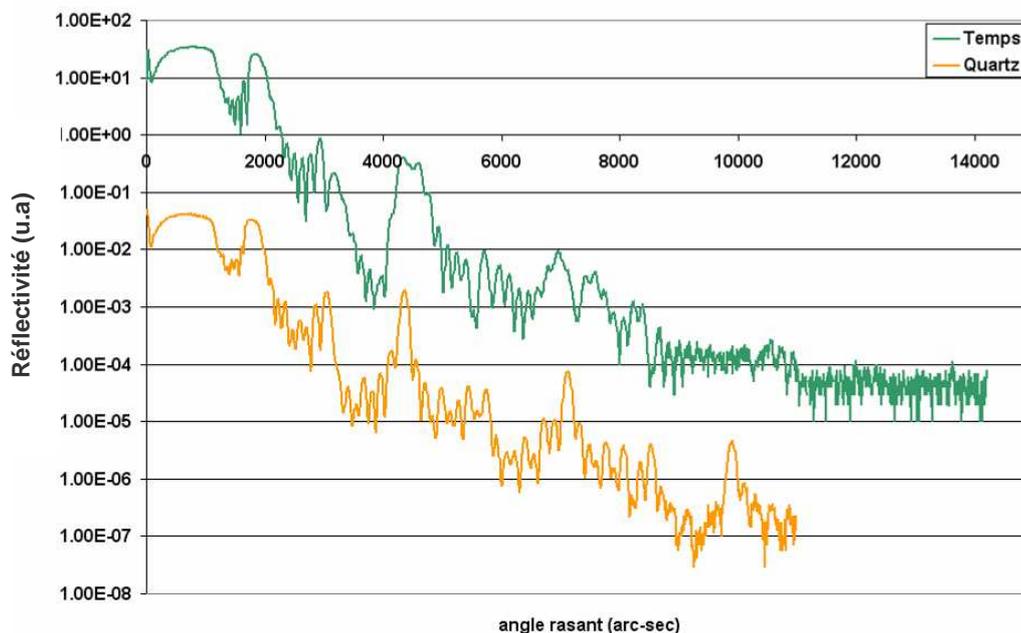


Figure 2-5 : Comparaison des réflectogrammes d'empilements déposés en contrôle temps et en contrôle quartz. Les courbes ont été volontairement décalées pour plus de clarté.

La médiocre qualité des empilements 'Temps' peut s'expliquer par une dérive des durées de dépôts des couches. Si nous étudions le temps de dépôt de chaque couche de

l'empilement 'Quartz' (Figure 2-6), nous remarquons que les durées de dépôts entre la première couche de molybdène et la dernière augmentent de 10%. Pour les couches silicium l'augmentation est de 45%. Ces écarts sont considérables et expliquent pourquoi l'empilement 'Temps' n'a pas de périodicité. Il est à noter que ces variations peuvent difficilement être prises en compte car elles sont différentes d'un empilement à l'autre (Figure 2-6).

A partir de ce premier résultat, nous décidons donc de réaliser tous nos empilements au moyen de la microbalance à quartz.

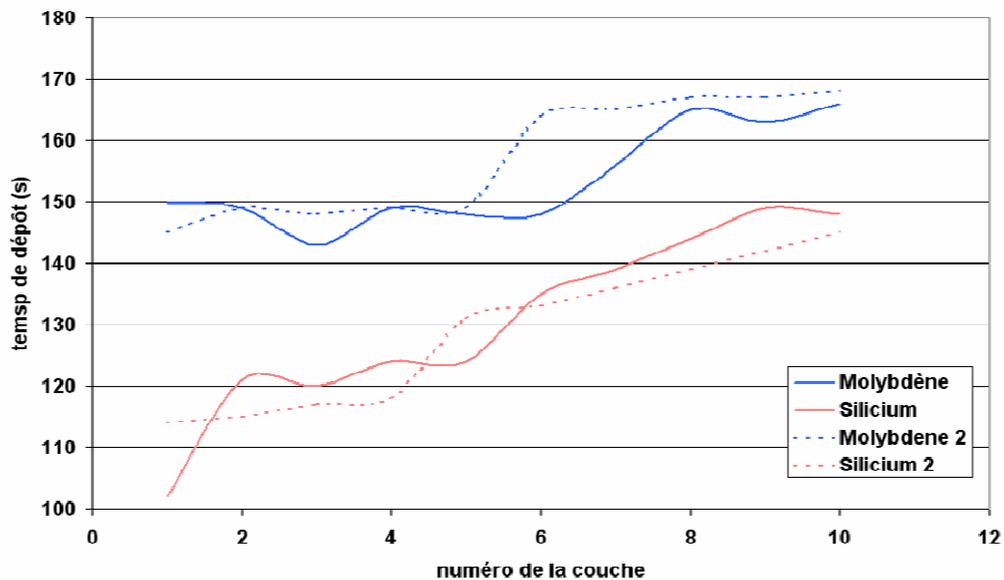


Figure 2-6 : Durées de dépôt mesurées au quartz de chaque couche de l'empilement 'Quartz' (lignes continues) et d'un second empilement 'Quartz 2' (lignes pointillées). Chaque échantillon comporte 10 périodes.

Si nous déposons un plus grand nombre de périodes, 20 par exemple, il s'avère que la structure périodique n'est pas conservée (Figure 2-7). Si le contrôle n'est pas parfait pour un empilement de 10 périodes, il devient complètement inefficace pour 20 périodes. Cela peut venir éventuellement d'une variation, au cours du dépôt, de la distribution du flux de matière émis par la cible. La microbalance à quartz mesure la masse de matière qui se dépose à la surface du cristal, puis par une relation de proportionnalité nous déterminons l'épaisseur de la couche sur le substrat. Le coefficient de proportionnalité est calculé pour une configuration quartz/substrat donnée et en considérant la distribution angulaire du flux de matière pulvérisée comme constante. Si cette distribution varie, le ratio entre la quantité de matière reçue par le quartz et celle reçue par le substrat change et l'épaisseur contrôlée est fautive.

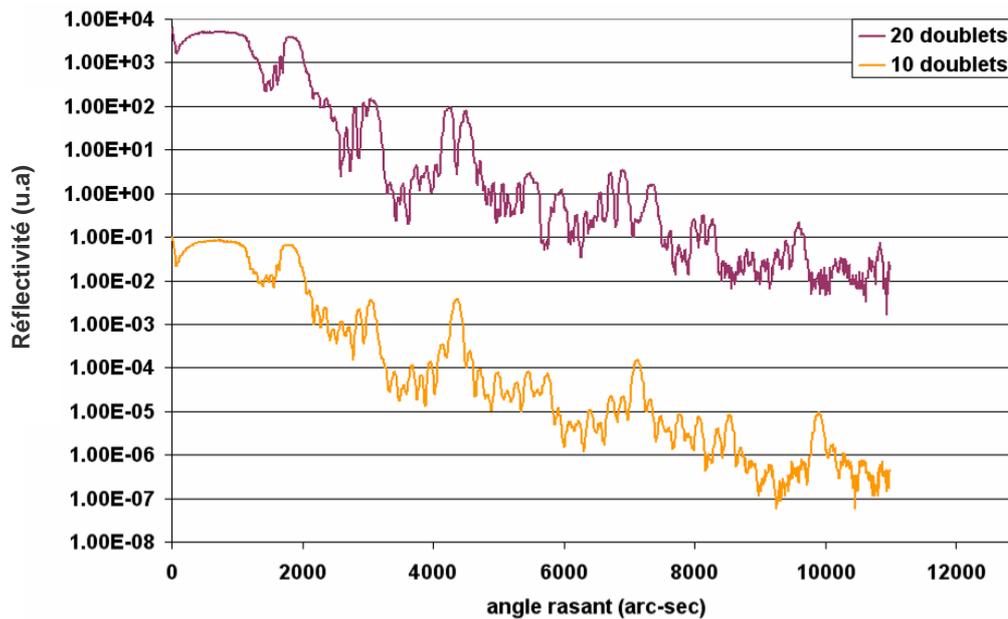


Figure 2-7 : Comparaison des réflectogrammes d'un empilement de 10 périodes de Mo/Si et d'un empilement de 20 périodes de Mo/Si. Les consignes d'épaisseurs des couches sont les mêmes. Les courbes ont été décalées pour plus de clarté.

2.1.2.4 Stabilité thermique de la source

Les fluctuations d'émittance de matière ont tout d'abord été attribuées à une instabilité de la source d'ions. Comme nous l'avons expliqué au paragraphe 2.1.1.1, les sources Kaufman produisent les électrons par échauffement d'un filament. Les grilles subissent des déformations liées à la montée en température, ce qui entraîne des variations du faisceau de pulvérisation et donc de la distribution angulaire du flux de matière. Initialement le seul conditionnement de la source était une pré-pulvérisation, qui consistait à un décapage de 10 minutes de chaque cible, tout en protégeant le substrat derrière un écran. Nous avons jugé que cette étape ne permettait pas à la source d'ions d'atteindre un équilibre thermique suffisant pour assurer un faisceau de pulvérisation stable. Nous avons donc porté la durée de pré-pulvérisation à 2h.

2.1.2.5 Rapprochement de la microbalance à quartz

Toujours dans l'objectif d'assurer un contrôle d'épaisseur encore plus efficace, le quartz est rapproché au plus près du porte-substrat, ce qui nous a obligé à fabriquer un support uniquement dédié aux substrats de 1 pouce. Le ratio entre la quantité de matière reçue par le quartz et celle reçue par le substrat s'approche de 1. Le rétrocontrôle face à d'éventuelles

fluctuations de flux de matière est plus efficace. La Figure 2-8 montre l'amélioration des réflectogrammes en augmentant la durée de pré-pulvérisation (20 min \rightarrow 2h) et en rapprochant le quartz du substrat. Les pics de Bragg sont bien marqués et les franges de Kiessig sont bien définies. Un léger élargissement des pics est à noter, certainement du à une dérive des épaisseurs pendant le dépôt.

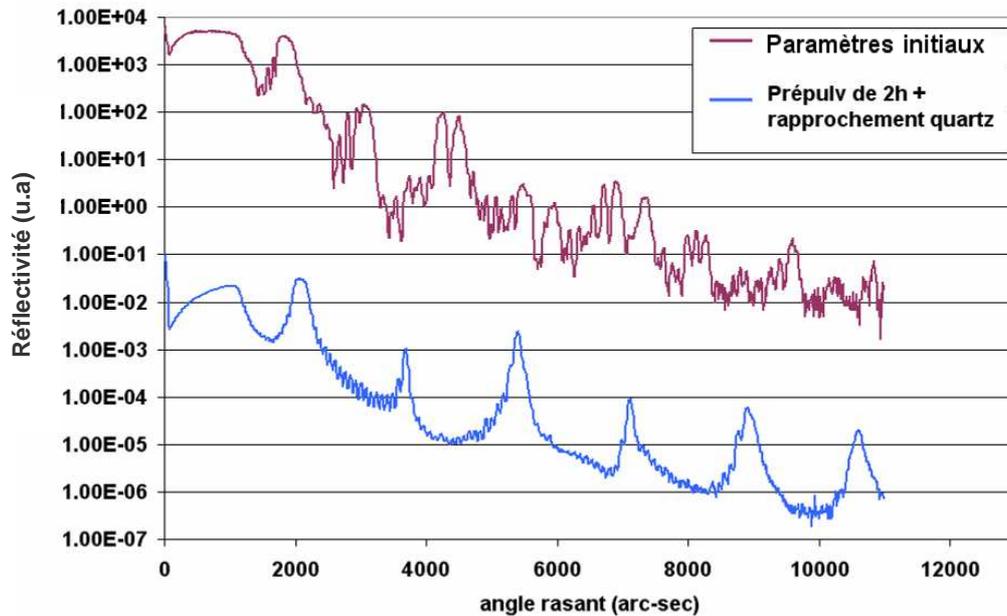


Figure 2-8: Réflectogrammes d'un empilement de 20 périodes élaboré avec le quartz à 6 cm du porte-substrat et une durée de pré-pulvérisation de 20 min (Paramètres initiaux) et d'un empilement de 20 périodes réalisé avec le quartz à « fleur » du substrat et une durée de pré-pulvérisation de 2h.

2.1.3 Etude des matériaux en couches minces

2.1.3.1 Le molybdène

Nous avons réalisé deux monocouches d'épaisseurs différentes dans les conditions standards définies au paragraphe 2.1.2.1. Les caractéristiques de ces couches sont présentées dans le Tableau 2-2.

Epaisseur (nm)	Contraintes (GPa)	Densité (g/cm ³)	Contamination en atome Ar
30	3,81 ± 1,56	10,8 ± 1,08	8%
110,6	3,50 ± 0,523	10,08 ± 1,01	10%

Tableau 2-2 : Contraintes, densité et teneur en Ar dans les couches de Mo

Nous constatons que les contraintes sont très proches malgré des épaisseurs différentes. Les contraintes en compression sont de l'ordre de 3,65 GPa. Il en est de même pour la densité des couches de valeur moyenne $10,44 \pm 1,05 \text{ g.cm}^{-3}$. Cette valeur est très proche de la valeur de la densité théorique de $10,2 \text{ g.cm}^{-3}$ du molybdène cristallin massif.

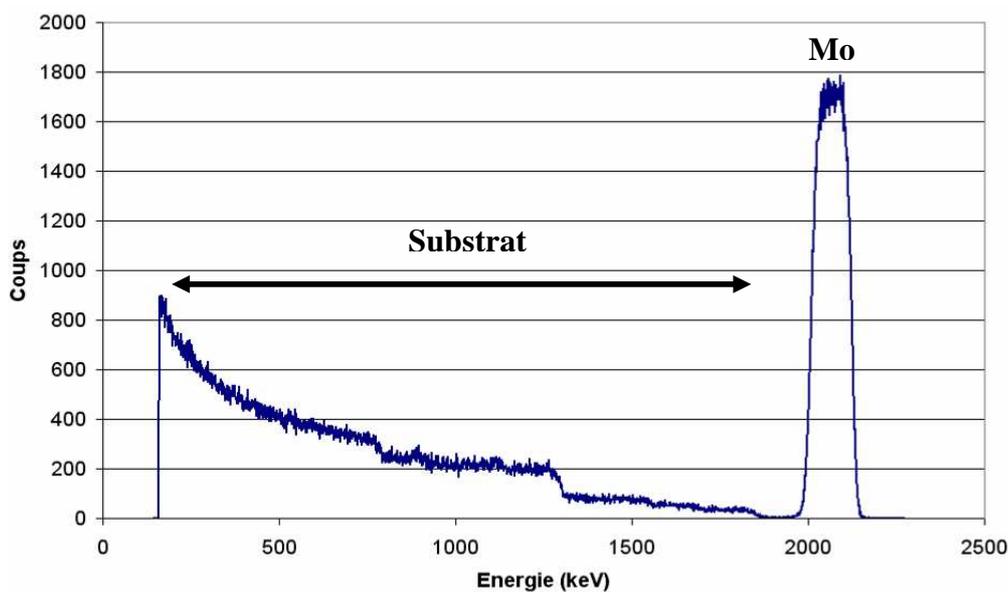


Figure 2-9: Spectre RBS d'une monocouche de 110 nm de Mo déposée sur lamelle de borosilicate

Nous détectons également la présence de près de 10% atomes d'argon dans les couches. Cette contamination provient des atomes de pulvérisation rétrodiffusés par la cible lors de la pulvérisation et qui arrivent à la surface de la couche en croissance et se retrouvent piégés. Cette valeur est plus importante que pour le silicium (contamination de 4%). Une analyse SRIM, programme de simulation de type Monte-Carlo de l'interaction d'ions avec

une cible amorphe [4], montre que 18% des atomes d'argon sont rétrodiffusés dans le cas de la pulvérisation du molybdène contre 2% dans le cas du silicium. Cette différence peut expliquer la plus forte teneur en argon dans les couches de molybdène.

2.1.3.2 Le silicium

Les contraintes dans les couches de silicium ont fait l'objet d'une étude détaillée, nous ne donnerons ici les résultats concernant seulement les couches réalisées suivant les paramètres du Tableau 2-1. Tout comme le molybdène, les contraintes mécaniques ainsi que la densité, sont indépendantes de l'épaisseur de la couche. Les contraintes en compression dans les couches sont de $0,92 \pm 0,08$ GPa et la densité de $2,11 \pm 0,21$ g.cm⁻³. Le matériau obtenu est très proche du silicium amorphe massif dont la densité théorique est de $2,18$ g.cm⁻³. Les analyses RBS révèlent une contamination en argon de 4% at.

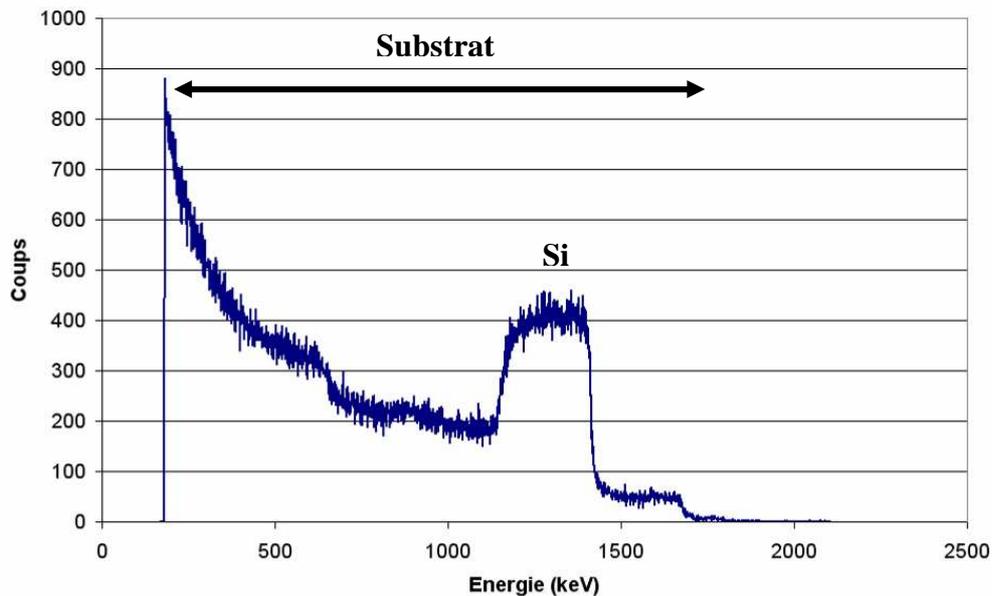


Figure 2-10: Spectre RBS d'une monocouche de 600 nm de Si déposée sur une lamelle de borosilicate.

2.1.4 Etalonnage des épaisseurs

2.1.4.1 Principe

Les premiers étalonnages étaient effectués sur des monocouches. Nous mesurons l'épaisseur de la couche pour une consigne de microbalance à quartz donnée, puis par proportionnalité, nous déterminons une nouvelle consigne correspondant à l'épaisseur désirée. Cette technique fonctionne pour des matériaux dont l'interdiffusion est négligeable (silice, pentoxyde de tantale) ce qui n'est pas le cas dans les empilements de Mo/Si (voir partie I). Lorsque nous déposons les deux matériaux, il y a formation d'un interface diffus diminuant l'épaisseur finale (Figure 2-11).

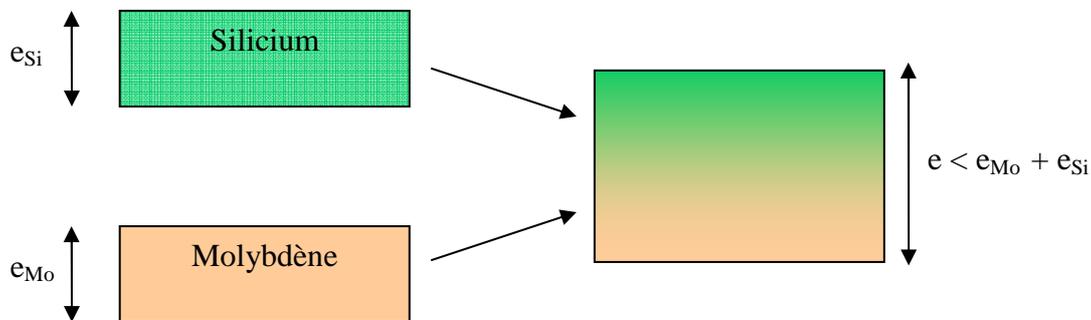


Figure 2-11 : Mécanisme d'interdiffusion limitant l'étalonnage à partir des monocouches

Pour s'affranchir du problème lié à la diffusion, nous devons travailler sur des empilements [5]. Nous réalisons plusieurs empilements en ne faisant varier l'épaisseur que d'un seul matériau. La période pour chaque empilement est mesurée par réflectométrie. Pour un empilement A, nous avons obtenu une période d_A pour une consigne de quartz q_A , de même pour un empilement B la période est d_B pour un consigne q_B . En supposant que la variation de période est uniquement due au matériau que nous faisons varier, une variation de consigne ($q_A - q_B$) entraîne une variation ($d_A - d_B$) de période. Nous obtenons ainsi une loi linéaire

$$\Delta d = a \cdot \Delta q + b \quad \text{Équation 2-1}$$

où a et b sont des constantes déterminées par régression linéaire. Il y a une courbe d'étalonnage par matériau. Il ne s'agit pas là de loi absolue, elles permettent à partir d'un empilement donné d'ajuster les consignes de quartz pour obtenir les épaisseurs désirées.

2.1.4.2 Courbes d'étalonnage

Pour obtenir les courbes d'étalonnage, nous avons réalisé 3 échantillons par matériau. Un exemple de courbes d'étalonnage obtenues pour le silicium et pour le molybdène sont représentées respectivement sur les Figure 2-12 et Figure 2-13 .

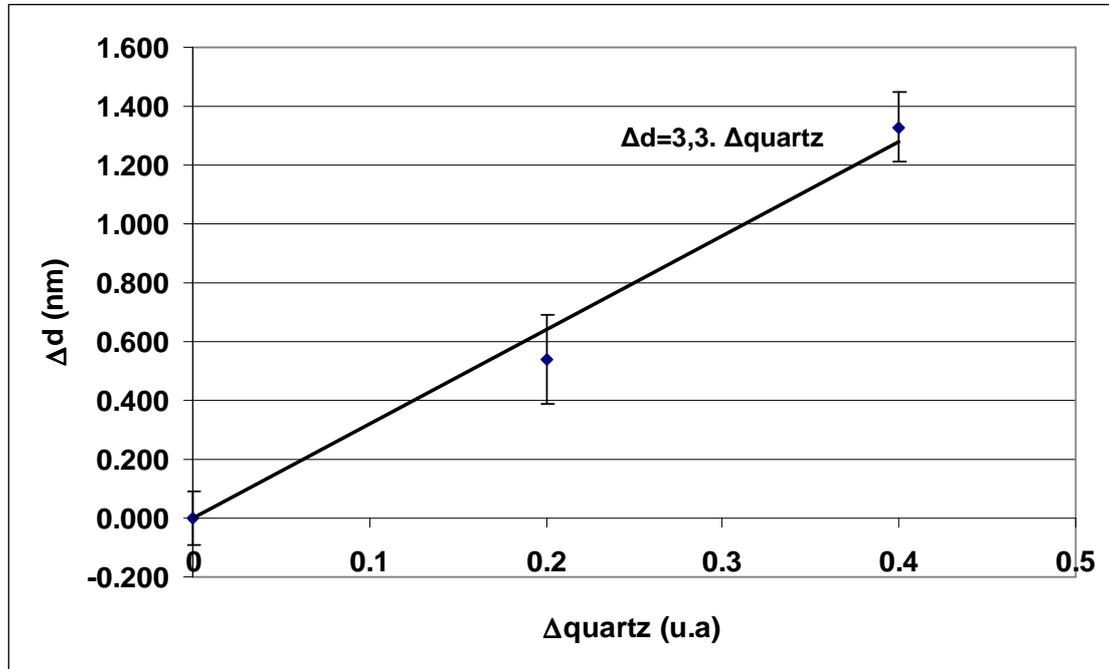


Figure 2-12: Exemple de courbe d'étalonnage obtenue pour le silicium. L'équation correspond à la régression linéaire.

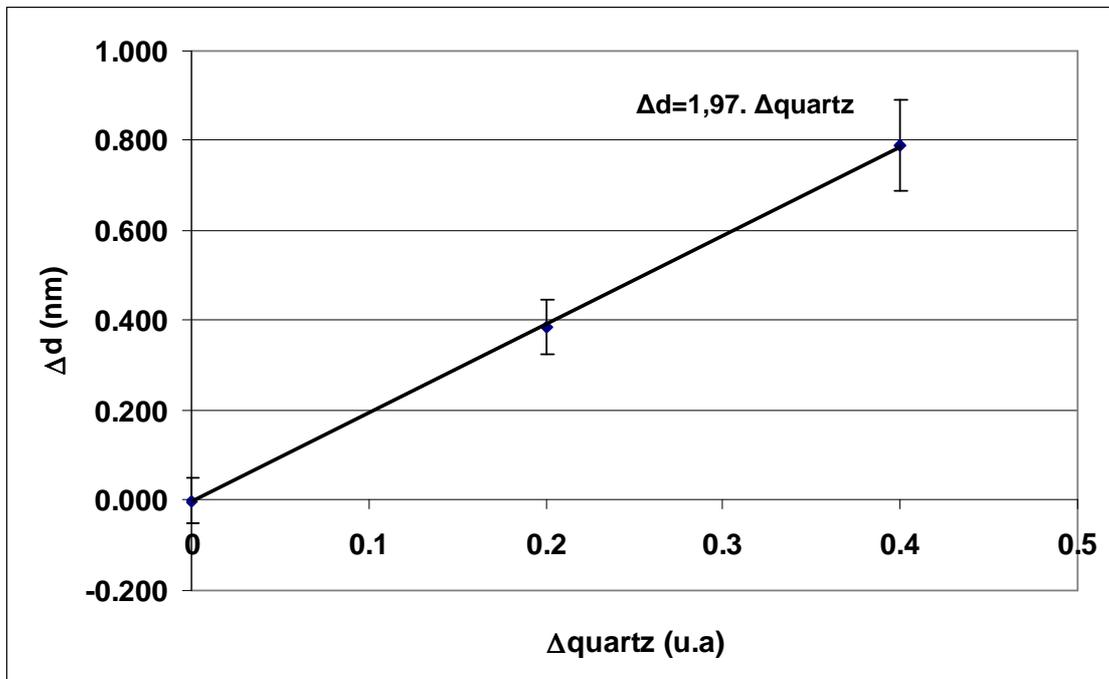


Figure 2-13 : Exemple de courbe d'étalonnage obtenue pour le molybdène. L'équation correspond à la régression linéaire.

Ces courbes d'étalonnage sont à réactualiser très souvent à cause, entre autre, de l'usure inhomogène des cibles qui modifie le flux de matière pulvérisée. D'autre part l'efficacité de ces courbes d'étalonnage dépend en grande partie de la répétabilité des dépôts. Nous avons tenté de qualifier la répétabilité de notre bâti. La Figure 2-14 montre l'écart maximal mesuré entre les périodes de deux échantillons similaires en fonction du nombre de runs séparant leur fabrication. Nous voyons que run à run les écarts sur les périodes sont de 1,6%, soit une répétabilité de 98,4% mais dès que les expériences sont plus espacées ces erreurs augmentent. Au-delà de 5 runs la répétabilité n'est plus que de 94,7%, ce qui risque d'être pénalisant pour réaliser des miroirs centrés à la bonne longueur d'onde.

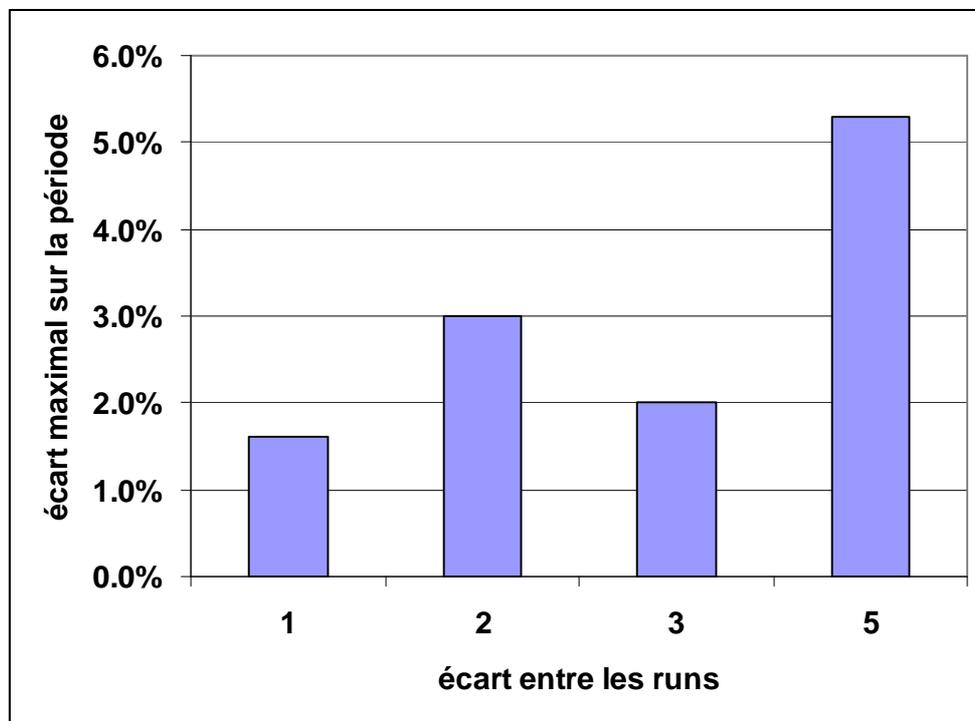


Figure 2-14 : Ecarts observés sur les périodes entre deux échantillons réalisés dans les mêmes conditions et contenant le même nombre de couches en fonction de l'écart entre les runs.

2.1.5 Les miroirs à 13,5 nm

Dans cette partie, nous allons caractériser les performances des empilements Mo/Si réalisés dans le bâti DIBS pour évaluer le dispositif et proposer d'éventuelles améliorations.

Le réflectogramme expérimental d'un empilement de 50 périodes de Mo/Si déposées sur un wafer de silicium est présenté sur la Figure 2-15. La période moyenne déduite des positions des pics de Bragg est de $6,60 \pm 0,04$ nm, ce qui est inférieur à la valeur désirée (6,953 nm). D'autre part les pics de Bragg présentent un dédoublement, principalement pour le 4^{ème}, 5^{ème} et 6^{ème} ordres, qui s'expliquerait par une dérive de la période de l'ordre de 0,6 Å. Cette dérive pourrait venir d'un mauvais contrôle du quartz au cours du dépôt ou alors d'une modification de la structure comme de la diffusion, des contraintes mécaniques, etc.

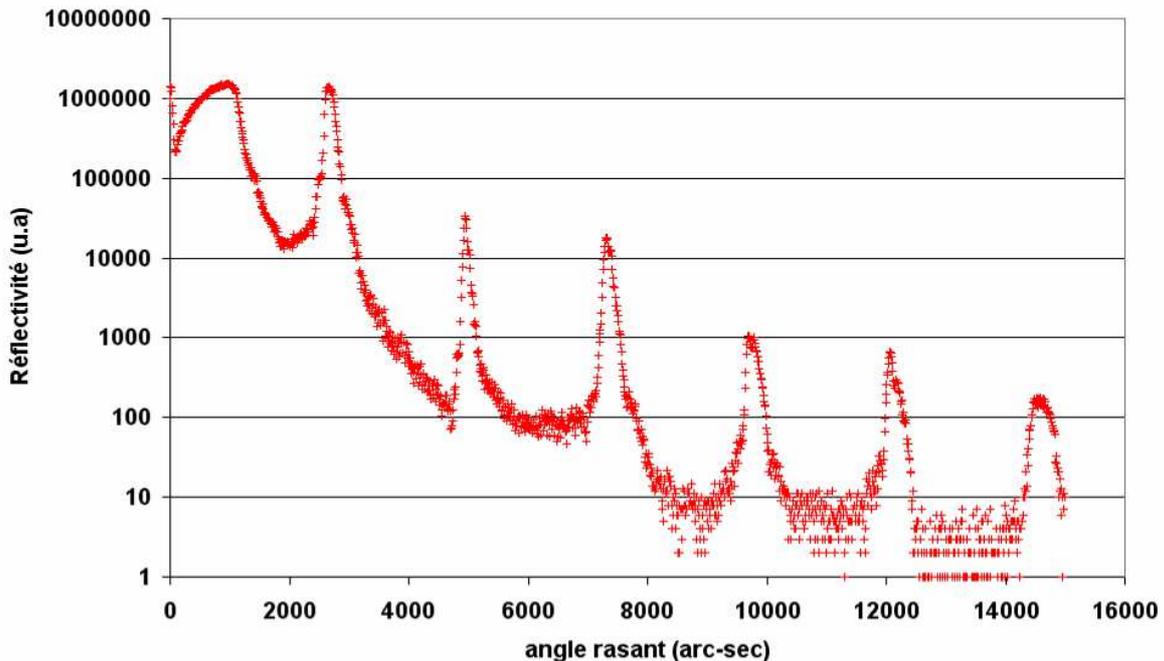


Figure 2-15 : Réflectogramme d'un empilement de 50 périodes de Mo/Si déposées sur un substrat de silicium. L'empilement était destiné à offrir un maximum de réflectivité à 13,5 nm en incidence normale (période théorique de 6,953 nm).

Le spectre à 13,5 nm correspondant à cet échantillon est montré sur la Figure 2-16. Nous voyons tout d'abord que le pic est fortement décalé vers les basses longueurs d'onde, le centrage est de 13 nm (12,8 nm pour une incidence de 10°), indiquant que la période de l'empilement est plus faible que celle attendue (en accord avec le réflectogramme). La période théorique était de 6.95 nm alors qu'expérimentalement elle n'est que de 6,598 nm soit

une diminution de 5% environ. D'autre part la réflectivité, environ 50%, est assez faible comparée aux 60-70% habituellement obtenus (voir partie I).

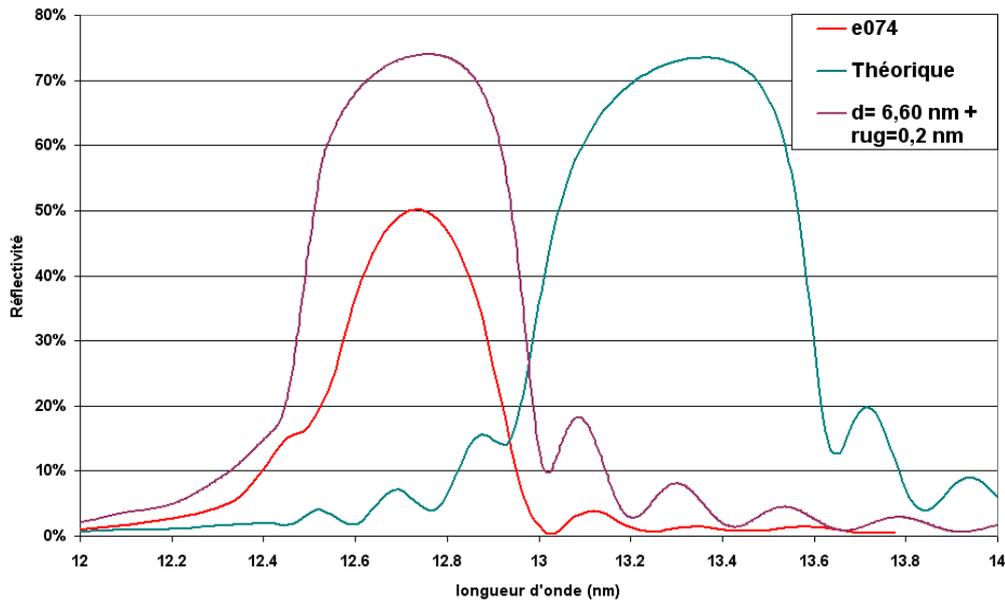


Figure 2-16 : Spectres à 13,5 nm de l'empilement de 50 périodes déposées sur substrat de silicium (courbe rouge). La réflectivité a été mesurée sur la ligne BEAR du synchrotron Elettra de Trieste sous une incidence de 10°. La courbe bleue correspond au spectre théorique attendu. La courbe violette correspond au spectre d'un empilement Mo/Si ayant la même période que l'échantillon e074 avec 2 Å de rugosité aux interfaces.

La forte différence de réflectivité (-10 à -20% en absolu), ne s'explique pas avec la rugosité de 2 Å mesurée à l'AFM. L'une des hypothèses possibles est la présence de couches épaisses de silicide aux interfaces, produits de la diffusion du silicium dans la couche de molybdène. A partir du réflectogramme (Figure 2-15) nous avons déterminé un modèle à 4 couches, ce dernier est représenté sur la Figure 2-17 et le réflectogramme simulé correspondant est montré sur la Figure 2-18.

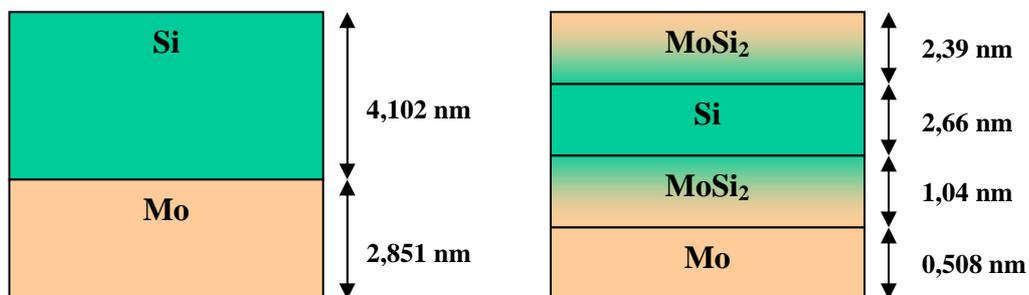


Figure 2-17 : A gauche période théorique et à droite modèle d'une période de l'échantillon e074 déterminé à partir du réflectogramme (Figure 2-18). Chaque couche comporte une rugosité de surface de 2 Å.

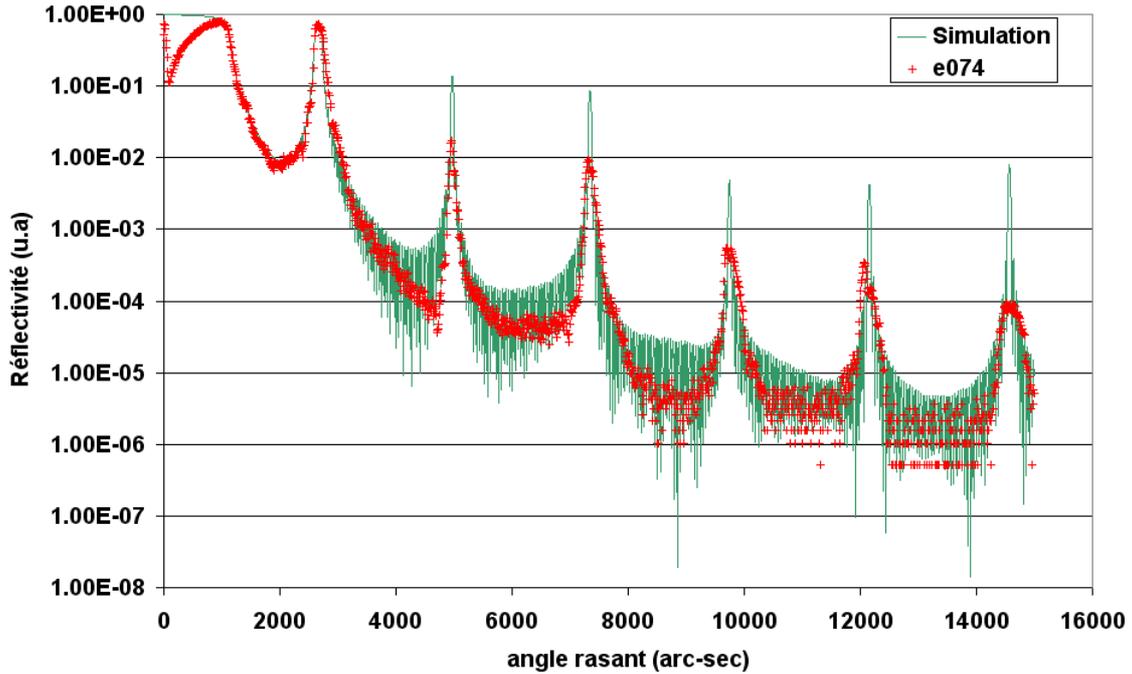


Figure 2-18 : Réflectogrammes expérimental et simulé de l'empilement e074 constitué de 50 périodes de Mo/Si déposées sur wafer de silicium. Le modèle utilisé est celui représenté sur la Figure 2-17.

L'intensité des pics de Bragg expérimentaux est inférieure à celle des pics simulés. La dérive des épaisseurs fait que toutes les périodes ne sont pas en accord de phase pour les mêmes angles de rasance. Il y a alors moins de périodes qui participent aux interférences constructives, d'où la baisse d'intensité.

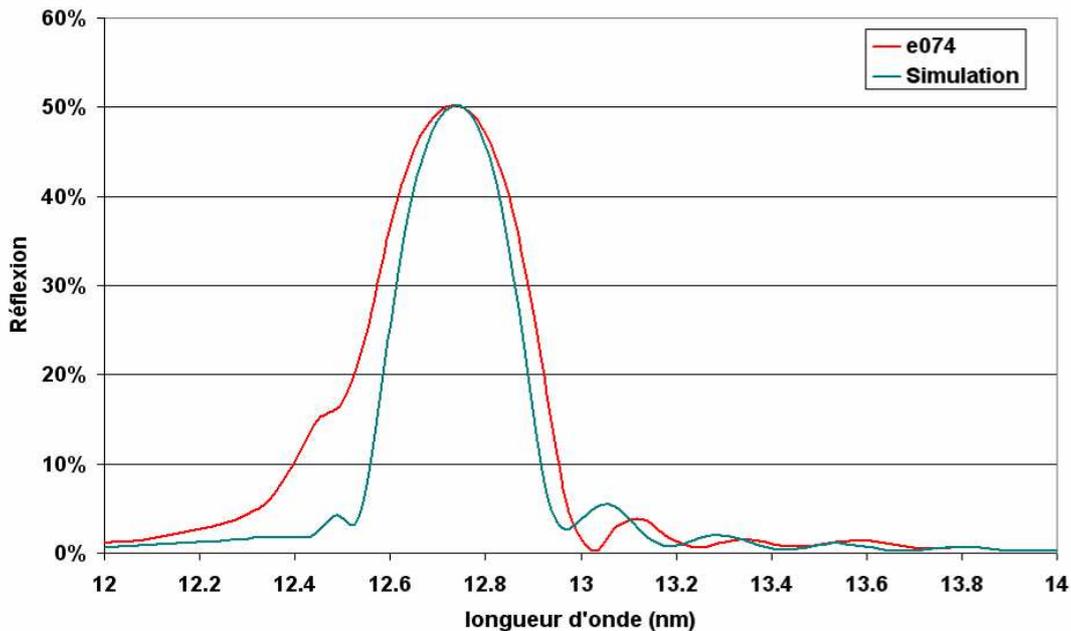


Figure 2-19 : Spectres expérimental et simulé pour une incidence de 10° de l'empilement e074 constitué de 50 périodes de Mo/Si déposées sur wafer de silicium. Le modèle utilisé dans le calcul est celui représenté sur la Figure 2-17.

Le spectre simulé à partir du modèle à 4 couches est représenté sur la Figure 2-19. La réflectivité théorique maximale est de 50% valeur très proche de la réflectivité mesurée. La dérive des épaisseurs provoque cependant un élargissement du pic expérimental par rapport au pic simulé. Pour tenter de comprendre l'influence des intercouches de silicide, nous avons calculé la réflectivité d'un empilement, optimisé à 13 nm en incidence normale, en fonction des épaisseurs de silicide formées aux interfaces (Figure 2-20). La réflectivité décroît avec une augmentation de l'épaisseur de silicide. La réflectivité est légèrement plus sensible à la silicide présente sur l'interface Si sur Mo car l'intensité du champ électrique est maximale à cet interface donc l'interaction y est plus importante. Ce composé mixte nuit au contraste d'indices et diminue l'efficacité de l'alternance des couches.

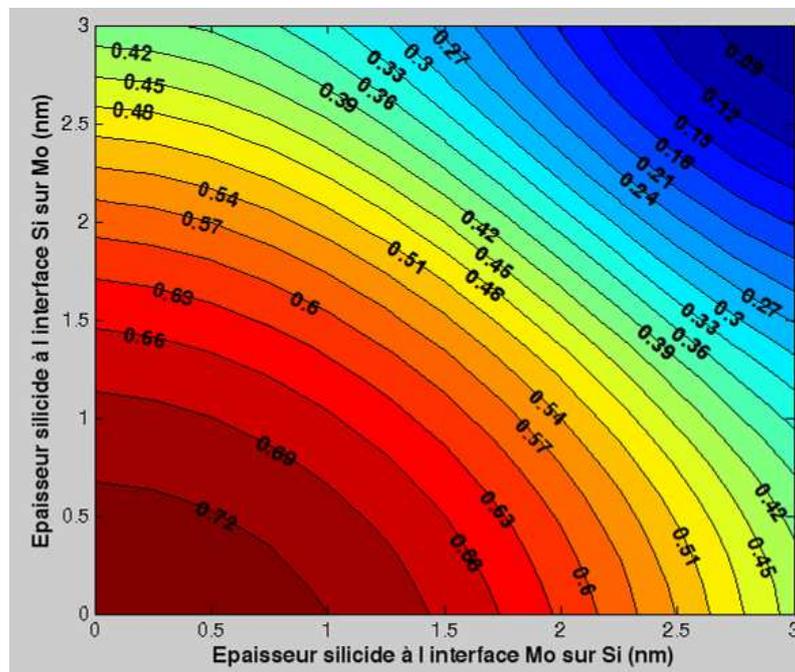


Figure 2-20 : Réflectivité à 13 nm d'un empilement en fonction des épaisseurs de silicide MoSi_2 aux interfaces. La période de l'empilement respecte en permanence la loi de Bragg modifiée (pour une incidence normale) pour éviter que les variations de réflectivité ne soient dues à un décalage du pic. Les lignes de niveaux indiquent la réflectivité.

Nous avons réalisé un autre empilement, e075, sur un substrat d'aluminium avec une couche de silice polie (envisagé comme substrat éventuel pour les collecteurs). Les mesures Micromap avant dépôt du multicouche ont indiqués une rugosité de l'ordre de 2,5 nm rms alors qu'après dépôt la rugosité de surface est réduite à 0,8 nm rms. La rugosité AFM après dépôt est quand à elle de 4 Å rms. Feik-Etienne et al. [6] ont observé par microscopie électronique en transmission une diminution des défauts de surface d'un substrat après 4

périodes de Mo/Si déposées. L'intensité des pics de Bragg décroît rapidement à cause de la rugosité du substrat mais son évolution dans l'empilement rend l'ajustement délicat. Nous pouvons observer un dédoublement des pics de Bragg tout comme pour l'échantillon e074. La dérive des épaisseurs est ici aussi à l'origine de ce phénomène.

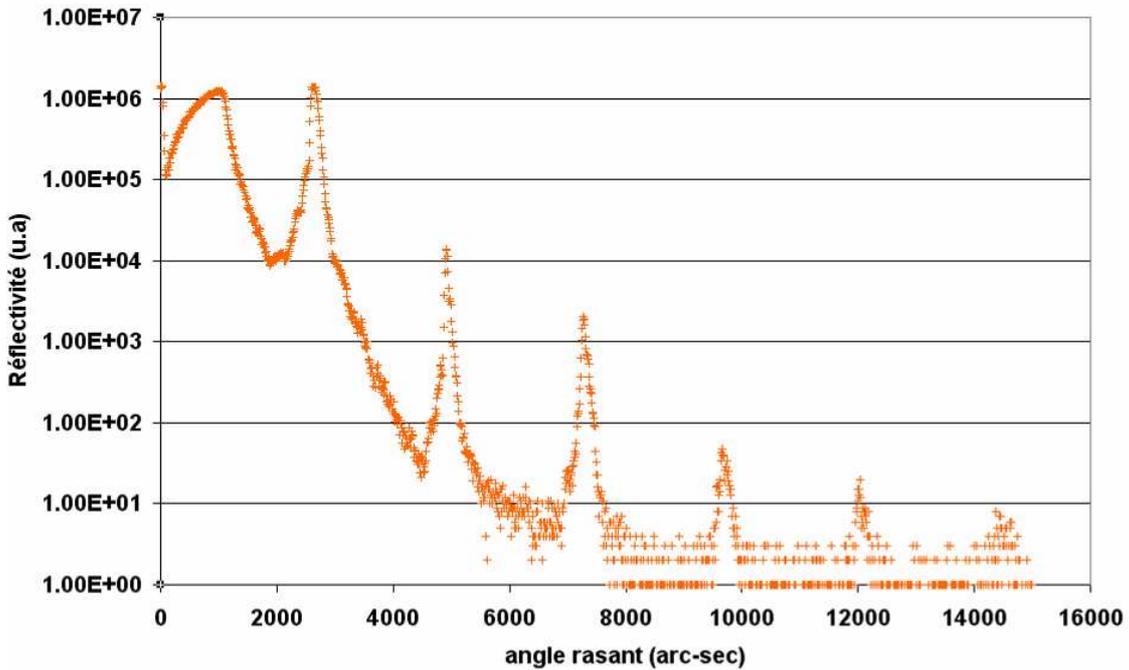


Figure 2-21 : Réflectogramme de l'échantillon e075 constitué de 50 doublets de Mo/Si déposés sur substrat d'aluminium avec une couche de silice polie.

La période moyenne déduite du réflectogramme est de 6,64 nm. Le réflectogramme présenté ci-dessus est assez délicat à analyser. La rugosité importante du substrat est reproduite dans l'empilement tout en étant atténuée. La rugosité des interfaces évolue donc dans l'empilement et la modélisation de ce phénomène est complexe. Nous avons toutefois pu obtenir un modèle à 4 couches (Figure 2-22). Les largeurs des interfaces sont du même ordre de grandeur que celles de l'échantillon e075.

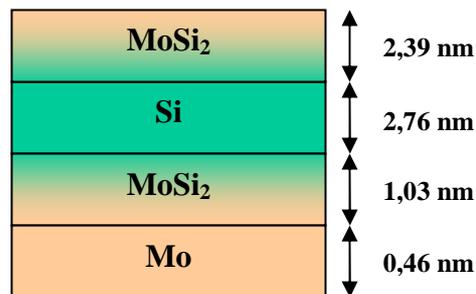


Figure 2-22 : Modèle d'une période de l'empilement e075 déterminé à partir du réflectogramme de la Figure 2-21

Le spectre à 13,5 nm (Figure 2-23) présente une réflectivité proche de celle de l'empilement e074. Les pertes provoquées par les interfaces trop larges sont dominantes sur celles dues à la rugosité. Ces deux échantillons ont été réalisés l'un après l'autre et avec les mêmes paramètres de dépôt, les performances sont répétables d'un empilement à l'autre mais restent toutefois limitées.

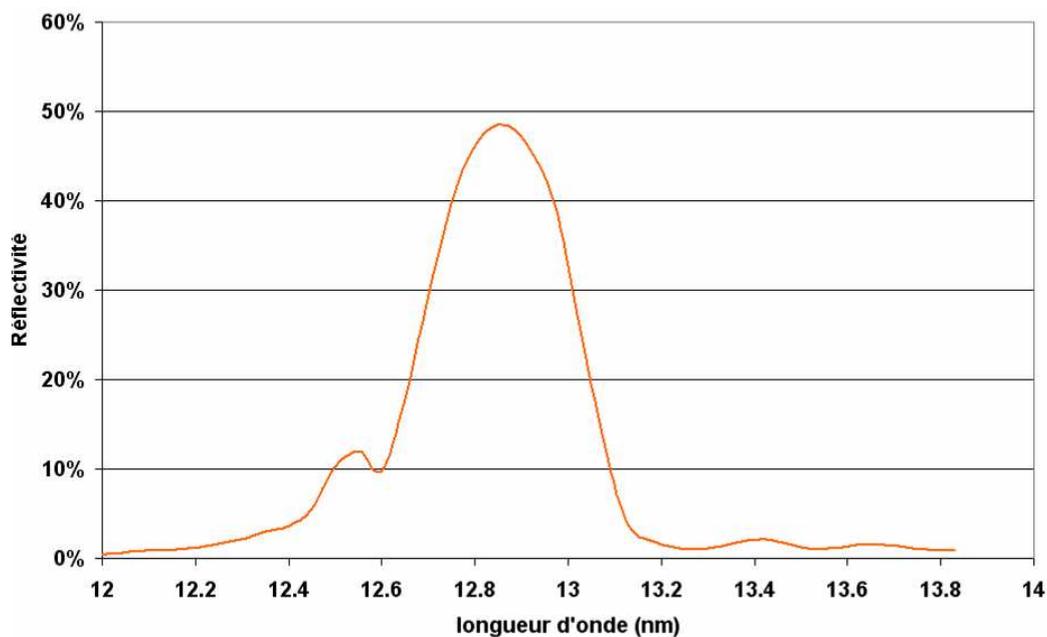


Figure 2-23 : Spectre expérimental obtenu avec l'empilement e075 constitué de 50 doublets de Mo/Si déposés sur substrat d'aluminium avec une couche de silice polie.

Pour tenter d'expliquer l'origine des interfaces trop larges nous avons comparé ces réflectogrammes avec celui obtenu avec l'échantillon e076, composé de 20 périodes Mo/Si déposées sur un wafer de silicium. Les paramètres de dépôt sont identiques pour les 3 empilements. Le réflectogramme expérimental (Figure 2-24) n'affiche pas de dédoublement des pics de Bragg. L'anomalie sur le 6^{ème} ordre est probablement causée par un problème d'acquisition. Il n'y a, à priori, pas de dérive des épaisseurs. La période de l'empilement est de 6,65 nm alors que la période théorique était de 6,953 nm, soit un écart de 4,4% attribuable à la répétabilité du bâti. Les mesures AFM donne une rugosité de surface d'environ 2 Å rms, similaire à celle mesurée sur l'échantillon e074. Le dépouillement du réflectogramme donne le modèle à 4 couches présenté sur la Figure 2-25.

Les interfaces sont moins larges que ceux déterminés sur les échantillons e074 et e075. Comme il a été montré dans la partie I, la formation de silicide s'accompagne d'une

contraction de la période qui peut expliquer les périodes plus faibles mesurées sur les échantillons e074 et e075, respectivement égales à 6,60 nm et 6,64 nm. Il y aura donc un décalage du pic de réflectivité vers les basses longueurs d'onde. Cette diminution de la période avec le nombre de doublets est une source supplémentaire d'erreur lors de la réalisation de miroirs car les étalonnages sont réalisés avec des empilements de 20 périodes.

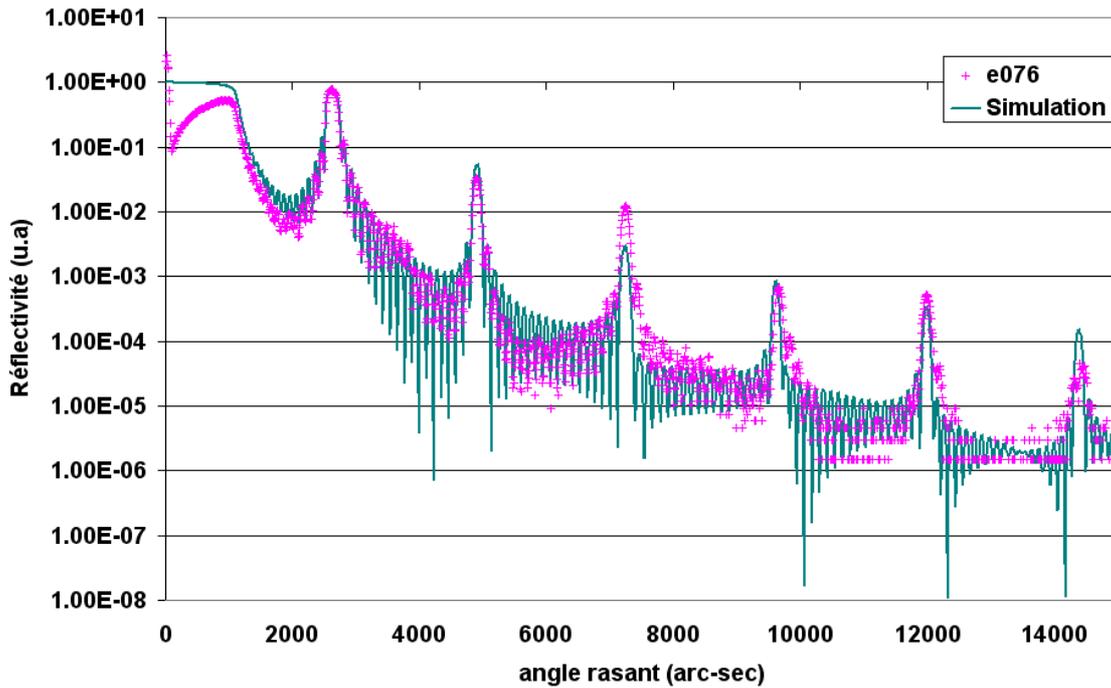


Figure 2-24 : Réflectogramme de l'échantillon e076 constitué de 20 périodes de Mo/Si déposées sur un wafer de silicium.

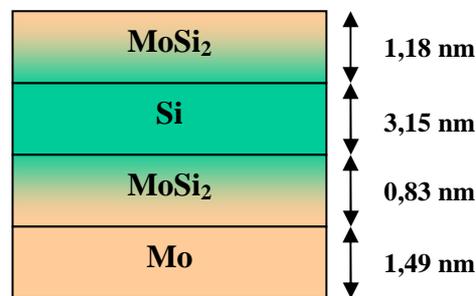


Figure 2-25 : Modèle d'une période de l'empilement e076 déterminé à partir du réflectogramme de la Figure 2-24. Chaque couche a une rugosité de surface de 2 Å.

L'élargissement des interfaces va de pair avec l'augmentation du nombre de périodes. Le phénomène qui favorise la diffusion serait lié au temps de dépôt. Nous supposons ici que la diffusion est activée thermiquement, certainement induite par l'échauffement du substrat dû, soit au bombardement des particules pulvérisées, soit au rayonnement thermique de la source Kaufman (chauffage du filament). Les premières périodes sont exposées plus longtemps que les dernières. Les premières interfaces sont donc plus larges, d'où une contraction de la période plus importante. Ce pourrait être une explication possible de la dérive de la période dans les structures (échantillons e074 et e075) et donc du dédoublement des pics de Bragg sur les réflectogrammes.

2.1.6 Conclusion et perspectives

Le bâti DIBS est habituellement employé pour la fabrication de composants optiques visibles et infrarouges. Nous avons tenté d'élargir son utilisation à la confection de miroirs EUV centrés à 13,5 nm.

Une mise à niveau du bâti a été nécessaire pour permettre de contrôler le dépôt de couches métalliques de quelques nanomètres d'épaisseur. Malgré tout, nous avons mis en évidence une répétabilité limitée dans le temps de nos empilements. Typiquement pour avoir une répétabilité supérieure à 5%, il ne doit pas y avoir plus de 3 expériences d'écart entre 2 empilements.

Nos miroirs présentent une réflectivité limitée. Ce sont les interfaces, trop larges, qui pénalisent les performances. Comme il s'agit d'un dépôt relativement énergétique, le substrat peut subir une élévation de température par bombardement des particules pulvérisées, ou alors la source Kaufman chauffe l'échantillon par rayonnement. Quoiqu'il en soit, il y a alors diffusion activée thermiquement, du silicium dans le molybdène. Les interfaces s'élargissent provoquant une contraction de la période. La diffusion n'étant pas homogène, la variation de période n'est pas constante d'où la dérive de la période.

Dans l'avenir, pour améliorer la qualité et les performances de nos miroirs il serait possible d'utiliser une barrière de diffusion pour limiter les phénomènes de diffusion thermique. Le changement de la source d'ions pour une technologie qui provoquerait moins d'échauffement (source à cathode froide ou source RF par exemples), est aussi à envisager. Enfin le remplacement des balances à quartz par un système de nouvelle génération permettrait éventuellement de mieux contrôler les épaisseurs déposées et ainsi de réduire la dérive.

2.2 Les couches épaisses de silicium

2.2.1 Problématique

Le collecteur EUV travaille à 13,5 nm. Compte tenu de la faible réflectivité des empilements (comprise entre 60% et 70%), il est indispensable de limiter les pertes par diffusion. Proche de l'incidence normale, la réflectivité à une longueur d'onde λ d'un empilement de période H ayant une rugosité aux interfaces σ , s'écrit :

$$R = R_0 \cdot \exp \left[- \left(\frac{2\pi\sigma}{H} \right)^2 \right] \quad \text{Équation 2-2}$$

où R_0 est la réflectivité d'une structure parfaite. Il faut atteindre une rugosité de surface inférieure à 2 Å rms à l'AFM (pour les fréquences spatiales comprises entre 10 nm et 2µm) et 5 Å rms au Micromap (pour les fréquences spatiales comprises entre 2µm et 1 mm) pour conserver plus de 90% du flux lumineux. Tout part du substrat qui verra sa rugosité reproduite au cours du dépôt. Kandaka et al. [7] rapportent que le dépôt de multicouches Mo/Si par IBS réduit considérablement la rugosité pour des fréquences spatiales inférieures à 100 nm. Ce lissage est essentiellement dû aux couches de Si amorphes car les couches de Mo polycristallines auraient plutôt l'effet inverse. Il est clair que meilleure sera la qualité du substrat, meilleures seront les performances.

Les substrats de silice ou de zerodur sont aujourd'hui polis efficacement atteignant des rugosités inférieures à 2 Å rms à l'AFM et 1 Å rms au Micromap et ceci sur de grandes dimensions. Les substrats métalliques envisagés pour le collecteur sont cependant bien plus difficiles à polir. L'aluminium Kanigen (aluminium avec un dépôt électrochimique de nickel) a une rugosité après polissage de 1 nm rms et 1,5 nm rms respectivement à l'AFM et au Micromap, ce qui est bien au-dessus des spécifications. Il a donc été envisagé de déposer une couche épaisse d'un matériau dont le polissage serait performant : dépôt d'une couche épaisse de silicium.

2.2.2 Etudes des contraintes mécaniques

2.2.2.1 Généralités

Le dépôt d'une couche de 4,5 μm de silicium peut être très long. Nous avons donc cherché les paramètres de sources de pulvérisation qui offrent les vitesses de dépôt les plus importantes. Cependant les couches d'une telle épaisseur sont soumises à de fortes contraintes mécaniques qui peuvent générer une fracture, un décollement ou encore un flambement de la couche (Figure 2-26) [8]. Pour déterminer les paramètres de dépôt offrant une vitesse de dépôt élevée et une bonne stabilité mécanique, nous avons réalisé plusieurs couches épaisses de silicium amorphes. Les dépôts sont réalisés sur des lamelles de borosilicate de 150 μm d'épaisseur qui peuvent se déformer sous l'effet des contraintes mécaniques présentes dans la couche.

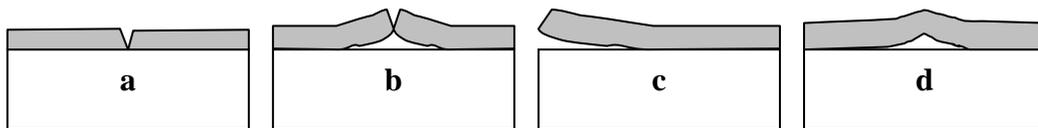


Figure 2-26 : Mécanismes de destruction possibles d'une couche contrainte déposée sur un substrat. (a) fracture de la couche, (b) fracture + décollement à l'interface, (c) décollement à l'interface au niveau d'une surface libre, (d) flambement local à l'interface [8].

La couche en croissance tend à occuper un volume donné mais le substrat d'épaisseur plus importante s'y oppose et impose ses propres dimensions. La couche est alors en compression ou en tension. La Figure 2-27 montre une couche en compression. Cette dernière tend à s'étendre mais elle est gênée par le substrat qui la comprime. Dans le cas d'une couche en tension, la contrainte σ et le rayon de courbure R seraient inversés.

Il est important de noter que les contraintes mesurées sur nos échantillons sont la somme de deux contributions :

- le stress intrinsèque lié au réarrangement des atomes lors du dépôt
- le stress thermique, apparaissant lors du refroidissement, qui est du à la différence de coefficient de dilatation entre le substrat et la couche (Figure 2-28)
- le stress interfacial suite au mode de croissance

Concernant plus particulièrement les contraintes thermiques, le coefficient de dilatation du silicium amorphe est estimé à $3.10^{-6} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$ [9] et celui des lamelles de borosilicate à $3,3.10^{-6} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$ [10]. Si le dépôt est réalisé aux alentours de 300°C , les contraintes thermiques apparaissent

lors du refroidissement induisent une augmentation des contraintes en compression de seulement 2%¹. Nous négligerons donc par la suite cette contribution et admettrons que les contraintes mesurées sur nos échantillons correspondent aux contraintes intrinsèques.

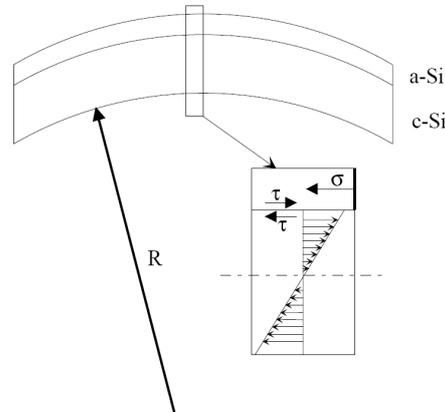


Figure 2-27 : Schéma d'une couche soumise à une contrainte en compression. R est le rayon de courbure dû au stress, σ la contrainte subie par la couche et τ est le cisaillement entre cette dernière et le substrat.

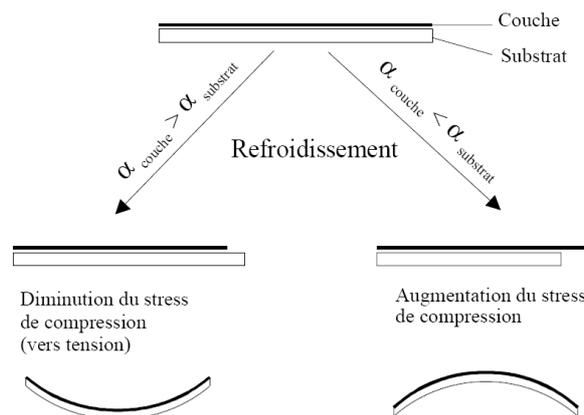


Figure 2-28 : Formation du stress thermique lors du refroidissement de l'échantillon après dépôt. α_{couche} et $\alpha_{substrat}$ représentent les coefficients de dilatation de la couche et du substrat.

2.2.2.2 Principe de la mesure

Nous effectuons un dépôt épais de Si sur une lamelle de borosilicate (lame couvre-objet de microscope) d'environ 150 μm d'épaisseur. Les dimensions latérales 6 mm x 60 mm permettent de ne considérer une déformation que dans une seule direction (Figure 2-29). Les contraintes sont calculées à partir de la relation de Stoney connaissant la flèche de la lamelle, ses paramètres physiques, et en considérant le substrat vierge comme plan :

¹ Valeur calculée à partir de la formule suivante :
$$\sigma_{th} = \frac{E_{couche}}{(1-\nu_{couche})} \cdot (\alpha_{substrat} - \alpha_{couche}) \cdot \Delta T$$
 E_{couche} et ν_{couche} sont respectivement le module d'Young et le coefficient de Poisson de la couche, α_{couche} et $\alpha_{substrat}$ les coefficient de dilatation respectifs de la couche et du substrat, et ΔT la différence de température lors du refroidissement.

$$\sigma = \frac{4}{3} \cdot \frac{E_s}{1-\nu_s} \cdot \frac{t_s^2}{t_c \cdot L^2} \cdot f \quad \text{Équation 2-3}$$

Avec E_s le module d'Young du substrat (64 GPa), ν_s le coefficient de Poisson du substrat (0,20) [10], t_s l'épaisseur du substrat, t_c l'épaisseur de la couche, L la longueur de la lamelle et f la flèche. Pour pouvoir appliquer cette relation, certaines conditions doivent être remplies :

- les matériaux satisfont à la mécanique des milieux continus, sont élastiques et homogènes.
- les propriétés élastiques du substrat et de la couche mince sont isotropes.
- l'épaisseur de la couche mince est très inférieure à celle du substrat.
- les contraintes sont supposées planes, biaxiales et isotropes.
- pendant la flexion, les sections transversales restent planes (le rayon de courbure est beaucoup plus grand que l'épaisseur du substrat).
- l'adhérence couche-substrat est supposée parfaite.

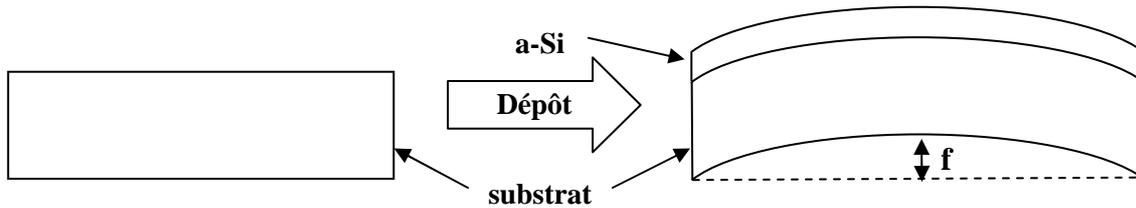


Figure 2-29 : Principe de la mesure de contraintes mécaniques dans les couches.

La flèche est déterminée à l'aide du Micromap avec lequel nous mesurons la différence de la focalisation sur l'extrémité et le milieu de la lamelle.

2.2.2.3 Résultats et discussion

Nous avons réalisé plusieurs dépôts d'épaisseurs différentes (de 400 nm à 1 μ m) avec les mêmes paramètres de sources. Les variations de contraintes observées sont du même ordre de grandeur que l'incertitude de la mesure. Nous en concluons donc que les contraintes sont indépendantes de l'épaisseur dans la gamme 400 nm – 1 μ m. D'autre part les contraintes dans les couches de silicium réalisées sont toujours compressives ce qui est généralement observé dans les dépôts par pulvérisation de faisceau d'ions[11].

Nous pouvons voir, à partir de la Figure 2-30, que les contraintes diminuent avec l'augmentation des paramètres V_b et I_b , respectivement la tension et le courant de faisceau dans le canon à ions (Figure 2-1). Les contraintes diminuent de 20% entre $V_b=500$ V et $V_b=1100$ V quelle que soit I_b . A V_b donné, les contraintes sont réduites d'environ 13,5% en augmentant le courant de faisceau de 50 mA à 80 mA. Le rendement de pulvérisation d'une cible de silicium ainsi que l'énergie moyenne par atome pulvérisé augmentent avec V_b . Le nombre de particules arrivant à la surface de l'échantillon, ainsi que leur énergie, est plus important et leur condensation se traduira par une élévation de température. De même le nombre de particules pulvérisées augmentant avec I_b , l'échantillon subit dans ce cas aussi un échauffement. Windischmann [12] a observé une réduction du stress intrinsèque dans ses films de silicium amorphes réalisés par IBS lorsque la température de dépôt augmentait. Les contraintes chutent même considérablement dès que la température atteint un tiers de la température de fusion du silicium amorphe (1683 K). Ce phénomène se produit quel que soit la technique de dépôt et l'état de stress initial (compression ou tension). Pour Kloholm et al. [13], les contraintes mécaniques sont causées par un réarrangement interne sous la surface du film en croissance. Des phénomènes activés thermiquement, tels de la diffusion ou des déplacements de lacunes, peuvent cependant gêner ce réarrangement et diminuer les contraintes dans la couche. L'échauffement du substrat provoqué par le dépôt favorise le mécanisme développé par Kloholm et al.. Les contraintes dans les couches de silicium diminuent donc lorsque les paramètres de sources V_b et I_b augmentent.

Le couple $V_b=1100$ V et $I_b=80$ mA permet d'atteindre des contraintes d'environ 0,63 GPa pour une vitesse de dépôt de l'ordre de 0,85 Å/sec (contre 0,33 Å/sec pour $V_b=500$ V et $I_b=50$ mA). Il apparaît que vitesse de dépôt élevée coïncide avec des contraintes mécaniques minimales. Ce sont donc ces paramètres que nous avons décidé d'utiliser pour effectuer les premiers tests de polissage. Nous avons réalisé sur deux substrats ($\varnothing = 25$ mm) d'aluminium Kanigen Al20 et Al21 un dépôt épais de Si de 3,5 μm et de 4,5 μm respectivement. Historiquement le dépôt à $V_b=1300$ V n'a été réalisé qu'après les premiers essais de polissage, pour tenter d'augmenter la densité (cf. 2.2.3 et 2.2.4). L'utilisation d'aluminium comme substrat nous empêche d'effectuer d'éventuels recuits pour relaxer les contraintes.

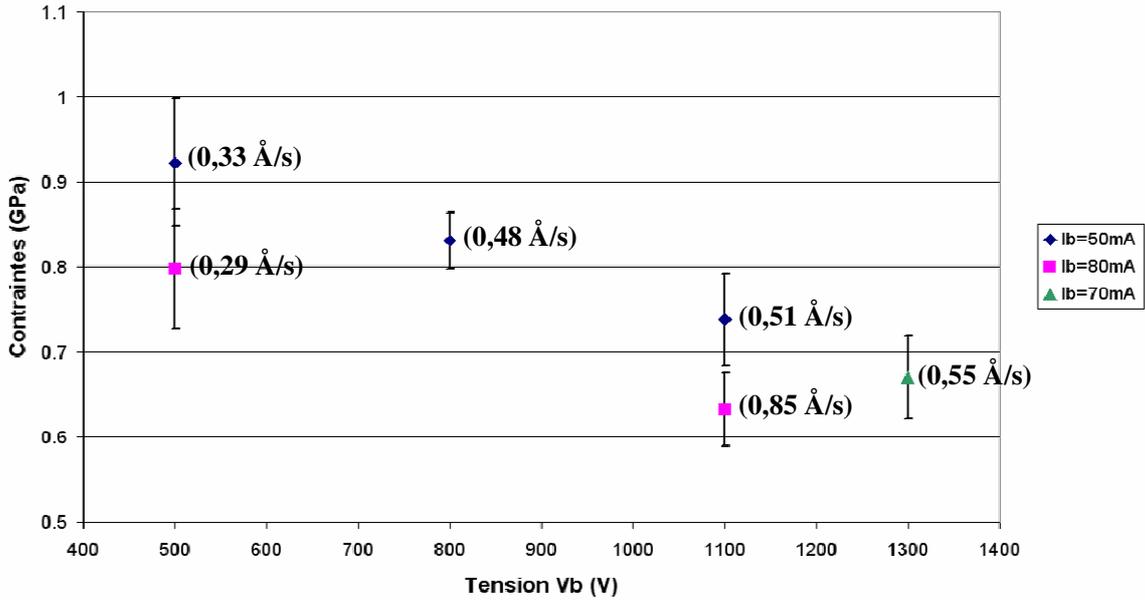


Figure 2-30 : Contraintes compressives en fonction des paramètres de la source de pulvérisation V_b et I_b . Les vitesses entre parenthèses indiquent les vitesses de dépôt moyennes.

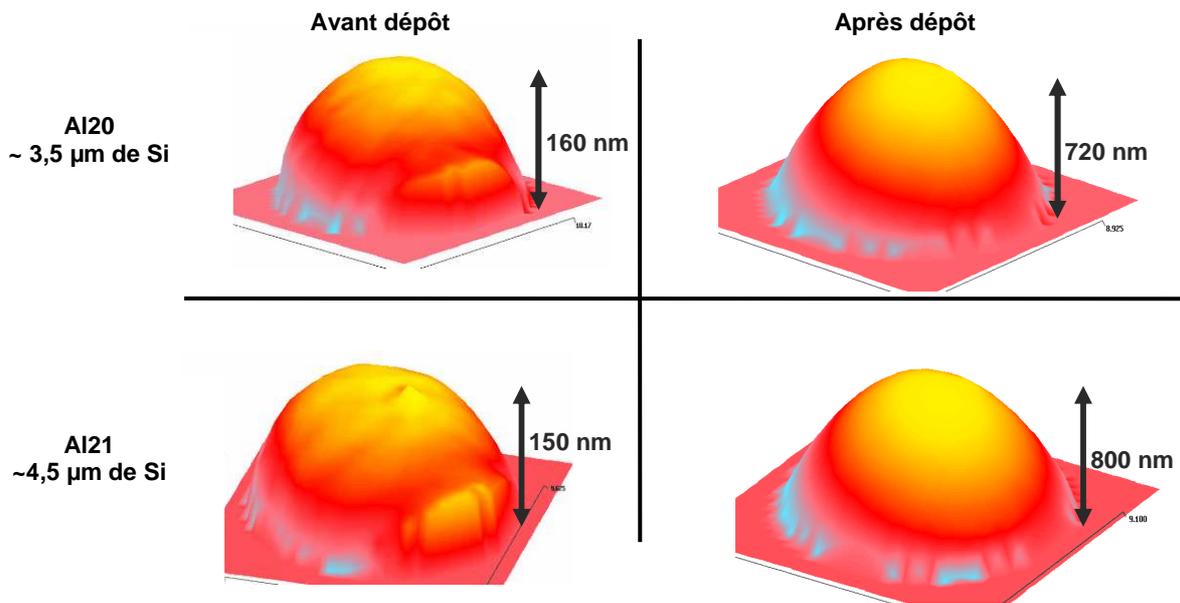


Figure 2-31 : Surface et flèche des échantillons AL20 et AL21 avant et après dépôt d'une couche de silicium. L'épaisseur de la couche pour AL20 est de $3,5\mu m$ et celle pour AL21 est de $4,5\mu m$.

La mesure des contraintes mécaniques sur ces échantillons ne peut plus se faire comme précédemment car les substrats ont une épaisseur de l'ordre de 6 mm et la relation de Stoney n'est plus applicable. Nous effectuons ici une mesure de front d'onde des échantillons avant et après dépôt à l'aide d'un interféromètre de type Fizeau. Nous calculons ensuite la variation de

la flèche provoquée par la couche (Figure 2-31). Une étude par éléments finis (cf. Annexe A) permet ensuite d'extraire les contraintes mécaniques. Pour les 2 échantillons, l'augmentation de la flèche d'un facteur 4-5 révèle des contraintes mécaniques en compression de l'ordre de 700 MPa. Ce résultat est en accord avec l'étude menée précédemment et confirme le fait que les contraintes sont indépendantes de l'épaisseur déposée.

2.2.3 Mesures de densité

Nous avons déterminé la masse volumique de la couche de silicium amorphe par analyses RBS (cf. Partie I) des échantillons réalisés pour l'étude des contraintes mécaniques. La Figure 2-32 montre un spectre RBS d'une couche de 760 nm de silicium sur une lamelle de borosilicate. Nous voyons ici un inconvénient lié au type de substrat utilisé. En effet la composition complexe du borosilicate conduit à la superposition de nombreux spectres parasites provenant des différents éléments du substrat.

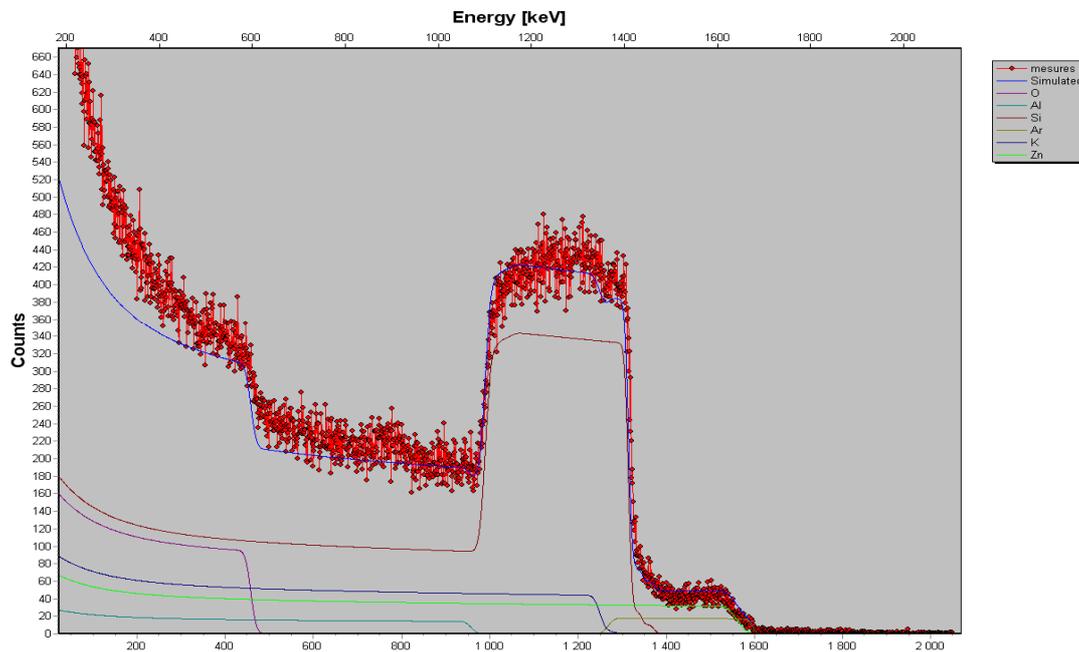


Figure 2-32 : Spectres RBS expérimental et théorique d'une monocouche de Si de 765 nm déposée sur lamelle de borosilicate. Analyse effectuée avec des α de 2,5 MeV à incidence normale et détecteur à 8° . Les spectres par élément sont également présentés.

Les masses volumiques calculées à partir des spectres RBS sont regroupées dans le Tableau 2-3. La masse volumique d'environ $2,14\text{g}\cdot\text{cm}^{-3}$, semble indépendante des paramètres de dépôt. Cette valeur est très proche de la densité théorique du silicium amorphe ($2,18\text{g}\cdot\text{cm}^{-3}$ [14]). D'autre part, les spectres révèlent tous une contamination à l'argon d'environ 3% qui provient des ions Ar^+ rétrodiffusés lors de la pulvérisation de la cible et qui se retrouvent piégés dans la couche en croissance. Le taux d'argon dans les couches est lui aussi indépendant des paramètres de sources Vb et Ib.

Ib (mA)	Vb (V)	ρ (g.cm⁻³)
50	500	2,11 ± 0,106
50	800	2,17 ± 0,109
50	1100	2,13 ± 0,107
70	1300	2,16 ± 0,108
80	500	1,90 ± 0,095
80	1100	2,15* ± 0,108

Tableau 2-3 : Masses volumiques déterminées en fonction des paramètres Vb et Ib. (*) Valeur moyenne sur 2 échantillons.

2.2.4 Premiers résultats du polissage

Nous avons effectué des mesures de rugosité sur 2 substrats d'aluminium Kanigen avant et après dépôt d'une couche de silicium avec comme paramètres de source $V_b=1100$ V et $I_b=80$ mA. Les épaisseurs déposées sur les substrats Al20 et Al21 sont respectivement de $3,5 \mu\text{m}$ et $4,5 \mu\text{m}$. Les mesures Micromap réalisées avec un objectif 5X et un champ de $1,02 \times 1,02$ mm, ne mettent pas en évidence de réelles différences de rugosité après dépôt. La rugosité est toujours d'environ $1,6$ nm rms pour les 2 échantillons. L'AFM révèle au contraire une augmentation de la rugosité après dépôt de près de 50% pour le substrat Al20 et de 30% pour le substrat Al21 (Figure 2-33).

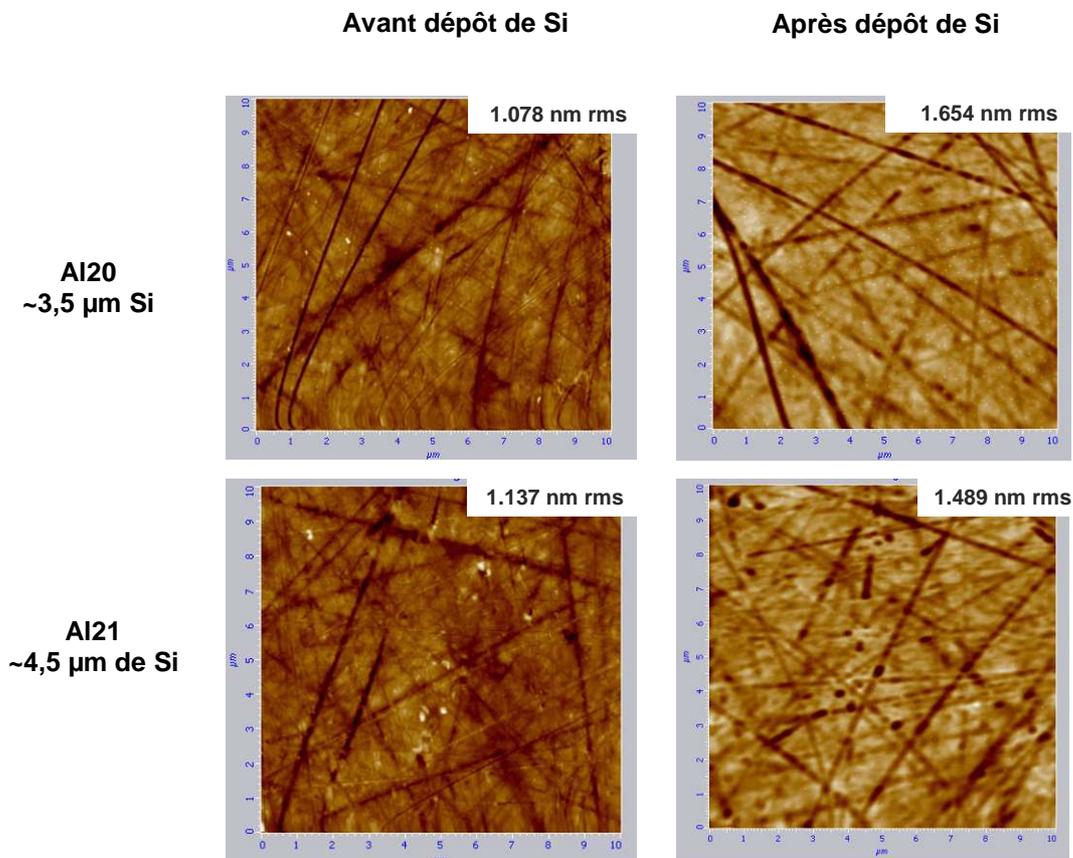


Figure 2-33 : Clichés AFM (champs de $10 \times 10 \mu\text{m}$) sur 2 substrats d'aluminium Kanigen avant et après dépôt de silicium. Les couches déposées sur le substrat Al20 et Al21 sont respectivement d'environ $3,5 \mu\text{m}$ et $4,5 \mu\text{m}$.

Cette augmentation de rugosité après dépôt est inattendue. Comme nous l'avons évoqué précédemment, le silicium a plutôt un effet lissant. L'origine de ce phénomène nous est inconnue. Les clichés de la Figure 2-33 montrent tout de même la persistance de rayures à la surface des échantillons après dépôt de la couche.

Les échantillons ont ensuite été expédiés à Sagem REOSC pour être polis. Les tests sur l'échantillon Al21 ont permis d'améliorer la qualité de surface en diminuant la rugosité Micromap et AFM à $5,5 \text{ \AA} - 6,5 \text{ \AA}$ et $2 \text{ \AA} - 4,4 \text{ \AA}$ respectivement. La rugosité globale est donc réduite de 60% à 80% suivant le cas. Les performances ainsi obtenues sont toujours en dehors des spécifications mais ces premiers tests sont prometteurs. Une piste éventuelle d'amélioration du polissage serait de réaliser des couches plus denses. En effet une porosité éventuelle des couches limiterait la qualité de polissage. Cependant les mesures RBS présentées précédemment, nous indiquaient que la densité était très proche de la valeur du silicium amorphe massif et qu'il semble impossible de la contrôler en jouant sur les paramètres de dépôt. Les avancés se feront plus certainement par l'optimisation du procédé de polissage ou bien par le choix d'un autre matériau à la place du silicium.

Cette étude sur les couches épaisses de silicium nous a permis de caractériser les contraintes mécaniques présentes dans les couches. Il s'avère que les conditions de dépôt offrant une vitesse de croissance élevée permettent également d'obtenir des couches faiblement contraintes. Les dépôts sur les témoins d'aluminium Kanigen ont cependant révélé une augmentation de la rugosité de surface. Le polissage permet toutefois d'améliorer l'état de surface et d'atteindre une rugosité à la limite des spécifications requises.

2.3 Conclusion

L'étude des dépôts métalliques était une première du genre avec les dispositifs de dépôt du laboratoire. Une mise à niveau a été nécessaire, ce qui a permis de se familiariser avec ce type d'empilements malgré une répétabilité limitée. Il a été clairement montré que les empilements Mo/Si n'offraient pas les performances attendues. La réflectivité sous rayonnement synchrotron n'est que de 50% contre 65-70% habituellement atteinte avec ce type d'empilement. Les analyses de réflectométrie révèlent des interfaces très diffus avec la formation de silicide. Ces interfaces ont même tendance à s'élargir avec le nombre de doublets déposés. Nous attribuons ce phénomène à une diffusion thermique liée au rayonnement de la source Kaufman utilisée pour réaliser les dépôts. Pour des développements futurs, le contrôle de ces interfaces sera primordial si nous voulons obtenir des miroirs performants. Plusieurs voies sont envisageables comme le changement de technologie pour la source d'ions (RF, cathode froide) ou encore l'emploi de fines couches aux interfaces comme barrières de diffusion.

Afin d'obtenir un meilleur état de surface pour le substrat avant dépôt du multicouche, il a été envisagé de déposer une couche épaisse de silicium amorphe. Cette dernière sera par la suite polie pour offrir une rugosité suffisamment basse pour limiter les pertes par diffusion. L'étude menée sur les couches épaisses de silicium a apporté des premiers résultats intéressants. Tout d'abord, il a été possible de déposer plusieurs microns de silicium tout en conservant la stabilité mécanique de la couche, même pour des vitesses de dépôt élevées. La densité des couches obtenues s'est révélée indépendante des paramètres de dépôt utilisés. Nous avons obtenu des couches d'une densité très proche de celle du silicium amorphe massif. Après polissage il a été possible d'atteindre des états de surface proches des spécifications requises pour limiter les pertes par diffusion. Des efforts restent à faire mais ces premiers résultats sont encourageants.

Table des figures du chapitre 2 :

Figure 2-1 : Schéma de fonctionnement d'une source de type Kaufman.....	113
Figure 2-2 : Variation du courant de faisceau en fonction de la pression dans la chambre de décharge	114
Figure 2-3 : Diagramme d'évolution d'un dépôt en fonction de chaque cycle.....	115
Figure 2-4 : Performances des optiques faibles pertes réalisées avec le bâti DIBS.....	116
Figure 2-5 : Comparaison des réflectogrammes d'empilements déposés en contrôle temps et en contrôle quartz.	118
Figure 2-6 : Durées de dépôt mesurées au quartz de chaque couche de l'empilement 'Quartz' (lignes continues) et d'un second empilement 'Quartz 2' (lignes pointillées).....	119
Figure 2-7 : Comparaison des réflectogrammes d'un empilement de 10 périodes de Mo/Si et d'un empilement de 20 périodes de Mo/Si.	120
Figure 2-8: Réflectogrammes d'un empilement de 20 périodes élaboré avec le quartz à 6 cm du porte-substrat et une durée de pré-pulvérisation de 20 min (Paramètres initiaux) et d'un empilement de 20 périodes réalisé avec le quartz à « fleur » du substrat et une durée de pré-pulvérisation de 2h.	121
Figure 2-9: Spectre RBS d'une monocouche de 110 nm de Mo déposée sur lamelle de borosilicate	122
Figure 2-10: Spectre RBS d'une monocouche de 600 nm de Si déposée sur une lamelle de borosilicate.	123
Figure 2-11 : Mécanisme d'interdiffusion limitant l'étalonnage à partir des monocouches...	124
Figure 2-12: Exemple de courbe d'étalonnage obtenue pour le silicium..	125
Figure 2-13 : Exemple de courbe d'étalonnage obtenue pour le molybdène. L'équation correspond à la régression linéaire.	125
Figure 2-14 : Ecart observés sur les périodes entre deux échantillons réalisés dans les mêmes conditions et contenant le même nombre de couches en fonction de l'écart entre les runs...	126
Figure 2-15 : Réflectogramme d'un empilement de 50 périodes de Mo/Si déposées sur un substrat de silicium.....	127
Figure 2-16 : Spectres à 13,5 nm de l'empilement de 50 périodes déposées sur substrat de silicium.	128
Figure 2-17 : A gauche période théorique et à droite modèle d'une période de l'échantillon e074 déterminé à partir du réflectogramme (Figure 2-18).....	128

Figure 2-18 : Réflectogrammes expérimental et simulé de l'empilement e074 constitué de 50 périodes de Mo/Si déposées sur wafer de silicium.	129
Figure 2-19 : Spectres expérimental et simulé pour une incidence de 10° de l'empilement e074 constitué de 50 périodes de Mo/Si déposées sur wafer de silicium.	129
Figure 2-20 : Réflectivité à 13 nm d'un empilement en fonction des épaisseurs de silicide MoSi ₂ aux interfaces.	130
Figure 2-21 : Réflectogramme de l'échantillon e075 constitué de 50 doublets de Mo/Si déposés sur substrat d'aluminium avec une couche de silice polie.....	131
Figure 2-22 : Modèle d'une période de l'empilement e075 déterminé à partir du réflectogramme.....	131
Figure 2-23 : Spectre expérimental obtenu avec l'empilement e075 constitué de 50 doublets de Mo/Si déposés sur substrat d'aluminium avec une couche de silice polie.....	132
Figure 2-24 : Réflectogramme de l'échantillon e076 constitué de 20 périodes de Mo/Si déposées sur un wafer de silicium.....	133
Figure 2-25 : Modèle d'une période de l'empilement e076 déterminé à partir du réflectogramme de la Figure 2-24.	133
Figure 2-26 : Mécanismes de destruction possibles d'une couche contrainte déposée sur un substrat..	137
Figure 2-27 : Schéma d'une couche soumise à une contrainte en compression.	138
Figure 2-28 : Formation du stress thermique lors du refroidissement de l'échantillon après dépôt.....	138
Figure 2-29 : Principe de la mesure de contraintes mécaniques dans les couches.....	139
Figure 2-30 : Contraintes compressives en fonction des paramètres de la source de pulvérisation Vb et Ib.....	141
Figure 2-31 : Surface et flèche des échantillons AL20 et AL21 avant et après dépôt d'une couche de silicium.....	141
Figure 2-32 : Spectres RBS expérimental et théorique d'une monocouche de Si de 765 nm déposée sur lamelle de borosilicate.....	143
Figure 2-33 : Clichés AFM (champs de 10x10 µm) sur 2 substrats d'aluminium Kanigen avant et après dépôt de silicium.....	145

Chapitre 3 :

Les expériences à l'échelle 1 : 1

3 Les expériences à l'échelle 1 :1

3.1 Le masquage

3.1.1 Les dépôts à gradient d'épaisseurs

Pour conserver un maximum de réflectivité malgré la variation d'incidence avec la hauteur optique, les empilements présentés précédemment comportent un gradient d'épaisseur. Même si ces gradients n'étaient pas nécessaires, les grandes dimensions des collecteurs ($\varnothing \sim 500$ mm) imposent de corriger les variations d'émittance qui entraînent des écarts d'épaisseurs déposées de l'ordre de 20%. Nous proposons dans ce chapitre une rapide présentation des techniques de contrôle de dépôt sur de grandes dimensions.

3.1.1.1 Pulvérisation cathodique

Lors d'un dépôt par pulvérisation cathodique, le substrat est le plus souvent suspendu au dessus du plasma. [14] [15]. Le plateau maintenant le porte-échantillon est en rotation à la vitesse V_p et le porte-échantillon subit lui-même une révolution de vitesse V_e . Les gradients (Figure 3-1 a) sont réalisés en ajustant l'écart entre les vitesses V_p et V_e mais cela ne permet pas de réaliser tous les gradients. Cette méthode est plus indiquée au dépôt de couches homogènes (Figure 3-1 b).

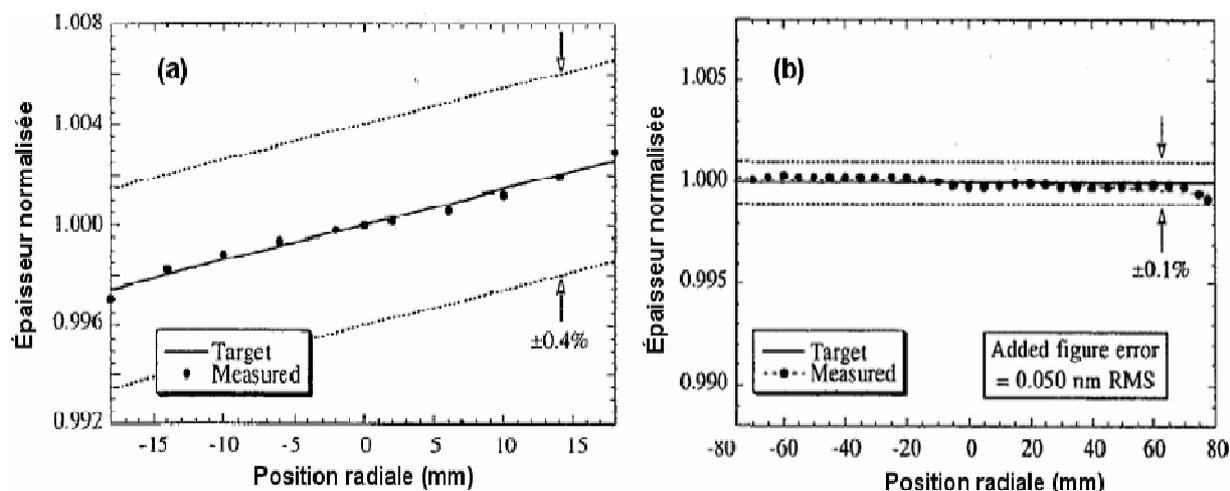


Figure 3-1 : Exemples (a) de gradient d'épaisseur et (b) de dépôt uniforme réalisés par pulvérisation cathodique [15]

3.1.1.2 Masque multi-ouvertures

Arkwright et al. [16, 17], ont mis au point une technique innovante basée sur un masque fixe possédant une matrice d'ouvertures de forme carrée ou hexagonale. Ce masque est positionné entre le substrat et la source de pulvérisation (Figure 3-2).

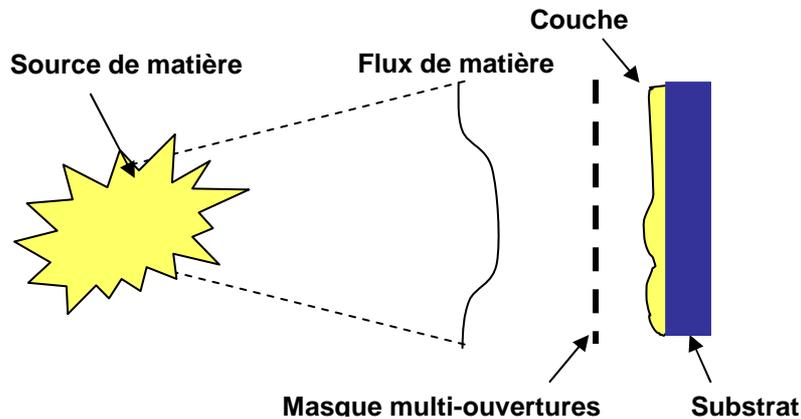


Figure 3-2 : Disposition du masque multi-ouverture par rapport à la source de matière et au substrat. [16]

Chaque cellule unitaire est d'environ 1 mm de large. Lors du dépôt le substrat oscille horizontalement, l'amplitude de vibration étant égale à la largeur d'une cellule. Chaque ouverture est calculée en fonction de l'épaisseur désirée et du flux local de matière. Ce dernier est mesuré à partir d'un dépôt statique sans masque, ce qui suppose un dépôt reproductible. Le temps de dépôt de chaque point est régulé par la largeur de l'ouverture qui reste limitée afin de ne pas nuire à la tenue mécanique du masque (Figure 3-3). Ainsi la largeur des ouvertures rectangulaires ne peut excéder 35% de celle de la cellule contre 70% avec des hexagones. La vitesse de dépôt, dans le cas d'ouvertures hexagonales, est fortement augmentée et la durée de traitement raccourcie.

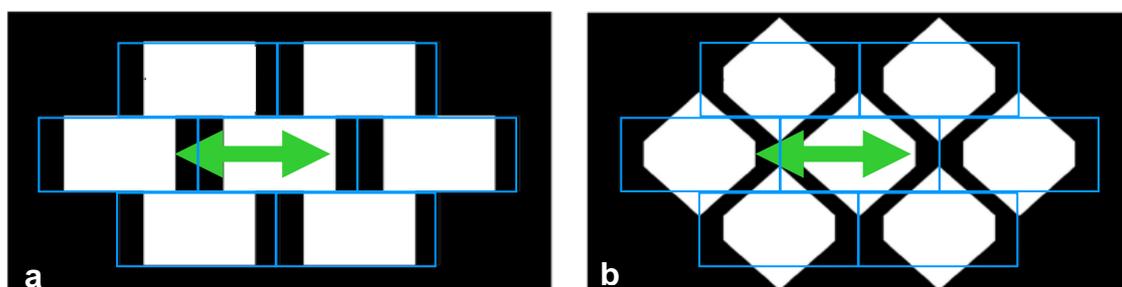


Figure 3-3 : Comparaison entre les ouvertures rectangulaires (a) et hexagonales (b) de même largeur (70% de la cellule unitaire). La flèche indique l'amplitude de vibration du substrat et les rectangles bleus définissent les cellules unitaires du masque. Les ouvertures hexagonales sont toutes dissociées contrairement aux ouvertures rectangulaires, ce qui conserve la tenue mécanique du masque. [16]

Cette méthode performante a permis de réduire les variations d'épaisseur de près de 95 % sur des wafers de niobate de lithium (Figure 3-4). Il serait tout à fait envisageable de s'inspirer d'un tel masque pour réaliser notre collecteur, cependant la vibration du substrat pose 2 difficultés majeures :

- l'oscillation horizontale d'un substrat de grandes dimensions
- les phénomènes d'ombrage importants

Pour limiter les phénomènes d'ombrage qui réduisent l'efficacité du masquage, le masque doit être le plus près possible du substrat. Compte tenu de la courbure du miroir, le masque doit lui aussi être courbe. Il devient délicat de faire vibrer une « calotte sphérique » dans une autre « calotte sphérique » si elles sont trop proches l'une de l'autre. Il faut donc trouver la distance masque - miroir permettant la vibration tout en limitant l'ombrage. Nous comprenons bien qu'il devient difficile d'employer cette technique dans le cas de substrats courbes et qui plus est, de grandes dimensions.

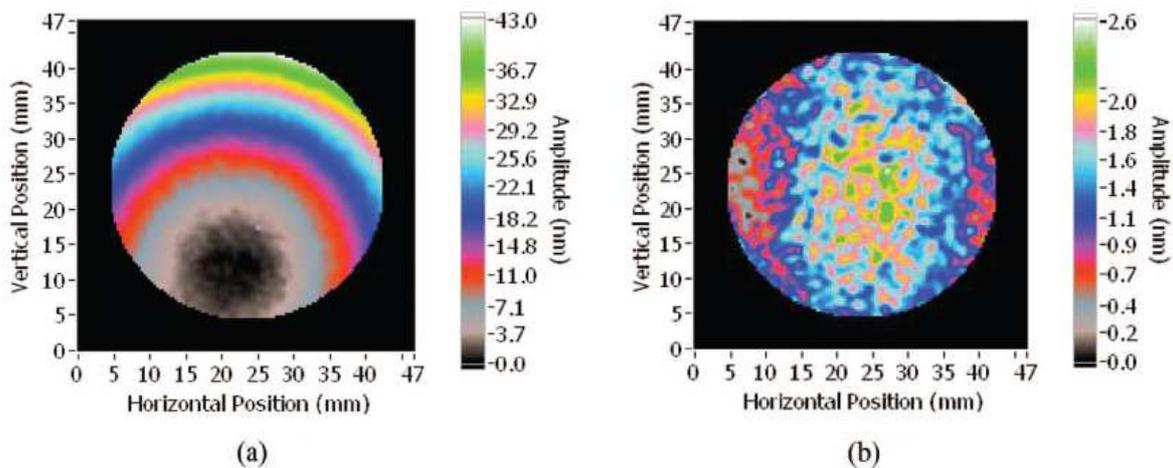


Figure 3-4 : Performances du masquage multi-ouvertures hexagonales sur la planéité d'un wafer de niobate de lithium de 37,5 mm. La variation d'épaisseur initiale Pic-Vallée (a) est réduite de près de 95% après correction (b). [16]

3.1.1.3 Le traitement correctif

Cette technique mise au point au sein du laboratoire consiste à réaliser le dépôt point par point [18]. Le flux ne passe au travers que d'un seul trou de dimensions données (~ 1 cm²) (Figure 3-5). Le déplacement du substrat est programmé à l'avance et la durée d'exposition de chaque pixel dépend de l'épaisseur désirée.

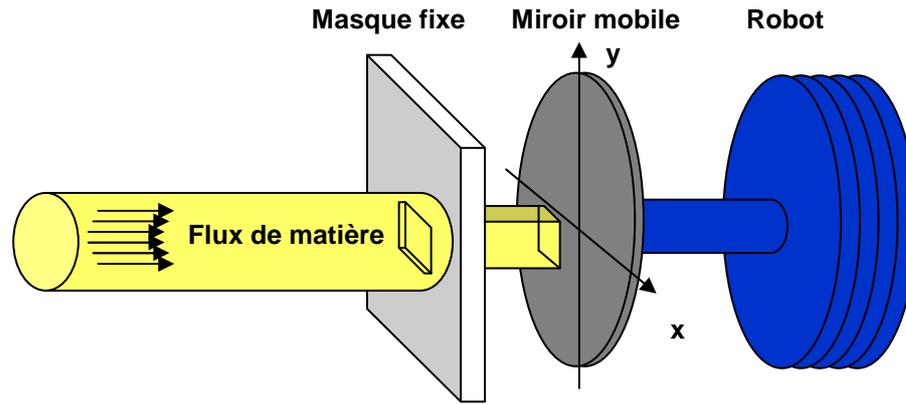


Figure 3-5 : Schéma de principe du traitement correctif

Cette technique permet de réaliser des dépôts complexes. Il est nécessaire d'avoir un robot performant qui permettra d'exposer tous les points du substrat même s'il est de grande dimension. Il est possible d'obtenir de bons résultats pour corriger la planéité d'un substrat (Figure 3-6) mais le temps de dépôt total est trop long à cause du traitement point par point. Si nous décidons de traiter un miroir de 500 mm de diamètre avec une ouverture de 1 cm², en déposant des couches d'une épaisseur moyenne de 35 Å à une vitesse de 0,25 Å/s, le temps total de dépôt d'une couche approche les 80 heures. Cette technique est donc difficilement envisageable pour la réalisation d'un empilement.

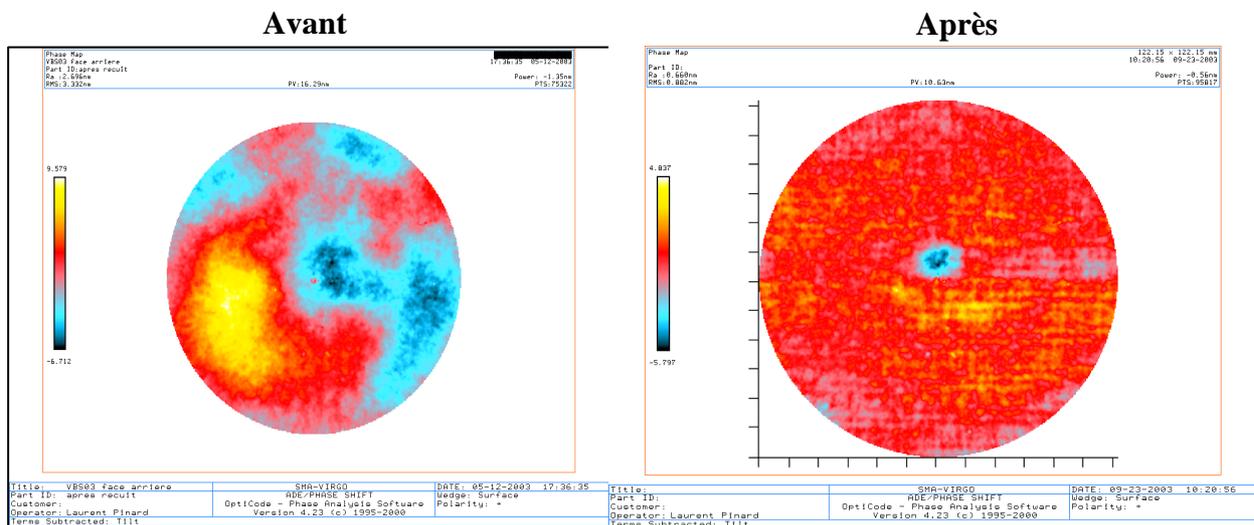


Figure 3-6 : Performances du traitement correctif sur la planéité d'un substrat de silice de $\phi = 120$ mm. La surface initiale a une irrégularité de 3,3 nm rms et 16 nm Pic-Vallée, contre 0,98 nm rms et 10 nm Pic-Vallée après traitement correctif.

3.1.1.4 Masquage LMA

Une autre technique mieux adaptée au type de dépôt souhaité a également été mise au point au laboratoire [19]. Le faisceau de particules est corrigé par un masque positionné devant le substrat en rotation (Figure 3-7). Le masque est calculé à partir du dépôt à corriger et du profil d'épaisseur. Le contour est défini par la fonction $\theta(r)$ où θ et r sont respectivement l'angle et le rayon qui fournissent une position sur le substrat. Le masque peut être à priori présent dès le début, posé en cours de dépôt, tournant ou fixe. Cette technique est limitée à des dépôts ayant une symétrie de révolution car pour un rayon donné tous les points auront le même dépôt.

Le cas des masques posés en cours de dépôt est assez délicat : des problèmes de précision apparaissent. En effet l'un des points critiques dans les techniques de masquage est le positionnement où l'axe de rotation du substrat doit correspondre à l'origine du masque. De plus, le calcul du masque se fait en fonction du temps, ce qui nécessite un excellent contrôle de la durée des dépôts.

Les masques présents dès le début du dépôt sont préférables, le temps n'étant plus un paramètre contraignant. Nous nous intéresserons ici au masque fixe qui permet une plus grande précision de positionnement ainsi qu'une mise en œuvre plus facile. Pour un masque fixe, le contour se calcule en résolvant l'équation en θ :

$$e(r) = \frac{\int_{\theta}^{2\pi} e_{stat}(r, \omega) d\omega}{\int_0^{2\pi} e_{stat}(r_{max}, \omega) d\omega} \cdot e(r_{max}) \quad \text{Équation 3-1}$$

où $e_{stat}(r, \omega)$ est l'épaisseur en dépôt statique sur le rayon r en fonction de la position angulaire ω , $e(r)$ est l'épaisseur désirée pour le rayon r et r_{max} le rayon correspondant à l'épaisseur maximale désirée. Le rayon r_{max} n'est pas masqué et reçoit tout le flux de 0 à 2π .

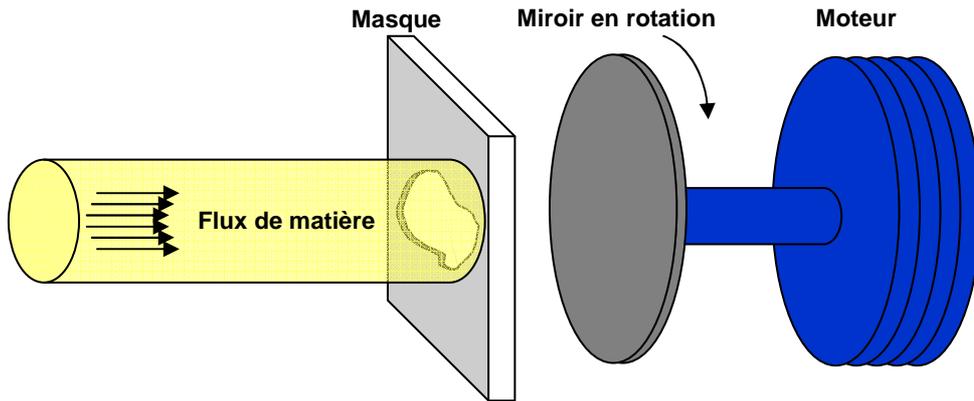


Figure 3-7 : Schéma de principe du masquage LMA

Il peut arriver que la résolution de l'équation en θ soit impossible. En effet pour certains rayons, le flux de matière sans masque n'est pas suffisant pour atteindre l'épaisseur voulue et il n'y a pas de solution pour l'angle θ . Nous avons donc la condition suivante :

$$\frac{\int_0^{2\pi} e_{stat}(r, \omega) d\omega}{\int_0^{2\pi} e_{stat}(r_{max}, \omega) d\omega} > \frac{e_{cible}(r)}{e_{cible}(r_{max})} \quad \text{Équation 3-2}$$

avec e_{cible} le profil d'épaisseur désiré. Une représentation de cette condition est proposée Figure 3-8.

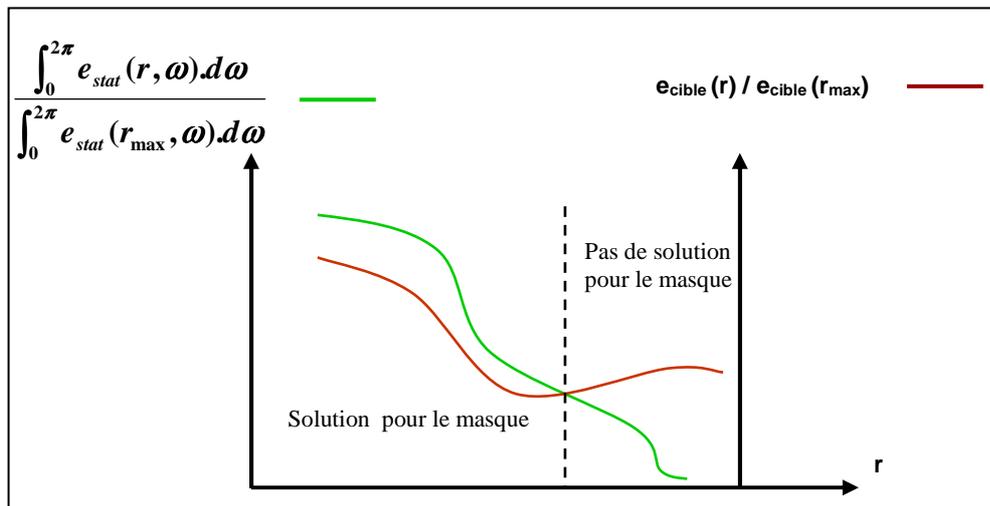


Figure 3-8 : Représentation graphique de la condition nécessaire pour résoudre l'équation du contour d'un masque. Si le rapport entre l'épaisseur intégrée sur un rayon r et celle sur r_{max} est inférieure au rapport des 2 épaisseurs, le flux de matière est insuffisant et il n'y a pas de masque possible .

Cette technique permet en outre l'utilisation de masques courbes épousant la forme du substrat ce qui est indispensable dans notre cas. De ce fait, nous pouvons réduire les effets d'ombrage en approchant au maximum le masque du substrat.

3.1.2 La segmentation des miroirs de diamètres et de flèches importants

3.1.2.1 Problématique

Les designs de collecteurs présentés dans le chapitre 1 de cette partie sont constitués de miroirs de grands diamètres (de 500 mm à 1 m !) et possédant des flèches pouvant atteindre 10 mm. Traiter de telles optiques peut se révéler impossible dans notre grande machine de dépôt. Comme le montre la Figure 3-9, le miroir en rotation est très proche des systèmes présents dans la chambre (source d'ions, quartz, etc.). D'autre part, à cause de la forte courbure, des écarts importants d'épaisseur entre l'extrémité et le fond du miroir apparaissent et empêchent au calcul de converger vers un masque.

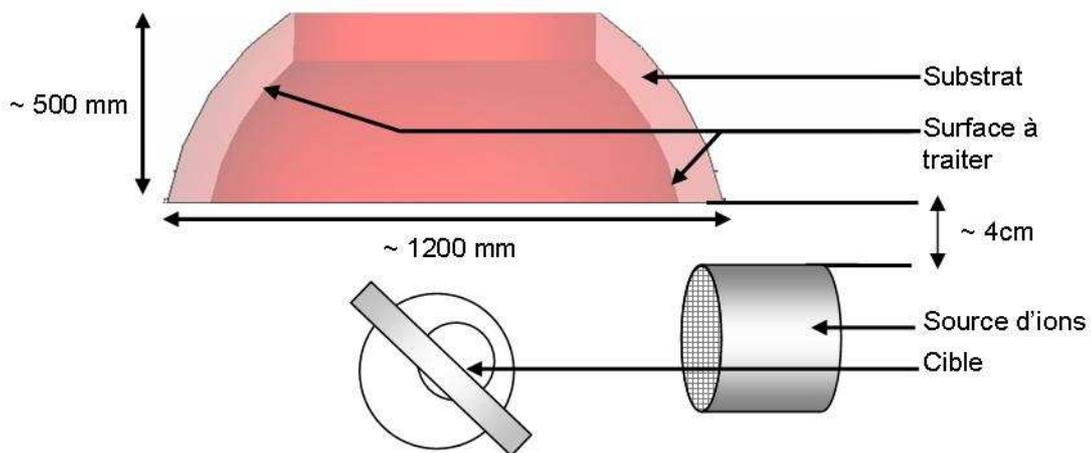


Figure 3-9 : Schéma de l'implantation d'un miroir de grandes dimensions (design More Moore) dans le grand bâti de dépôt.

Une des solutions envisagées pour permettre le traitement de ce type de miroir a été de le segmenter en « pétales ». Cette approche consiste à découper le miroir en plusieurs éléments identiques (Figure 3-10). La manutention est facilitée car chaque pétale est plus léger et il est possible d'orienter le pétale pour favoriser le dépôt ainsi que son intégration dans le bâti. Nous proposons ici d'étudier les performances de cette technique en traitant le cas du miroir M1 du concept ASML divisé en 6 pétales.

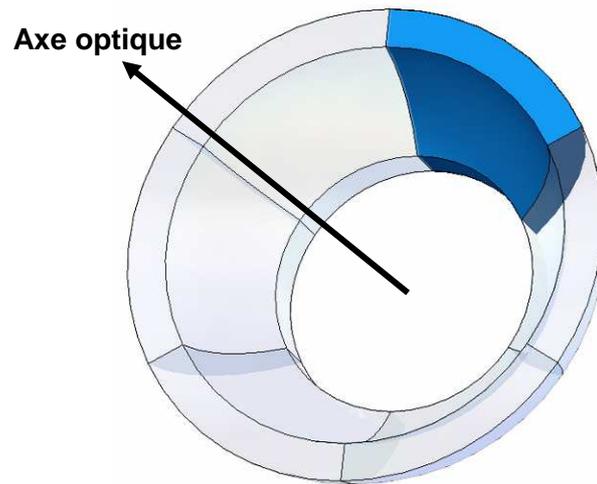


Figure 3-10 : Exemple de segmentation d'un miroir en 6 pétales identiques. L'élément en bleu foncé représente un pétale unitaire. L'axe optique du miroir et l'axe optique du pétale sont par définition équivalents.

3.1.2.2 Orientation des pétales

L'orientation des pétales afin d'augmenter la vitesse de dépôt et de réduire les écarts d'épaisseurs, se fait en inclinant et/ou en décalant le pétale (Figure 3-12) par rapport à sa position dans le miroir monolithique (Figure 3-11). Nous définissons l'inclinaison θ comme étant l'angle entre le l'axe du pétale et l'axe de rotation du porte-substrat. Typiquement les inclinaisons qui présentent un réel intérêt sont comprises entre 30° et 90° car elles permettent de positionner le pétale le plus à plat possible. Nous allons étudier ici les effets de ce déplacement sur le dépôt.

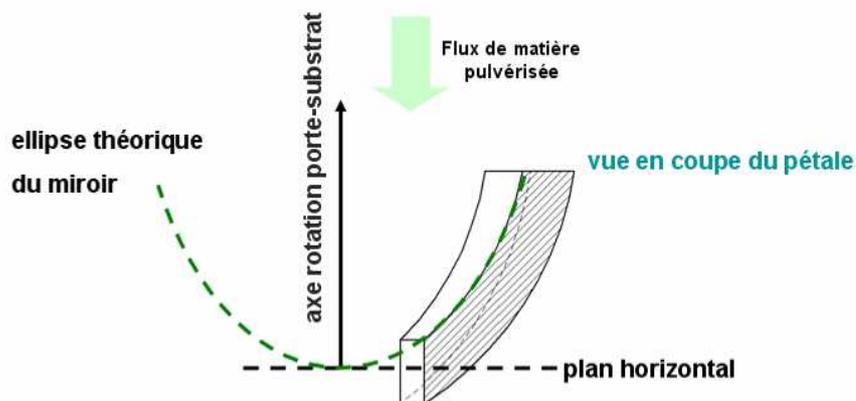


Figure 3-11 : Le pétale est positionné comme si le miroir était monolithique. L'axe optique du pétale coïncide avec l'axe de rotation du porte substrat. Dans ce cas l'inclinaison et le décalage sont nuls.

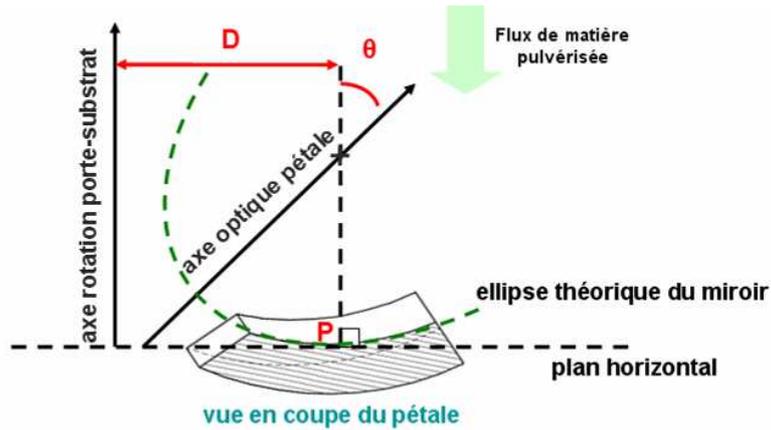


Figure 3-12 : Orientation du pétale par inclinaison θ ou décalage D . L'axe optique est incliné d'un angle θ par rapport à l'axe de rotation du porte-substrat. Le point P, marquant la tangence de la surface du pétale avec le plan horizontal, est décalé d'une distance D par rapport à l'axe de rotation du porte-substrat.

Dans le cas simple où θ et D sont nuls, le pétale est dans la même position que dans le miroir monolithique. Une ligne d'isoépaisseur sur le miroir correspond à une rotation autour de l'axe moteur. Le masquage est donc envisageable. Si nous inclinons ou décalons maintenant le pétale, l'isoépaisseur ne correspond plus à une rotation autour de l'axe du moteur (Figure 3-13), ce qui conduit à un écart Δr (cf. Annexe A) entre le centre de l'isoépaisseur (point A) et son extrémité (point B). Le point A aura donc une épaisseur $e(r)$ alors que le point B aura en première approximation une épaisseur $e(r + \Delta r)$.

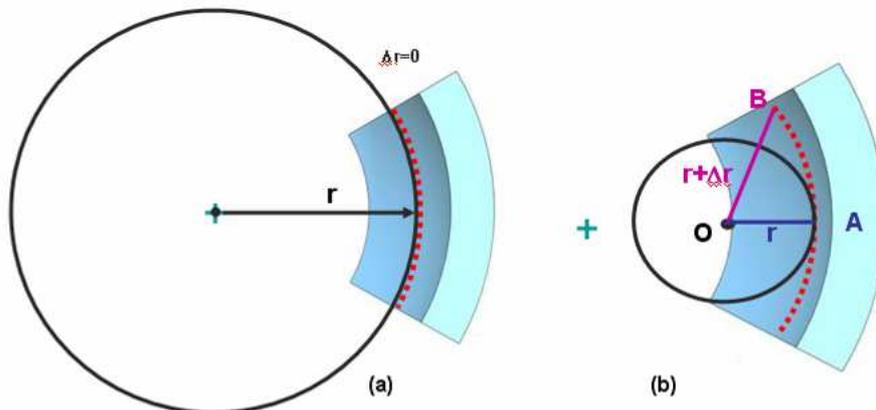


Figure 3-13 : Effets de l'orientation d'un pétale lors du dépôt. Les cercles noirs correspondent à la rotation du moteur et les lignes en pointillés rouges symbolisent une hauteur optique sur le miroir où il doit y avoir la même épaisseur. (a) correspond à un décalage et une inclinaison nuls et (b) correspond à un décalage et une inclinaison arbitraire aboutissant à un écart Δr entre le point A, situé au milieu du pétale, et le point B situé à l'extrémité.

Si nous traitons le cas du miroir M1 ($\varnothing = 926$ mm et rayon de courbure $R_c = 456$ mm) du collecteur ASML (cf. chap.1), nous voyons que les écarts Δr sont de l'ordre de quelques

dizaines à une centaine de millimètres (Figure 3-14). Le phénomène est plus marqué pour les grandes hauteurs optiques. Les écarts d'épaisseurs qui vont se déposer, pour une hauteur optique donnée, vont dépendre du gradient à réaliser. Nous rappelons ici que le gradient correspond à l'épaisseur de la couche à déposer par rapport à la hauteur optique sur le miroir. Si le gradient est important, la différence d'épaisseur entre r et $r + \Delta r$ est grande. Ici, le gradient à réaliser étant assez faible (écart d'épaisseur $< 5\%$, cf.1.3), les écarts en épaisseurs pour des Δr inférieurs à 250 mm sont de l'ordre de quelques pourcents (Figure 3-15).

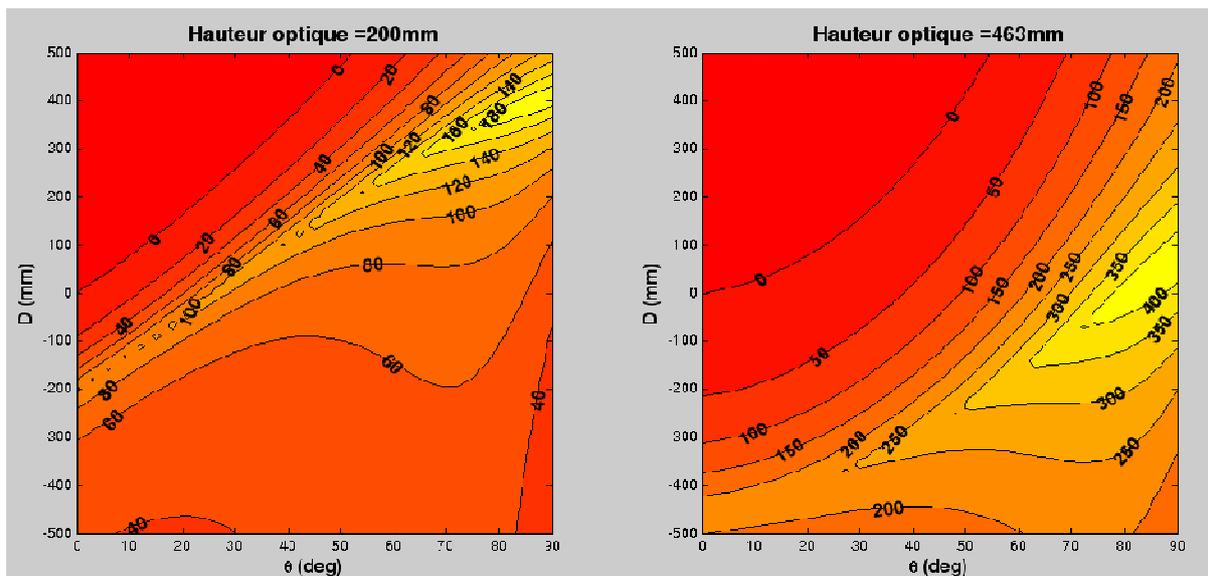


Figure 3-14 : Ecart Δr (en mm) entre le centre du pétale et l'extrémité en fonction de l'inclinaison θ et du décalage D pour 2 hauteurs optiques ($h=200$ mm et $h=463$ mm). Le pétale correspond ici au miroir M1 du design ASML divisé en 6 pétales identiques.

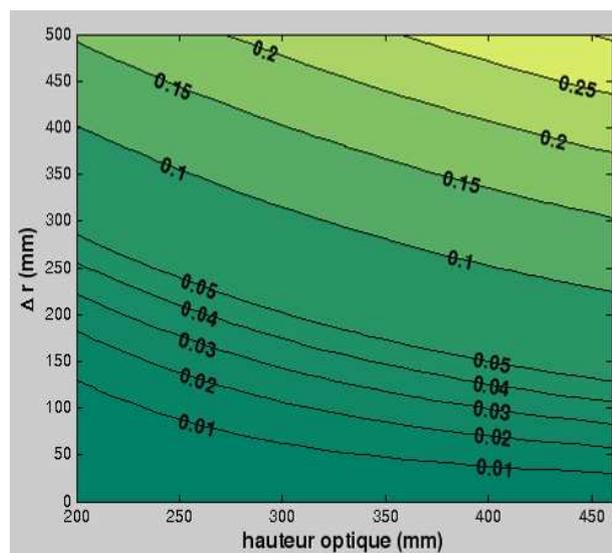


Figure 3-15 : Erreur relative d'épaisseur entre le centre du pétale et l'extrémité en fonction de la hauteur optique et de l'erreur Δr induite par l'inclinaison ou le décalage d'un pétale. Le calcul a été réalisé sur le miroir M1 du concept ASML divisé en 6 pétales identiques.

Les calculs précédents (cf. section 1.1) ont montré qu'une erreur de plus de 1% entre la période calculée et la période effectivement réalisée fait fortement chuter la réflectivité qui devient inférieure à 60%. Dans cette étude de découpage en plusieurs pétales, les périodes d'épaisseurs aux points A et B ne doivent donc pas être différentes de plus de 1%. Ce qui peut se traduire d'un point de vue mathématique par:

$$\frac{e_A - e_B}{e_A} = \frac{e(r) - e(r + \Delta r)}{e(r)} < 1\% \quad \text{Équation 3-3}$$

D'après la Figure 3-15, pour que les erreurs soient acceptables sur la totalité du pétale, Δr ne doit pas dépasser 30 mm pour une hauteur optique de 463 mm (hauteur optique maximale du collecteur). Pour les hauteurs optiques plus faibles, la tolérance sur Δr est plus grande. Segmenter le miroir en un plus grand nombre de pétales augmenterait encore l'efficacité de la méthode car les écarts Δr diminuent alors (Figure 3-16 miroir segmenté en 9 pétales).

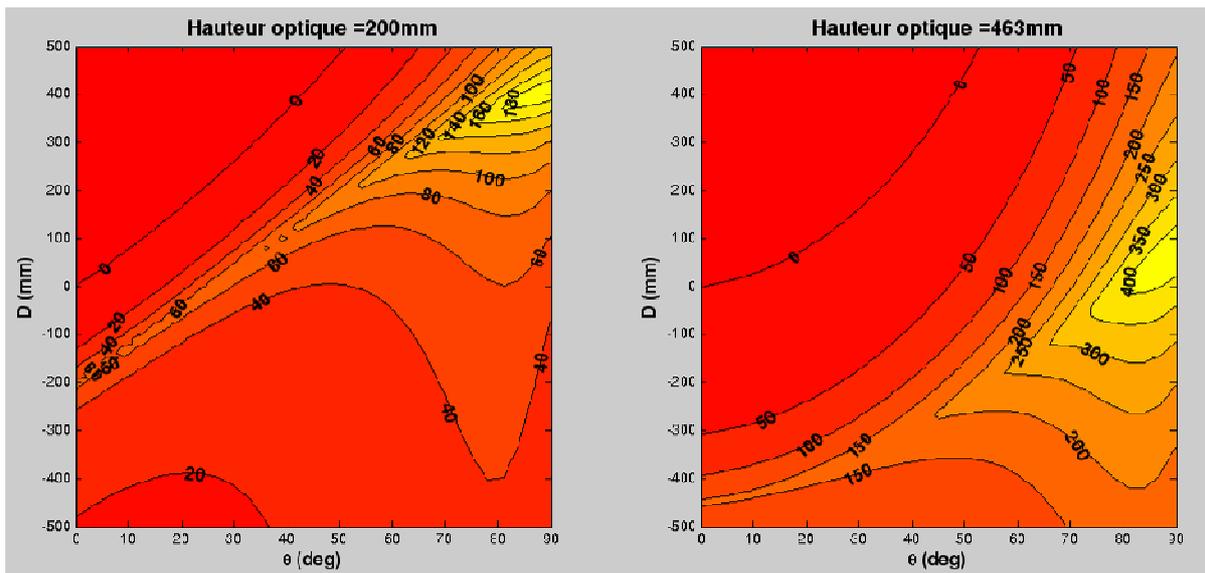


Figure 3-16 : Ecart Δr (en mm) entre le centre du pétale et l'extrémité en fonction de l'inclinaison θ et du décalage D pour 2 hauteurs optiques ($h=200$ mm et $h=463$ mm). Le pétale correspond ici au miroir M1 du design ASML divisé en 9 pétales identiques.

Bien que délicate à trouver, il semble possible d'obtenir une orientation du pétale (inclinaison et décalage) permettant de le traiter plus facilement qu'un miroir monolithique. La manipulation est également plus aisée car les éléments sont plus légers. C'est une solution éventuelle pour traiter les optiques dont les grandes dimensions (diamètre et flèche) empêchent tout dépôt du miroir monolithique. Cependant comme nous l'avons vu, une des limitations de cette technique concerne le gradient d'épaisseur à réaliser. Il faut que ce dernier

Chapitre 3 : Les expériences à l'échelle 1:1

soit modéré sinon les tolérances sur les écarts Δr diminuent et il devient impossible de trouver une orientation valable pour le pétale.

Cette étude ne sera pas poursuivie malgré des résultats intéressants. Une réalisation expérimentale aurait permis de valider les calculs et les principes exposés plus haut. Les performances globales du collecteur ASML ont été jugées insuffisantes, notamment à cause de l'incidence de Brewster. Ce concept a donc été abandonné et il n'a pas été nécessaire de développer cette technique.

3.1.3 Calcul du masque

Comme nous l'avons vu précédemment (2.1.4) le calcul du masque se fait en fonction du profil d'épaisseur déposé en statique sur le miroir et du gradient désiré. Nous opérons ensuite par itérations successives, en recalculant un k ième masque en tenant compte du dépôt avec le $(k-1)$ ième masque (Figure 3-17).

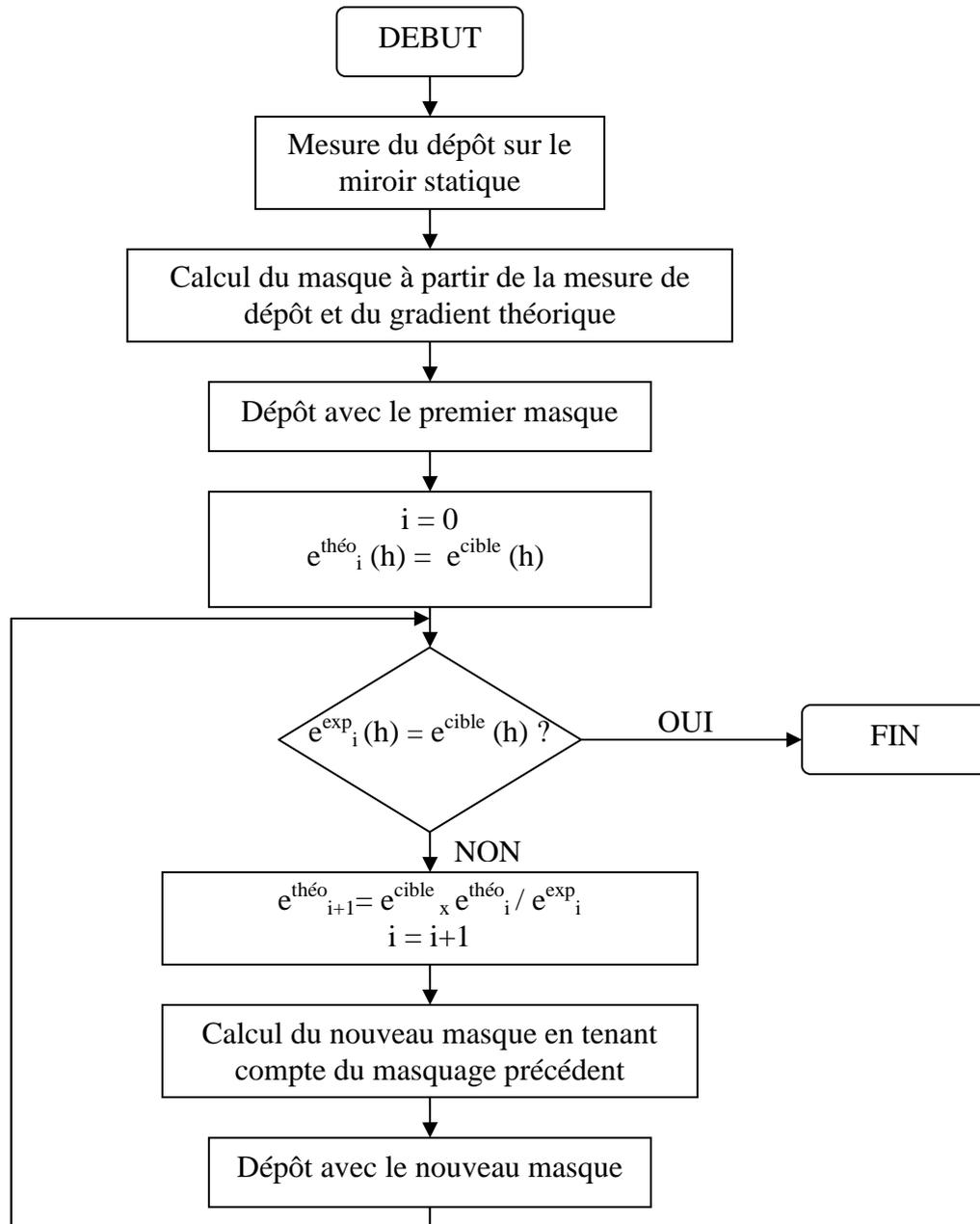


Figure 3-17 : Algorithme du calcul de masque par itérations successives

A chaque itération, nous intégrons empiriquement des phénomènes que nous négligeons dans le calcul du premier masque. En effet dans ce calcul nous supposons que le masque est infiniment près de la surface du substrat ce qui n'est évidemment pas réalisable expérimentalement. L'espacement entre la surface du substrat et le masque constitue une première source d'ombrage. D'autre part, il est nécessaire de mettre en place dans le bâti un système permettant de maintenir le masque devant le substrat et ce dispositif constitue une seconde source d'ombrage. Notons ici que cette appellation d'ombrage est un abus de langage.

Par le biais de masques successifs nous pouvons tenir compte de ces phénomènes et les corriger. Si un masque calculé à partir d'un profil $e_i^{théo}$, donne un profil expérimental e_i^{exp} , nous recalculons un profil théorique $e_{i+1}^{théo}$ pour obtenir le profil cible e^{cible} . Pour le premier masque, $e_{i=1}^{théo}$ correspond à e^{cible} . La formule permettant de calculer le nouveau profil $e_{i+1}^{théo}$ est donnée par

$$e_{i+1}^{théo} = \frac{e_i^{théo} \cdot e^{cible}}{e_i^{exp}} \quad \text{Équation 3-4}$$

Techniquement les expériences passées au laboratoire avec les couches diélectriques ont montré une convergence avec deux ou trois masques et qu'au-delà le profil expérimental s'éloigne du profil cible. Il est important de signaler que les performances du masquage sont limitées par la répétabilité du bâti de dépôt. Si entre deux dépôts successifs et identiques nous avons une différence d'épaisseur de p%, l'écart minimal entre le profil expérimental et le profil cible sera de p%. Typiquement dans le grand bâti de dépôt du LMA, la répétabilité sur les couches diélectriques est de 99,6%.

3.2 La substitution du molybdène et du silicium par le Ta_2O_5

3.2.1 Motivations

Les dépôts métalliques ont été réalisés dans le petit bâti mais la faisabilité sur les grandes dimensions nécessite d'effectuer les expériences dans le grand bâti. Le Laboratoire des Matériaux Avancés est engagé dans divers programmes d'antennes gravitationnelles [20, 21] qui l'ont spécialisé dans les optiques à faibles pertes (haute réflexion, absence de diffusion et d'absorption, etc.). Le bâtiment et ses 584 m² de salle blanche (dont 140 m² de classe I) ont justement été construits pour le développement et la production des optiques du projet Virgo [22]. Un bâti de dépôt par pulvérisation par faisceau d'ions de 2,4 x 2,4 x 2,2 m est optimisé, configuré et spécifié pour la réalisation d'optiques multicouches faibles pertes telles que les miroirs haute réflectivité des cavités Fabry-Perrot, les polariseurs, etc. Les premières optiques ont été livrées en 2002. Les campagnes de recherche et développement pour les nouvelles générations de télescopes sont actuellement en cours. Pour notre étude, il a fallu insérer les premières expériences à l'échelle 1:1 dans un planning chargé, tout en restant « transparent » (pas de modification du porte-substrat, pas de déplacement de cibles, ...). Lors des dépôts les particules pulvérisées se condensent non seulement sur le substrat mais également sur les parois du bâti. Il s'avère que ces traces résiduelles de silicium ou de molybdène peuvent se retrouver par la suite dans les couches de diélectriques. Cette pollution provoque une hausse de l'absorption ce qui est incompatible avec des faibles pertes. Le passage métaux/diélectriques impose une longue période de nettoyage du bâti pour éliminer toute trace de métaux. Cette perte de temps nous empêche de réaliser nos expériences à l'échelle 1:1 en déposant du molybdène et/ou du silicium. Il nous faut donc trouver un substitut.

Les empilements réalisés quotidiennement au laboratoire sont constitués de couches de silice et de couches de pentoxyde de tantale. Nous nous proposons ici d'étudier la pulvérisation du silicium, du molybdène et du tantale sous flux d'oxygène, pour rechercher d'éventuelles similitudes qui nous permettraient de justifier l'emploi du Ta_2O_5 dans un premier temps.

3.2.2 Expérience

Cette étude sera menée dans le petit bâti de dépôt DIBS, dans lequel nous pulvériserons des cibles de molybdène, de silicium et de tantale. Le Ta_2O_5 est obtenu par pulvérisation réactive en injectant du dioxygène dans l'enceinte. Nous utilisons comme substrats, des wafers de Si de diamètre 8 pouces. L'épaisseur déposée est mesurée à l'aide du Micromap. Cette technique consiste à tracer avant dépôt une ligne au feutre indélébile. Le dépôt se fait sur le wafer, par la suite le trait est dissout à l'acétone (ce qui élimine la couche), laissant ainsi une « marche » entre les zones avec dépôt et sans dépôt. La hauteur de la marche est mesurée à l'aide du Micromap avec une précision de ± 5 nm. Le trait de feutre est réalisé selon le diamètre horizontal puis les mesures de marche sont conduites tous les 5 mm le long de ce diamètre.

A partir des mesures d'épaisseurs, il est possible de remonter à l'émittance de la cible en connaissant toutefois les paramètres géométriques (Figure 3-18) lors du dépôt. Nous pouvons ainsi connaître la distribution angulaire du rendement de pulvérisation. Nous supposons dans le calcul que la source de matière est ponctuelle.

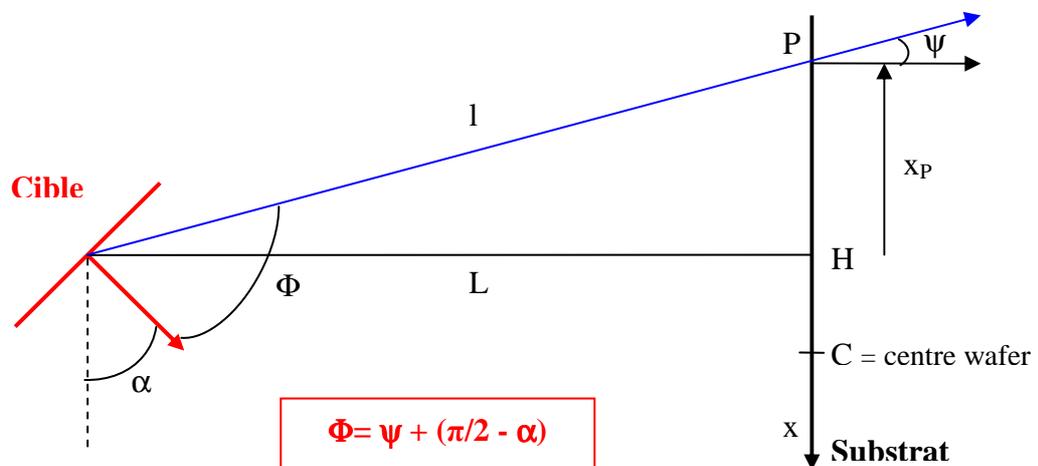


Figure 3-18 : Paramètres géométriques utilisés dans le calcul de la distribution angulaire de l'émittance

Les différents paramètres nécessaires au calcul sont détaillés ci-dessous :

- Φ : angle entre la direction de pulvérisation et la normale à la cible
- ψ : angle entre la direction de pulvérisation et la normale au substrat
- α : angle d'incidence sur la cible
- L : distance entre la cible et le substrat

L'épaisseur déposée en un point P du substrat peut s'écrire :

$$e \propto S(\Phi) \cdot \frac{\cos(\psi)}{l^2}$$

Où S(Φ) est la distribution angulaire de l'émittance.

Or,

$$\cos(\psi) = \frac{L}{l}$$

D'où,

$$e \propto S(\Phi) \cdot \frac{1 \cdot \cos^3(\psi)}{L^2}$$

$$S(\Phi) \propto \frac{e \cdot L^2}{\cos^3(\psi)} \quad \text{Équation 3-5}$$

Sachant que

$$\psi = \arctan\left(\frac{x_p}{L}\right)$$

3.2.3 Résultats

Nous présentons ci-après les résultats de l'étude des pulvérisations de différentes cibles. Pour chaque matériau, nous avons calculé la distribution angulaire S(Φ) d'après l'équation précédente à partir des mesures d'épaisseurs, puis nous normalisons S(Φ). Par la suite nous avons effectué un ajustement de la forme $S(\Phi) = A \cdot [\cos(\Phi+B)]^C$. Le paramètre B correspond à la direction préférentielle de pulvérisation et enfin la grandeur C définit la largeur du lobe d'émittance. A partir de ces deux grandeurs nous pourrions comparer les caractéristiques de pulvérisation des différentes cibles de matériaux.

La cible de silicium :

Le dépôt a été réalisé en pulvérisant une cible de silicium avec des ions Ar^+ de 0,5 keV sous une incidence de 35° par rapport à la normale de la cible. D'après la Figure 3-19, nous voyons que le dépôt n'est pas uniforme.

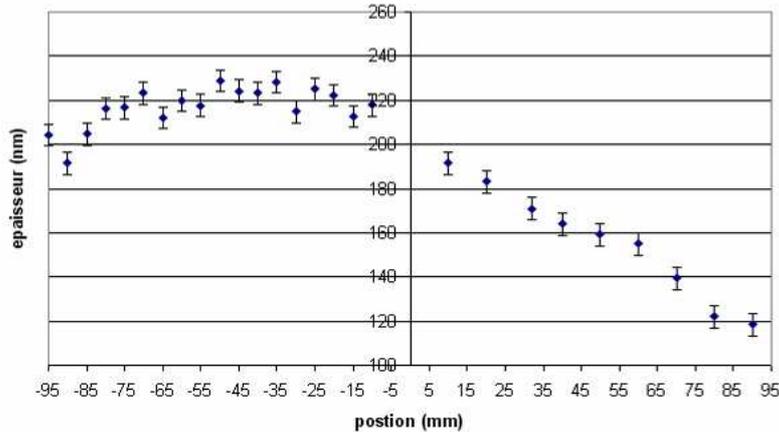


Figure 3-19 : Epaisseurs mesurées sur le diamètre horizontal

La loi en cosinus correspondante à la distribution angulaire (Figure 3-20) est

$$S(\Phi) = 0,98[\cos(\Phi + 0,78)]^{3,06}$$

La direction préférentielle de pulvérisation est d'environ 0,78 rad soit 45° par rapport à la normale à la cible.

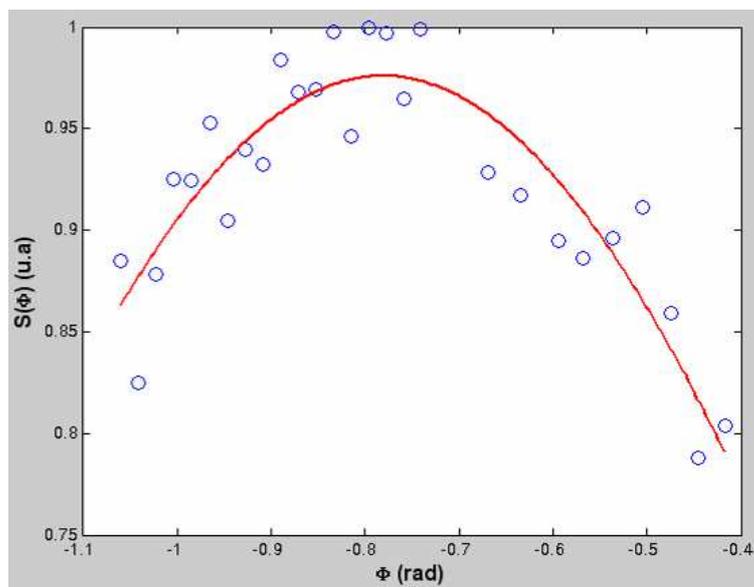


Figure 3-20 : Distribution angulaire de pulvérisation de la cible de silicium

La cible de molybdène :

La couche a été déposée en pulvérisant la cible de molybdène avec des ions Ar^+ de 1,1 keV sous une incidence de 35° par rapport à la normale à la cible. La Figure 3-21 montre les mesures d'épaisseurs obtenues sur le diamètre horizontal du wafer.

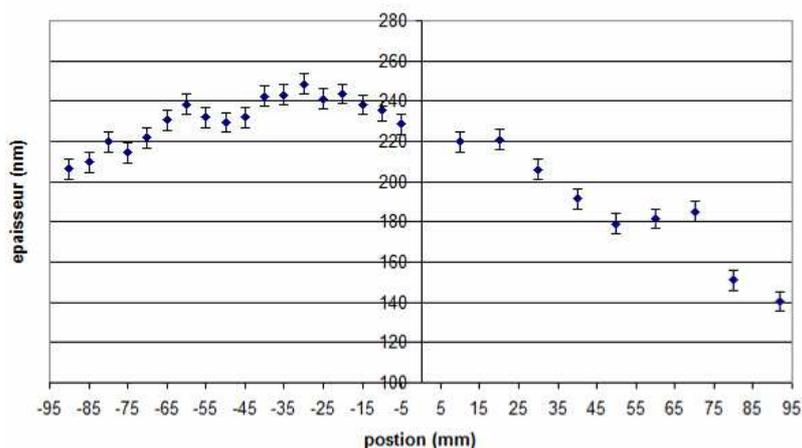


Figure 3-21 : Mesures d'épaisseurs sur le diamètre horizontal

L'ajustement de la distribution angulaire (Figure 3-22) donne la loi suivante :

$$S(\Phi) = 0,98 [\cos(\Phi + 0,69)]^{3,26}$$

La direction préférentielle de pulvérisation est de $0,69$ rad soit 40° par rapport à la normale.

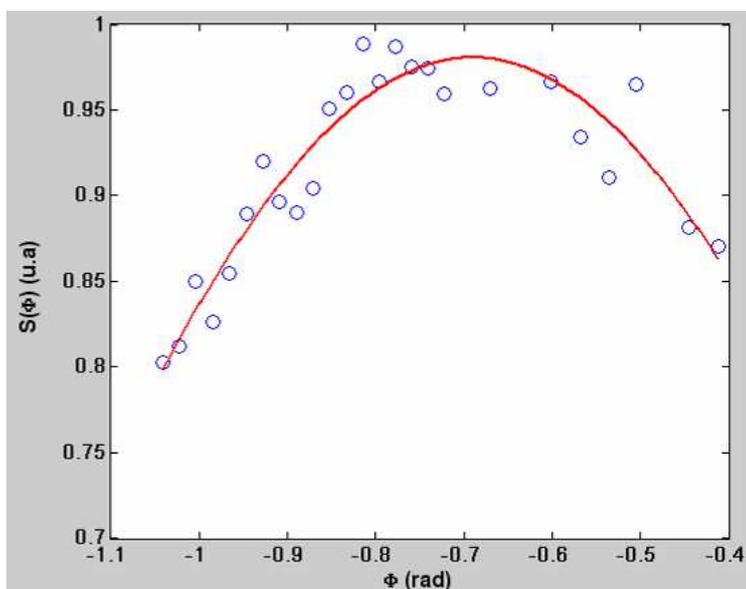


Figure 3-22 : Distribution angulaire de pulvérisation de la cible de molybdène

La cible de tantale :

La cible de tantale a été pulvérisée par des ions Ar^+ de 1,1 keV avec une incidence de 35° par rapport à la normale à la surface de la cible. Le dépôt se fait sous flux d'oxygène pour permettre la formation du Ta_2O_5 . Les mesures d'épaisseurs sur le diamètre horizontal sont présentées sur la Figure 3-23.

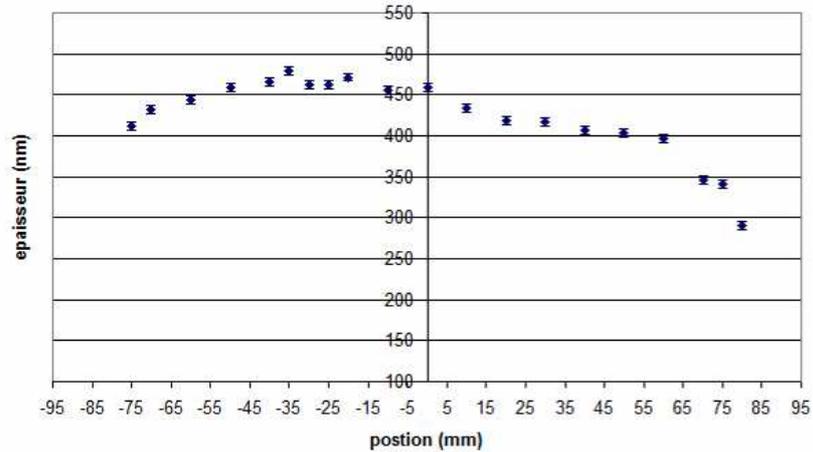


Figure 3-23 : Epaisseurs mesurées sur le diamètre horizontal

L'ajustement donne la loi de distribution angulaire suivante

$$S(\Phi) = 0,96 [\cos(\Phi + 0,63)]^{3,03}$$

La direction préférentielle de pulvérisation est d'environ 0,63 rad soit 36° par rapport à la normale à la source.

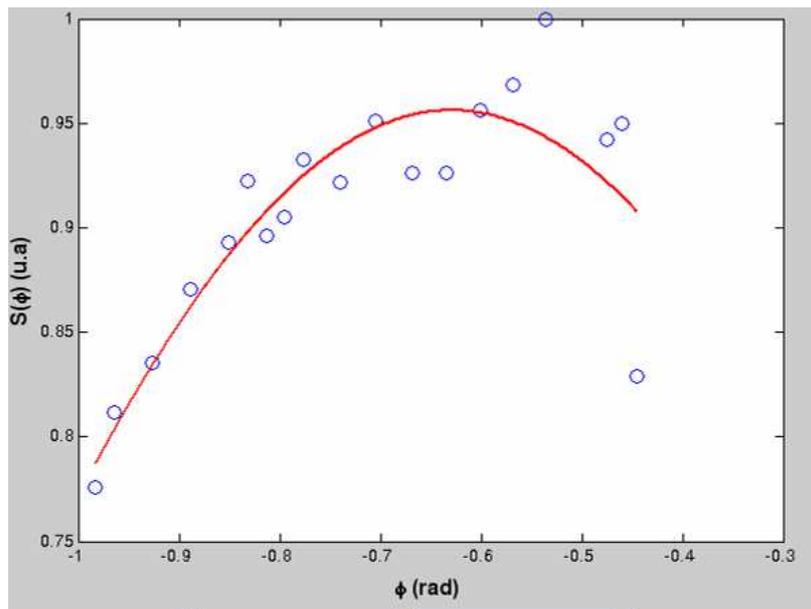


Figure 3-24 : Distribution angulaire de pulvérisation de la cible de tantale sous flux d'oxygène

3.2.4 Discussion

Le calcul de la distribution angulaire a une précision suffisante pour réaliser une étude qualitative sur la pulvérisation des cibles. Nous pouvons remarquer plusieurs analogies entre ces différents résultats. Tout d'abord, les paramètres C obtenus par ajustement, sont du même ordre de grandeur pour le silicium, le molybdène et le pentoxyde de tantale. Ces faibles écarts, d'environ 8%, nous permettent de penser que les lobes d'émission de ces matériaux sont comparables. Les directions privilégiées de pulvérisation du molybdène, du silicium et du pentoxyde de tantale sont elles aussi relativement proches.

Matériau	Particule	Energie	Angle	Paramètre C	Direction préférentielle
Si	Ar ⁺	0,5 keV	35°	3,06	45°
Mo	Ar ⁺	1,1 keV	35°	3,26	40°
Ta (sous flux O ₂)	Ar ⁺	1,1 keV	35°	3,03	36°

Tableau 3-1 : Tableau de synthèse des résultats de pulvérisation sur les cibles de silicium, de molybdène, ruthénium et de tantale.

Nous venons de voir que la pulvérisation réactive d'une cible de tantale présente de fortes similitudes avec les pulvérisations du silicium et du molybdène. C'est à ce titre que nous avons employé le Ta₂O₅ comme substitut pour réaliser les premières expériences à l'échelle 1:1. Il est évident que chaque matériau conserve ses propres particularités et qu'il sera impossible de transposer directement tous les résultats lors de l'utilisation des cibles métalliques. Néanmoins, il est question d'utiliser un matériau au comportement semblable afin de résoudre les problèmes de contrôle d'épaisseurs sur des substrats courbes de grandes dimensions.

3.3 Le faux miroir

3.3.1 Concept

Comme nous venons de le voir, les premières expériences à l'échelle 1:1, seront réalisées en pulvérisant du Ta₂O₅, afin d'effectuer une première approche sur le contrôle d'épaisseur pour des optiques courbes de grands diamètres. En effet tous les travaux réalisés au LMA jusqu'à maintenant concernaient des miroirs plans de 350 mm de diamètre. Il s'agit maintenant d'adapter les techniques pour traiter le miroir asphérique du collecteur EUV.

L'étude du flux de matière ainsi que les itérations pour le masquage demandent un nombre important d'expériences. Il serait trop coûteux d'utiliser un miroir pour chacune de ces étapes. Un moyen économique serait d'usiner un faux miroir asphérique sur lequel des témoins seraient fixés ([23]) et qui, par la suite seraient caractérisés indépendamment. Malheureusement la fabrication d'un tel support serait, ici aussi, trop onéreuse à cause du grand diamètre et de la flèche (Tableau 1-4) qui demande beaucoup de matière.

Caractéristiques	Dimension
Diamètre ouverture	500 mm
Excentricité	0,789
Grand axe 2a	1830,8mm
Petit axe 2b	1124,4 mm
Constante de conicité	-0,623
Flèche	95,4(81) mm

Tableau 3-2 : Données géométriques du miroir du collecteur

Nous avons donc opté pour une simple branche du miroir réalisée par cintrage et non par usinage. La courbure est vérifiée à l'aide d'un gabarit. Des lamelles couvre-objets de microscope optique de 100 µm d'épais, sont fixées sur la branche. Leur faible épaisseur permet d'épouser la courbure sans que les lamelles ne se cassent.

3.3.2 Réalisation

Pour réaliser notre faux miroir, qui n'est en fait qu'un diamètre, nous avons cintré une tôle de Dural de 7 cm de large et de 6 mm d'épais. La courbure a été contrôlée à l'aide d'un gabarit papier dessiné à partir de l'équation de l'ellipsoïde. La forme (Figure 3-25) ainsi obtenue n'est pas précisément celle du miroir mais elle s'en approche assez bien comme nous l'ont montré les expériences (cf. 3.5.2).



Figure 3-25 : Vue de profil de la tôle cintrée qui servira de branche pour le faux miroir

Pour maintenir la tôle en forme, nous avons placé un renfort qui sera utilisé comme support pour fixer la branche sur le porte-substrat (Figure 3-26).



Figure 3-26 : Vue de profil de la tôle cintrée avec renforts

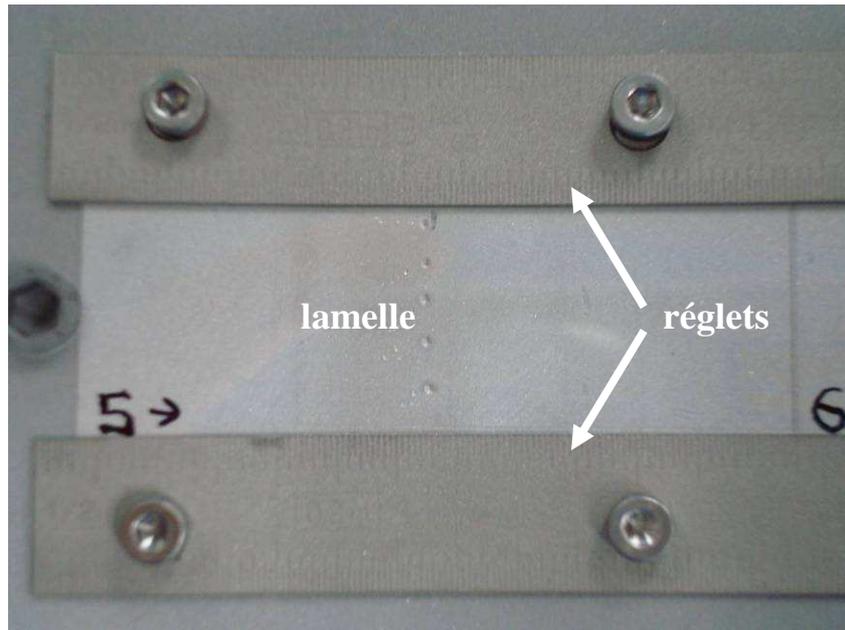


Figure 3-27 : Système de fixation des lamelles couvre-objet sur la branche

Les lamelles couvre-objet sont maintenues par des réglets qui viennent en contact sur la bordure des lamelles ce qui permet de les courber sans les casser. Enfin pour pouvoir fixer ce faux miroir sur le porte-substrat nous devons installer sous le renfort une entretoise où seront percés les points de fixation (Figure 3-28). Les positions sur la branche sont numérotées et les lamelles sont repérées lors du montage. Le faux rond de l'entretoise une fois montée, a été mesuré au comparateur et est inférieur au 1/10 de millimètre. Des poinçonnages sur le porte-substrat et sur l'entretoise permettent de toujours monter de la même manière le dispositif dans le bâti. Nous conservons, d'un dépôt à l'autre, les mêmes erreurs dues à l'imprécision du positionnement.

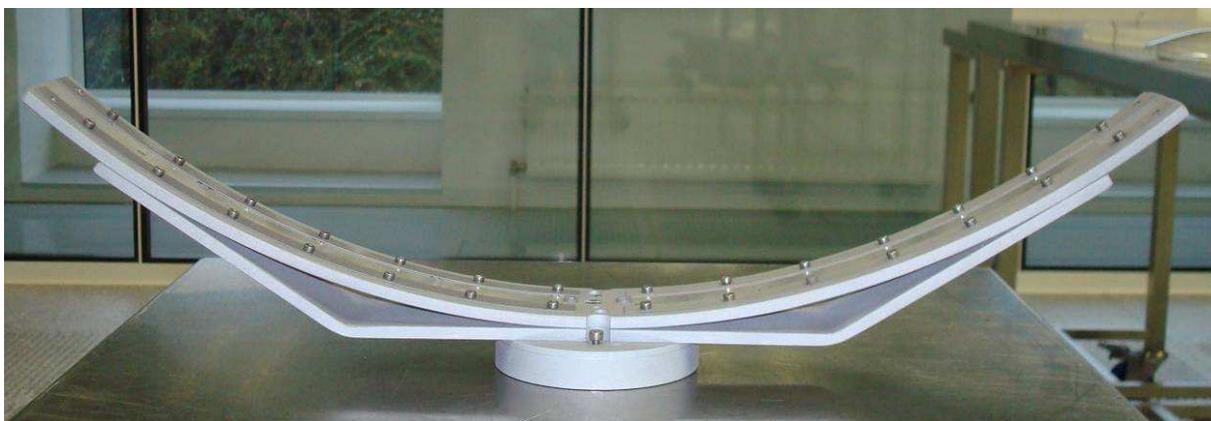


Figure 3-28 : Branche avec renforts, fixations des lamelles et entretoise

3.4 Mesures d'épaisseurs déposées sur les lamelles

3.4.1 Principe

Les dépôts de Ta₂O₅ sont effectués sur des lamelles de borosilicate. Nous effectuons des mesures tous les 10 mm sur chaque lamelle. Pour mesurer précisément l'épaisseur en chaque point, nous effectuons une mesure au spectrophotomètre en transmission avec un diaphragme de 4 mm de diamètre. Nous extrayons à partir du spectre la loi de dispersion optique du matériau ainsi que l'épaisseur de la couche. Le Ta₂O₅ est un matériau présentant une très faible absorption (coefficient d'extinction $\sim 10^{-7}$), nous négligerons donc l'absorption dans l'exploitation des spectres.

Pour plus de simplicité, nous considérerons que le matériau a le même indice optique en tout point de la couche et que seule l'épaisseur varie. Lors du dépouillement des spectres nous laisserons l'épaisseur comme seul paramètre à optimiser. L'indice optique sera donc déterminé une première fois puis considéré comme constant d'une expérience à l'autre.

3.4.2 Détermination de l'indice du Ta₂O₅

Nous utilisons dans une première étape, la méthode mise au point par Swanepoel et al. [24, 25] qui utilise les enveloppes supérieure et inférieure du spectre interférentiel pour calculer une loi d'indice (Figure 3-29).

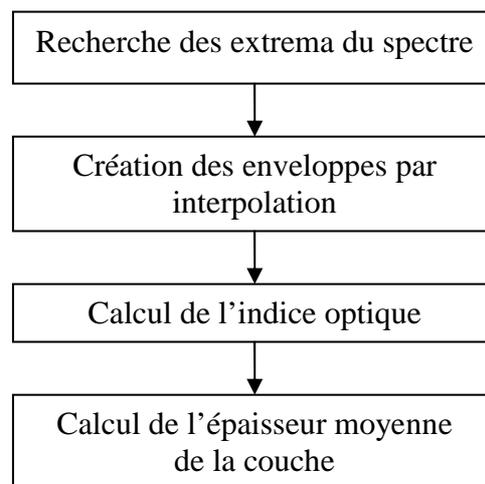


Figure 3-29 : Algorithme de calcul de l'indice optique à partir de la méthode de Swanepoel et al.

Nous utilisons l'interpolation polynomiale d'Hermite cubique par morceaux pour créer les enveloppes du spectre. Cette méthode présente moins d'oscillations que l'interpolation par spline cubique. Le calcul de l'indice s'effectue ensuite à l'aide des équations de Swanepoel :

$$n_{film} = \left[E + \left(E^2 - n_{air}^2 \cdot n_{sub}^2 \right)^{1/2} \right]^{1/2} \quad \text{Équation 3-6}$$

Où n_{film} est l'indice optique du film, n_{air} l'indice optique (supposé constant et égal à 1) de l'air et n_{sub} l'indice optique du substrat. E est un terme calculé à partir des valeurs à la même longueur d'onde des transmissions T_M et T_m des enveloppes supérieures et inférieures respectivement,

$$E = 2 \cdot n_{air} \cdot n_{sub} \cdot \frac{T_M - T_m}{T_M \cdot T_m} + \frac{n_{air}^2 + n_{sub}^2}{2} \quad \text{Équation 3-7}$$

Dans cette première étape nous évaluons également l'épaisseur du film à partir de l'expression suivante :

$$d_{film} = \frac{\lambda' \cdot \lambda''}{2 \cdot (\lambda' \cdot n_{film}'' - \lambda'' \cdot n_{film}') } \quad \text{Équation 3-8}$$

Les symboles ' et '' désignent deux maxima ou minima adjacents. Nous retiendrons la moyenne des valeurs de d_{film} pour la suite du calcul. A partir des valeurs d'indice optique que nous venons de calculer, nous effectuons un ajustement suivant une loi de Cauchy d'ordre 4 :

$$n_{film} = A_n + \frac{B_n}{\lambda^2} + \frac{C_n}{\lambda^4} \quad \text{Équation 3-9}$$

Nous optimisons ensuite le spectre théorique T_{sim} par rapport au spectre expérimental T_{exp} en minimisant la fonction de mérite χ^2 suivante :

$$\chi^2 = \sum_i \left[T_{exp}(\lambda_i) - T_{sim}(\lambda_i, A_n, B_n, C_n, d_{film}) \right]^2 \quad \text{Équation 3-10}$$

Les paramètres de départ pour l'optimisation sont les coefficients de la loi de Cauchy et de l'épaisseur moyenne déterminés précédemment. La transmission théorique d'un film non absorbant T_{sim} sur un substrat transparent, est calculée à partir de la formule [26] :

$$T_{sim} = \left(\frac{1}{T_a} + \frac{1}{T_b} - 1 \right)^{-1} \quad \text{Équation 3-11}$$

Avec T_a la transmission du multicouche calculée avec le formalisme matriciel et T_b la transmission substrat-air, définis par (les paramètres B et C sont définis dans la partie I)

$$T_a = \frac{4 \cdot n_{air} \cdot n_{sub}}{(n_{air} \cdot B + C) \cdot (n_{air} \cdot B + C)} \quad \text{Équation 3-12}$$

$$T_b = \frac{4.n_{air}.n_{sub}}{(n_{air} + n_{sub})^2} \quad \text{Équation 3-13}$$

Nous prenons en compte ici des réflexions et transmissions incohérentes qui ont lieu aux interfaces du substrat épais transparent (Figure 3-30).

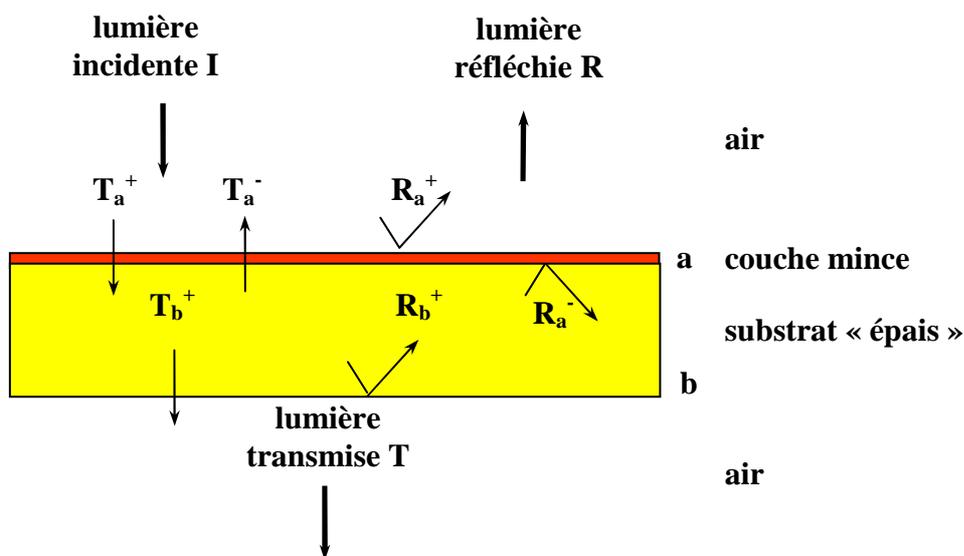


Figure 3-30 : Schéma des réflexions et des transmissions d'une couche sur un substrat épais transparent

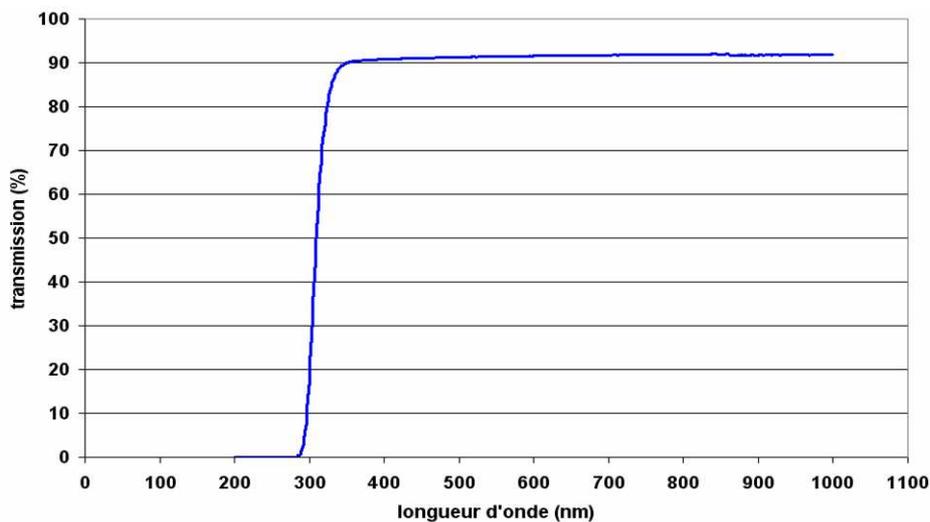


Figure 3-31 : Spectre en transmission d'une lamelle de borosilicate vierge

Ce calcul n'est valable que pour un substrat non absorbant. Le spectre en transmission d'une lamelle de borosilicate vierge qui servira de substrat dans nos expériences (Figure 3-31) présente une transmission quasi-constante de 400 nm à 1000 nm. En dessous de 350 nm, la

transmission décroît rapidement à cause de la forte absorption, pour atteindre 0% à 200 nm. Nous travaillerons donc sur l'intervalle 400-1000 nm pour pouvoir négliger l'absorption du substrat. D'autre part nous négligerons la dispersion de l'indice du substrat sur cet intervalle et nous prendrons comme indice optique $n_{\text{sub}} = 1,526$. Cette valeur est calculée à partir de la transmission moyenne sur 400-1000 nm.

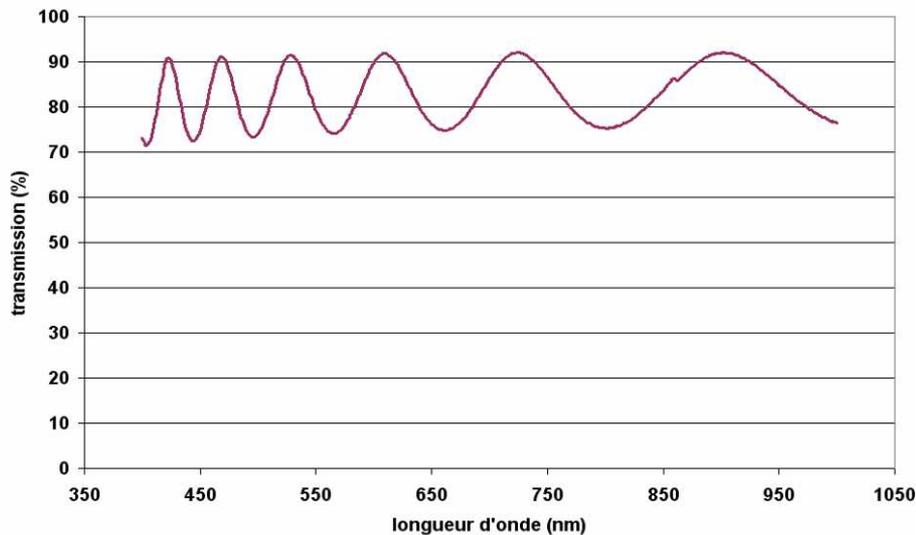


Figure 3-32 : Spectre en transmission d'une monocouche de Ta_2O_5 déposée sur une lamelle de borosilicate. L'anomalie aux alentours de 860 nm correspond au changement de réseau dans le spectrophotomètre.

Nous avons donc réalisé un premier dépôt de Ta_2O_5 d'environ 800 nm sur une lamelle de borosilicate que nous avons caractérisé au spectrophotomètre en transmission. Le spectre obtenu est présenté sur la Figure 3-32. Une première estimation de l'indice optique par la méthode de Swanepoel est présentée sur la Figure 3-33. L'épaisseur de la couche calculée à l'aide de cette méthode est de 902,47 nm. La fonction de Cauchy associée à l'indice optique est ici :

$$n_{film} = 2,0494 + \frac{8,312 \cdot 10^3}{\lambda^2} + \frac{1,3483 \cdot 10^9}{\lambda^4} \quad \text{Équation 3-14}$$

La transmission calculée à partir de ces premiers résultats n'est pas en très bonne corrélation avec le spectre expérimental comme nous pouvons le voir sur la Figure 3-34. Les niveaux d'intensité des extrema sont comparables mais leurs positions sont décalées. Cela s'explique par le fait que nous utilisons une valeur moyenne pour l'épaisseur du film. Toutefois cela donne d'excellents paramètres de départ pour l'optimisation sur tout le spectre.

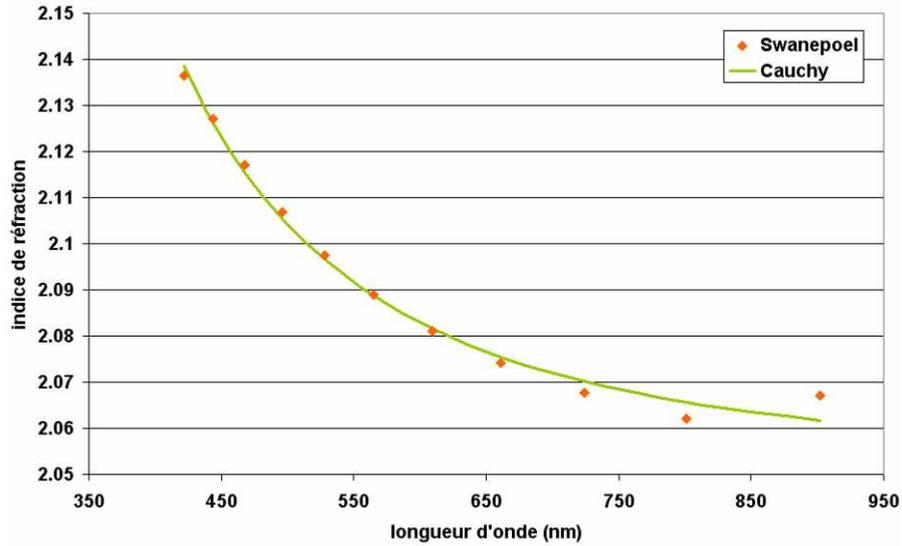


Figure 3-33 : Indice de réfraction du Ta₂O₅ obtenu par la méthode de Swanepoel et ajustement en loi de Cauchy associée.

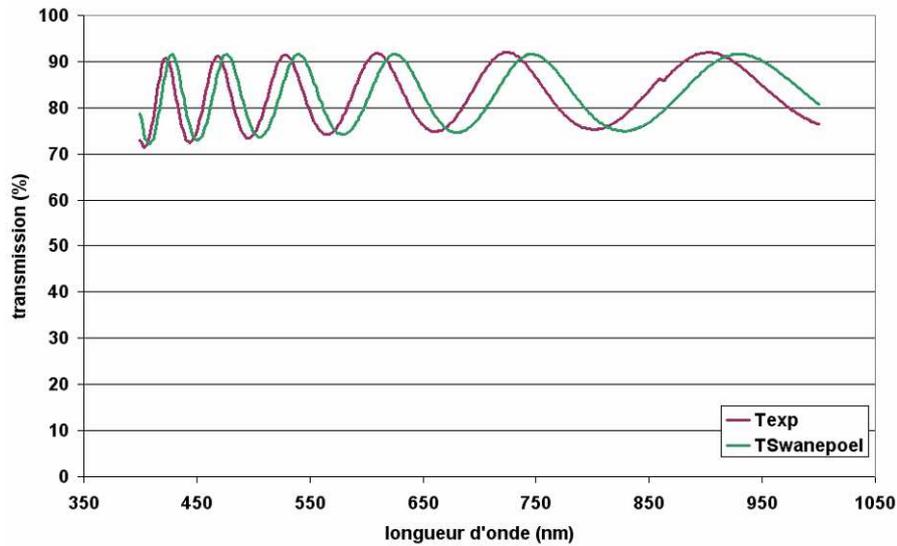


Figure 3-34 : Spectres en transmission expérimental et calculé à partir des résultats de la méthode de Swanepoel

L'optimisation de l'indice et de l'épaisseur en travaillant sur tout le spectre, est effectuée suivant l'algorithme du Simplex [27]. La transmission expérimentale et la transmission optimisée sont montrées sur la Figure 3-35. La corrélation entre les deux spectres est excellente. L'épaisseur de la couche est estimée à 880,96 nm et la loi de Cauchy de l'indice optique est

$$n_{film} = 2,02029 + \frac{1,5955 \cdot 10^4}{\lambda^2} + \frac{1,5754 \cdot 10^9}{\lambda^4} \quad \text{Équation 3-15}$$

C'est donc cette loi d'indice que nous prendrons par la suite pour déterminer l'épaisseur lors des dépôts sur le faux miroir.

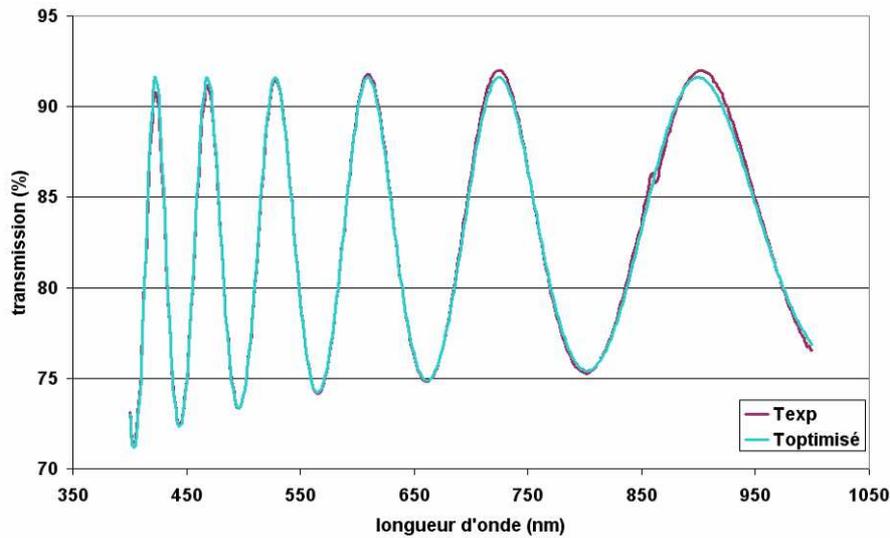


Figure 3-35 : Spectres expérimental et optimisé par la méthode du Simplex

3.4.3 Mesures d'épaisseurs

Comme il a déjà été signalé précédemment, lors du dépouillement des spectres, la loi d'indice est maintenue constante et l'ajustement entre le spectre expérimental et celui calculé se fait seulement avec l'épaisseur de la couche.

Après le démontage, certaines lamelles se déforment à cause des contraintes mécaniques présentes dans la couche. Il peut s'ensuivre une légère déviation de faisceau sur le détecteur ce qui modifie le niveau d'intensité et rend délicat le calcul de l'épaisseur avec la méthode précédente. Nous allons travailler sur les positions des extrema en remplaçant la fonction de mérite précédente par :

$$\chi^2 = \sum_i \left[\lambda_i^{M \text{ exp}} - \lambda_i^{M \text{ théo}} \right]^2 + \sum_i \left[\lambda_i^{m \text{ exp}} - \lambda_i^{m \text{ théo}} \right]^2 \quad \text{Équation 3-16}$$

Où $\lambda_i^{M \text{ exp}}$, $\lambda_i^{M \text{ théo}}$ sont respectivement les positions des maxima mesurés et théoriques et où $\lambda_i^{m \text{ exp}}$, $\lambda_i^{m \text{ théo}}$ sont respectivement les positions des minima mesurés et théoriques. La minimisation de cette fonction se fait ici aussi en optimisant l'épaisseur de la couche. Une première évaluation de l'épaisseur est effectuée par la méthode de Swanepoel (Figure 3-29). Les valeurs d'indice ne sont pas exploitées. La valeur de l'épaisseur est introduite dans

3.4 Les mesures d'épaisseurs déposées sur les lamelles

l'algorithme du Simplex et sert de point de départ à l'optimisation. La transmission théorique est calculée de la même manière que dans la section 3.4.2.

Nous avons développé un programme sous Matlab nous permettant de calculer rapidement les indices et/ou les épaisseurs à partir des fichiers ASCII fournis par le spectrophotomètre.

3.5 Mesures de dépôts statiques

3.5.1 Les 4 axes de mesures

Nous avons réalisés 4 dépôts avec la branche orientée dans 4 directions différentes (horizontale, verticale et les deux diagonales) (Figure 3-36) pour pouvoir estimer le dépôt qui se réaliserait sur le vrai miroir en statique. Cette mesure nous permet de connaître le profil d'épaisseur à corriger pour réaliser le gradient d'épaisseur désiré.

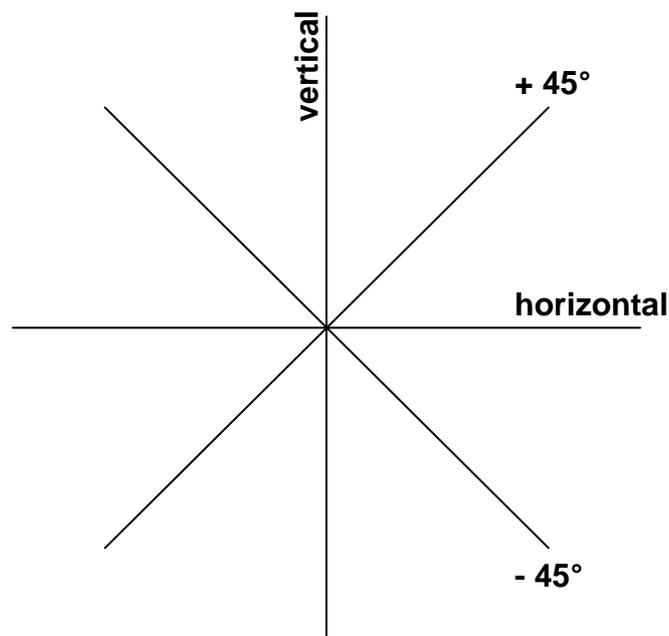


Figure 3-36 : Orientation, vue des cibles, de la branche sur la porte du bâti de dépôt pour les mesures de dépôts statiques

Les mesures d'épaisseurs sont présentées ci-dessous. Nous voyons à partir des résultats de la direction horizontale et des 2 diagonales (Figure 3-37, Figure 3-39, Figure 3-40) que le flux de matière n'est pas symétrique par rapport à l'axe de la branche. Les épaisseurs déposées présentent une forte asymétrie avec un dépôt plus important sur la « gauche » du substrat. Ce résultat a été confirmé à posteriori par les mesures des microbalances à quartz. Le dépôt en position verticale (Figure 3-38) quant à lui, présente une symétrie par rapport au plan horizontal. Cette symétrie se retrouve dans les mesures à -45° et $+45^\circ$. Nous avons comparé les épaisseurs normalisées dans les deux cas et les valeurs sont très proches avec des écarts absolus inférieurs à 2% (Figure 3-41). Nous pouvons considérer que le profil statique possède une symétrie par rapport au plan horizontal.

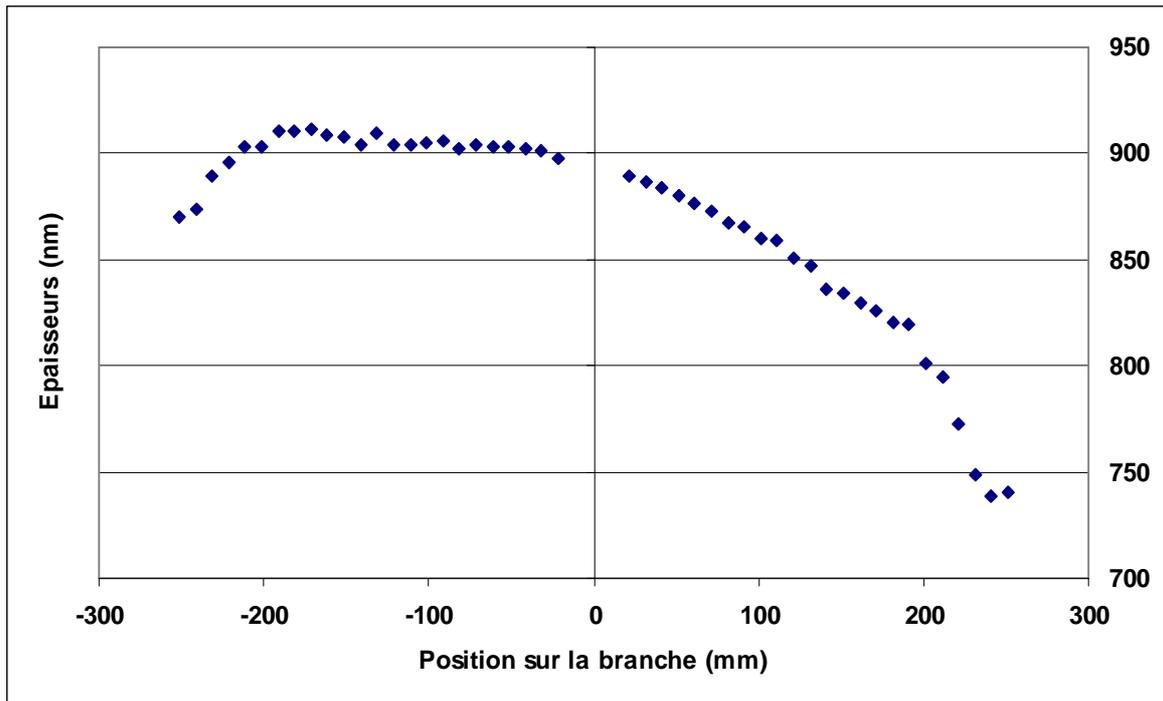


Figure 3-37 : Mesures d'épaisseurs sur la branche en orientation horizontale. La position sur la branche correspond à l'abscisse curviligne.

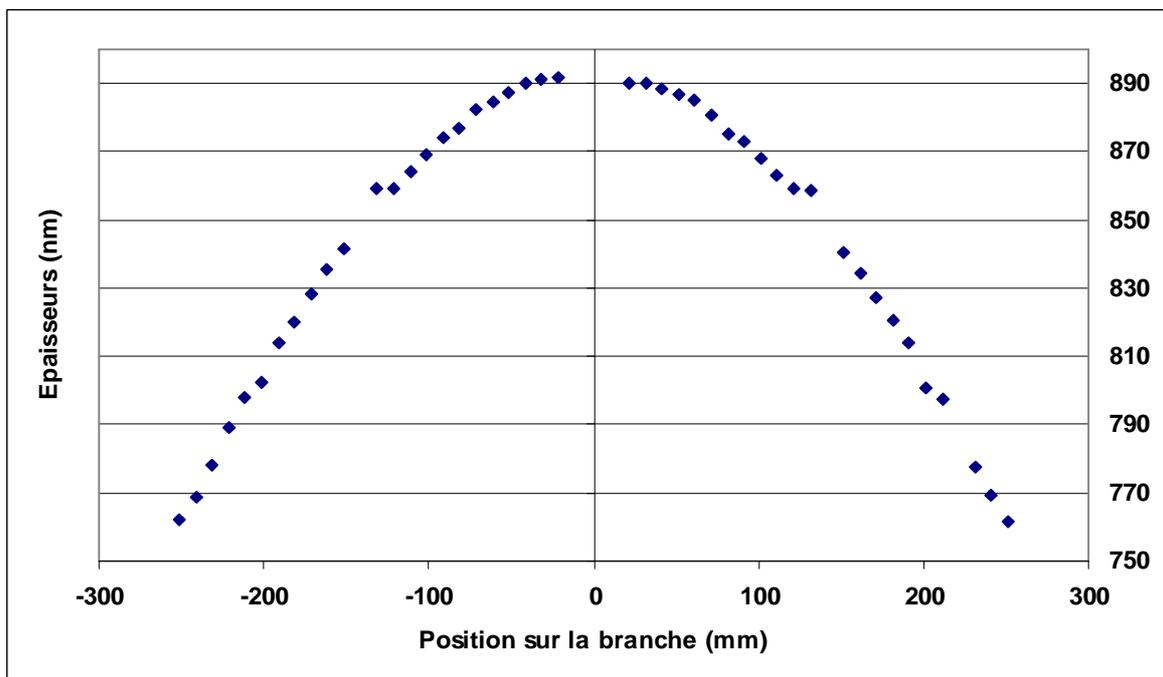


Figure 3-38 : Mesures d'épaisseurs sur la branche en orientation verticale. La position sur la branche correspond à l'abscisse curviligne.

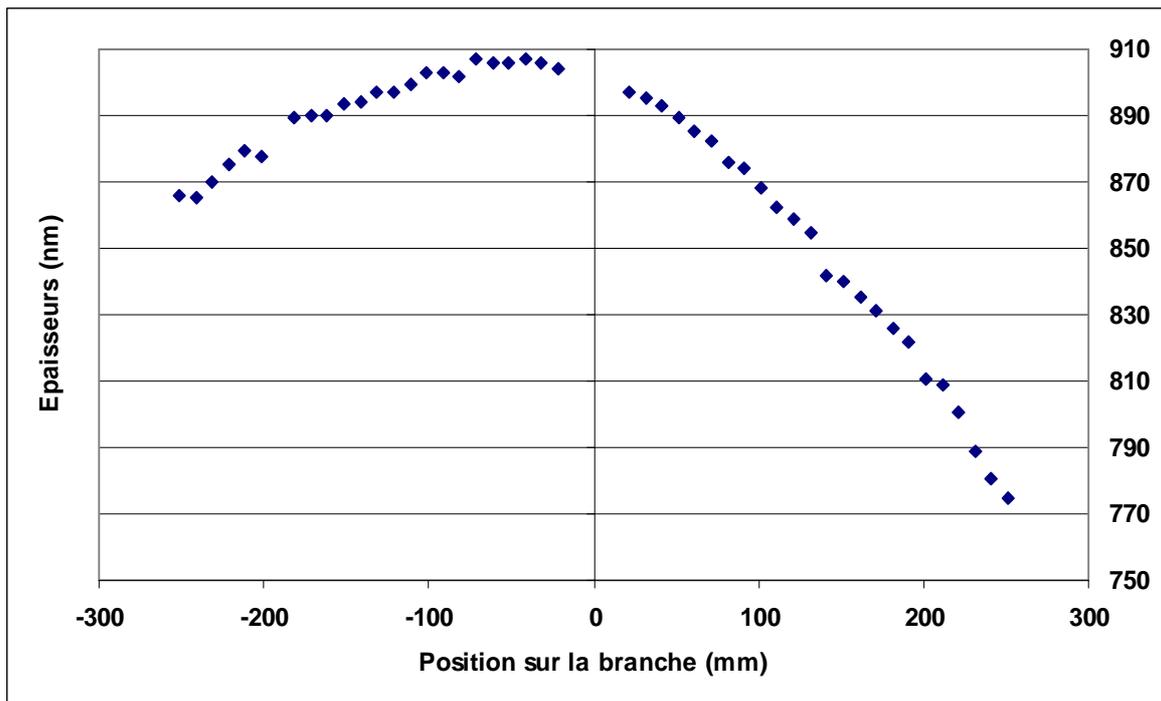


Figure 3-39 : Mesures d'épaisseurs sur la branche en orientation -45° . La position sur la branche correspond à l'abscisse curviligne.

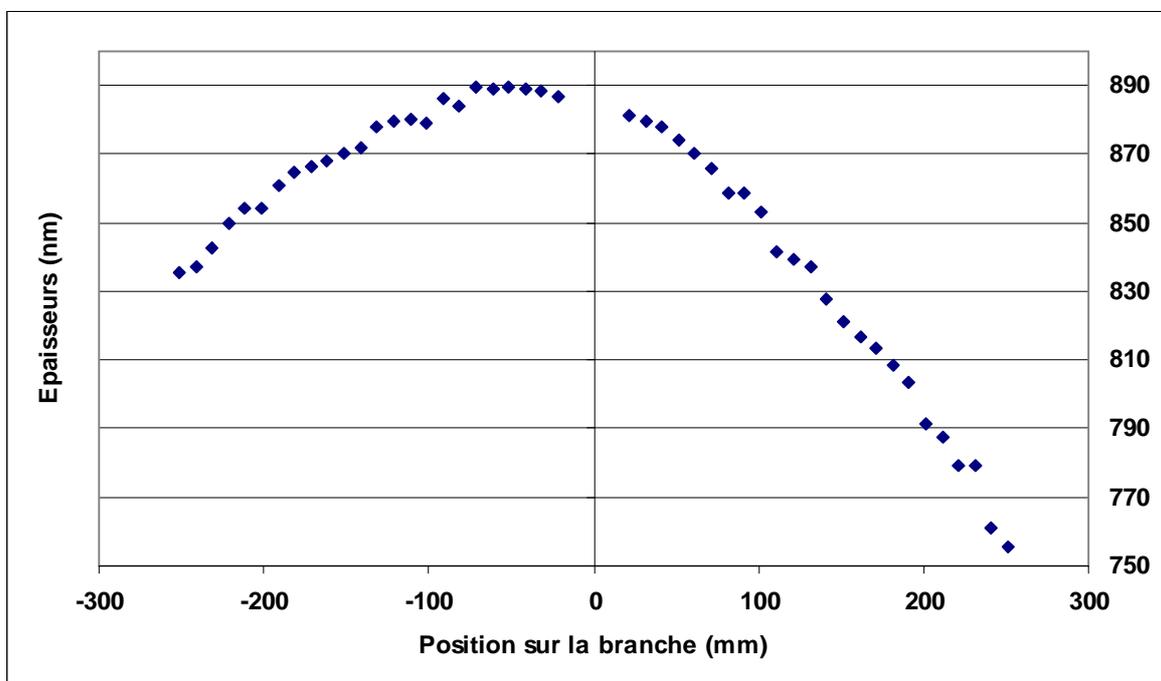


Figure 3-40 : Mesures d'épaisseurs sur la branche en orientation $+45^\circ$. La position sur la branche correspond à l'abscisse curviligne.

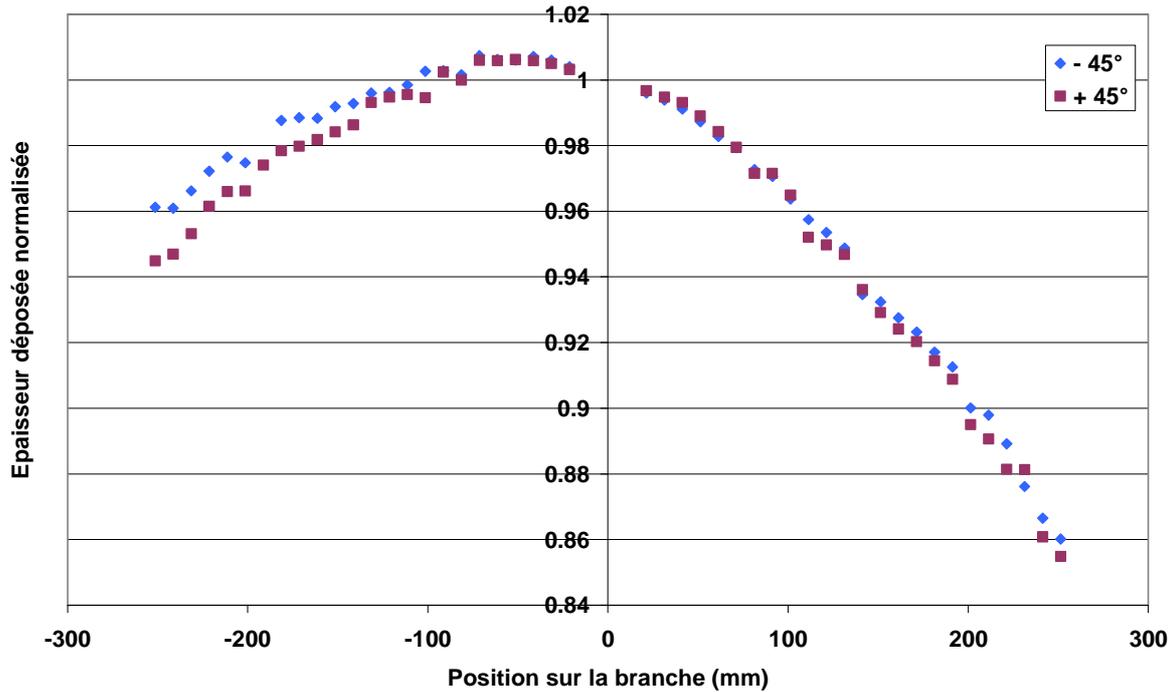


Figure 3-41 : Comparaison entre les épaisseurs normalisées à -45° et $+45^\circ$. La position sur la branche correspond à l'abscisse curviligne.

Les épaisseurs déposées au centre pour les 4 expériences peuvent varier quelque peu car le contrôle du dépôt est fait au temps, cependant les écarts sont inférieurs à 2%. Pour plus de clarté, nous normaliserons chaque résultat par rapport à l'épaisseur au centre, seul point commun aux 4 directions. La cartographie complète de l'émittance est calculée par interpolation spline cubique 2D des profils normalisés (Figure 3-42). Nous voyons clairement l'ex-centrage du profil statique. Les variations d'épaisseurs peuvent atteindre près de 20%.

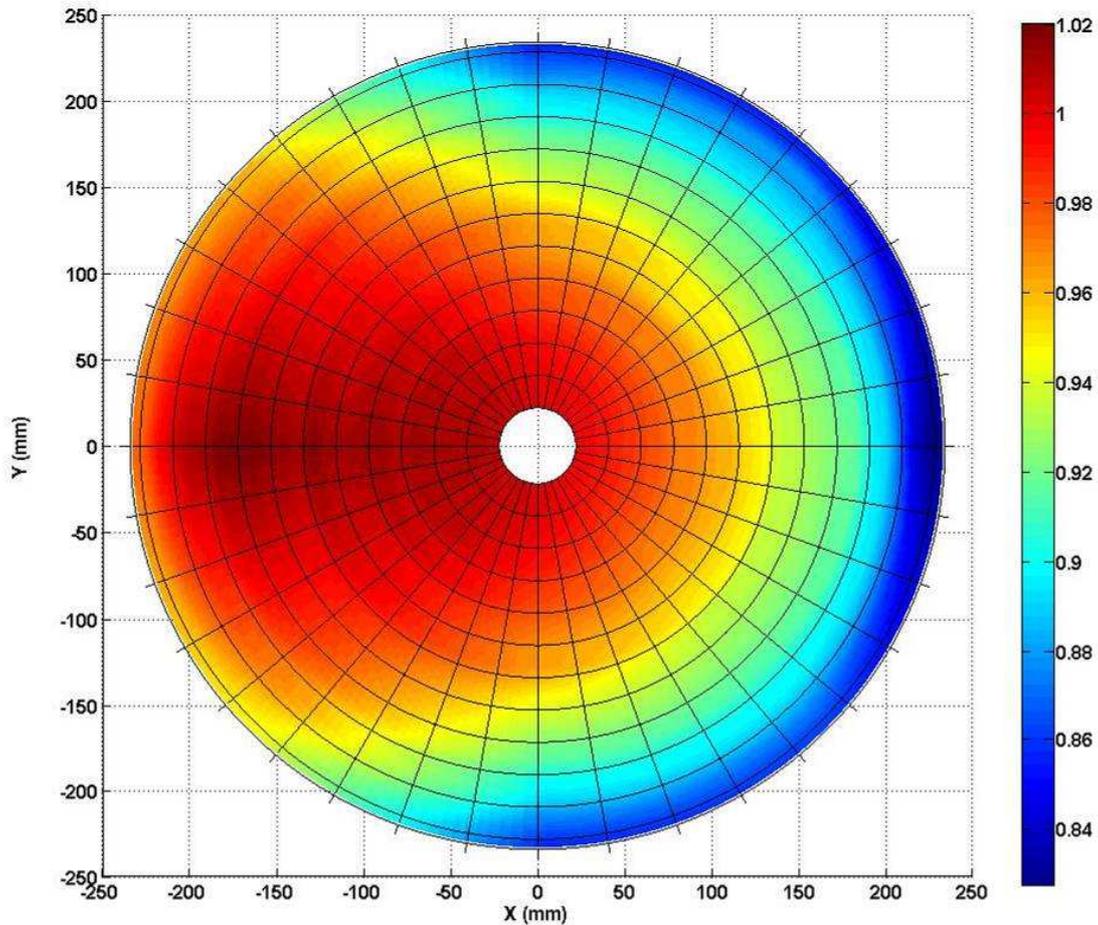


Figure 3-42 : Epaisseur normalisée déposée en statique sur le miroir. Les coordonnées correspondent à la projection du miroir dans le plan du porte-substrat

3.5.2 Validation de la monture et du principe

Le profil statique présenté plus haut, est en grande partie interpolé à partir des mesures des 4 directions. Nous nous proposons ici de vérifier la validité de ce profil calculé en réalisant un dépôt sur la branche en rotation. Nous comparerons ces résultats par la suite avec les épaisseurs calculées à partir du profil statique $e_{\text{statique}}^{\text{normalisée}}$ (Figure 3-42) et de la forme théorique du miroir. Pour le profil calculé $e_{\text{calculée}}$, nous avons intégré pour chaque hauteur optique h , l'épaisseur du profil statique $e_{\text{statique}}^{\text{normalisée}}$ de 0 à 2π , simulant ainsi la rotation du substrat

$$e_{\text{calculée}}(h) = \int_0^{2\pi} e_{\text{statique}}^{\text{normalisée}}(h, \theta) \cdot d\theta \quad \text{Équation 3-17}$$

Par définition, le profil calculé est symétrique car nous considérons un ellipsoïde parfait pour le miroir. Les deux profils sont représentés sur la Figure 3-43. L'écart relatif entre ces deux

profils est montré sur la Figure 3-44. Les différences sont très faibles ($< 1,50\%$) et proviennent de l'imperfection du cintrage. Toutefois au vue de ces résultats, le faux miroir peut-être considéré comme très proche de l'ellipsoïde théorique.

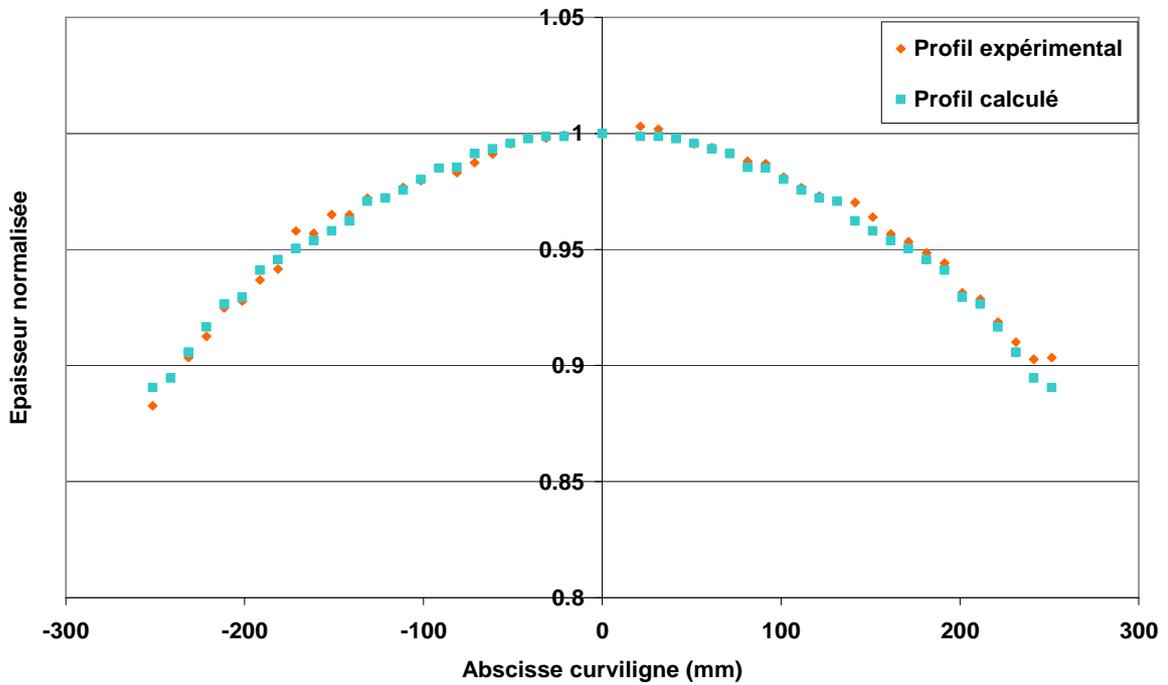


Figure 3-43 : Profils d'épaisseurs normalisés expérimental et calculé lors d'un dépôt en rotation.

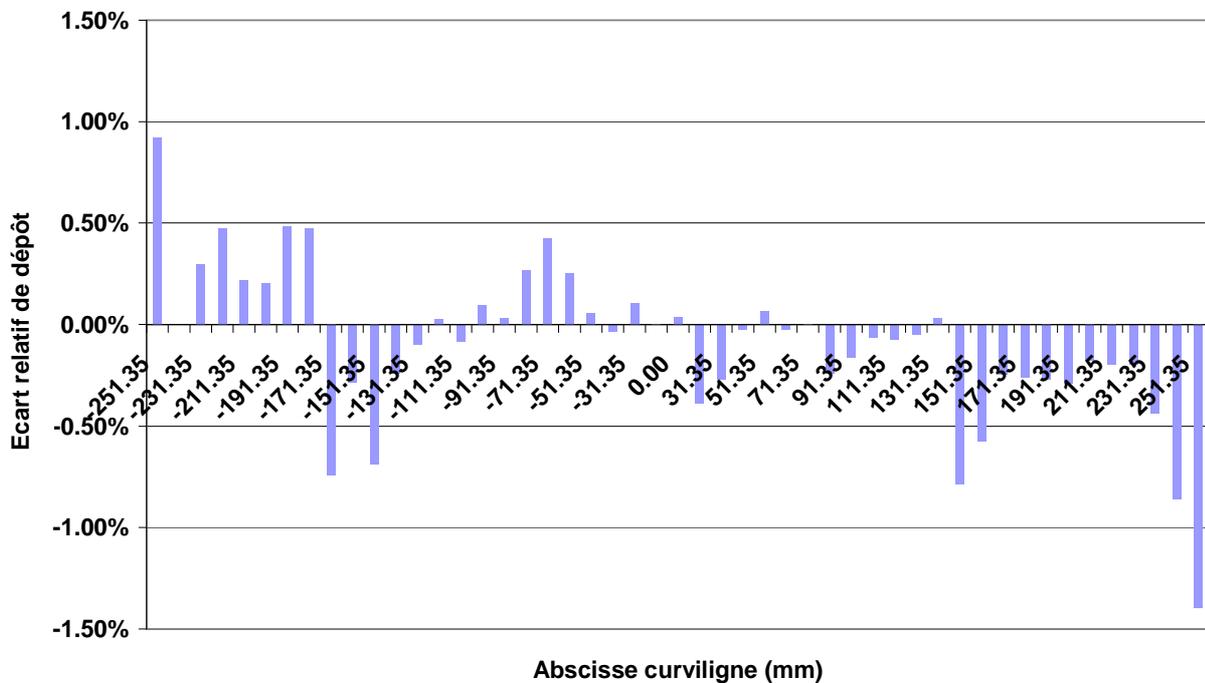


Figure 3-44 : Ecart relatif entre les profils expérimental et calculé en fonction de l'abscisse curviligne

En conclusion, cette expérience nous permet de valider la méthode expérimentale de calcul du profil statique. Le profil statique calculé par interpolation à partir des mesures ponctuelles, permet de prédire précisément les épaisseurs déposées lors d'un dépôt en rotation. Nous avons également pu montrer la qualité de la monture avec des résultats très proches de ceux prédits pour un ellipsoïde parfait. Nous pouvons désormais calculer le premier masque à partir de ce profil d'épaisseur.

3.6 Calcul et fabrication du premier masque d'uniformité

3.6.1 Calcul du premier masque

Comme il a été expliqué précédemment (cf. 3.1.1.4), la méthode prévoit un masque unique (Figure 3-45). Le masque est supposé infiniment proche de la surface du substrat. Cependant ce n'est pas vérifié expérimentalement car il est indispensable de laisser un espace entre le miroir et le substrat pour éviter tout endommagement de sa surface. D'autre part le masque doit être fin pour limiter l'ombrage tout en épousant au mieux la forme du substrat. L'usinage dans la masse à l'aide d'une machine à commandes numériques 4 ou 5 axes permettrait de le fabriquer, mais les coûts de matière seraient trop importants.

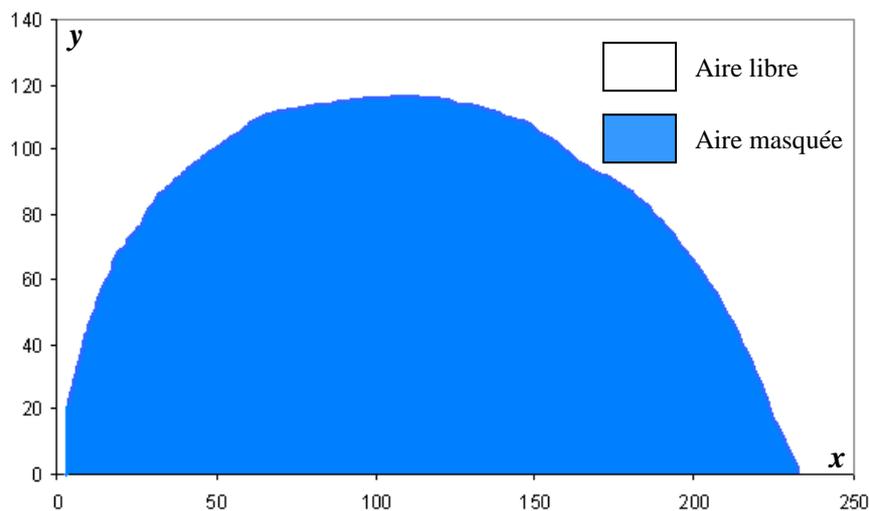


Figure 3-45: Masque classique (les cotes sont données en mm)

La courbure du masque sera donc réalisée par cintrage. Nous voyons apparaître un nouveau problème : le substrat en rotation aura une symétrie pseudo sphérique et le masque une symétrie cylindrique car il est impossible de le cintrer dans les 2 directions. Des risques de collisions se posent si le masque est trop près du substrat. Les dimensions du masque classique sont trop importantes pour permettre de s'approcher suffisamment près. La Figure 3-46 montre ce qui arrive avec un masque trop large courbé dans une seule dimension. Si le masque et le miroir sont trop proches, le contour peut entrer en contact, et endommager, le masque et/ou la surface du miroir.

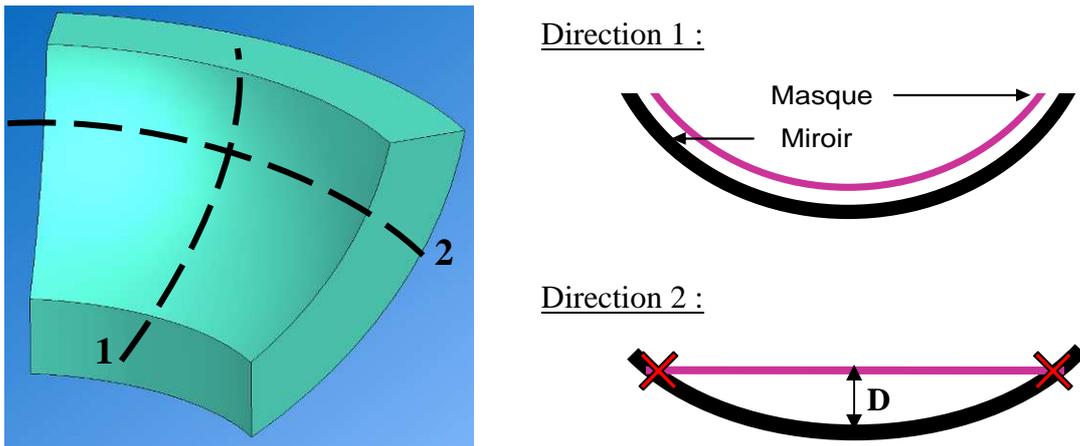


Figure 3-46 : Vues en coupe d'un miroir et d'un masque. L'illustration de gauche montre les directions de coupes et celles de droite représentent les coupes du miroir et du masque. Les croix rouges symbolisent les zones de contact entre le masque et le substrat. D indique la distance d'approche du masque.

Pour une distance d'approche de 2 mm, nous avons calculé la distance entre le contour du masque et la surface du substrat en fonction de la hauteur optique sur le miroir (Figure 3-47). Quasiment la totalité du masque touche la surface du miroir. Il faudrait éloigner le masque de près de 2 cm pour éliminer ce phénomène mais le masquage perd alors toute son efficacité.

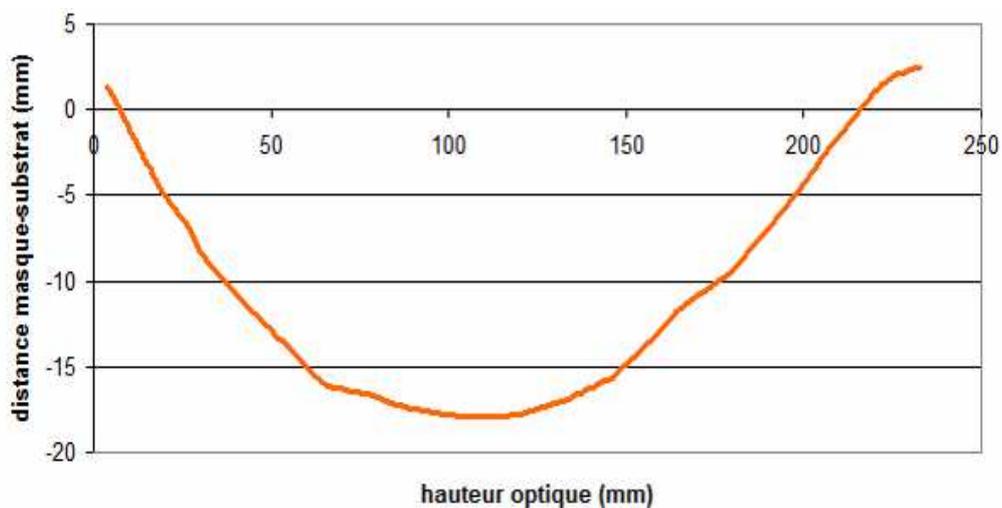


Figure 3-47 : Distance entre le contour du masque et le substrat pour une distance d'approche de 2 mm. Les hauteurs optiques pour lesquelles la distance est négative, indiquent les collisions entre le substrat et le miroir.

Pour éliminer ce phénomène, nous avons donc envisagé de symétriser le masque. Il ne s'agit en fait que d'une modification dans la fonction de calcul du contour du masque (cf. 3.1.3), il suffit de résoudre la nouvelle équation en θ suivante

$$e(r) = \frac{\int_{\theta}^{2\pi-\theta} e_{stat}(r, \omega) . d\omega}{\int_0^{2\pi} e_{stat}(r_{max}, \omega) . d\omega} . e(r_{max}) \quad \text{Équation 3-18}$$

où e_{stat} est le profil statique, r est le rayon, ω est l'angle et r_{max} est le rayon correspondant à l'épaisseur maximale désirée.

Le masque ainsi obtenu est représenté sur la Figure 3-48. La largeur globale du masque est comparable à celle du masque unique mais le cintrage s'effectuant suivant le plan de symétrie du pétale il peut mieux épouser la forme courbe du substrat. Si nous calculons la distance entre le contour et le substrat pour une distance d'approche de 2 mm (Figure 3-49), il persiste toujours des zones de contacts.

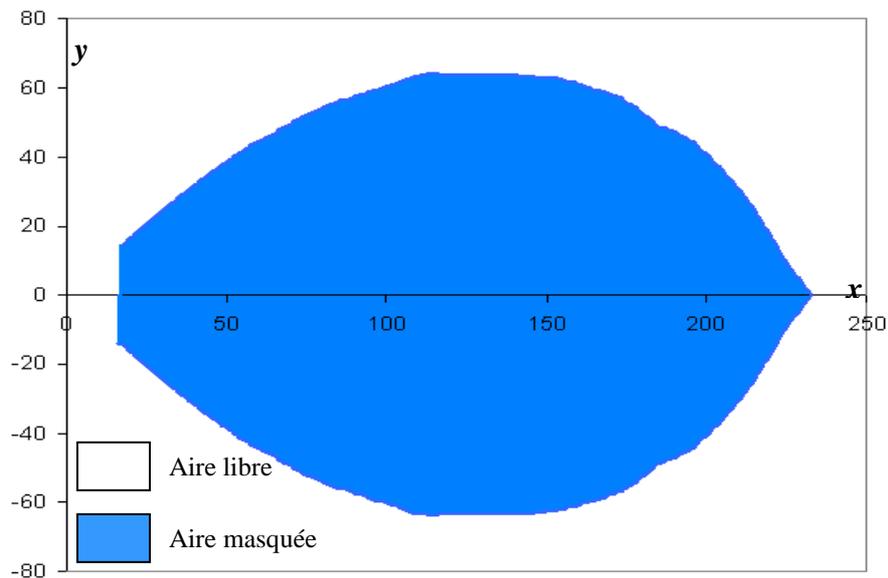


Figure 3-48 : Masque unique symétrique (les cotes sont données en mm)

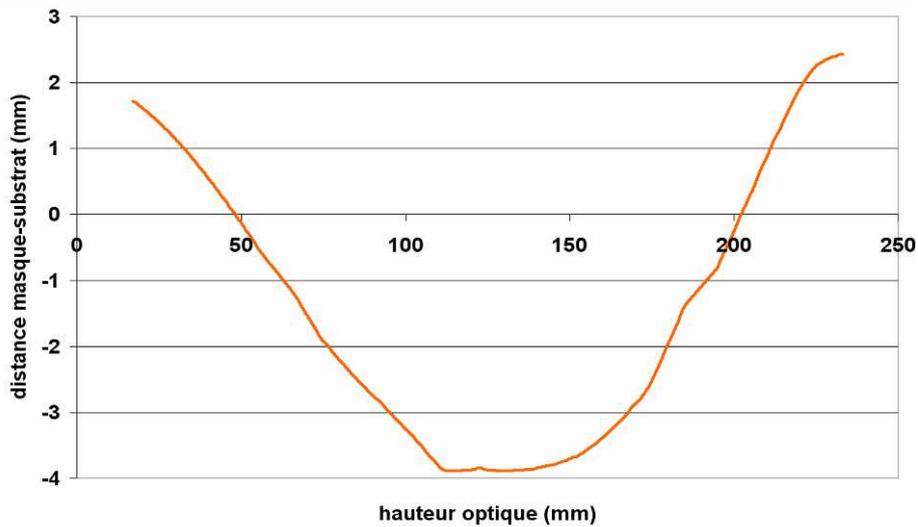


Figure 3-49 : Distance entre le contour du masque et le substrat pour une distance d’approche de 2 mm. Les hauteurs optiques pour lesquelles la distance est négative, indiquent les collisions entre le substrat et le miroir.

Le masque symétrique n’étant pas suffisant, avons songé à diviser le masque en plusieurs pétales. Nous avons calculé plusieurs types de masques à 2, 3 et 4 pétales symétriques. L’équation en θ à résoudre pour le calcul d’un masque à N pétales symétriques est

$$e(r) = \sum_{k=1}^N \left(\int_{\frac{2(k-1)\pi}{N+\theta}}^{\frac{2k\pi}{N}-\theta} e_{stat}(r, \omega) d\omega \right) \cdot \frac{e(r_{max})}{\int e_{stat}(r_{max}, \omega) d\omega} \quad \text{Équation 3-19}$$

Pour choisir le masque le plus performant nous avons calculé la distance d’approche D minimale permise par le masque. Les valeurs sont regroupées dans le Tableau 3-3. Sans surprise, c’est le masque à 5 pétales symétriques qui permet de s’approcher au plus près de la surface du substrat ($D < 0,2$ mm). Cependant les 5 pétales augmentent la complexité du support ainsi que les erreurs d’usinage et de positionnement. Nous nous limiterons à 4 pétales.

<u>Type de masque</u>	<u>Largeur (mm)</u>	<u>Distance minimale (mm)</u>
Classique	116,51	19,53
Unique et symétrique	127,82	5,89
Double pétales symétriques	63,88	1,38
Triple pétales symétriques	43,22	0,57
Quadruple pétales symétriques	32,46	0,27
Quintuple pétales symétriques	26,02	0,17

Tableau 3-3 : Largeur d’un pétale et distance minimale d’approche pour différents masques

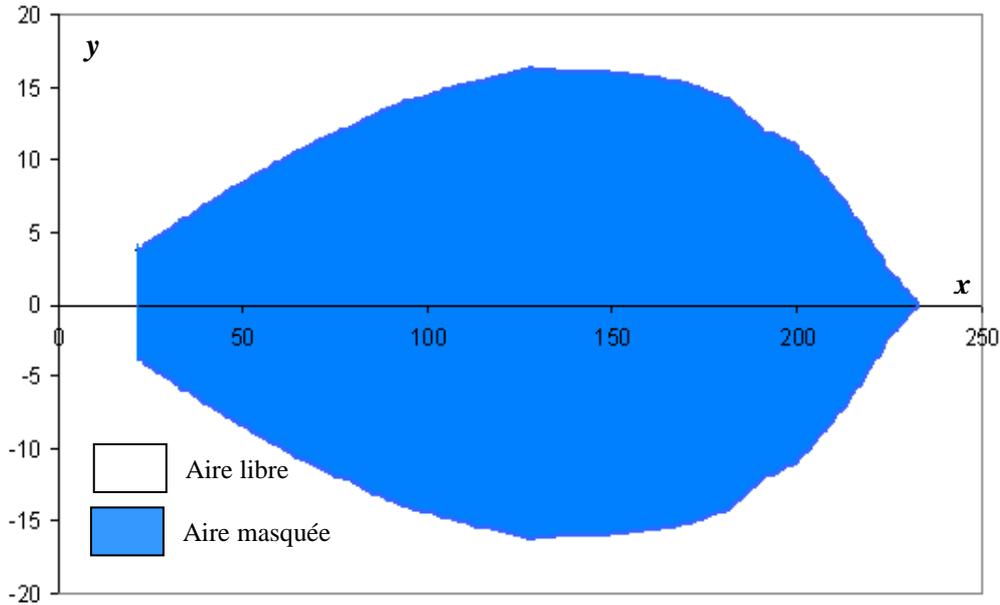


Figure 3-50 : Pétale du masque à 4 pétales symétriques (les cotes sont données en mm).

3.6.2 Fabrication du masque

Lors du calcul des masques, nous ne tenons compte que de la hauteur optique sur le miroir et de l'angle de masquage θ . Les masques obtenus sont donc plans. Pour pouvoir les approcher le plus possible de la surface du substrat, il est nécessaire de les cintrer ce qui demande au préalable une transformation des coordonnées x du masque. D'après la Figure 3-51 il suffit de calculer l'abscisse curviligne L pour un point $x=a$ à partir de la relation suivante

$$L = \int_0^a \sqrt{1 + \left(\frac{\partial f(x)}{\partial x}\right)^2} . dx \quad \text{Équation 3-20}$$

où $f(x)$ est l'expression analytique de l'ellipse.

Les pétales sont usinés à la commande numérique dans une tôle de Dural de 1mm d'épaisseur puis fixés sur des branches, elles aussi usinées à la commande numérique, qui suivent l'équation de l'ellipse théorique. L'assemblage du masque est montré sur la Figure 3-52. Cette structure permet de conserver un support rigide (les branches) sur lesquelles il est possible de fixer les masques successifs (pétales) correspondant aux différentes étapes d'optimisation (Figure 3-17).

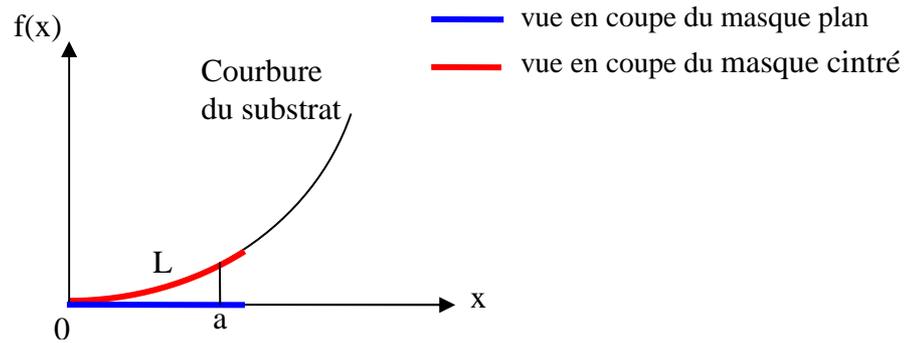


Figure 3-51 : Le masque calculé est plan (trait bleu) mais il est nécessaire de le cintrer pour qu'il suive la courbure du substrat (trait rouge).

L'un des points essentiels dans cette technique de masquage est l'alignement des axes du substrat et du masque. Nous profitons du trou central de 40 mm de diamètre pour y placer un axe qui permettra de maintenir le masque. Pour garder le masque immobile pendant que le substrat tourne, l'axe est fixé sur un roulement conique logé dans l'entretoise du faux miroir. Le masque et le substrat sont ainsi alignés et le substrat peut tourner indépendamment du masque une fois installé dans le bâti (Figure 3-53).

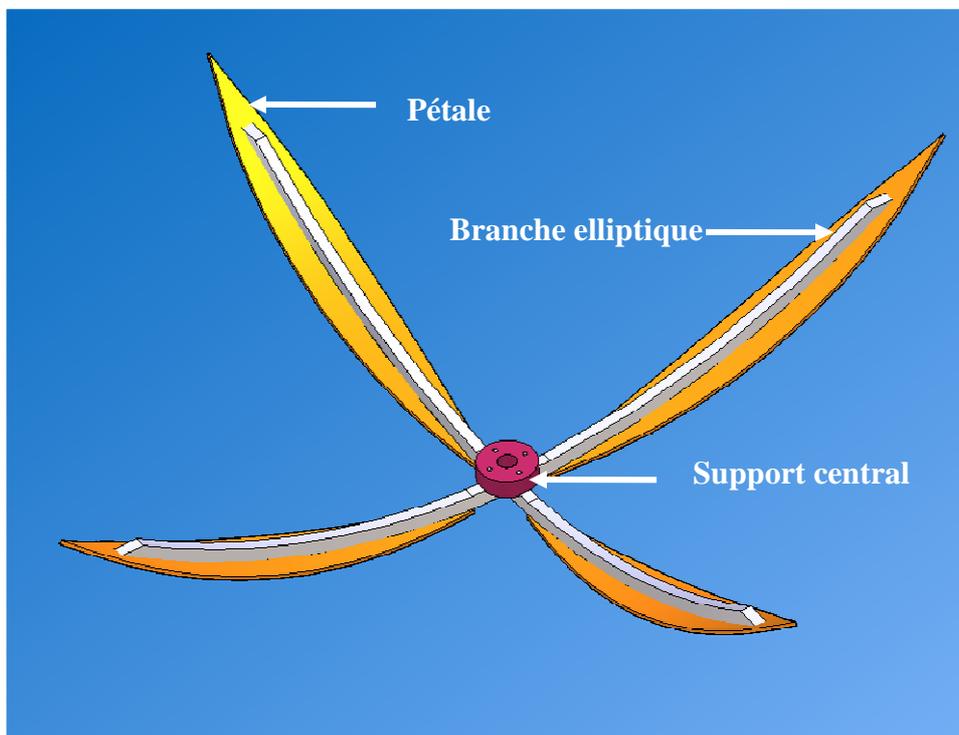


Figure 3-52 : Assemblage des pétales sur les branches elliptiques (masque M0)

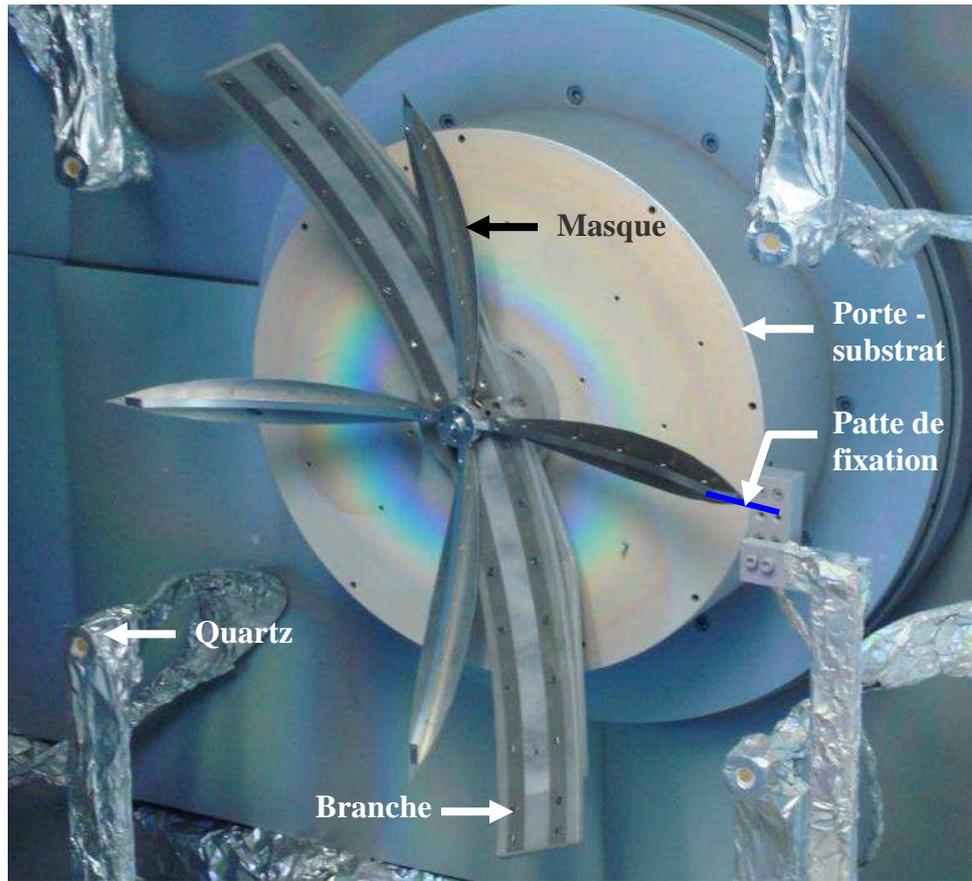


Figure 3-53 : Installation de la branche et du masque M0 sur le porte-substrat. Les 2 éléments sont coaxiaux mais la branche est en rotation alors que le masque est maintenu immobile grâce à une patte de fixation.

3.7 Résultats et discussion

3.7.1 Dépôt avec le masque M0

Une première expérience avec le masque M0 a été réalisée. Il s'agit ici de mesurer le gradient et non l'épaisseur absolue déposée. Cette dernière sera contrôlée par le quartz après une série d'étalonnages. La méthode de mesure présentée dans le paragraphe 3.4 étant basée sur la détection des extrema, il est nécessaire de déposer entre 300 et 800 nm de Ta_2O_5 . Les mesures d'épaisseurs sur la branche sont représentées sur la Figure 3-54.

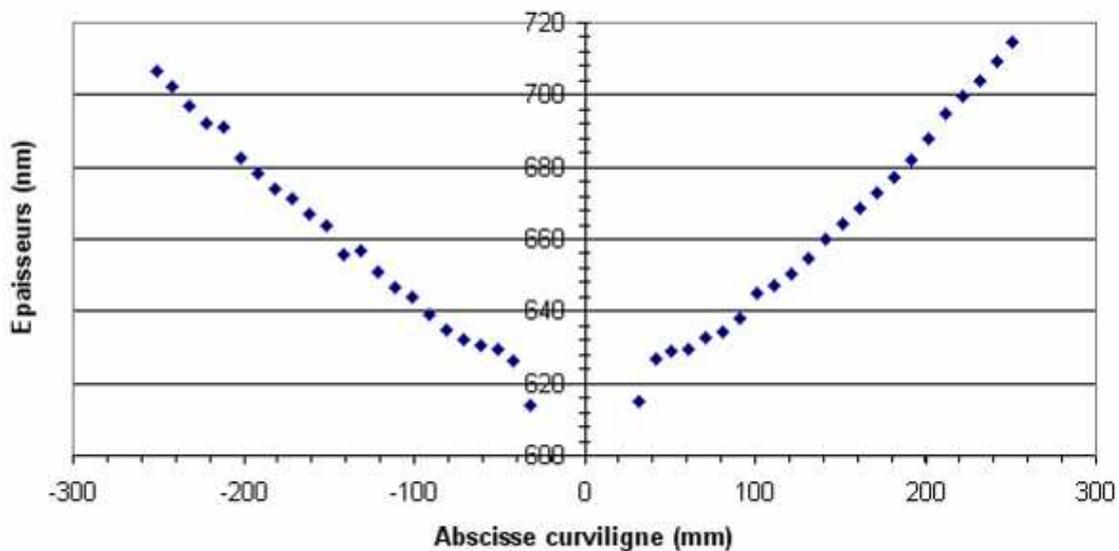


Figure 3-54 : Profil d'épaisseur obtenu sur la branche avec le miroir M0

Afin de comparer les résultats expérimentaux avec le profil théorique, nous normaliserons les résultats par rapport à la valeur au centre. Comme il est impossible de mesurer cette dernière à cause de l'axe central, nous effectuons un ajustement polynomial de second ordre des épaisseurs expérimentales qui nous servira à calculer l'épaisseur virtuelle au centre. Le profil en « dôme » du dépôt sans masque (Figure 3-43) devient un profil en « creux ». Nous remarquons quelques anomalies pour les abscisses curvilignes comprises entre -40 mm et 40 mm qui sont provoquées par l'ombrage du support central de 30 mm de diamètre (Figure 3-52). Nous ne tiendrons donc pas compte de ces mesures. La Figure 3-55 montre la comparaison entre les profils normalisés expérimental et théorique. Avec ce premier masque, les écarts sont déjà très faibles, inférieurs à 1% (Figure 3-56).

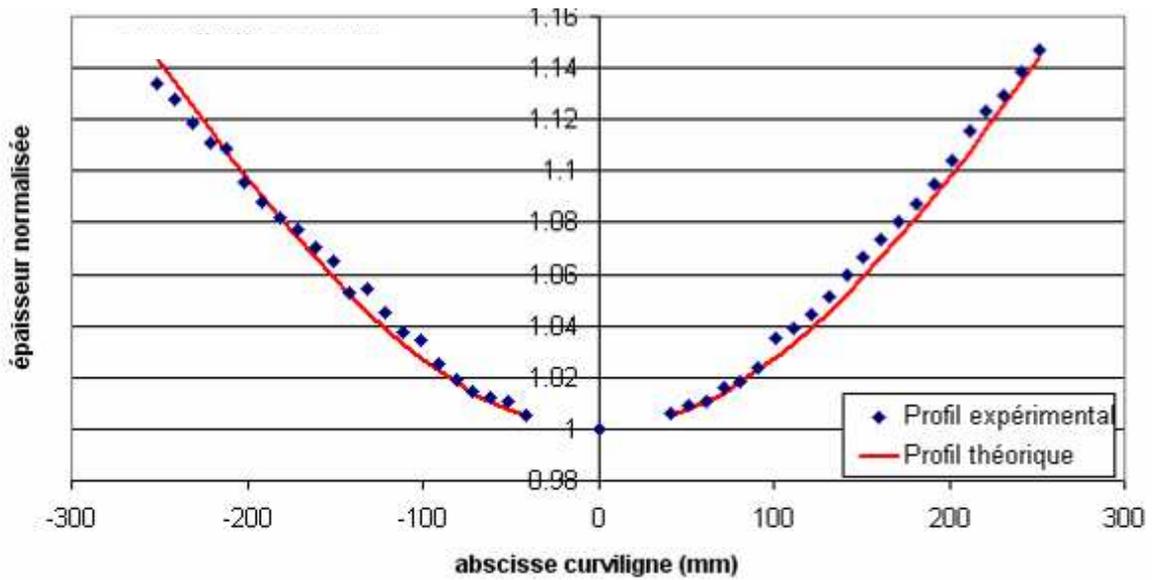


Figure 3-55 : Profils d'épaisseurs normalisés expérimental et théorique dans le cas du masque M0

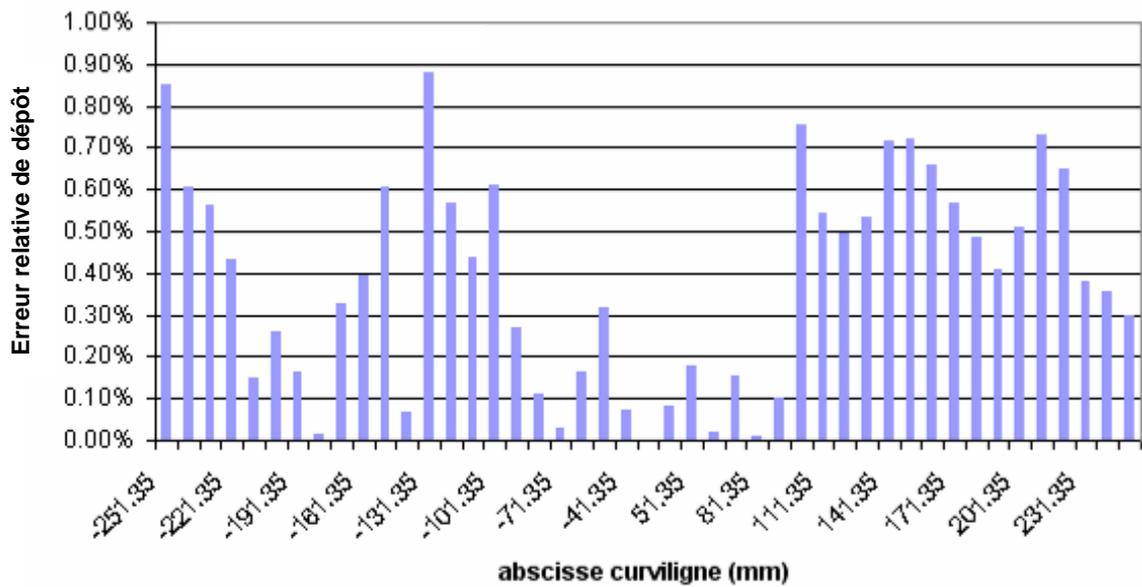


Figure 3-56 : Erreurs relatives entre le profil théorique et le profil expérimental avec le masque M0

Les résultats obtenus dans cette première expérience de masquage, nous montrent l'efficacité de la méthode et la forte convergence dès la première itération. Pour calculer le second masque, l'asymétrie des deux demi-branches étant toujours présente, nous prendrons les valeurs moyennes.

3.7.2 Expérience avec le second masque M1

Ce second masque a été calculé suivant la méthode détaillée dans le paragraphe 3.1.1.4. Le nouveau contour est montré sur la Figure 3-57. Il y a un léger élargissement du pétale, environ 2mm, pour augmenter le masquage et compenser de ce fait la distance entre le masque et la branche qui n'est pas nulle.

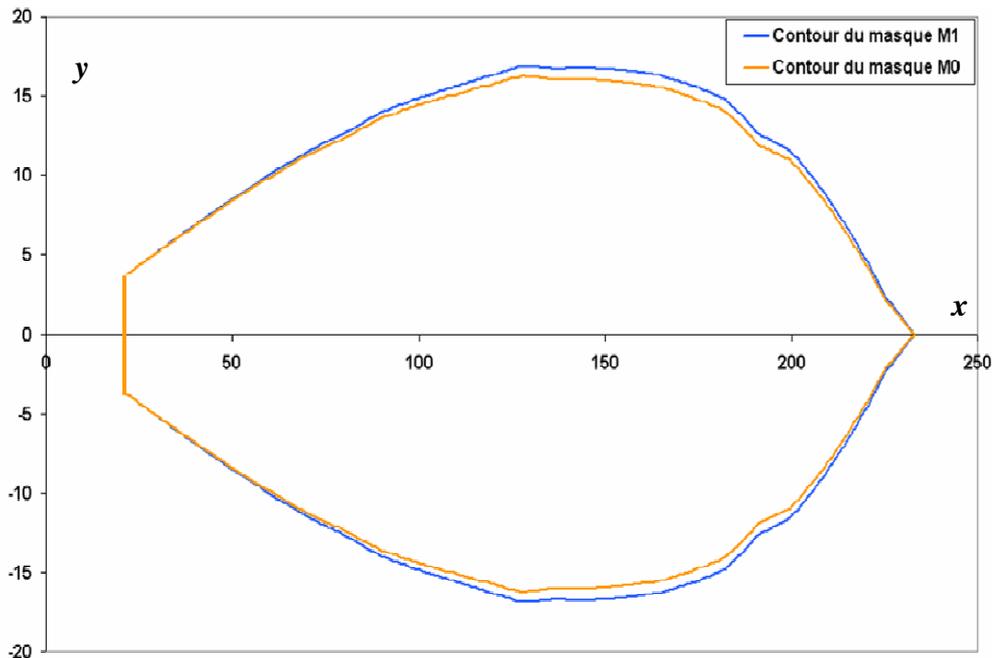


Figure 3-57 : Contours d'un pétale des masques M0 et M1. L'aire masquée est située à l'intérieur des contours mais n'est pas représentée pour plus de clarté.

Le profil expérimental normalisé est représenté sur la Figure 3-58. Nous rappelons que les mesures effectuées sur les abscisses curvilignes comprises entre -41 mm et 41 mm ne sont pas prises en compte à cause du masquage trop important provenant du support du masque. L'erreur par rapport au profil théorique (Figure 3-59) est globalement diminuée, valeur moyenne de 0,316% contre 0,383% dans le cas du masque M0. Seule l'extrémité d'une demi-branche (abscisse curviligne = -251,35 mm) présente un écart important, de l'ordre de 1%. L'une des explications est un éloignement trop important du masque en ce point, qui serait la conséquence d'un mauvais positionnement. Les erreurs sont par ailleurs en-dessous de 0,7%.

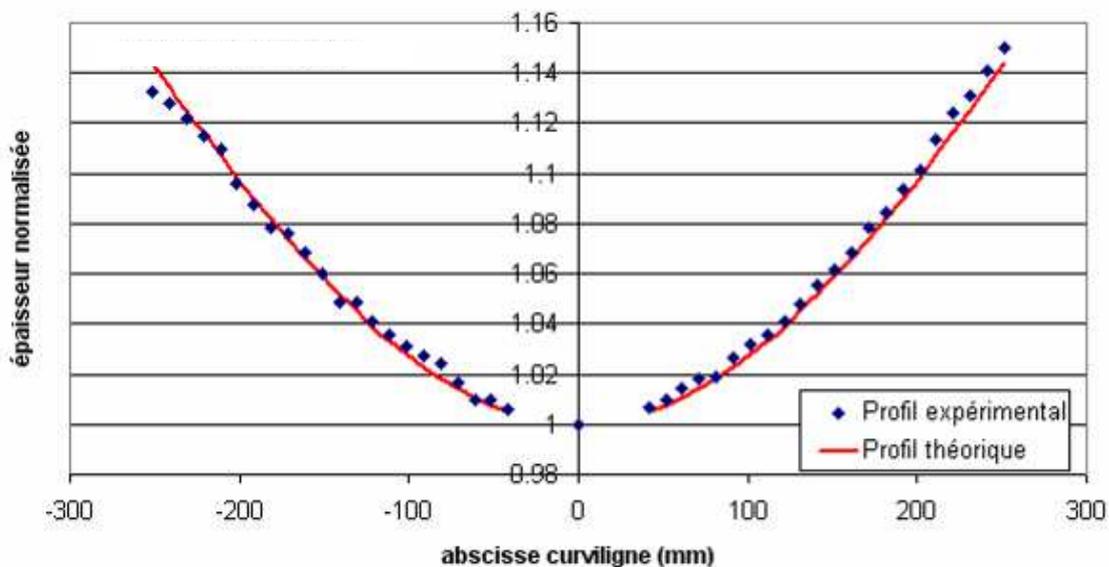


Figure 3-58 : Profils d'épaisseurs normalisés expérimental et théorique dans le cas du masque M1

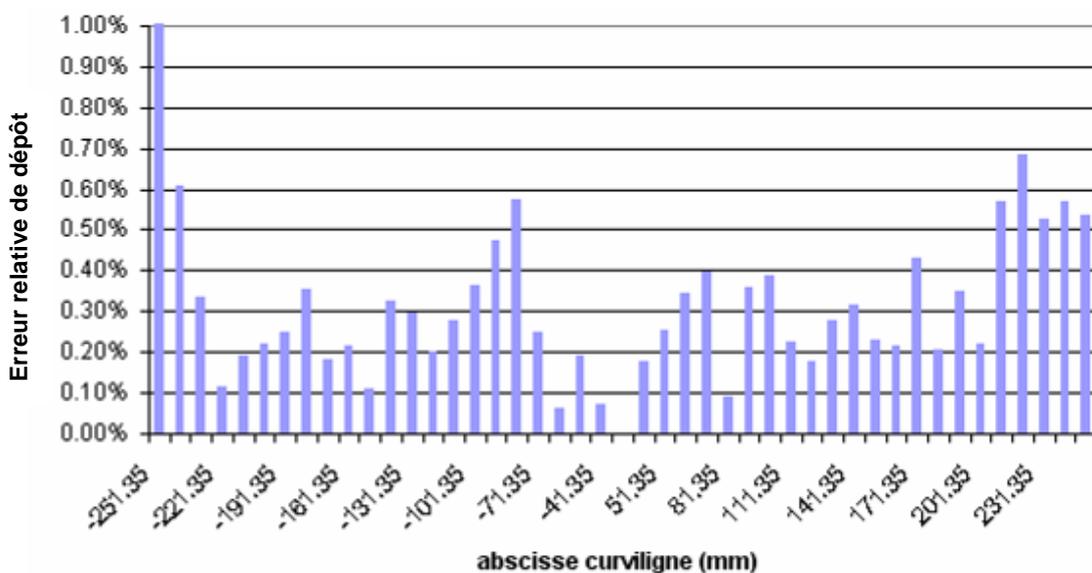


Figure 3-59 : Erreurs relatives entre le profil théorique et le profil expérimental avec le masque M1

Cette seconde itération a permis de converger un peu plus vers le profil théorique. Un troisième masque, M2, a été calculé à partir du profil moyen des deux demi-branches. Le contour du nouveau masque est représenté sur la Figure 3-60. Le nouveau masque calculé est très proche du précédent. À la vue des difficultés de répétabilité du positionnement et des résultats précédents, nous ne réaliserons pas ce nouveau masque.

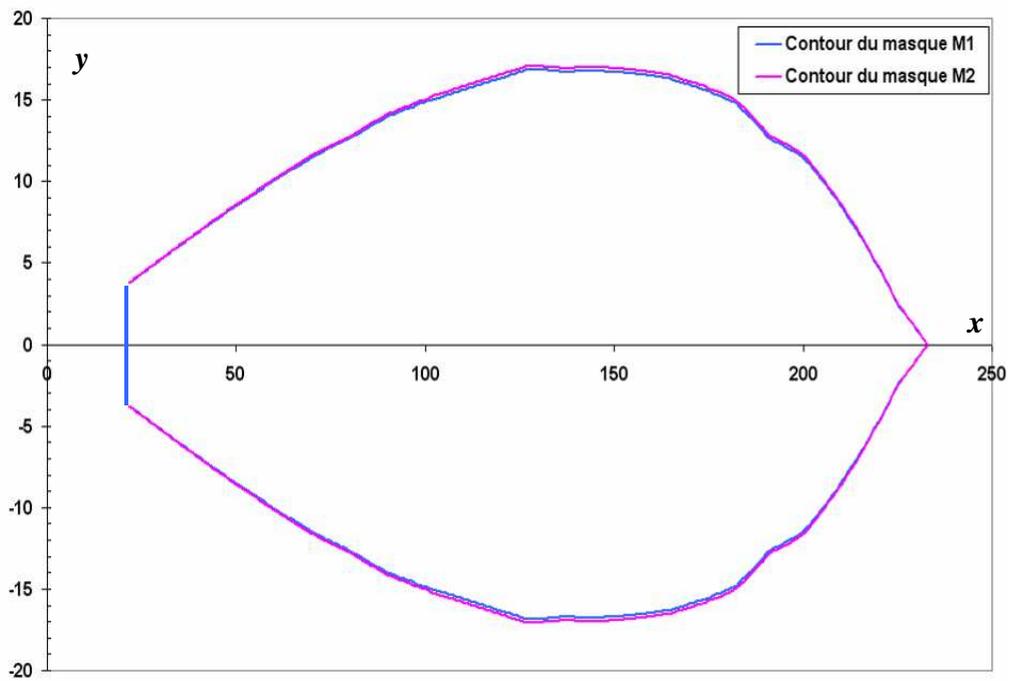


Figure 3-60 : Contours d'un pétale des masques M1 et M2. L'aire masquée est située à l'intérieur des contours mais n'est pas représentée pour plus de clarté.

3.8 Conclusion

Après plusieurs concepts, le design finalement retenu offre un angle solide de collection important tout en conservant des angles d'incidence modérés. De plus il ne se compose que d'un seul miroir de dimensions certes importantes mais raisonnables. Le dépôt du multicouche avec les moyens techniques du laboratoire est donc possible.

Les études de masquage pour assurer le contrôle d'épaisseur sur un diamètre de 500 mm n'ont pas pu se faire avec le silicium et le molybdène. Les optiques faibles pertes produites actuellement pour le programme Virgo interdisent pour le moment l'emploi de matériaux métalliques dans ce même bâti. Nous avons donc montré la faisabilité en utilisant du Ta_2O_5 . Afin de reproduire la forme complexe du miroir, nous avons fabriqué une branche respectant la courbure du miroir. Le dépôt est effectué sur des lamelles de verre directement fixées sur cette branche. Par la suite, la mesure de l'épaisseur se fait à l'aide d'un spectrophotomètre. Les techniques de masquage mises au point au laboratoire ont été utilisées et améliorées pour permettre de réaliser le gradient d'épaisseur. Un masque "multipétale" a ainsi été élaboré pour permettre de corriger les épaisseurs sur la branche et ceci malgré sa forte flèche. Le profil d'épaisseur obtenu expérimentalement est très proche du profil théorique avec des écarts inférieurs à 0.7 %. Il semble possible d'obtenir cette performance quel que soit le matériau.

Les spécifications sur la période des empilements Mo/Si est de 0,7%. Nous atteignons cette valeur dans le cas d'un matériau. Dans le cas d'un empilement à 2 matériaux, il n'est techniquement pas possible d'utiliser un masque pour chacun d'eux. Il est nécessaire d'utiliser un masque moyen, ce qui nécessite une étude complémentaire pour savoir s'il est possible d'atteindre les mêmes performances.

Table des figures du chapitre 3 :

Figure 3-1 : Exemples (a) de gradient d'épaisseur et (b) de dépôt uniforme réalisés par pulvérisation cathodique	152
Figure 3-2 : Disposition du masque multi-ouverture par rapport à la source de matière et au substrat.	153
Figure 3-3 : Comparaison entre les ouvertures rectangulaires (a) et hexagonales (b) de même largeur (70% de la cellule unitaire).	153
Figure 3-4 : Performances du masquage multi-ouvertures hexagonales sur la planéité d'un wafer de niobate de lithium de 37,5 mm.	154
Figure 3-5 : Schéma de principe du traitement correctif.....	155
Figure 3-6 : Performances du traitement correctif sur la planéité d'un substrat de silice de $\varnothing = 120$ mm.....	155
Figure 3-7 : Schéma de principe du masquage LMA.....	157
Figure 3-8 : Représentation graphique de la condition nécessaire pour résoudre l'équation du contour d'un masque.....	157
Figure 3-9 : Schéma de l'implantation d'un miroir de grandes dimensions (design More Moore) dans le grand bâti de dépôt.	159
Figure 3-10 : Exemple de segmentation d'un miroir en 6 pétales identiques.....	160
Figure 3-11 : Le pétale est positionné comme si le miroir était monolithique.....	160
Figure 3-12 : Orientation du pétale par inclinaison θ ou décalage D.....	161
Figure 3-13 : Effets de l'orientation d'un pétale lors du dépôt.	161
Figure 3-14 : Ecart Δr (en mm) entre le centre du pétale et l'extrémité en fonction de l'inclinaison θ et du décalage D pour 2 hauteurs optiques ($h=200$ mm et $h=463$ mm).....	162
Figure 3-15 : Erreur relative d'épaisseur entre le centre du pétale et l'extrémité en fonction de la hauteur optique et de l'erreur Δr induite par l'inclinaison ou le décalage d'un pétale.	162
Figure 3-16 : Ecart Δr (en mm) entre le centre du pétale et l'extrémité en fonction de l'inclinaison θ et du décalage D pour 2 hauteurs optiques ($h=200$ mm et $h=463$ mm).....	163
Figure 3-17 : Algorithme du calcul de masque par itérations successives.....	165
Figure 3-18 : Paramètres géométriques utilisés dans le calcul de la distribution angulaire de l'émittance.....	168
Figure 3-19 : Epaisseurs mesurées sur le diamètre horizontal	170
Figure 3-20 : Distribution angulaire de pulvérisation de la cible de silicium	170
Figure 3-21 : Mesures d'épaisseurs sur le diamètre horizontal	171

Figure 3-22 : Distribution angulaire de pulvérisation de la cible de molybdène	171
Figure 3-23 : Epaisseurs mesurées sur le diamètre horizontal	172
Figure 3-24 : Distribution angulaire de pulvérisation de la cible de tantale sous flux d'oxygène	172
Figure 3-25 : Vue de profil de la tôle cintrée qui servira de branche pour le faux miroir	175
Figure 3-26 : Vue de profil de la tôle cintrée avec renforts	175
Figure 3-27 : Système de fixation des lamelles couvre-objet sur la branche	176
Figure 3-28 : Branche avec renforts, fixations des lamelles et entretoise	176
Figure 3-29 : Algorithme de calcul de l'indice optique à partir de la méthode de Swanepoel et al.	177
Figure 3-30 : Schéma des réflexions et des transmissions d'une couche sur un substrat épais transparent	179
Figure 3-31 : Spectre en transmission d'une lamelle de borosilicate vierge	179
Figure 3-32 : Spectre en transmission d'une monocouche de Ta ₂ O ₅ déposée sur une lamelle de borosilicate..	180
Figure 3-33 : Indice de réfraction du Ta ₂ O ₅ obtenu par la méthode de Swanepoel et ajustement en loi de Cauchy associée.....	181
Figure 3-34 : Spectres en transmission expérimental et calculé à partir des résultats de la méthode de Swanepoel.....	181
Figure 3-35 : Spectres expérimental et optimisé par la méthode du Simplex.....	182
Figure 3-36 : Orientation, vue des cibles, de la branche sur la porte du bâti de dépôt pour les mesures de dépôts statiques.....	184
Figure 3-37 : Mesures d'épaisseurs sur la branche en orientation horizontale.....	185
Figure 3-38 : Mesures d'épaisseurs sur la branche en orientation verticale.	185
Figure 3-39 : Mesures d'épaisseurs sur la branche en orientation -45°	186
Figure 3-40 : Mesures d'épaisseurs sur la branche en orientation +45°	186
Figure 3-41 : Comparaison entre les épaisseurs normalisées à -45° et +45°	187
Figure 3-42 : Epaisseur normalisée déposée en statique sur le miroir.	188
Figure 3-43 : Profils d'épaisseurs normalisés expérimental et calculé lors d'un dépôt en rotation.	189
Figure 3-44 : Ecart relatifs entre les profils expérimental et calculé en fonction de l'abscisse curviligne.....	189
Figure 3-45: Masque classique.....	191
Figure 3-46 : Vues en coupe d'un miroir et d'un masque.	192

Figure 3-47 : Distance entre le contour du masque et le substrat pour une distance d'approche de 2 mm.	192
Figure 3-48 : Masque unique symétrique (les cotes sont données en mm).....	193
Figure 3-49 : Distance entre le contour du masque et le substrat pour une distance d'approche de 2 mm.	194
Figure 3-50 : Pétale du masque à 4 pétales symétriques (les cotes sont données en mm)....	195
Figure 3-51 : Le masque calculé est plan (trait bleu) mais il est nécessaire de le cintrer pour qu'il suive la courbure du substrat (trait rouge).	196
Figure 3-52 : Assemblage des pétales sur les branches elliptiques (masque M0)	196
Figure 3-53 : Installation de la branche et du masque M0 sur le porte-substrat.	197
Figure 3-54 : Profil d'épaisseur obtenu sur la branche avec le miroir M0.....	198
Figure 3-55 : Profils d'épaisseurs normalisés expérimental et théorique dans le cas du masque M0	199
Figure 3-56 : Erreurs relatives entre le profil théorique et le profil expérimental avec le masque M0	199
Figure 3-57 : Contours d'un pétale des masques M0 et M1..	200
Figure 3-58 : Profils d'épaisseurs normalisés expérimental et théorique dans le cas du masque M1	201
Figure 3-59 : Erreurs relatives entre le profil théorique et le profil expérimental avec le masque M1	201
Figure 3-60 : Contours d'un pétale des masques M1 et M2. L'aire masquée est située à l'intérieur des contours mais n'est pas représentée pour plus de clarté.....	202

Références bibliographiques de la Partie II :

1. S. Spectra, TFCalc, 2003,
2. CXRO, retrieved <http://www-cxro.lbl.gov/microscopy/zp.gif>.
3. V. Bakshi, retrieved <http://www.semiconductor-technology.com/features/feature215/>.
4. J.F.Ziegler, M.D.Ziegler, and J.P.Biersack, SRIM, 2006,
5. F.Delmotte, A.Hardouin, C.Hecquet, A.Jerome, and M.F.Ravet, (personal communication, 2006).
6. H.Faik-Etienne, "*Etude de l'implantation ionique dans les miroirs multicouches Mo/Si: application aux optiques diffractives,*" These (Institut National des Sciences Appliquées de Toulouse 2005).
7. N.Kandaka, M.Shiraishi, T.Oshino, T.Kobayashi, and K.Murakami, "Smoothing of the substrate surface by Mo/Si multilayer coating deposited by ion beam sputtering," in *2nd International EUVL Symposium*, (2003).
8. H.Leplan, "*Les contraintes mécaniques dans les couches minces optiques,*" These (L'Institut National Polytechnique de Grenoble, Grenoble, 1995).
9. P.Chabloz, "*Les couches épaisses en silicium amorphe application comme détecteurs de rayons x,*" These (Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, 1996).
10. VerreHaget, retrieved <http://www.verrehaget.com/prod01.htm>.
11. F.M. d'Heurle and J.M.E.Harper, "Note on the origin of intrinsic stresses in films deposited via evaporation and sputtering," *Thin Solid Films* **171**, 81-92 (1989).
12. H.Windischmann, "*Temperature dependence of intrinsic stress in Fe, Si and AlN prepared by ion beam sputtering,*" *Journal of Vacuum Science & Technology A* **7**, 2247-2251 (1989).
13. E.Klokholm and B.SBerry, "*Intrinsic stress in evaporated metal films,*" *Journal of the Electrochemical Society* **115**, 823-826 (1969).
14. J.Gautier, "*Etude et élaboration de revêtements multicouches pour l'optique extrême UV dans la gamme spectrale 30-50nm,*" These (université paris XI Orsay, 2005).
15. C.Montcalm, et al., "*Multilayer coated optics for an alpha-class Extrem Ultraviolet Lithography system,*" in *EUV, X-Ray, and Neutron Optics and Sources*, Proceedings of SPIE **3767**, 210-216 (1999).
16. J.Arkwright, "*Design of multiaperture masks for subnanometer correction of ultraprecision optical components,*" *Applied Optics* **46**, 6375-6380 (2007).

-
17. J.Arkwright, I.Underhill, N.Pereira, and M.Gross, "*Deterministic control of thin film thickness in physical vapor deposition systems using a multiaperture mask*," *Optics Express* **13**, 2731-2741 (2005).
 18. J.-M.Makowski, et al., "*Virgo mirrors: wavefront control*," *Optical and Quantum Electronics* **31**, 507-514 (1999).
 19. A.Remillieux, "*Uniformisation d'épaisseur de couches minces*," Rapport (1993).
 20. A.Abramovici , et al., "*LIGO: The Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory*," *Science* **256**, 325-333 (1992).
 21. F Acernese, et al., "*Status of Virgo*," *Classical and Quantum Gravity* **22**, 869-880 (2005).
 22. F. Beauville, et al., "*Low loss coatings for the VIRGO large mirrors*," in *Advances in Optical Thin Films*, Proceedings of SPIE **5250**, 483-492 (2004).
 23. N.Morgado, "*Réalisation d'un anti-reflet bispectral sur substrat de ZnS hémisphérique en technique P.E.C.V.D.: performances et tenue à la pluvio-érosion*," These (Université Claude Bernard, Villeurbanne, 1997).
 24. D.Minkov and R.Swanepoel, "*Computerization of the optical characterization of a thin dielectric film*," *Optical Engineering* **32**, 3333-3337 (1993).
 25. M.Kubinyi, N.Benkö, A.Grofcsik, and W.J.Jones, "*Determination of the thickness and optical constants of thin films from transmission spectra*," *Thin Solid Film* **286**, 164-169 (1996).
 26. H.A.McLeod, ed., *Thin film optical filters* Adam Hilger Ltd, Bristol ed.
 27. J.C.Lagarias, J.A.Reeds, M.H.Wright, and P.E.Wright, "*Spectre en transmission expérimental et calculé à partir des résultats de la méthode de Swanepoel*," *SIAM Journal of Optimization* **9**, 112-147 (1998).

CONCLUSION ET PERSPECTIVES

L'élaboration de miroirs asphériques de grands diamètres est motivée par l'émergence de la lithographie extrême U.V à 13,5 nm. Leur réussite réside à la fois dans le dépôt d'un empilement réfléchissant performant et dans le contrôle d'épaisseur sur des substrats de 500 mm de diamètre.

Différents types de collecteurs à un ou deux miroirs ont été étudiés. Compte tenu des angles d'incidence sur les miroirs, nous avons calculé les empilements Mo/Si offrant la plus grande réflectivité à 13,5 nm en tout point du miroir. Le design sélectionné possède un grand angle solide de collection (68% de 2π sr) tout en ayant des dimensions raisonnables ($\varnothing \sim 500$ mm) pour faciliter le traitement et en réduire de coût.

En parallèle, il nous a fallu tout d'abord maîtriser les dépôts de multicouches Mo/Si pour l'EUV. Le bâti habituellement utilisé pour réaliser des empilements destinés au visible et au proche infrarouge, a du subir quelques modifications techniques. En effet il a été nécessaire d'adapter les vitesses de rotation du substrat et le positionnement de la microbalance à quartz, pour pouvoir contrôler le dépôt de couche de seulement 3 à 4 nm d'épaisseur. Les études ont mis en avant une répétabilité limitée du petit bâti pour ce type d'empilement.

Il a fallu également se familiariser avec la réflectométrie X en incidence rasante, technique inconnue au laboratoire jusqu'alors.

Les performances des premiers miroirs réalisés au laboratoire se sont avérées inférieures à ce qui était attendu. Les analyses de réflectométrie X en incidence rasante ont montré que les interfaces entre les couches de Mo et de Si étaient très diffus, avec une présence importante de silicide MoSi_2 ce qui nuit à la réflectivité. La largeur de ces interfaces semble croître avec le nombre de doublets déposés. Il pourrait s'agir de diffusion activée thermiquement sous l'effet du bombardement des particules pulvérisées ou du rayonnement thermique de la source d'ions. La formation de silicide fait non seulement chuter la réflectivité mais entraîne une contraction de la période de l'empilement. Le pic de réflectivité

CONCLUSION

est fortement décalé vers les basses longueurs d'onde et nos miroirs sont alors moins efficaces à 13,5 nm.

Nous avons également mené une étude sur des couches épaisses de silicium. Ces couches sont destinées à être déposées sur un substrat puis à être polies pour permettre d'atteindre une rugosité suffisamment basse pour limiter les pertes par diffusion. Nous avons pu réaliser des couches de plusieurs microns d'épais mécaniquement stables. La densité de ces couches s'est avérée très proche de la densité du silicium amorphe massif. Les premiers tests de polissage ont montré une réelle diminution de la rugosité, à la limite des spécifications requises. Cette étude est à poursuivre.

Par la suite pour démontrer la faisabilité d'optiques de grandes dimensions, il a fallu montrer la possibilité de déposer l'épaisseur voulue sur un grand diamètre. Pour les très grands diamètres nous avons envisagé de segmenter les miroirs en plusieurs morceaux. Il s'agissait par la suite d'orienter les segments pour faciliter les dépôts. Dans cette approche nous avons évalué les écarts d'épaisseurs déposées en différents points d'une hauteur optique d'un pétale (pour une hauteur optique donnée l'épaisseur doit être constante). Il s'avère qu'il est possible de trouver des configurations minimisant ces écarts d'épaisseurs.

Le collecteur finalement retenu ne peut être traité directement dans le grand bâti. Nous avons utilisé et amélioré la technique de masquage mise au point au laboratoire. Cette étude ne pouvant pas être réalisée avec les couches de molybdène et de silicium pour des raisons de contamination du grand bâti de pulvérisation, nous avons travaillé avec le Ta_2O_5 . Ce travail a demandé la fabrication d'une branche reproduisant la forme d'un diamètre du miroir sur laquelle sont fixées des lamelles de verre. Un nouveau concept de masque a été spécialement développé. Pour s'adapter à la forme concave du miroir nous avons conçu un masque "multipétale" monté sur un axe coïncidant avec l'axe du miroir. L'immobilité du masque pendant le dépôt est assurée par un roulement à billes conique. Les résultats ont montré qu'après seulement 2 essais de masque, le profil d'épaisseur déposée sur la branche s'approchait du profil théorique avec une erreur inférieure à 0,7%. Il a été ainsi démontré la puissance de cette technique de masquage. Cette étude a par ailleurs demandé la mise au point d'une procédure de mesure des épaisseurs déposées sur les lamelles à l'aide d'un spectrophotomètre.

Le développement d'un véritable prototype de collecteur à l'échelle 1 :1 avec un traitement Mo/Si, nécessite encore quelques études. En effet les performances des miroirs obtenus dans le petit bâti sont insuffisantes, mais l'origine des pertes semble être identifiée. Différentes solutions sont envisageables pour améliorer la réflectivité comme l'emploi de couches barrière pour limiter les phénomènes de diffusion aux interfaces. L'utilisation de sources d'ions RF ou à cathode froide pourrait également limiter l'élargissement des interfaces. Il faudra également transférer le procédé dans le grand bâti de dépôt, ce qui demande quelques adaptations.

Le contrôle d'épaisseur des couches de Ta₂O₅ sur un diamètre de 500 mm est très efficace. Les performances du masquage mis au point lors de ce travail ne semblent a priori pas dépendre du matériau à déposer. Cependant la réalisation d'un empilement de Mo/Si demande de travailler avec un masque intermédiaire. Il faudra donc vérifier s'il est possible d'obtenir la même précision qu'avec un seul matériau.

ANNEXES

ANNEXE A : Calcul des contraintes par éléments finis

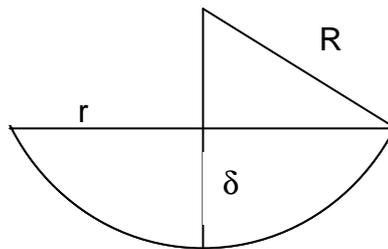
La problématique consiste à calculer la déformation d'un substrat sous l'effet des contraintes générées par un dépôt en couche mince

Approche Analytique :

GG STONEY a publié un article donnant la relation contrainte/déformation selon les 2 directions perpendiculaires pour une poutre mince revêtue d'une couche mince [1]. Cette relation a été étendue pour le cas d'un disque fin par [2]

$$K = \frac{1}{R} = \frac{6E_f(1-\nu_s)t_f}{E_s(1-\nu_f)t_s^2} \epsilon$$

Ce qui permet de donner la flèche induite par la déformation :



$$\delta = \frac{r^2}{2R} = \frac{1}{2} Kr^2$$

Il est important de noter que cette relation n'est valable que dans le cas d'un disque mince.

Approche par éléments finis :

Pour traiter le cas de disque épais, il est indispensable d'avoir recours à un calcul par éléments finis. Il a été décidé que la meilleure approche par éléments finis pour modéliser le système était de faire une analogie avec la distorsion d'un bilame métallique sous l'effet de distorsion thermique [3].

Pour cette étude thermique, deux matériaux différents sont liés ensemble fixement à une température donnée. Ce système bi-matériaux est ensuite porté à une température différente. Du fait de coefficients de dilatation thermique différents entre ces deux matériaux, le système se déforme. Cette déformation est simplement égale au produit de la variation de température par la différence des coefficients de dilatation.

1^{er} cas pour tester la validité du système :

Nous déposons 1 μm de silicium sur un substrat cylindrique d'aluminium de diamètre 25,4 mm et 1 mm d'épais.

Paramètres	Valeurs
Module élastique du Substrat (Aluminium)	69 GPa
Coefficient Poisson du substrat (Aluminium)	0.33
Epaisseur du substrat	1 mm
Diamètre du substrat/couche mince	25,4 mm
Module élastique de la couche mince (Silicium)	130 GPa
Coefficient Poisson du substrat (Silicium)	0.28
Epaisseur couche mince	1 μm
Contraintes couche mince	700 MPa

- Approche analytique :**Mesure de contraintes sur Wafer Circulaire de 1 μm de Silicium déposé sur substrat 1 mm Aluminium**

$$\sigma := 700 \cdot 10^6 \quad \text{est la contrainte exprimée en Pa}$$

$$r := 12.7 \cdot 10^{-3} \quad r \text{ est le rayon du wafer exprimé en m}$$

$$E_s := 69 \cdot 10^9 \quad E_s \text{ est le module d'Young du wafer exprimé en Pa}$$

$$T_s := 1 \cdot 10^{-3} \quad T_s \text{ est l'épaisseur du wafer exprimée en m}$$

$$v_s := 0.33 \quad v_s \text{ est le Coefficient de Poisson du wafer}$$

$$T_f := 1 \cdot 10^{-6} \quad T_f \text{ est l'épaisseur de la couche mince exprimée en m}$$

$$v_f := 0.28 \quad v_f \text{ est le coefficient de Poisson de la couche mince}$$

$$E_f := 130 \cdot 10^9 \quad E_f \text{ est le module d'young de la couche mince exprimé en Pa}$$

Relation empirique de STONEY

$$R := \frac{1}{6} \cdot \frac{E_s}{1 - v_s} \cdot \frac{T_s^2}{T_f} \cdot \frac{1}{\sigma} \quad R = 24.52 \quad \delta := \frac{r^2}{2 \cdot R} \quad \delta = 3.289 \times 10^{-6} \quad \text{est la flèche exprimée en m}$$

Donc pour 700 GPa de contrainte, on a une déformation de **3.3 μm** .

ANNEXE A

- Approche par éléments finis :

Ansys travaille sur des données sans unité mais requiert une cohérence entre les unités. Nous décidons de travailler en mm. Le problème présentant des symétries de révolution, nous ne considérons qu'un quart du cylindre et en imposant des symétries.

Avec ANSYS, nous employons l'analyse statique thermique où tous les éléments de maillage sont mis à une même température arbitraire (ici 1 K)

• Analyse thermique :

Données nécessaires pour cette étude

	Matériau 1 : Substrat d'Aluminium	Matériau 2 : Couche mince de Silicium
<i>élément</i>	Elément 3D thermique : Solid 70	Elément 3D coque : Shell 131
<i>Conductivité thermique en $W.mm^{-1}.K^{-1}$</i>	0.237	0.131
<i>Taille maille en mm</i>	0.25	0.25

• Analyse thermo-mécanique :

Nous utilisons les données thermiques de la phase précédente et nous introduisons des coefficients de dilatation différents entre le substrat et la couche. Ces coefficients sont ajustés linéairement afin d'obtenir des contraintes équivalentes de 700 MPa dans la couche mince.

Données nécessaires pour cette étude :

	Matériau 1 : Substrat d'Aluminium	Matériau 2 : Couche mince de Silicium
<i>Les éléments passent d'une structure thermique à une structure mécanique</i>	Elément 3D thermique : Solid 45	Elément 3D coque : Shell 181
<i>Module de Young en N/mm^2</i>	69.10^3	130.10^3
<i>Coefficient de Poisson</i>	0.33	0.25
<i>Coefficient de dilatation arbitraire</i>	0	$406,58.10^{-5}$
<i>Symétrie axe OX et OY (étude du quart de cylindre)</i>		
<i>Bloquage du nœud (0,0,0)</i>	Déplacement en z : $U_z = 0$	Déplacement en z : $U_z = 0$

Programme Ansys Classic :

<pre> FINISH /CLEAR /TITLE, effet des contraintes de 1 µm de Si sur un substrat 1" Alu Epais 1 mm /PREP7 !* ET,1,SOLID70 !* KEYOPT,1,2,0 KEYOPT,1,4,0 KEYOPT,1,7,0 KEYOPT,1,8,0 !* ET,2,SHELL131 !* KEYOPT,2,2,0 KEYOPT,2,3,0 KEYOPT,2,4,1, KEYOPT,2,6,0 !* MPTEMP,,,,,,,, MPTEMP,1,0 MPDATA,KXX,1,,0.237 MPTEMP,,,,,,,, MPTEMP,1,0 MPDATA,KXX,2,,0.131 sect,1,shell,,couche Si secdata, 1e-3,2,0.0,3 secoffset,MID seccontrol,,,, , , , PCIRC,12.7, ,0,90, CM,_Y,AREA ASEL, , , , 1 CM,_Y1,AREA CMSEL,S,_Y !* CMSEL,S,_Y1 AATT, 2, , 2, 0, 1 CMSEL,S,_Y CMDELE,_Y CMDELE,_Y1 !* ESIZE,0.25,0, MSHAPE,0,2D MSHKEY,0 !* CM,_Y,AREA ASEL, , , , 1 CM,_Y1,AREA </pre>	<p style="text-align: center; color: red;">Analyse Thermique</p> <p style="text-align: center; color: red;">Conductivité thermique matériau 1 : substrat</p> <p style="text-align: center; color: red;">Conductivité thermique matériau 2 : couche mince Epaisseur de la couche mince</p> <p style="text-align: center; color: red;">Génération d'un quart de disque de rayon 12,7 mm</p> <p style="text-align: center; color: red;">Taille maille : 0.25 mm</p>
--	--

ANNEXE A

```
CHKMSH,'AREA'  
CMSEL,S,_Y  
!*  
AMESH,_Y1  
!*  
CMDELE,_Y  
CMDELE,_Y1  
CMDELE,_Y2  
!*  
/UI,MESH,OFF  
  
TYPE, 1  
EXTOPT,ESIZE,4,0,  
EXTOPT,ACLEAR,0  
!*  
EXTOPT,ATTR,0,0,0  
MAT,1  
REAL,_Z4  
ESYS,0  
!*  
! alist, all  
FLST,2,1,5,ORDE,1  
FITEM,2,1  
VEXT,P51X, , ,0,0,1,,,,  
ALLSEL,ALL  
!*  
ANTYPE,0  
TREF,0,  
FLST,2,1032,1,ORDE,2  
FITEM,2,1  
FITEM,2,-1032  
!*  
/GO  
D,P51X, ,1, , , ,ALL, , , , ,  
FINISH  
/SOLU  
! /STATUS,SOLU  
SOLVE  
FINISH  
/POST1  
SET,LIST  
! /SHOW,WIN32C  
SET,FIRST  
! /PLOPTS,INFO,3  
! /CONTOUR,ALL,18  
! /PNUM,MAT,1  
! /NUMBER,1  
! /REPLOT,RESIZE  
! PLNSOL,TEMP  
! /UIS,ABORT,1  
! /SHOW,WIN32  
! /REPLOT,RESIZE  
FINISH  
/PREP7  
ETCHG,TTS
```

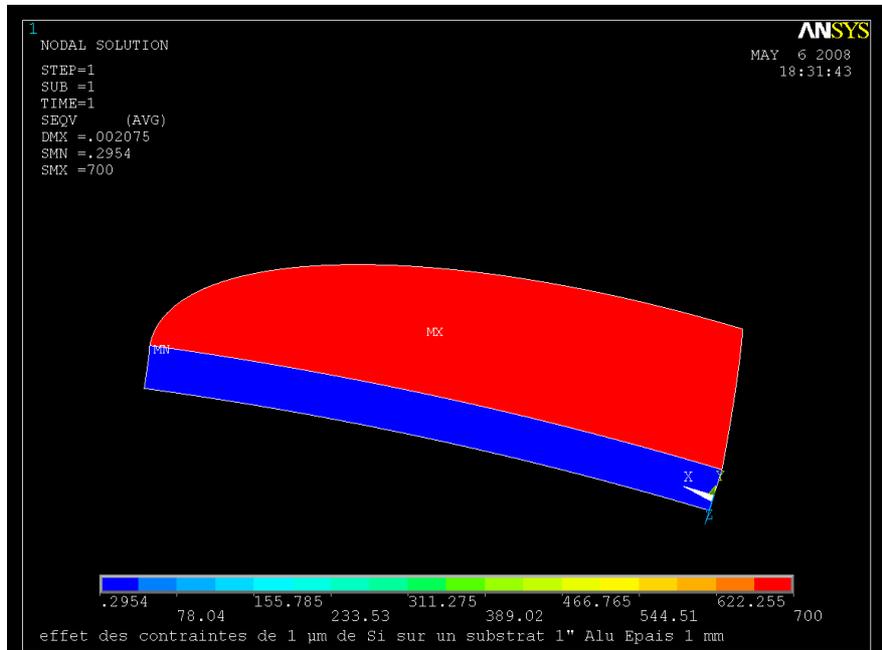
4 éléments dans l'épaisseur

Extrusion de 1 mm vers les Z positifs

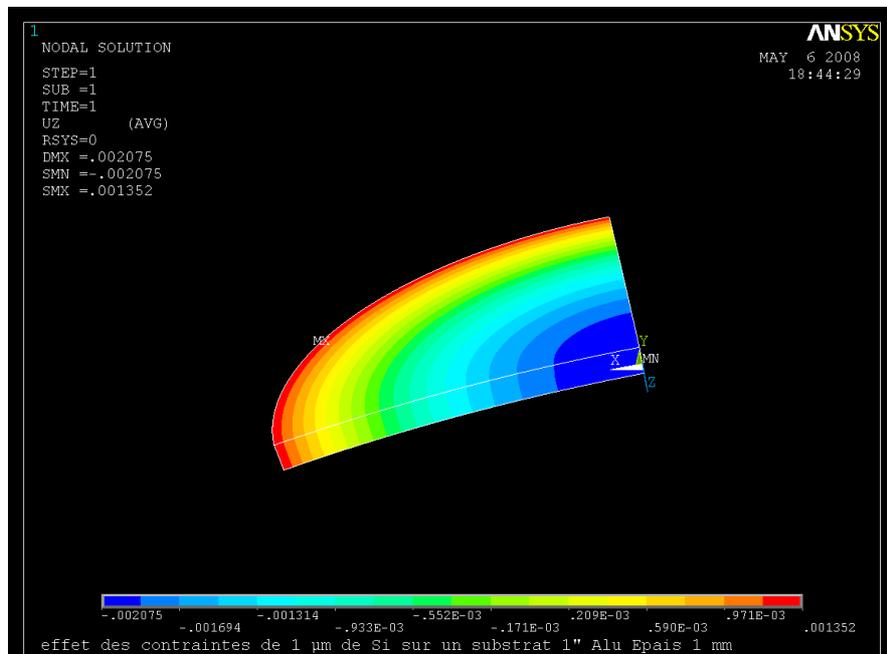
<pre> !* !* !* MPTEMP,,,,,,,, MPTEMP,1,0 MPDATA,EX,1,,69e3 MPDATA,PRXY,1,,0.33 MPTEMP,,,,,,,, MPTEMP,1,0 UIMP,1,REFT,, MPDATA,ALPX,1,,0 MPTEMP,,,,,,,, MPTEMP,1,0 MPDATA,EX,2,,130e3 MPDATA,PRXY,2,,0.25 MPTEMP,,,,,,,, MPTEMP,1,0 UIMP,2,REFT,, MPDATA,ALPX,2,,406.58e-5 NSEL,S,LOC,X,0 ! NPLT DSYM,SYMM,X, , NSEL,S,LOC,Y,0 ! NPLT DSYM,SYMM,Y, , ALLSEL,ALL ! NPLT ! EPLT NSEL,S,LOC,X,0 NSEL,R,LOC,Y,0 NSEL,R,LOC,Z,0 ! NPLT ! NLIST,ALL, , ,XYZ,NODE,NODE,NODE FLST,2,1,1,ORDE,1 FITEM,2,22 !* /GO D,P51X, , , , ,UZ, , , , ALLSEL,ALL ! NPLT LDREAD,TEMP, , , , 'file', 'rth', ' ' FINISH /SOLU !* ! /STATUS,SOLU SOLVE FINISH </pre>	<p>On passe de l'analyse thermique à l'analyse structurelle</p> <p>Module de Young matériau 1 : substrat Coefficient Poisson matériau 1 : substrat</p> <p>Coefficient de dilatation substrat</p> <p>Module de Young matériau 2 : couche mince Coefficient Poisson matériau 2 : couche mince</p> <p>Coefficient de dilatation couche mince</p> <p>Symétrie en X</p> <p>Symétrie en X</p> <p>Sélection du nœud (0,0,0)</p> <p>Blocage du nœud(0,0,0) en Z : Uz=0</p>
---	--

Visualisation des résultats :

- Contraintes équivalentes de Von Mises : 700 MPa. C'est la valeur que nous voulons obtenir en ajustant les coefficients de dilatation différentiels entre le substrat et la couche mince.



- Variation selon l'axe Z (axe normal à la surface du substrat). Les valeurs sont en mm.



Nous obtenons avec Ansys une flèche de 3,4 µm à comparer aux 3,3 µm obtenus par la relation de Stoney modifiée.

Nous avons vérifié que la méthode de modélisation par éléments finis concordait parfaitement avec la relation empirique de Stoney pour un disque mince et une épaisseur de couche mince déposée petite par rapport à l'épaisseur du substrat.

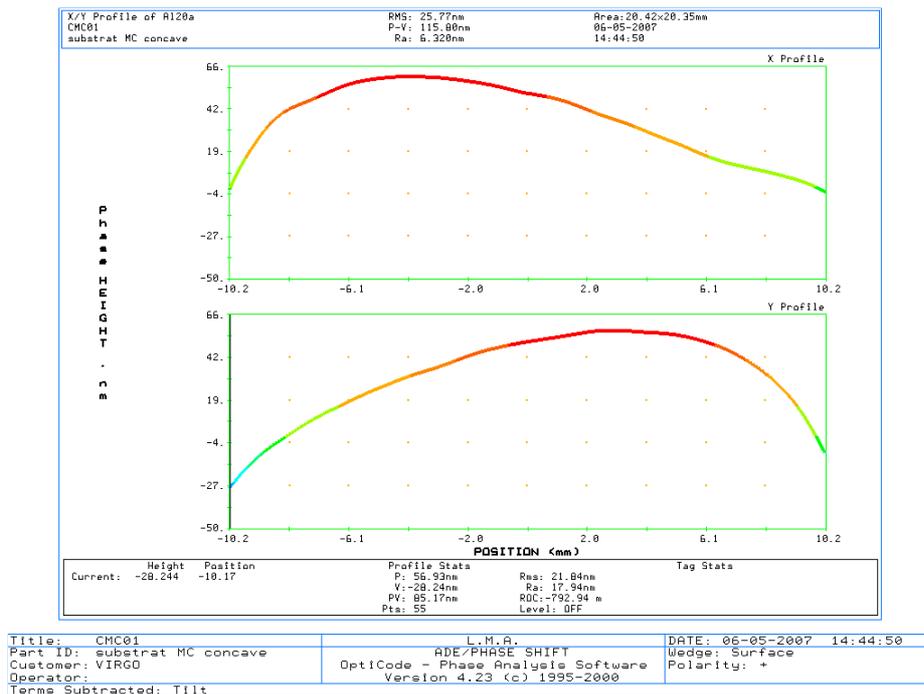
Nous allons donc appliquer cette modélisation pour des substrats épais.

Analyse 1 : échantillon Al 20

Nous avons déposé 3,5 µm de silicium IBS sur un substrat en aluminium Kanigen de 1 pouce de diamètre et de 5 mm d'épaisseur. Afin de tenir compte de l'effet du traitement Kanigen sur la déformation du substrat, nous avons déterminé la courbure du substrat avant et après dépôt de 3,5 µm de Silicium. Cette détermination de courbure est obtenue à l'aide d'un interféromètre à décalage de phase qui permet de faire une visualisation de la face avant du substrat.

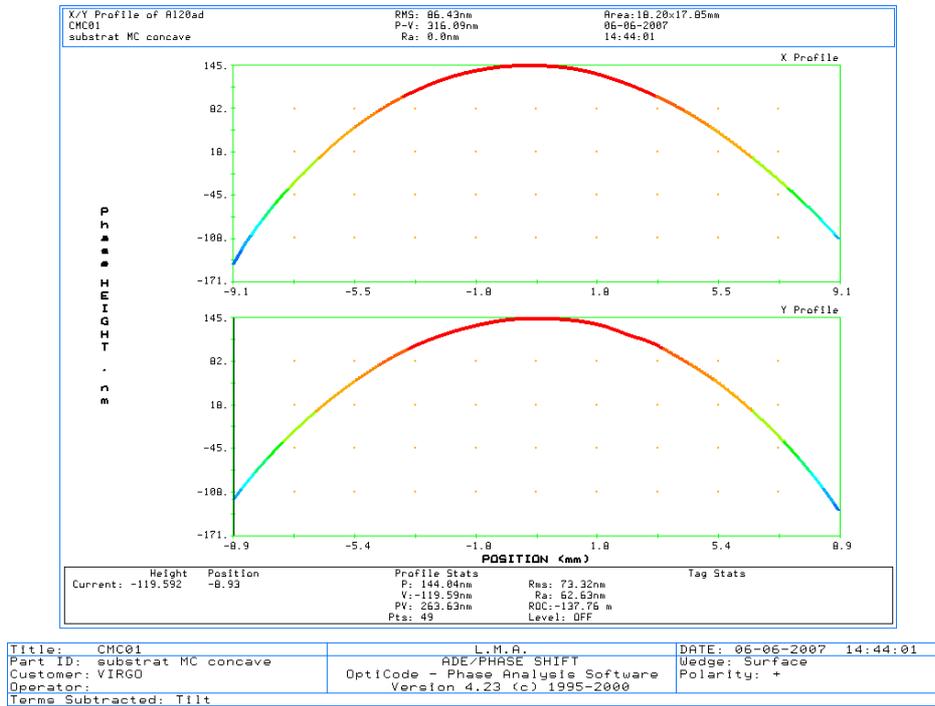
Une analyse précédente effectuée sur des fines lamelles de silice a permis de déterminer les contraintes de nos couches de silicium réalisées selon des paramètres de dépôt déterminés dans notre petite machine de dépôt IBS. Nous avons obtenu des contraintes de 700 MPa.

- Profil face avant axe X et axe Y, avant dépôt :



Nous obtenons une flèche avant dépôt de 138 nm et un rayon de courbure calculé de $5,864 \cdot 10^5$ m pour une ouverture numérique de 1 pouce.

- Profil face avant axe X et axe Y, après dépôt de 3,5 µm de Silicium.

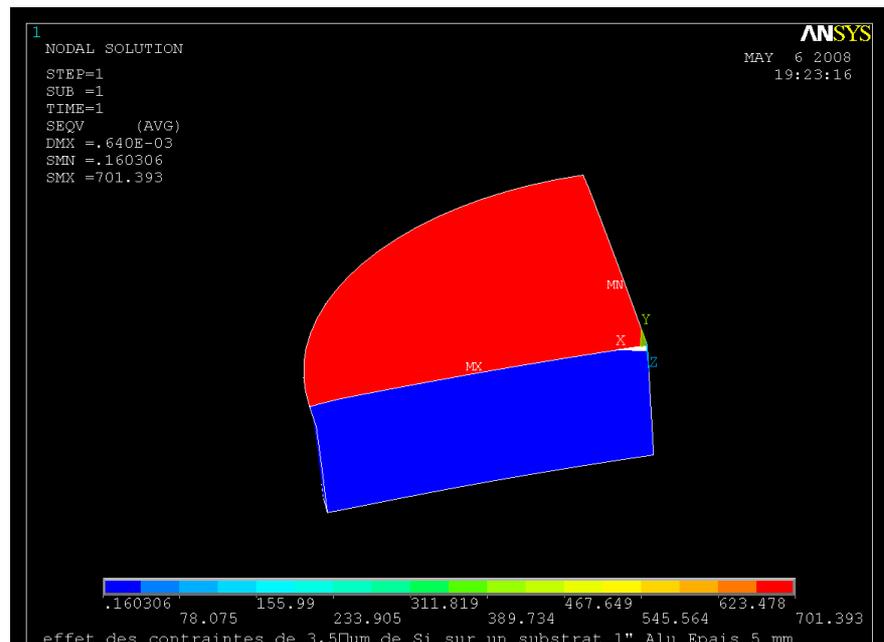


Nous obtenons une flèche avant dépôt de 665 nm et un rayon de courbure calculé de $1.21 \cdot 10^5$ m pour une ouverture numérique de 1 pouce.

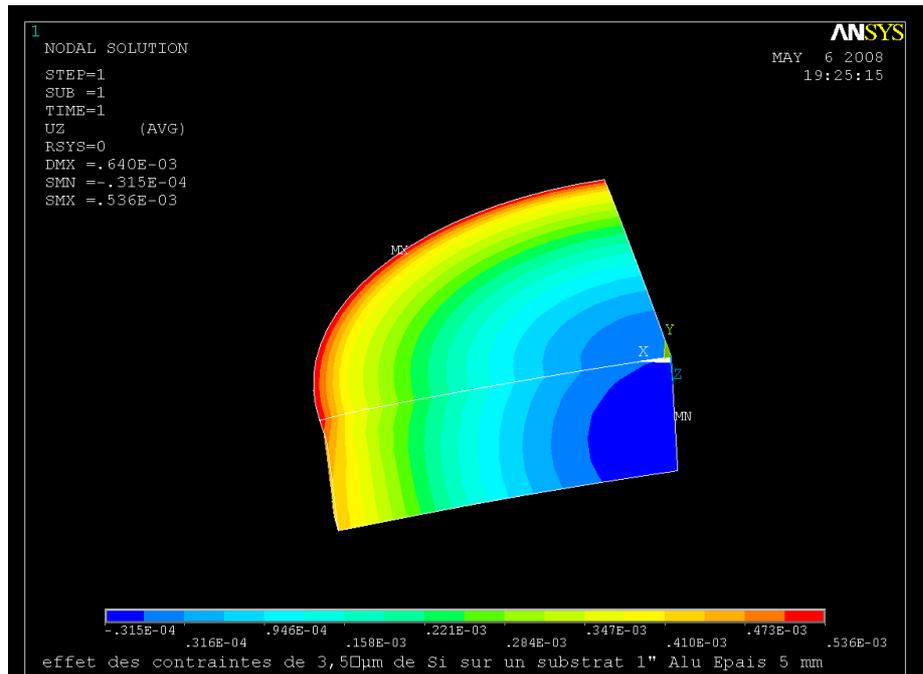
Soit une différence de flèche de 527 nm pour des contraintes de 700 MPa.

Essayons de retrouver ce résultat avec notre programme Ansys.

- Contraintes équivalentes de Von Mises : 700 MPa.



- Variation selon l'axe Z (axe normal à la surface du substrat). Les valeurs sont en mm.



Nous obtenons une flèche de 567 nm proche des 527 nm mesurés à l'interféromètre.

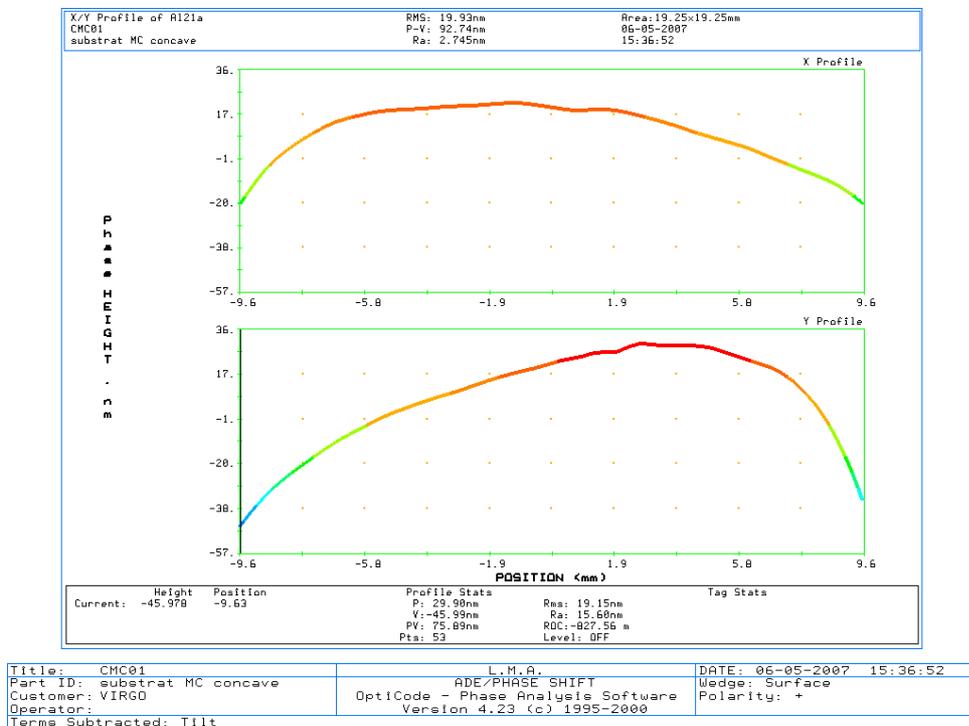
Cette excellente correspondance confirme bien notre valeur de 700 MPa pour nos contraintes de Silicium.

Analyse 2 : échantillon Al 21

Nous avons déposé 4,5 µm de silicium IBS sur un substrat en aluminium Kanigen de 1 pouce de diamètre et de 5 mm d'épaisseur. Afin de tenir compte de l'effet du traitement de silicium sur la déformation du substrat, nous avons déterminé la courbure du substrat avant et après dépôt de 3,5 µm de Silicium. Cette détermination de courbure est obtenue à l'aide d'un interféromètre à décalage de phase qui permet de faire une visualisation de la face avant du substrat.

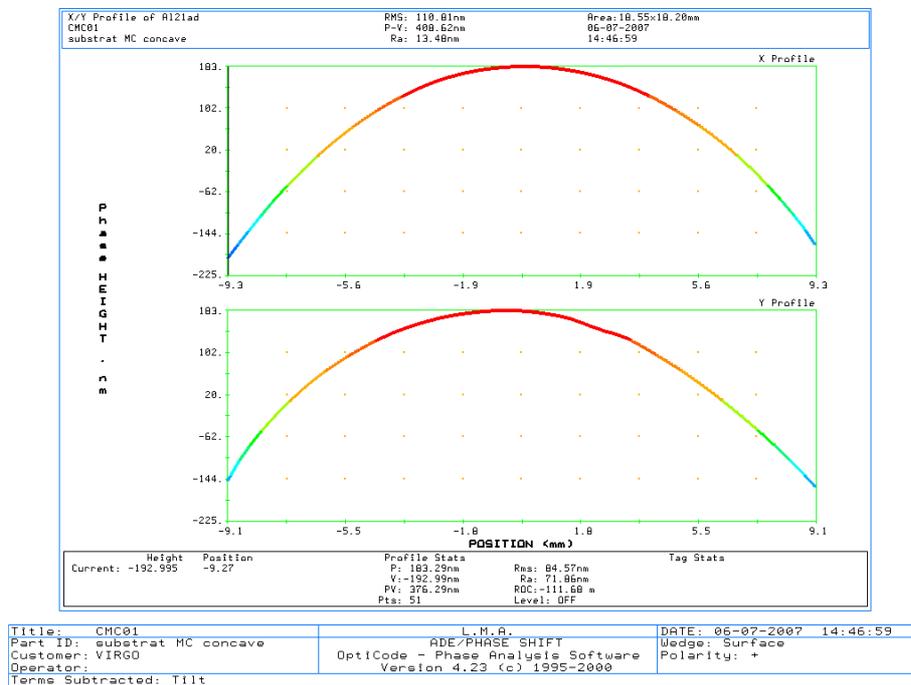
Une analyse précédente effectuée sur des fines lamelles de silice a permis de déterminer les contraintes de nos couches de silicium réalisées selon des paramètres de dépôt déterminés dans notre petite machine de dépôt IBS. Nous avons obtenu des contraintes de 700 MPa.

- photo Profil face avant axe X et axe Y, avant dépôt :



Nous obtenons une flèche avant dépôt de 152 nm et un rayon de courbure calculé de $5,305 \cdot 10^5$ m pour une ouverture numérique de 1 pouce.

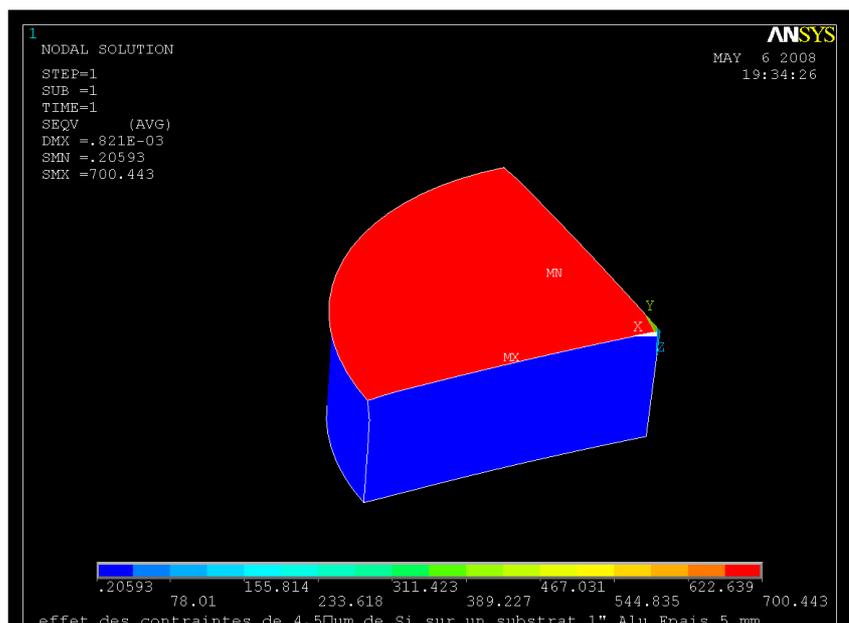
- photo Profil face avant axe X et axe Y, après dépôt de 4,5 µm de Silicium.



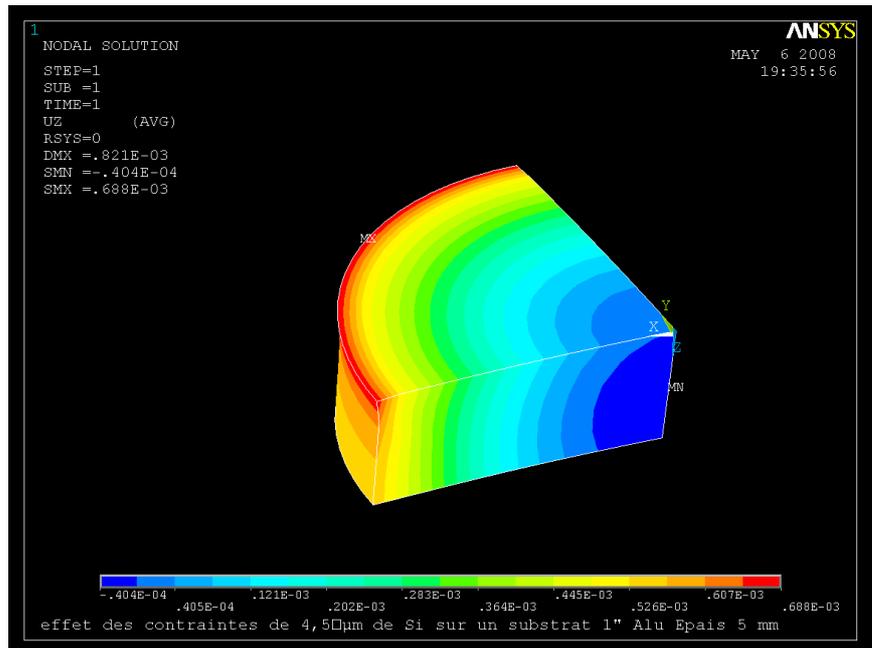
Nous obtenons une flèche avant dépôt de 800 nm et un rayon de courbure calculé de $1.01 \cdot 10^5$ m pour une ouverture numérique de 1 pouce.

Soit une différence de flèche de 650 nm pour des contraintes de 700 MPa.
Essayons de retrouver ce résultat avec notre programme Ansys.

- Contraintes équivalentes de Von Mises : 700 MPa.



- Variation selon l'axe Z (axe normal à la surface du substrat). Les valeurs sont en mm.



Nous obtenons une flèche de 729 nm proche des 650 nm mesurés à l'interféromètre.

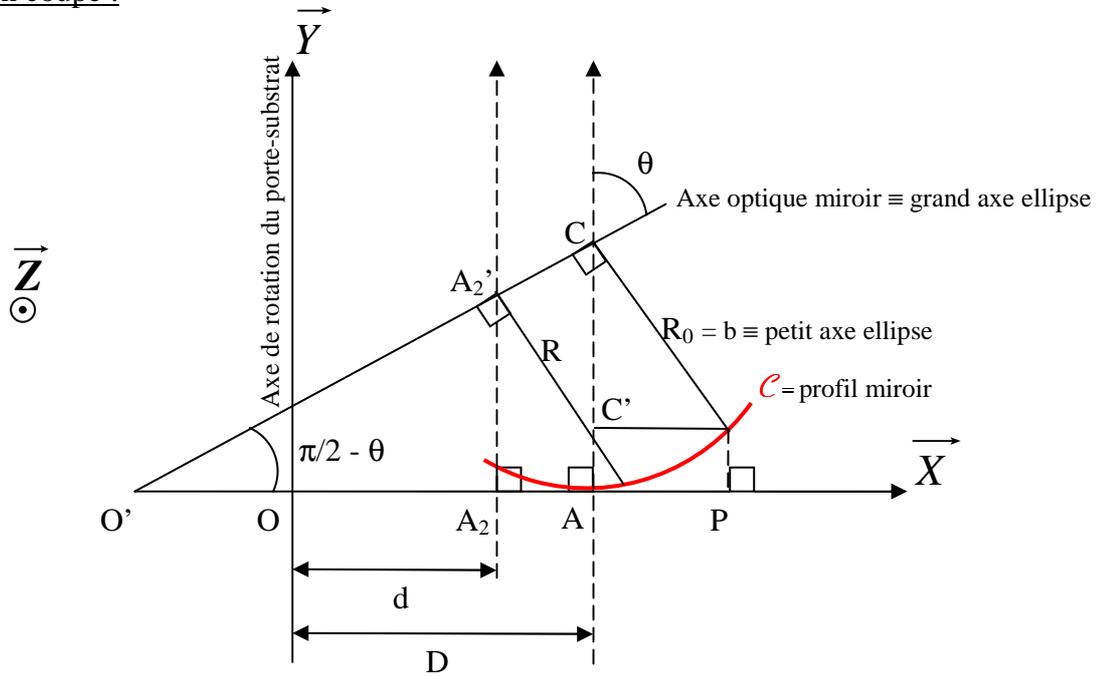
Ici aussi, nous avons une bonne correspondance entre simulation et mesure effective de déformée. Les écarts observés peuvent provenir d'une erreur sur l'épaisseur effective déposée et sur l'incertitude sur la détermination des rayons de courbure obtenus par imagerie interférométrique.

Références

- [1] G.Stoney, Proceedings of the Royal Society of London, 1909, p. 172.
- [2] R. Hoffman, Physics of thin films 3 (1966) 211.
- [3] K.Srinivasan, LIGO-T970176-00-D, 1997.

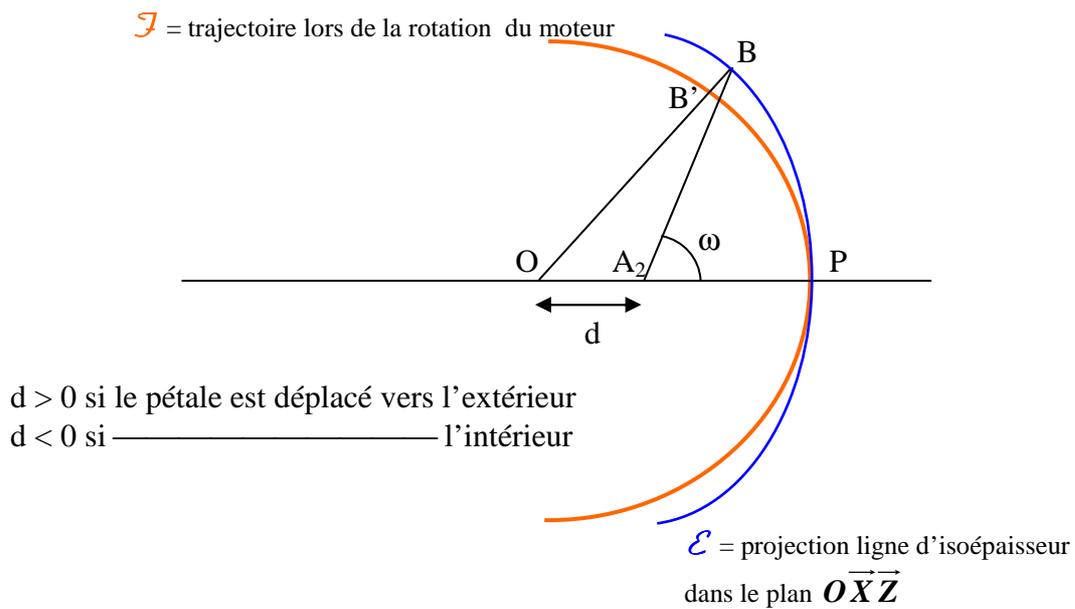
ANNEXE B : Erreur Δr causée par un décalage D et une inclinaison θ du pétale

Vue en coupe :



Le point A est le point de tangence entre le pétale et le plan horizontal

Vue dans le plan $O\vec{X}\vec{Z}$:



ANNEXE B

Nous définissons l'écart Δr par

$$\Delta r = OB - OB'$$

soit

$$\Delta r(\theta, d, R, \omega) = \sqrt{(R \cdot \cos \omega \cdot \cos \theta + d)^2 + (R \cdot \sin \omega)^2} - |R \cdot \cos \theta + d|$$

avec θ et d les paramètres de déplacement et d'inclinaison du pétale

R et ω la position sur le pétale (hauteur optique et angle)

Le déplacement d est en fait la distance entre l'axe de rotation et la projection dans le plan $O\vec{X}\vec{Y}$ du centre de l'isoépaisseur d'hauteur optique R

D'autre part, nous savons que :

$$O'A = \sqrt{a^2 \cdot \cos^2 \theta + b^2 \cdot \sin^2 \theta} \cdot \tan \theta$$

et

$$\vec{OO'} = \vec{OA} + \vec{AO'}$$

$$\vec{OO'} = \left(D - \sqrt{a^2 \cdot \cos^2 \theta + b^2 \cdot \sin^2 \theta} \cdot \tan \theta \right) \cdot \vec{X}$$

et

$$\vec{O'C} = \vec{O'A} + \vec{AC}$$

$$\vec{O'C} = \sqrt{a^2 \cdot \cos^2 \theta + b^2 \cdot \sin^2 \theta} \cdot \tan \theta \cdot \vec{X} + \sqrt{a^2 \cdot \cos^2 \theta + b^2 \cdot \sin^2 \theta} \cdot \vec{Y}$$

$$O'C = \sqrt{a^2 \cdot \cos^2 \theta + b^2 \cdot \sin^2 \theta} \times \frac{1}{\cos \theta}$$

et

$$O'A_2' = \frac{\sqrt{a^2 \cdot \cos^2 \theta + b^2 \cdot \sin^2 \theta}}{\cos \theta} - \sqrt{1 - \frac{R^2}{b^2}} \cdot a$$

D'après le théorème de Thalès :

$$\frac{O'A_2}{O'A} = \frac{O'A_2'}{O'C}$$

$$O'A_2 = \left(\frac{\sqrt{a^2 \cdot \cos^2 \theta + b^2 \cdot \sin^2 \theta}}{\cos \theta} - \sqrt{1 - \frac{R^2}{b^2}} \cdot a \right) \cdot \sin \theta$$

Nous en concluons la valeur algébrique de d pour un décalage D et une inclinaison θ

$$\bar{d} = \vec{OO'} + O'A_2$$

$$\bar{d} = D - \left(\sqrt{1 - \frac{R^2}{b^2}} \cdot a \right) \cdot \sin \theta$$

L'expression littérale de l'écart Δr , s'écrit alors :

$$\Delta r(\theta, D, R, \omega) = \sqrt{\left[R \cdot \cos \omega \cdot \cos \theta + \left(D - \left(\sqrt{1 - \frac{R^2}{b^2}} \cdot a \right) \cdot \sin \theta \right) \right]^2 + (R \cdot \sin \omega)^2} - \left| R \cdot \cos \theta + D - \left(\sqrt{1 - \frac{R^2}{b^2}} \cdot a \right) \cdot \sin \theta \right|$$

TITRE en français

Etude et réalisation d'empilements multicouches sur des optiques asphériques de grandes dimensions pour des applications en lithographie Extrême U.V

RESUME en français

La réalisation d'optiques de grandes dimensions est un élément clé à la réussite de la lithographie Extrême-Ultraviolet à 13,5 nm. Leur intégration dans les appareils de production doit permettre d'acheminer un flux lumineux intense de la source jusqu'au wafer et ainsi d'augmenter la productivité. Nous avons étudié et développé des systèmes multicouches à base de molybdène et silicium. Leurs structures ont été étudiées par réflectométrie des rayons X et leurs performances mesurées à 13,5 nm sous rayonnement synchrotron. Les résultats ont révélé une réflectivité à 13,5 nm limitée principalement à cause de la faible qualité des interfaces due à l'inter-diffusion des 2 matériaux. Nous avons aussi porté une attention particulière au traitement de substrats asphériques de grandes dimensions. Nous avons notamment utilisé des techniques de masquage permettant de contrôler les épaisseurs déposées sur des diamètres de près de 500 mm et malgré des flèches proches de 100 mm.

TITRE en anglais

Study and realization of multilayers stacks on large aspherical optics for Extreme UV lithography applications at 13.5 nm.

RESUME en anglais

The development of large optics is a crucial point for the success of the EUV lithography at 13.5 nm. The integration of large collectors into steppers allows a gain in the collecting beam and thus improves the throughput. We have studied and developed reflecting molybdenum and silicon multilayers at 13.5 nm. Structures were analyzed using grazing incidence reflectometry and performances were measured under Synchrotron radiation at operating wavelength. The diffusion observed between the two materials at each interface severely reduces the total reflectivity at 13.5 nm. We have also studied coatings on large aspherical substrates. To control the gradient profile coatings on large concave collectors (clear aperture of 500 mm and sag about 100 mm), we have used with success the masking technique.

DISCIPLINE

PHYSIQUE – COUCHES MINCES

MOTS-CLES

Multicouches, Lithographie, Extrême U.V, Pulvérisation par faisceau d'ions

INTITULE ET ADRESSE DE L'U.F.R. OU DU LABORATOIRE :

Laboratoire des Matériaux Avancés

Université Claude Bernard campus de la Doua,

Bâtiment Virgo 22, Boulevard Niels Bohr

69622 - VILLEURBANNE Cedex