



HAL
open science

Développement de revêtements interférentiels pour des imageurs X à haute résolution

Nolann Ravinet

► **To cite this version:**

Nolann Ravinet. Développement de revêtements interférentiels pour des imageurs X à haute résolution. Optique [physics.optics]. Université Paris-Saclay, 2024. Français. NNT : 2024UPASP127 . tel-04902775

HAL Id: tel-04902775

<https://pastel.hal.science/tel-04902775v1>

Submitted on 21 Jan 2025

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.

Développement de revêtements interférentiels pour des imageurs X à haute résolution spatiale

Thèse de doctorat de l'université Paris-Saclay

École doctorale n° 572, Ondes et Matières (EDOM)

Spécialité de doctorat : Physique

Graduate School : Physique, Référent : Institut d'Optique

Thèse préparée dans l'unité de recherche Université Paris-Saclay, Institut d'Optique

Graduate School, CNRS, Laboratoire Charles Fabry, 91127, Palaiseau, France

Sous la direction de **Franck Delmotte** (Professeur des universités, Institut d'Optique
Graduate School – Université Paris-Saclay)

Thèse soutenue à Paris-Saclay, le 10 décembre 2024, par

Nolann RAVINET

Composition du Jury

Membres du jury avec voix délibérative

Jacques Robert

Professeur, Laboratoire de Physique
des Gaz et des Plasmas

Président & Examineur

Julien Lumeau

Directeur de recherche, Institut
Fresnel

Rapporteur & Examineur

Jérôme Gaudin

Maitre de conférences, Université
de Bordeaux

Rapporteur & Examineur

Hélène Krol

Ingénieure, CILAS

Examinatrice

Membres du jury sans voix délibérative

Antoine Lejars

Ingénieur de recherche, CEA-DAM

Invité

Franck Delmotte

Professeur, Laboratoire Charles
Fabry

Directeur de thèse



THÈSE
Présentée pour obtenir le grade de
DOCTEUR EN SCIENCES DE L'UNIVERSITE PARIS-SACLAY
Par
Nolann RAVINET

Développement de revêtements interférentiels pour des imageurs X à haute résolution spatiale

École doctorale n°572 : Ondes et Matière, EDOM
Thèse présentée et soutenue à Palaiseau, le 10/12/2024

Composition du Jury

Jacques Robert Professeur, Laboratoire de Physique des Gaz et des Plasmas	Président & Examineur
Julien Lumeau Directeur de recherche, Institut Fresnel	Rapporteur & Examineur
Jérôme Gaudin Maitre de conférences, Université de Bordeaux	Rapporteur & Examineur
Hélène Krol Ingénieure, CILAS	Examinatrice
Antoine Lejars Ingénieur de recherche, CEA-DAM	Invité
Franck Delmotte Professeur, Laboratoire Charles Fabry	Directeur de thèse

REMERCIEMENTS

Ce travail est issu de la collaboration entre le CEA (Commissariat à l'énergie atomique et aux énergies alternatives), le LCF (Laboratoire Charles Fabry) de l'Institut d'Optique et le LLNL (Lawrence Livermore National Laboratory).

Mes remerciements vont en conséquence à toutes les personnes qui ont contribué de près ou de loin au déroulement de ce projet.

Plus particulièrement, je tiens à remercier Antoine Lejars et Franck Delmotte pour m'avoir accompagné durant ces trois années de thèse.

Je tiens également à remercier Evgueni Meltchakov pour m'avoir formé en salle blanche, ainsi que Sébastien de Rossi, pour toutes ses explications sur les optiques des rayons X.

Merci également à l'atelier d'optique et à Marc, Sophie et Clément pour tous les échantillons fabriqués.

Enfin, je remercie les membres du jury d'avoir accepté d'être rapporteurs et/ou examinateurs/trices pour cette thèse.

Constantes physiques

- c : vitesse de la lumière dans le vide ($299\,792\,458\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$)
- ϵ_0 : permittivité diélectrique du vide ($8,854\,187\,817 \times 10^{-12}\text{ F}\cdot\text{m}^{-1}$)
- k_b : constante de Boltzmann ($1,380\,649 \times 10^{-23}\text{ J}\cdot\text{K}^{-1}$)
- e : charge élémentaire ($1,602\,176\,634 \times 10^{-19}\text{ A}\cdot\text{s}$)
- m_e : masse de l'électron ($9,109\,383\,701 \times 10^{-31}\text{ kg}$)
- μ_0 : perméabilité magnétique du vide ($4\pi \times 10^{-7}\text{ H}\cdot\text{m}^{-1}$)
- h : constante de Planck ($6,626\,070\,15 \times 10^{-34}\text{ J}\cdot\text{s}$)
- \hbar : constante de Planck réduite ($1,054\,571\,818 \times 10^{-34}\text{ J}\cdot\text{s}$)
- r_e : rayon classique de l'électron ($2,817\,940\,326 \times 10^{-15}\text{ m}$)
- N_a : nombre d'Avogadro ($6,022\,140\,76 \times 10^{23}\text{ mol}^{-1}$)

Glossaire

- CEA : Commissariat à l'énergie atomique (et aux énergies alternatives)
- DC : Direct current (courant direct)
- DAM : Direction des applications militaires
- D-T : Deuterium-Tritium
- dcMS : direct current magnetron sputtering
- DIM : Diagnostic instrument Manipulator (instrument manipulateur de diagnostic)
- EDX : Energy dispersive X-ray (spectroscopie de rayons X à dispersion d'énergie)
- ESRF : European Synchrotron Radiation Facility
- FCI : Fusion par confinement inertiel
- FCM : Fusion par confinement magnétique
- FIB : Focused Ion Beam (faisceau d'ions focalisés)
- HiPIMS : High impulse magnetron sputtering
- IMD : Logiciel de simulation développé par D. L. Windt
- ISO : International organization for standardization
- ITER : International Thermonuclear Experimental Reactor
- LCF : Laboratoire Charles Fabry
- LLNL : Lawrence Livermore National Laboratory
- LMJ : Laser Méga Joule
- MET : Microscope électronique à transmission
- NIF : National Ignition Facility
- NIST : National Institute of Standards and Technology
- PTB : Physikalisch-Technische Bundesanstalt
- RF : Radiofréquence
- TXI : Toroidal X-Ray Imager
- XRT : XrayTracing
- RRX : Réflectomètre à Rayon X

TABLE DES MATIÈRES

Chapitre 1. Contexte de la thèse	8
1.1 Les intérêts de la fusion nucléaire.....	9
1.1.1 Un intérêt industriel, produire de l'électricité.....	9
1.1.2 Un intérêt scientifique, étudier le centre des étoiles	10
1.1.3 Un intérêt militaire, les programmes de simulation.....	11
1.2 Les plasmas	11
1.3 La fusion nucléaire.....	13
1.3.1 La fusion par confinement magnétique	15
1.3.2 La fusion par confinement inertiel.....	16
1.4 Les centres de fusion par confinement inertiel	18
Chapitre 2. L'Optique et les instruments XUV	20
2.1 Le rayonnement électromagnétique.....	20
2.2 Le rayonnement XUV.....	22
2.2.1 Mécanismes physiques	24
2.2.2 Le facteur de diffusion atomique.....	25
2.3 Les couches minces et multicouches pour l'optique XUV	28
2.3.1 La réflexion totale externe	29
2.3.2 Les couches minces optiques.....	30
2.3.3 Les cristaux	31
2.3.4 Les revêtements multicouches pour l'optique	32
2.4 Les systèmes optiques de la gamme XUV	36
2.4.1 Quelques mots sur les aberrations optiques	37
2.4.2 Les optiques réfléchives	39
2.4.3 Autres diagnostics	40
Chapitre 3. Moyens expérimentaux et méthodes	43
3.1 Les outils de simulations	43
3.1.1 Optimisation de multicouches optiques	43
3.1.2 Validation par logiciel de tracés de rayons	44
3.2 Les outils de caractérisation.....	47

3.2.1	La réflectométrie à rayons X	47
3.2.2	Les lignes synchrotrons	51
3.2.3	Le microscope électronique à transmission	53
3.3	Les outils de fabrication.....	58
3.3.1	La préparation des substrats	58
3.3.2	La machine de dépôt MP1000	59
Chapitre 4.	Modélisation et optimisation des revêtements multicouches de TXI.....	63
4.1	Description de TXI	64
4.2	Le cahier des charges de TXI	66
4.2.1	L'uniformité spatiale	68
4.2.2	La pureté spectrale.....	70
4.2.3	La transmission totale de la voie.....	71
4.2.4	Le non-recouvrement des voies.....	73
4.3	Conception des revêtements multicouches pour TXI.....	73
4.3.1	Le choix du couple de matériaux.....	74
4.3.2	Influence du profil spectral des revêtements multicouches	78
4.3.3	Les solutions proposées pour l'instrument TXI.....	86
4.3.4	Influence du champ de vue sur les performances théoriques de TXI.....	103
Chapitre 5.	Réalisation des revêtements multicouches de TXI	106
5.1	Procédure de calibration des épaisseurs des couches minces.....	107
5.2	Réalisation des revêtements de TXI sur miroirs toriques	109
5.2.1	Fabrication des revêtements multicouches pour la voie à 8,7 keV	110
5.2.2	Fabrication des revêtements multicouches pour la voie à 13,0 keV	113
5.2.3	Fabrication des revêtements multicouches pour la voie à 17,5 keV	115
5.2.4	Estimations finales des performances de l'instrument TXI	119
Chapitre 6.	Empilements multicouches pour des énergies supérieures à 20 keV	126
6.1	Motivation de l'étude et problématique.....	126
6.1.1	Intérêt des diagnostics à plus hautes énergies (jusqu'à 60 keV).....	126
6.1.2	Impact sur les revêtements multicouches	128
6.2	Études des multicouches W/SiC de faibles épaisseurs.....	131
6.2.1	Résultats MET sur deux revêtements multicouches de TXI	131

6.2.2	Étude par MET de multicouches W/SiC d'épaisseurs variables	133
6.3	Mise en œuvre de la technologie HiPIMS	140
6.3.1	État de l'art et intérêt de la méthode HiPIMS.....	140
6.3.2	Études des paramètres électriques et optiques du plasma.....	142
6.3.3	Études d'empilements W/SiC déposés par méthode HiPIMS	147
6.4	Conclusion.....	152
Conclusion de la thèse		153
Annexes		158
Annexe A.....		158
Annexe B.....		162
Références		166

Chapitre 1. Contexte de la thèse

La découverte des réactions de fusion nucléaire daterait du début du XXe siècle. L'astrophysicien britannique A. Eddington émet en 1920 l'hypothèse que l'énergie des étoiles provient des réactions de fusion entre les atomes d'hydrogène H, produisant de l'hélium [1]. La première réaction de fusion est réalisée entre des isotopes de l'hydrogène par M. L. P. Oliphant, P. Harteck et E. Rutherford en 1934 [2]. En 1946, les Anglais G. P. Thomson et M. Blackman déposent le premier brevet de réacteur pour la fusion nucléaire. Il s'agit alors d'une chambre sous vide en forme de tore utilisant des champs magnétiques pour confiner un plasma. Le tokamak, quant à lui, nous viendra de Russie, sous l'impulsion d'I. Tamm et A. Sakharov. En parallèle, une autre voie explorant la fusion par confinement inertiel apparaît dès les années 60 [3]. Dès lors, les performances des nouvelles installations n'ont eu de cesse d'augmenter, tant en durée de confinement qu'en température ou en taille, et donc en gain. Aujourd'hui, le projet ITER a pour objectif de démontrer la faisabilité de la production d'énergie électrique à l'échelle industrielle pour 2025 [4]. En 2022, le NIF a pour la première fois obtenu une réaction de fusion dégageant plus d'énergie que celle fournie par les lasers [5]. Afin de mieux comprendre la physique de la fusion nucléaire pour mieux la maîtriser, des diagnostics optiques sont développés. Ceux-ci peuvent fonctionner dans différentes gammes d'énergies. Dans ce contexte, le CEA-DAM développe un microscope à haute résolution opérant dans le domaine des rayons X, qui sera installé au NIF. Ce dernier se chargera de l'intégration du diagnostic dans son installation. Cet instrument, baptisé TXI (Toroidal X-ray Imager), est un instrument combinant deux miroirs toriques, en configuration pseudo-Wolter, et permet d'achever des résolutions de l'ordre de 5 μm dans le plan objet. La configuration de l'instrument, qui possède plusieurs canaux selon un axe de révolution, permet d'imager différentes énergies. Le domaine spectral de ces voies de mesure est de type passe-bande, centré à 8,7 keV, 13 keV et 17,5 keV, ce qui nécessite l'utilisation de revêtements multicouches très spécifiques sur chaque miroir torique. Le premier objectif de cette thèse est le développement, l'optimisation et la réalisation d'empilements multicouches permettant à cet instrument de répondre aux spécifications attendues. Le second objectif est de réaliser des études exploratoires pour la prochaine génération de revêtements multicouches. Le manuscrit introduira d'abord la fusion nucléaire et ses intérêts. Une description de l'optique XUV, domaine spectral de l'instrument, sera également présentée. Une fois la partie théorique achevée, les moyens expérimentaux mis en œuvre durant cette thèse seront décrits. Les chapitres suivants présenteront l'instrument TXI, son cahier des charges, les solutions apportées et les performances finales estimées. Enfin, le LMJ et le NIF nécessiteront toujours plus de diagnostics. En conséquence, le dernier chapitre sera un chapitre d'ouverture sur la conception d'un prochain instrument

Chapitre I. Contexte de la thèse

fonctionnant à plus haute énergie, notamment sur la conception de revêtements plus performants.

1.1 Les intérêts de la fusion nucléaire

1.1.1 Un intérêt industriel, produire de l'électricité

L'argument le plus souvent invoqué lorsque l'on parle de la fusion nucléaire est la production d'électricité. En effet, celle-ci pourrait permettre de s'affranchir de bons nombres de contraintes énergétiques et écologiques. Pour comparer la production d'énergie par fusion nucléaire avec d'autres énergies, notamment mécaniques et chimiques, nous illustrons dans le **Tableau 1** les densités massiques d'énergie de différentes sources :

Source d'énergie	Type de réaction	Densité massique d'énergie (en MJ/kg)
Vent (10 m^3 à 80 km.h^{-1})	Mécanique	$2,5 \times 10^{-4}$
Bois	Chimique	$1,6 \times 10^1$
Charbon	Chimique	$2,4 \times 10^1$
Pétrole brut	Chimique	$4,5 \times 10^1$
Gaz	Chimique	$5,5 \times 10^1$
Uranium 235	Nucléaire (fission)	$7,95 \times 10^7$
Fusion deutérium-tritium	Nucléaire (fusion)	$3,4 \times 10^8$
Collision matière-antimatière	Annihilation	$1,8 \times 10^{11}$

Tableau 1. Illustration de la densité massique d'énergie pour différentes sources, ainsi que du type de réaction.

La différence monumentale d'énergie contenue -de l'ordre d'un million- entre les réactions de type mécanique ou chimique et nucléaire provient du fait que, depuis Einstein, nous savons que la masse m (en kg) et l'énergie E (en J) sont reliées **[6]**, et que donc réside à l'échelle atomique une énergie liée simplement à la masse de l'atome, via

Chapitre I. Contexte de la thèse

la formule :

$$E = mc^2 \text{ (éq. 1)}$$

La fusion nucléaire présente aussi l'intérêt de ne pas être une énergie intermittente, contrairement à l'énergie éolienne ou photovoltaïque par exemple. La nécessité de parvenir à maîtriser cette énergie est d'autant plus importante que la demande mondiale en énergie est elle-même en croissance, à la fois à cause de l'évolution démographique et de l'augmentation du niveau de vie. D'autre part, la consommation excessive des énergies carbonées, dont l'essentiel sera épuisé à la fin du siècle, et le changement climatique qui en découle imposent des contraintes supplémentaires non négligeables. Notre futur énergétique devra donc inclure une part certes non négligeable d'énergies renouvelables, mais aussi d'origine nucléaire. La fission nucléaire, bien qu'énergiquement intéressante, produit des déchets difficilement traitables et voit ses réserves s'épuiser également. La fusion nucléaire, quant à elle, présente toutes les caractéristiques idéales. L'abondance d'atomes légers lui assure des réserves de plusieurs milliers d'années pour le tritium et de plusieurs millions d'années pour le deutérium. Les déchets radioactifs produits sont à durée de vie courte, le risque de fusion du cœur est nul, et la production de CO₂ est nulle. Le principal défaut actuel de la fusion nucléaire réside dans son extrême difficulté technique. Actuellement, pour réaliser la fusion nucléaire, deux pistes sont possibles. La fusion par confinement magnétique est principalement étudiée pour produire de l'énergie à l'échelle industrielle. La fusion par confinement inertiel, qui permet d'atteindre des conditions de pressions et de températures extrêmes, permet également d'étudier en laboratoire des phénomènes astrophysiques ou de réaliser en partie les conditions d'explosion d'une arme nucléaire.

1.1.2 Un intérêt scientifique, étudier le centre des étoiles

La fusion nucléaire est le mécanisme par lequel les étoiles se stabilisent. En effet, une étoile est d'abord la résultante d'un effondrement gravitationnel d'un nuage de gaz. Sous cet effondrement, la matière comprimée chauffe et réalise des réactions de fusion nucléaire qui finissent par compenser cet effondrement. C'est la naissance de l'étoile. Les étoiles, via le mécanisme de la fusion nucléaire, sont à la source de tous les éléments chimiques que nous connaissons. Elles libèrent également de l'énergie sous forme de photons, de particules chargées, ou encore de neutrinos. Leur destin est également connu, et dépend de leur masse. Une fois l'essentiel de l'hydrogène qui les constitue est consommé, l'étoile finit par grossir, éjecter ses couches externes et s'effondrer sur elle-même. Le résultat peut être soit une naine blanche (si la masse vaut celle du Soleil), soit une étoile à neutrons (si la masse vaut entre 1,5 et 3 fois la masse du Soleil), soit un trou noir (si la masse est supérieure à 3 fois la masse du Soleil). Les expériences de fusion par

Chapitre I. Contexte de la thèse

confinement inertiel, en permettant à la matière d'atteindre des conditions équivalentes à celles du cœur des étoiles, permettent de recréer ces conditions en laboratoire [7]. Elles sont donc utiles afin de mieux comprendre ce qui s'y passe et ainsi mieux contraindre nos modèles en la matière.

1.1.3 Un intérêt militaire, les programmes de simulation

Le troisième intérêt de la fusion nucléaire couvre des intérêts militaires et politiques. Concernant la France, depuis l'arrêt des essais nucléaires en 1996, la Direction des Applications Militaire (DAM) du Commissariat à l'énergie atomique (CEA) a pour mission de garantir le fonctionnement des armes nucléaires via le programme Simulation. Ce programme repose sur trois piliers :

- la modélisation multi-physiques et multi-échelles de leur fonctionnement ;
- la simulation numérique sur HPC (high-performance computing) ;
- l'acquisition de données expérimentales pour contraindre et valider les codes de calculs

Les données expérimentales de la partie pré-nucléaire de l'arme sont issues de l'installation de radiographie Epure (centre CEA Valduc). Les expériences de FCI sont menées au Laser Mégajoule (LMJ, centre CEA CESTA) et permettent d'approcher les conditions de fonctionnement de la partie nucléaire de l'arme.

Les conditions extrêmes permettant la fusion nucléaire portent la matière dans un état dit plasma. La partie qui suit présente brièvement ces derniers.

1.2 Les plasmas

Le terme plasma est introduit pour la première fois en 1928 par le physicien américain I. Langmuir [8]. Ces derniers, bien qu'en général absents sur Terre, constituent pourtant 99% de la matière visible de l'Univers, notamment les étoiles. Un plasma est un état quasi-neutre, ce qui signifie que, bien que globalement neutre, les charges restent libres. Il manifeste également des comportements collectifs, tels que des ondes, des instabilités ou des turbulences, etc.

Le plasma manifeste une tendance au désordre, à cause de l'agitation thermique. Les forces électrostatiques tendant à la neutralité maintiennent ce dernier sur des échelles de temps (pulsation de Langmuir) et de longueurs caractéristiques (longueur de Debye).

La longueur de Debye (**éq. 2**) correspond à la distance au-dessus de laquelle le plasma

Chapitre I. Contexte de la thèse

est quasi-neutre, et en-dessous de laquelle il y a une séparation de charge. La pulsation de Langmuir (**éq. 3**) correspond à l'oscillation des électrons lorsque le plasma est perturbé et au retour à la quasi-neutralité.

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T}{n_0 e^2}} \quad (\text{éq. 2})$$

$$\omega_L = \sqrt{\frac{n_0 e^2}{\epsilon_0 m_e}} \quad (\text{éq. 3})$$

où n_0 est le nombre d'électrons en particules.m⁻³, et T est la température en Kelvin.

Les plasmas se distinguent en plusieurs groupes, suivant notamment leur température et leur densité de charge. La **Figure 1** illustre cette répartition.

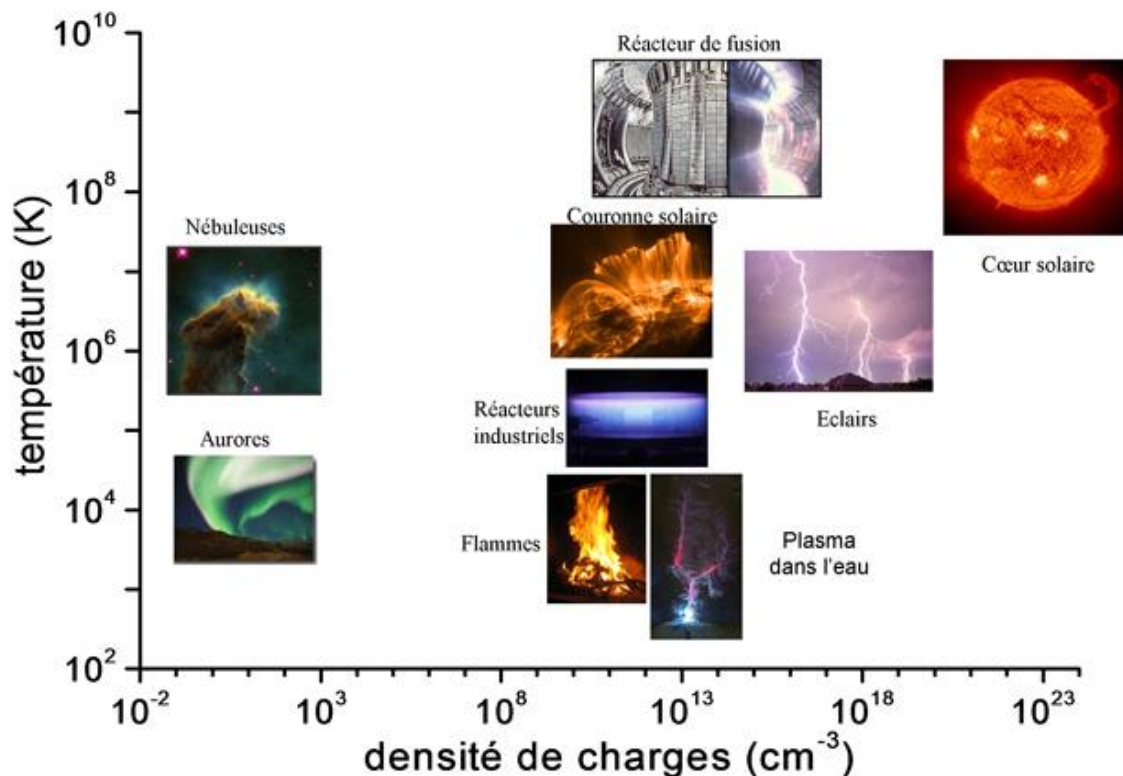


Figure 1. Types de plasma, en fonction de sa température et de sa densité électronique. [LPP - Laboratoire de Physique des Plasmas - UMR 7648 - Notre recherche en quelques mots... \(polytechnique.fr\)](http://lpp.polytechnique.fr)

Dans les plasmas dits froids, l'équilibre thermodynamique n'est pas atteint (nous avons un plasma bi-température tel que $T_e \gg T_i \approx T_{\text{gaz}}$). Ces plasmas ont des applications diverses, telles que la gravure ou le dépôt de matériau, l'éclairage, la production d'ozone, la propulsion spatiale, etc.

Chapitre I. Contexte de la thèse

Dans les plasmas chauds, notamment les plasmas de fusion, les ions participent au comportement du plasma. L'équilibre thermodynamique est atteint ($T_e = T_i$).

1.3 La fusion nucléaire

Réaliser des réactions de fusion nucléaire nécessite de vaincre la barrière coulombienne entre les atomes. La **Figure 2** illustre l'énergie de liaison des nucléons pour différents atomes.

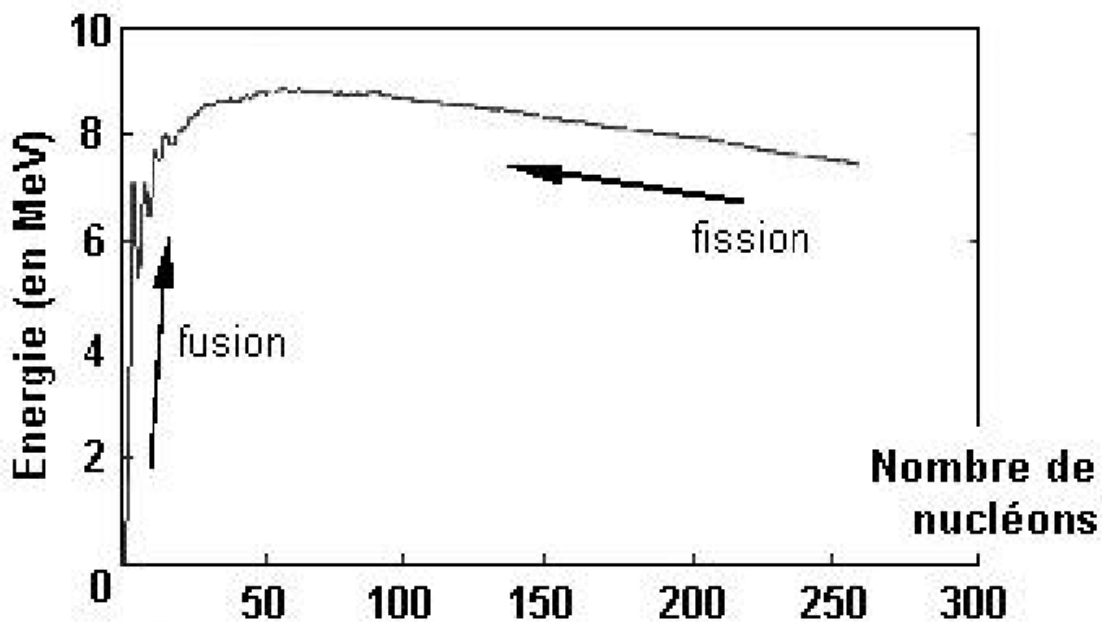


Figure 2. Barrière coulombienne entre deux noyaux pour les réactions de fusion.

https://www.researchgate.net/publication/284319203_Modelisation_du_Confinement_Magnetique_d%27un_Plasma_dans_un_Tokamak/figures?lo=1

L'atome de fer Fe ($Z=26$) est l'atome dont le noyau a la configuration la plus stable, et donc l'atome pour qui la réaction nucléaire est la plus coûteuse en énergie. Pour les atomes plus lourds, la fission nucléaire est énergétiquement plus favorable, et pour les atomes moins lourds, c'est la fusion nucléaire qui l'est. La fission nucléaire se fait par bombardement du noyau à l'aide de neutrons afin de rendre ce dernier instable. Concernant la fusion, il faut vaincre la répulsion coulombienne afin de fusionner les atomes. Cette énergie potentielle se calcule à l'aide de la formule de Coulomb et dépend du nombre de protons des atomes à fusionner.

$$U_{Coulomb} = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0(r_1+r_2)} \quad (\text{éq.4})$$

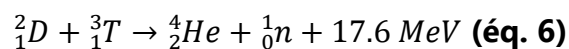
Chapitre I. Contexte de la thèse

où Z_1 , Z_2 , r_1 et r_2 sont respectivement le nombre de protons de l'atome 1, le nombre de protons de l'atome 2, le rayon de l'atome 1 et le rayon de l'atome 2. En faisant le calcul pour une réaction de fusion deutérium-tritium, nous obtenons une valeur d'environ 400 keV, ce qui correspond à 4×10^9 K. En pratique, la fusion reste possible à des températures plus basses, car l'énergie des particules du plasma de fusion obéit à une fonction de distribution de Maxwell-Boltzmann. La température régnant au cœur du Soleil est estimée à 15×10^6 K, mais une partie des particules peuvent avoir des températures suffisantes pour permettre les réactions de fusion. Par ailleurs, les phénomènes quantiques apparaissent à ces échelles. Le principe d'incertitude d'Heisenberg [9] stipule ainsi qu'il n'est pas possible de connaître précisément à la fois la position x et l'impulsion p_x d'une particule, ou bien son énergie et le temps nécessaire à sa mesure.

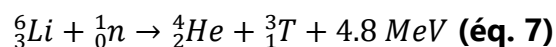
$$\Delta x \Delta p_x \geq \frac{\hbar}{2} \text{ (éq. 5)}$$

Il devient donc possible pour des particules d'avoir pendant un court instant une énergie supérieure à la répulsion coulombienne, ou d'avoir une position inférieure au rayon de l'autre particule, et donc de réaliser la réaction de fusion nucléaire. G. Gamow et A. Sommerfeld sont les premiers à résoudre les équations de la mécanique quantique en tenant compte de l'effet tunnel, afin d'estimer la probabilité que deux noyaux outrepassent la barrière coulombienne [10]. Ils en déduisent que les particules dont l'énergie permet de participer aux réactions de fusion nucléaire se trouvent dans une fenêtre dite de Gamow. Cette fenêtre de Gamow est comprise entre la distribution de Maxwell-Boltzmann, décroissante en fonction de l'énergie, et l'effet tunnel, croissante en fonction de l'énergie.

La réaction nucléaire deutérium-tritium est la plus étudiée, car elle est énergétiquement la plus favorable, à cause de sa section efficace plus élevée [11]. Cela permet d'avoir un taux de réaction plus élevé à des températures plus basses. La réaction est la suivante :



En ce qui concerne le combustible, le deutérium peut être extrait dans les océans via la dissociation de l'eau lourde, de formule D_2O , constituant 0,02% de ces derniers. Les réserves pourraient durer plusieurs millions d'années. Le tritium, quant à lui, dispose de réserves de quelques milliers d'années dans les sols. Il peut toutefois être produit via la réaction nucléaire suivante :



Puisque ces réactions nécessitent d'atteindre des températures, un critère doit être établi afin de voir si le rapport entre énergie produite et énergie consommée est favorable. Dans un papier déclassifié en 1957, J. D. Lawson a établi une figure de mérite reliant, sous la

Chapitre I. Contexte de la thèse

forme d'un produit, la densité du plasma (n_e), le temps de confinement (τ_e) du plasma. Ce produit doit être supérieur à une fonction $L(T)$ dépendant de sa température. Ce critère est appelé critère de Lawson [12].

$$n_e \tau_e \geq L(T) \text{ (éq. 8)}$$

Ce produit doit être supérieur à cette fonction, qui, en plus de la température, dépend également de la section efficace des réactifs, afin de réaliser la fusion nucléaire. Dans le cas de la réaction deutérium-tritium, ce produit doit dépasser une valeur égale à 10^{20} (s.m⁻³).

Deux méthodes sont possibles :

- Confiner pendant un temps long (10^0 s) une densité faible (10^{20} particules.m⁻³) ;
- Confiner pendant un temps court (10^{-10} s) une densité élevée (10^{30} particules.m⁻³) ;

Ces deux possibilités sont respectivement à l'origine de la fusion par confinement magnétique (FCM) et de la fusion par confinement inertiel (FCI).

1.3.1 La fusion par confinement magnétique

Dans cette configuration, un plasma est piégé à l'aide de champs magnétiques à l'intérieur d'une chambre. Le tokamak, né en 1968, consiste en une chambre toroïdale entourée de bobines magnétiques. Le plasma piégé engendre également un champ magnétique poloïdal, renforcé par d'autres bobines, qui éloigne ce dernier des parois en le pinçant. La combinaison de ces deux champs magnétiques engendre un champ magnétique hélicoïdal. Le plasma intérieur est chauffé par différents mécanismes :

- un effet Joule (induit par la circulation du plasma, via le solénoïde central) ;
- l'injection de deutériums fortement accélérés ;
- l'émission d'ondes électromagnétiques (absorbées par le plasma) ;
- les réactions de fusion.

Actuellement, plusieurs tokamaks existent, dont la puissance de fonctionnement dépend de leur taille. ITER, situé à Cadarache (Provence – France), le plus gros tokamak, actuellement en construction, doit produire son premier plasma à l'horizon de 2025. L'objectif d'ITER est de maintenir le plasma produit pendant environ 400 secondes. Le gain Q doit être supérieur à 10. Néanmoins, un réacteur industriel devra à terme atteindre un gain égal à 20.

Chapitre I. Contexte de la thèse

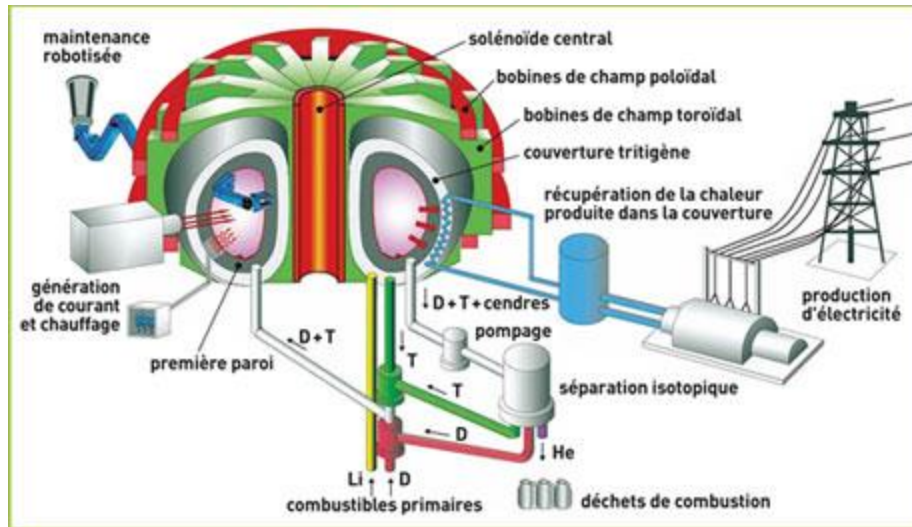


Figure 3. Illustration du fonctionnement d'un tokamak pour la production d'énergie. [Découvrir & Comprendre - La fusion nucléaire \(cea.fr\)](http://www.cea.fr)

1.3.2 La fusion par confinement inertiel

Dans cette configuration, la fusion est atteinte en confinant pendant un très court instant une densité importante de matière. Il existe différentes approches, mais l'approche par laser est la plus étudiée. Elle consiste à comprimer une cible (de l'ordre de 100 μm de diamètre) contenant un mélange du combustible (deutérium-tritium) à l'aide de faisceaux lasers. La fusion par confinement inertiel fut proposée en 1957 lors de la conférence « Atoms for Peace » [13]. La cible est une bille creuse remplie d'un mélange D-T dont la paroi est faite en plastique ou en métal ayant une bonne conversion en rayons X, comme l'or. La bille est ensuite cryogénisée afin d'augmenter sa densité et de solidifier le mélange. La performance de ces expériences est corrélée à l'uniformité dans la compression de la bille. Cette contrainte est à l'origine des différentes approches de la FCI par laser (Figure 4), telles que l'approche directe, l'approche indirecte ou l'approche « fast-drive ignition ».

L'approche directe consiste à irradier directement la cible. Les lasers compriment la bille selon toutes les directions et réalisent en même temps la compression et l'ignition de la bille. Cette méthode présente néanmoins un risque important d'inhomogénéité dans la compression, ce qui contribue à détériorer l'ignition et donc le gain.

Dans l'approche indirecte [14], on place la bille à l'intérieur d'un hohlraum¹. Le hohlraum chauffe sous l'effet des lasers, puis émet de partout des rayons X. Ces derniers compriment et chauffent la bille de manière beaucoup plus homogène. Les pertes

¹ Cavité le plus souvent en or.

Chapitre I. Contexte de la thèse

d'énergies sont telles que seulement 10% à 20% de l'énergie incidente sert à chauffer la cible.

Concernant l'approche « fast-drive ignition », le processus se fait en deux tirs. Un premier tir vient comprimer la couche externe de la bille, et le second tir vient chauffer le mélange. Les allumages par choc [15] et les allumages rapides [16] sont des approches de ce type.

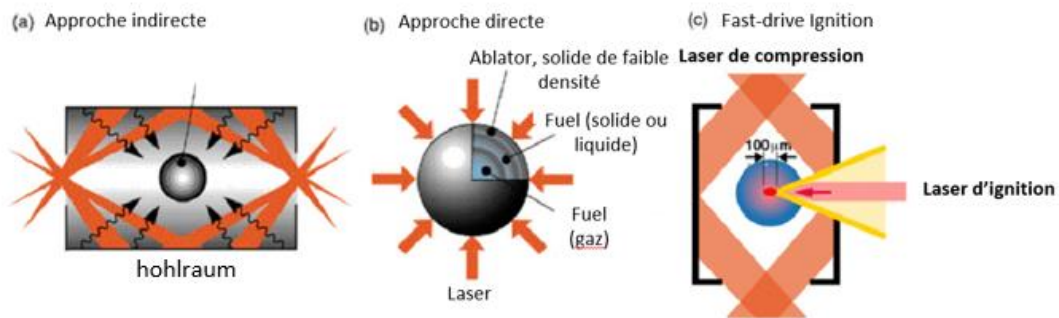


Figure 4. Illustration des différentes approches d'allumage du plasma. [Illustration of ICF target concepts \(a\) indirect drive, \(b\) direct... | Download Scientific Diagram \(researchgate.net\)](#)

Lors du contact entre les faisceaux laser et la cible, le tracé de l'évolution de la densité du plasma et de la température nous renseigne sur différents processus physiques (**Figure 5**). En particulier, 5 zones se distinguent.

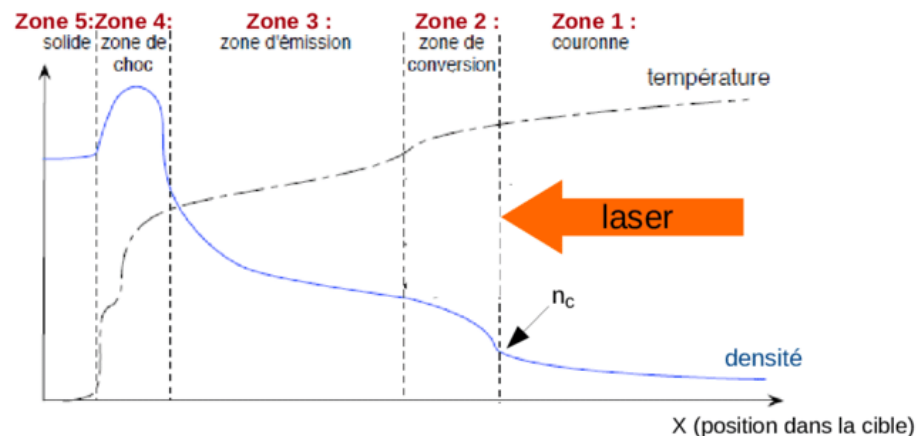


Figure 5. Diagramme illustrant les profils de densité et de température lors de l'interaction laser-matière. [1 -Diagramme de principe des conditions de température électronique et... | Download Scientific Diagram \(researchgate.net\)](#)

Lors de l'interaction laser-matière (zone 1), la température est maximale et la densité

Chapitre I. Contexte de la thèse

minimale. Le faisceau laser transporte ensuite son énergie (zone 2) et vient chauffer la cible. Le chauffage de la cible (zone 3) induit un rayonnement notamment thermique, principalement dans la gamme X. Une onde de choc (zone 4) est générée et vient comprimer le solide. La zone 5 correspond à la zone du solide qui n'est pas perturbée par l'interaction. À la frontière des zones 1 et 2, le faisceau laser est réfléchi à une densité critique ($n_{critique}$), qui dépend de la longueur d'onde de ce dernier (λ_{Laser}).

$$n_{critique} = \frac{1.11 \times 10^{21}}{\lambda_{Laser}^2} \text{ (éq. 9)}$$

Les émissions de la zone 3 se décomposent en 3 spectres :

- un spectre thermique (rayonnement de corps noir) ;
- un spectre discret issu des seuils d'émissions des matériaux composant le hohlraum ;
- un spectre continu issu du rayonnement de freinage des électrons par les ions.

L'énergie des rayons X rayonnée peut atteindre plus de la moitié de l'énergie des lasers. Son étude est donc fondamentale, car elle fournit des informations sur les mécanismes physiques responsables du transfert de l'énergie laser vers la matière. Elle renseigne sur la température, la densité et l'ionisation du milieu. Elle permet également de caractériser la symétrie d'implosion de la bille et d'étudier les instabilités hydrodynamiques du plasma généré.

Il existe deux grands centres pour la réalisation des expériences de fusion par confinement inertiel. Le National Ignition Facility (NIF) est situé aux États-Unis, et le Laser Mégajoule (LMJ) lui est situé en France.

1.4 Les centres de fusion par confinement inertiel

La construction du NIF a débuté en 1997, et les premières expériences ont eu lieu dans les années 2010. Le NIF contient 192 lasers, délivrant une énergie totale de 1,8 MJ, soit 500 TW. La chambre d'expérience mesure 10 mètres de diamètre et peut contenir jusqu'à 100 diagnostics. Le NIF s'étale sur une surface de 26000 m², et possède une surface cumulée d'optique de précision de 4000 m² [17][18][19]. Les lasers émettent dans l'infrarouge proche, à 1,06 µm, et sont triplés en fréquence afin de générer des impulsions ultra-courtes. De même, le LMJ a débuté en 2002 et les premières expériences ont eu lieu en 2014. Il dispose de 176 lasers, produisant 1,8 MJ et 550 TW. Le bâtiment s'étale sur 45000 m². La chambre de diagnostic, quant à elle, peut accueillir jusqu'à 60 diagnostics. Le CEA, en charge de cette installation, utilise des hohlraums en forme ovale, induisant une meilleure symétrie de l'implosion. La production des rayons X dans ces installations

Chapitre I. Contexte de la thèse

peut actuellement monter jusqu'à 140 keV [20].



Figure 6. Photo du centre du LMJ [CEA - Laser Mégajoule - Applications civiles](#)

Dans ce chapitre, nous avons détaillé le contexte du sujet de thèse, en abordant les bases de la fusion nucléaire, ses intérêts ainsi que les méthodes pour parvenir à la réaliser. L'objectif de cette thèse est la réalisation d'un imageur dans le domaine des rayons X, qui sont produits lors des expériences de FCI. Ce domaine de longueur d'onde diffère du reste du spectre électromagnétique à cause des mécanismes physiques qu'il génère. L'une des conséquences de ces différences est que la réalisation d'optiques pour rayons X impose des configurations différentes de celles utilisées pour le domaine visible, par exemple. Le chapitre qui suit aura pour fonction de décrire ce domaine de l'optique, ainsi que de présenter les instruments couramment utilisés pour cette gamme de longueur d'onde.

Chapitre 2. L'Optique et les instruments XUV

Dans ce chapitre, nous allons traiter des phénomènes physiques liés à la gamme de l'optique XUV ainsi que des particularités des instruments optiques qui lui sont associés. En effet, produire une image dans le domaine des rayons X requiert une configuration différente que celle du domaine visible. Le principal problème vient du fait que la majorité des seuils d'absorption des matériaux se situent dans cette gamme d'énergie et que l'indice de réfraction tend vers 1. L'optique réfractive devient quasiment impossible, sauf pour des énergies de plusieurs keV, via des lentilles réfractives composées (ou CRLs en anglais). L'optique réflective est privilégiée, car l'indice optique devenant inférieur à 1, la réflexion externe totale est rendue possible. De plus, l'utilisation de revêtements interférentiels multicouches permet d'obtenir des miroirs efficaces au-delà de la région de réflexion totale.

2.1 Le rayonnement électromagnétique

Les théories modernes de l'optique apparaissent pendant la Renaissance. W. Snell publie sa loi de la réfraction en 1621, et I. Newton démontre le phénomène de réfraction et de décomposition en spectre de la lumière blanche au travers d'un prisme. En 1690, C. Huygens publie son traité décrivant la lumière comme une onde. Plus tard, entre 1860 et 1870, J. C. Maxwell unifie trois phénomènes, à savoir l'électricité, le magnétisme et l'optique. Il en déduit que la lumière est une onde électromagnétique et que d'autres ondes électromagnétiques (**Figure 7**) doivent également exister.

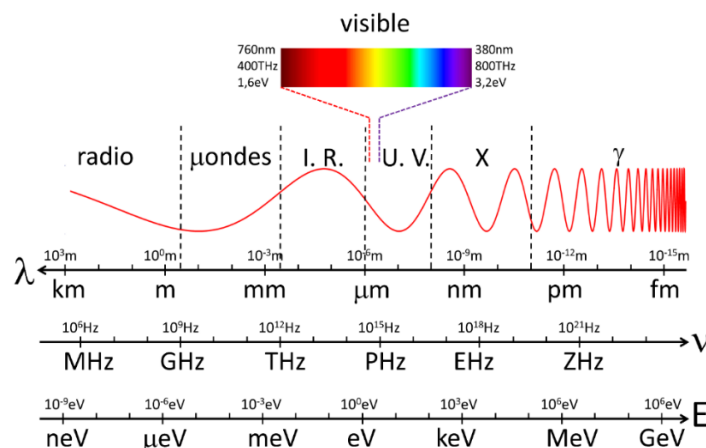


Figure 7. Illustration du spectre électromagnétique. [1 Grands domaines du spectre électromagnétique, par longueur d'onde \(nm\).](#) | [Download Scientific Diagram \(researchgate.net\)](#)

Chapitre II. L'Optique et les instruments XUV

Les équations de Maxwell sont au nombre de quatre et traduisent chacune un aspect du spectre électromagnétique.

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0} \text{ (éq. 10.1)}$$

L'équation de Maxwell-Gauss traduit l'existence de monopôles électriques. Chaque source électrique crée en tout point un champ divergent.

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \text{ (éq. 10.2)}$$

L'équation de Maxwell-Faraday, aussi appelée loi d'induction, montre qu'un champ magnétique variant dans le temps engendre un champ électrique.

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \text{ (éq. 10.3)}$$

L'équation de Maxwell-Thomson traduit le fait qu'aucun monopôle magnétique n'existe. Chaque source est un aimant magnétique, où les lignes de champ engendrées se bouclent.

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu_0 \vec{j} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \text{ (éq. 10.4)}$$

L'équation de Maxwell-Ampère montre qu'un champ magnétique peut être généré soit par le déplacement d'un courant électrique, soit par la variation d'un champ électrique.

Les équations (éq. 10.2) et (éq. 10.4) montrent comment une onde se propage. La variation du champ électrique induit un champ magnétique qui, variant à son tour, induit un champ électrique, et ainsi de suite. Ces ondes obéissent (dans le vide) à la relation de dispersion suivante :

$$c = \lambda \nu = \frac{\omega}{k} \text{ (éq. 11)}$$

Si l'onde se propage à travers un matériau, une grandeur n , appelée indice de réfraction, est introduite afin de corriger la propagation de l'onde (éq. 12.1). L'interaction onde-matière produit en effet un déphasage issu de l'interférence entre l'onde incidente et la nouvelle onde. L'onde résultante se déplace à une vitesse appelée vitesse de phase (plus précisément, la vitesse de phase traduit la vitesse de propagation de la forme de l'onde), mais l'information qu'elle transporte se déplace à une vitesse appelée vitesse de groupe (éq. 12.2). Ainsi, lorsque n devient inférieur à 1, la vitesse de phase devient supérieure à la vitesse de la lumière dans le vide, mais la vitesse de groupe, en revanche, reste inférieure à cette vitesse et ne viole donc pas la relativité restreinte.

Chapitre II. L'Optique et les instruments XUV

$$v_{\varphi} = \frac{c}{n} = \frac{\omega}{k} \text{ (éq. 12.1)}$$

$$v_g = \frac{d\omega}{dk} \text{ (éq. 12.2)}$$

$$v_{\varphi} v_g = \frac{c^2}{n^2} \text{ (éq. 12.3)}$$

Si le milieu est non-dispersif ($n = 1$), les deux vitesses sont égales. Par ailleurs, en plus du déphasage, l'onde est également absorbée. L'indice de réfraction se réécrit en notation complexe, dont la partie réelle représente le déphasage, et la partie complexe l'effet d'atténuation.

$$\tilde{n} = n - i\kappa \text{ (éq. 13)}$$

La description ondulatoire a bien fonctionné pour expliquer les phénomènes d'interférences et de diffraction. Toutefois, en 1900, M. Planck introduisit la notion de quanta [21] afin d'expliquer le spectre du rayonnement de corps noir. En 1905, A. Einstein se sert de cette nouvelle théorie afin d'expliquer l'effet photoélectrique [22]. Il relie l'énergie du quanta de lumière (qui sera plus tard appelé photon) à sa longueur d'onde, via la formule :

$$E = h\nu = \frac{hc}{\lambda} \text{ (éq. 14)}$$

2.2 Le rayonnement XUV

Le rayonnement XUV, dont la longueur d'onde est inférieure au spectre visible, ne se définit pas tant par une bande spectrale que par les phénomènes physiques qu'il engendre.

Découvert en 1801 par le physicien allemand J. W. Ritter, le rayonnement ultraviolet a d'abord été qualifié de rayonnement oxydant ou chimique, par opposition au rayonnement infrarouge, découvert en 1800 par W. Herschel, qualifié de rayonnement thermique. W. Herschel avait vu qu'en décomposant le spectre lumineux par un prisme, la zone située au-delà du rouge chauffait davantage le mercure du thermomètre que le reste du spectre, d'où son appellation ancienne de rayonnement thermique. À l'inverse, J. W. Ritter a vu, également en décomposant un spectre lumineux, qu'un papier recouvert de chlorure d'argent brunissait plus rapidement au-delà du violet, d'où son appellation de rayonnement chimique.

En 1895, alors qu'il mène des expériences sur les rayons cathodiques avec des tubes de Crookes, W. Röntgen découvre les rayons X [23]. Ces rayons sont issus de la collision des électrons avec une anode. Dans la foulée, il réalisera la première radiographie de l'histoire, très connue, celle de la main de sa femme.

Chapitre II. L'Optique et les instruments XUV



Figure 8. Cliché radiographique de la main de la femme de W. Röntgen. [X-ray by Wilhelm Röntgen of Albert von Kölliker's hand - 18960123-02 - Rayon X — Wikipédia \(wikipedia.org\)](#)

Lorsque le rayonnement XUV rencontre la matière, il interagit avec les couches électroniques des atomes. En dessous de 200 nm, à cause des seuils d'absorptions, la transmission dans l'air devient impossible, et en dessous de 100 nm, on ne trouve plus de matériaux transparents. La longueur d'absorption (**éq. 23.2**), qui est la distance à partir de laquelle le rayonnement est totalement absorbé, est de l'ordre de 1 μm pour une longueur d'onde de l'ordre de la centaine de nanomètres. La propagation dans l'air redevient possible aux alentours de 0,15 nm, avec une longueur d'absorption atteignant 1 mètre. Avec l'accroissement de l'énergie, la longueur d'absorption continue d'augmenter.

Gamme XUV	Bande spectrale (nm)	Énergie (eV)
(UV – proche)	380 - 200	3 – 6
VUV (vacuum UV)	200 – 120	6 – 10
EUV (extrême)	120 – 10	10-123
X-mous (SXR)	10 – 1	123-1239
X-durs (HXR)	1 – 0.01	1239 - 124000

Tableau 2. Gammes du domaine XUV. Les valeurs dépendent des communautés et sont indicatives.

Chapitre II. L'Optique et les instruments XUV

2.2.1 Mécanismes physiques

Lorsqu'un photon interagit avec un atome, différents phénomènes peuvent survenir, suivant l'énergie du photon. Sur la **Figure 9**, nous affichons la section efficace de l'atome de fer (qui quantifie la probabilité d'interaction) en fonction de l'énergie du photon.

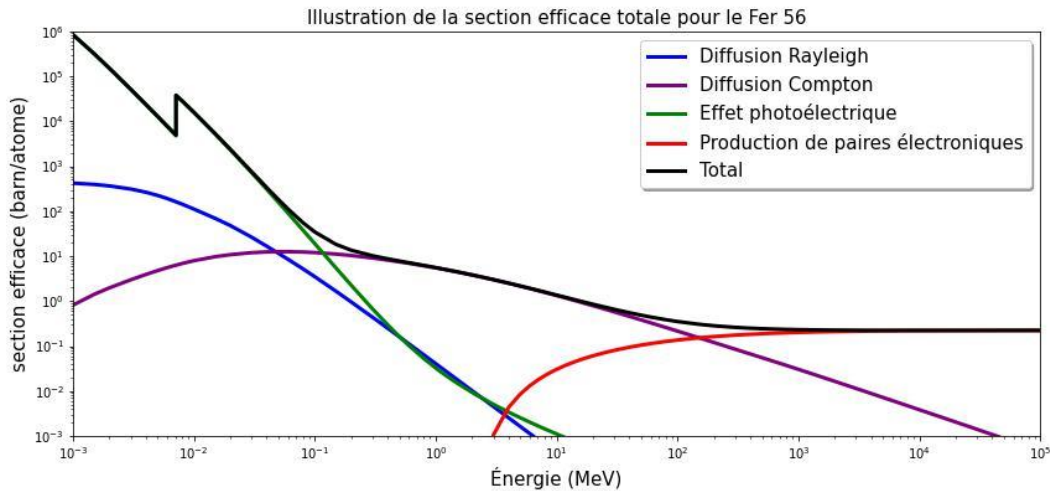


Figure 9. Section efficace totale et sections efficaces pour différents phénomènes physiques pour l'atome de Fer 56 (NIST/XCOM).

À basse énergie, inférieure à quelques keV, la diffusion Rayleigh (diffusion élastique) domine, l'effet photoélectrique devient ensuite prépondérant jusqu'à 100 keV. À plus haute énergie, la diffusion Compton (diffusion inélastique) domine, et à très haute énergie (aux alentours de 1,022 MeV), la production de paires électroniques domine.

Dans un atome, les électrons sont répartis en couches, elles-mêmes structurées en sous-couches suivant leurs nombres quantiques. Chaque couche peut contenir $2n^2$ électrons au maximum, où n est un nombre entier, et chacun de ces électrons possède une certaine énergie de liaison. Si un photon incident possède une énergie suffisante, liée à sa fréquence (ν)/ou sa longueur d'onde (λ) ce dernier peut éjecter un électron de l'atome avec une énergie cinétique (E_c) égale à la différence entre l'énergie du photon et l'énergie de liaison (W). C'est l'effet photoélectrique :

$$E_c = h\nu - W \text{ (éq. 15)}$$

L'atome peut aussi émettre un photon, via le phénomène de fluorescence, si un électron d'une couche supérieure comble la lacune d'une couche inférieure. Enfin, un autre type d'émission électronique peut apparaître, c'est l'émission Auger [24][25], lorsqu'un

Chapitre II. L'Optique et les instruments XUV

électron d'une couche M est expulsé par la relocalisation d'un électron d'une couche L vers la couche K. Ces émissions sont illustrées dans la **Figure 10**.

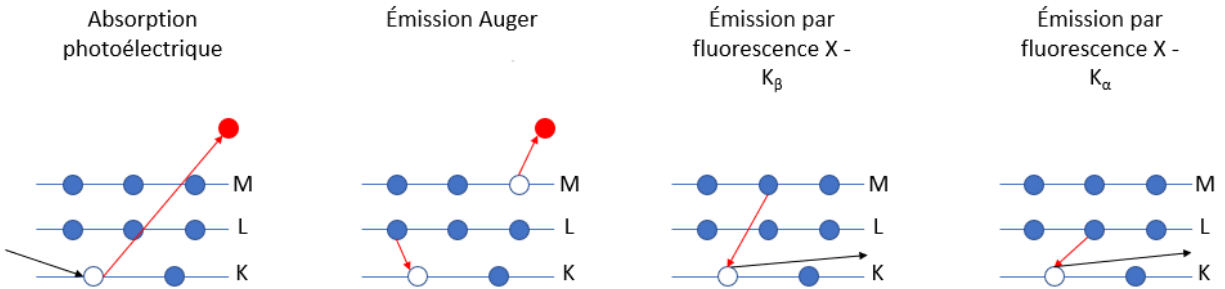


Figure 10. Phénomène d'émission et d'absorption pour les rayons X. Les électrons émis sont colorés en rouge.

2.2.2 Le facteur de diffusion atomique

Nous avons précédemment évoqué l'indice de réfraction d'un milieu. Si cette grandeur le caractérise d'un point de vue macroscopique, les courtes longueurs d'ondes du domaine XUV permettent une approche plus microscopique de la description de la matière (en-dessous de 40 nm environ). Le facteur de diffusion atomique est la résultante de la diffusion d'un photon par le nuage électronique. En appliquant le modèle de Lorentz et en négligeant les effets de la phase lors de l'interaction champ-matière, nous obtenons pour le facteur de diffusion atomique la relation suivante **[ATTWOOD]** :

$$f^0(\omega) = \sum_s \frac{g_s \omega^2}{\omega^2 - \omega_s^2 + i\gamma\omega} \quad (\text{éq. 16.1})$$

Ici, g_s est la force d'oscillateur (dans le modèle de Lorentz), soit le nombre d'électrons intervenant à la pulsation de résonance ω_s tel que :

$$\sum_s g_s = Z \quad (\text{éq. 16.2})$$

Puisque l'équation (**éq. 16.1**) est une approximation, elle ne traite pas des effets d'angles aux longueurs d'ondes courtes. Par ailleurs, le facteur de diffusion atomique peut, dans le cas d'un atome, être relié à la section efficace de diffusion de l'atome par l'équation suivante :

$$\sigma(\omega) = \frac{8\pi}{3} r_e^2 \sum_s \frac{\omega^4}{(\omega^2 - \omega_s^2)^2 + (\gamma\omega)^2} = \frac{8\pi}{3} r_e^2 |f^0(\omega)|^2 \quad (\text{éq. 17.1})$$

Chapitre II. L'Optique et les instruments XUV

qui, dans le cas d'un électron libre, devient :

$$\sigma_e = \frac{8\pi}{3} r_e^2 \quad (\text{éq. 17.2})$$

De même que l'indice de réfraction comporte une partie réelle pour le déphasage et une partie imaginaire pour l'absorption, le facteur de diffusion atomique peut aussi se décomposer en deux termes :

$$f^0(\omega) = f_1^0(\omega) - i f_2^0(\omega) \quad (\text{éq. 18})$$

La partie réelle $f_1^0(\omega)$ correspond au nombre d'oscillateurs (i.e. d'électrons) participant à la résonance et à la diffusion de l'onde incidente ($E_{e-, \text{liaison}} < h\nu$). La partie imaginaire $f_2^0(\omega)$ correspond à l'ensemble des processus d'atténuation de l'onde (elle est reliée à la section efficace de photoabsorption). En partant de l'équation d'onde dans un matériau, nous pouvons relier l'indice macroscopique n à la grandeur microscopique $f^0(\omega)$:

$$\tilde{n}(\omega) = 1 - \frac{n_a r_e \lambda^2}{2\pi} f^0(\omega) = 1 - \delta(\omega) + i\beta(\omega) \quad (\text{éq. 19})$$

où $\delta(\omega)$ (pouvoir réfringent) $\ll 1$ et $\beta(\omega)$ (coefficient d'absorption) $\ll 1$ (et en général, $\beta(\omega) < \delta(\omega)$).

Le nombre d'atomes par unité de volume (n_a) peut se réécrire en fonction de la masse volumique (ρ) et de la masse molaire (M) du milieu via l'équation (éq. 20) :

$$n_a = \frac{\rho N_a}{10^6 M} \quad (\text{éq. 20})$$

Le facteur 10^6 vient de la conversion m^{-3} en cm^{-3} de la masse volumique (ρ). Les coefficients $\delta(\omega)$ et $\beta(\omega)$ peuvent ainsi se réécrire en fonction de la masse volumique, de la masse molaire et de l'énergie :

$$\delta(\omega) = \frac{N_a r_e h^2 c^2}{2\pi 10^6 e^2} \frac{\rho}{ME^2} f_1^0(\omega) \quad (\text{éq. 21.1})$$

$$\beta(\omega) = \frac{N_a r_e h^2 c^2}{2\pi 10^6 e^2} \frac{\rho}{ME^2} f_2^0(\omega) \quad (\text{éq. 21.2})$$

Pour un matériau composite, l'équation (éq. 19) peut se réécrire :

$$\tilde{n}(\omega) = 1 - \frac{N_a r_e h^2 c^2}{2\pi 10^6 e^2} \frac{\rho}{E^2} \sum_j \frac{x_j f_j}{x_j M_j} \quad (\text{éq. 22})$$

Où x_j est le nombre d'atomes j (dans les coefficients stœchiométriques), f_j est le facteur de diffusion atomique de l'atome j , et M_j la masse molaire de l'atome j .

Chapitre II. L'Optique et les instruments XUV

En injectant l'indice $\tilde{n}(\omega)$ dans l'équation d'onde plane, nous obtenons (selon l'axe de propagation z) :

$$E(z, t) = E_0 e^{-i\omega\left(t - \frac{z}{c}\right)} e^{-i\left(\frac{2\pi\delta}{\lambda}\right)z} e^{-\left(\frac{2\pi\beta}{\lambda}\right)z} \quad (\text{éq. 23.1})$$

Cette équation comporte trois termes :

- 1^{er} terme : terme de propagation dans le vide
- 2^{ème} terme : terme de déphasage
- 3^{ème} terme : terme d'atténuation de l'onde

Par ailleurs, le 3^{ème} terme est analogue à la loi de Beer-Lambert :

$$\frac{I(z)}{I_0} = \frac{|E(z)|^2}{|E_0|^2} = e^{-\left(\frac{4\pi\beta}{\lambda}\right)z} = e^{-\left(\frac{1}{l_{abs}}\right)z} \quad (\text{éq. 23.2})$$

Avec $l_{abs} = \frac{\lambda}{4\pi\beta}$.

Il est également possible de réécrire cette loi d'un point de vue macroscopique et microscopique :

$$\frac{I(z)}{I_0} = e^{-\mu\rho z} = e^{-n_a\sigma_{abs}z} \quad (\text{éq. 23.3})$$

Par ailleurs, le coefficient μ varie en E^{-3} en dehors des résonances (c'est-à-dire des seuils de photoabsorption). La loi de Beer-Lambert a deux intérêts, le premier est la mesure des constantes optiques $\delta(\omega)$ et $\beta(\omega)$ des matériaux. Cela est possible par des mesures de photoabsorption, qui nous permettent de calculer $f_2^0(\omega)$. Ensuite, via les relations de Kramers-Kronig, nous pouvons déterminer $f_1^0(\omega)$.

Henke a compilé ces valeurs mesurées pour différents matériaux, de 30 eV à 30000 eV (0.4 – 0.04 nm) **[26]**. Quelques remarques doivent cependant être émises :

- les valeurs proches des seuils sont peu fiables ;
- les valeurs sont parfois extrapolées ;
- les effets de matrices (l'environnement chimique) ne sont pas pris en compte.

En dernier point, si la longueur de pénétration varie en E^3 , l'absorption des rayons X varie en moyenne en Z^4 , ce qui permet un fort contraste chimique et une bonne pénétration pour l'imagerie. Cette relation est empirique et est liée à la section efficace d'absorption

Chapitre II. L'Optique et les instruments XUV

photoélectrique. Pour conclure sur le facteur de diffusion atomique, si l'on s'en réfère à (éq. 16.1), il est possible pour la pulsation ω de surpasser ω_s . Cela signifie que l'indice de réfraction devient inférieur à 1. La **Figure 11** illustre une allure typique de variation de l'indice en fonction des résonances.

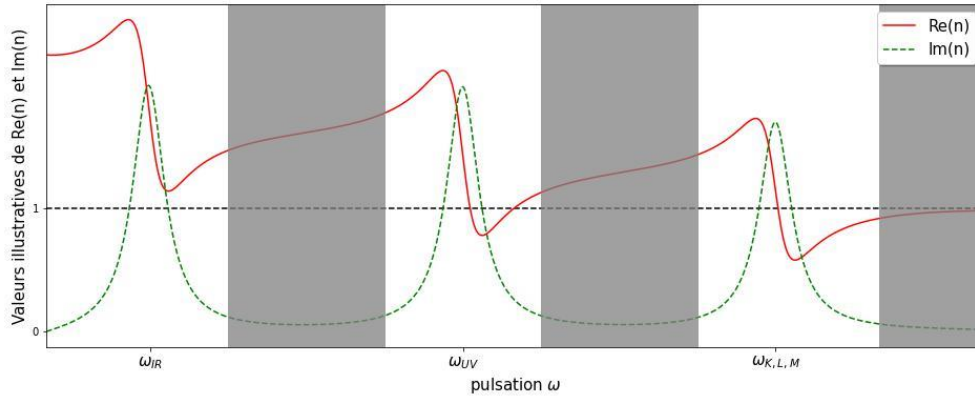


Figure 11. Esquisse de $\text{Re}(n)$ et $\text{Im}(n)$ en fonction de la pulsation ω .

Ainsi, près des seuils d'absorption, à partir de la zone UV, la partie réelle tend vers 1. Couplé à la forte absorption, cela nécessite de fabriquer des optiques différentes pour pouvoir réaliser des systèmes optiques dans cette gamme de longueurs d'onde.

2.3 Les couches minces et multicouches pour l'optique XUV

En accord avec la loi de Snell, une onde traversant un milieu se retrouve réfractée par celui-ci.

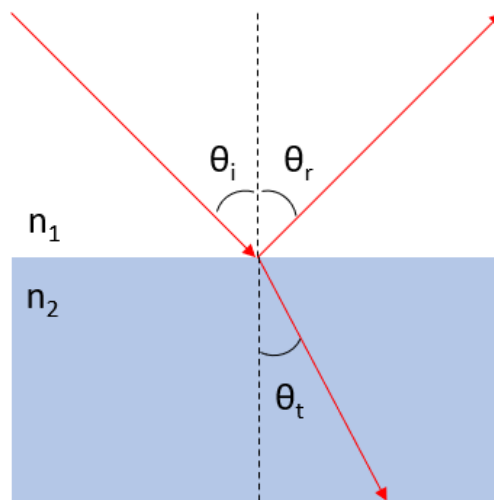


Figure 12. Illustration des phénomènes de réfraction et de réflexion en optique géométrique, pour un milieu transparent.

Chapitre II. L'Optique et les instruments XUV

La **Figure 12** illustre, lorsque $n_2 > n_1$, les phénomènes de réfraction et de réflexion qui se produisent au contact de l'onde avec le milieu. Les lois de Snell établissent les relations suivantes :

$$\theta_i = -\theta_r \text{ (éq. 24.1)}$$

$$n_1 \sin \theta_i = n_2 \sin \theta_t \text{ (éq. 24.2)}$$

Si $n_1 < n_2$, alors $\sin(\theta_t)$ est compris entre $[-1, 1]$, et il existe un rayon réfracté. En revanche, si $n_1 > n_2$, alors $\sin(\theta_t)$ peut prendre des valeurs en dehors de cet intervalle, et il n'existe donc pas de rayon réfracté. La réflexion est dite totale. Or, dans la gamme XUV, le milieu possède un indice de réfraction inférieur à 1. Il y a donc, en dessous d'un angle critique, une réflexion totale, externe au milieu, car l'indice de l'air est supérieur à l'indice du milieu. C'est le phénomène de réflexion totale externe.

2.3.1 La réflexion totale externe

Pour visualiser et expliquer ce phénomène, repartons de la loi de réfraction de Snell.

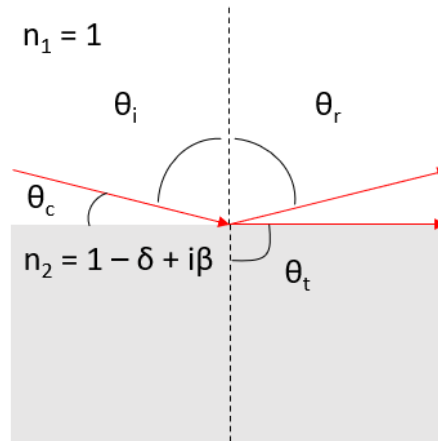


Figure 13. Illustration du phénomène de réflexion totale externe.

Nous n'avons pas de rayon réfracté en dessous d'un angle critique noté θ_c . Le calcul se déroule ainsi, en partant de l'équation (éq. 24.2) :

$$n_1 \sin \theta_i = \sin(90^\circ - \theta_c) = \cos \theta_c = n_2 \sin \theta_t = n_2 \sin \frac{\pi}{2} = n_2 = 1 - \delta + i\beta$$

Or, l'angle critique est très rasant, et un développement limité à l'ordre 1 peut être fait :

$$\lim_{\theta_c \rightarrow 0} \cos \theta_c = 1 - \frac{\theta_c^2}{2}$$

Chapitre II. L'Optique et les instruments XUV

Si on néglige l'absorption, nous pouvons établir une relation entre l'angle critique et le coefficient δ :

$$\theta_c = \sqrt{2\delta} \text{ (éq. 25)}$$

Cet angle critique est aussi appelé angle de coupure et correspond à l'angle en-dessous duquel la réflexion totale externe se produit. D'après l'équation (éq. 21.1), nous pouvons en déduire des relations de proportionnalité entre l'angle critique, la longueur d'onde, l'énergie la densité du milieu, et le numéro atomique². Le fait que l'indice de réfraction soit inférieur à 1 dans la gamme XUV permet d'utiliser des optiques réfléchives afin de produire des images.

2.3.2 Les couches minces optiques

Comme vu précédemment (éq. 25), la réflexion devient totale en dessous d'un angle critique qui dépend du coefficient δ . Celui-ci dépend du matériau et de l'énergie du photon. En partant d'une onde plane et en lui appliquant des conditions de continuité aux interfaces, il est possible de calculer les coefficients de réflexion et de transmission de l'onde. À partir de ces coefficients, il est possible d'estimer la réflexion totale d'une couche mince pour un matériau à une énergie donnée. Le détail de ces calculs est rappelé en annexe. La **Figure 14** illustre la courbe de réflectivité de plusieurs matériaux de 1 μm d'épaisseur à deux énergies différentes.

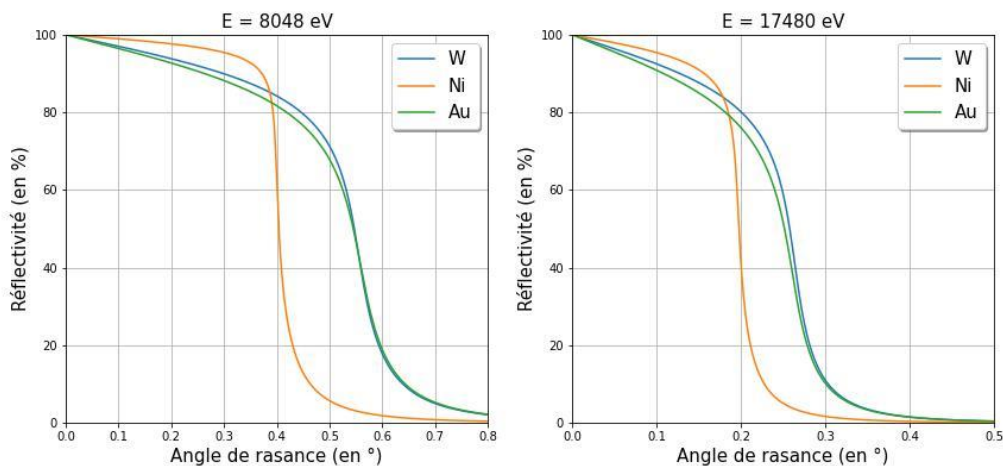


Figure 14. Courbes de réflectivités d'un film mince pour 3 matériaux, à deux énergies différentes. L'épaisseur des films est de 1 μm .

² $\theta_c \propto E^{-1} \sqrt{\rho} \propto \lambda \sqrt{Z}$

Chapitre II. L'Optique et les instruments XUV

Puisque l'angle de coupure dépend du matériau (et donc de Z), les atomes lourds présentent un angle critique plus grand. Le tungstène W et l'or Au étant plus lourds que le Ni, leur réflectivité chute fortement à un angle environ 1,5 plus grand. Cette chute n'est pas brutale mais plutôt progressive, car l'absorption est également prise en compte.

Nous voyons que les films minces peuvent servir de filtre passe-bas. En revanche, ils ne permettent pas de réfléchir une énergie voulue. Une alternative aux films minces consiste à utiliser des cristaux, mais ces derniers sont moins souples d'utilisation. Qui plus est, certaines applications peuvent nécessiter de réfléchir des bandes passantes plus ou moins larges. L'utilisation de revêtements multicouches, alternance de 2 matériaux (ou plus) que l'on répète, et dont la période de ces répétitions est liée à l'énergie réfléchie, fournit une solution à ces problèmes. Mais avant de décrire le fonctionnement de ces derniers, nous allons d'abord nous intéresser aux cristaux, car le fonctionnement des revêtements multicouches est sur certains aspects analogue à celui des cristaux.

2.3.3 Les cristaux

La diffraction des rayons X par les cristaux a été découverte en 1912 par W. H. Bragg et W. L. Bragg [27]. Les cristaux peuvent en effet diffracter les rayons X, car la longueur d'onde de ces derniers est du même ordre de grandeur que la distance interatomique. Lorsque l'on irradie un cristal avec des rayons X, ceux-ci sont diffractés selon la loi de Bragg, qui s'énonce comme une condition d'interférence constructive entre les ondes réfléchies par les plans atomiques successifs.

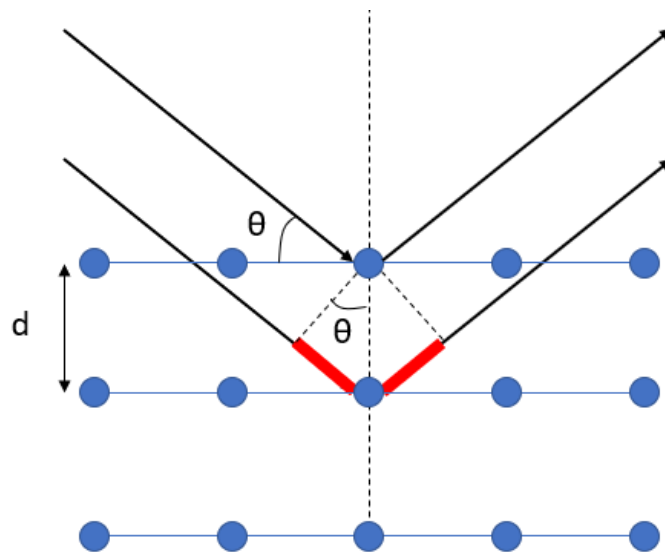


Figure 15. Diffraction d'un rayon X par un cristal.

La différence de marche entre deux rayons réfléchis par des plans atomiques successifs

Chapitre II. L'Optique et les instruments XUV

correspond à la distance tracée en rouge sur la **Figure 15**. On déduit donc la loi de Bragg :

$$2d \sin \theta = m\lambda \text{ (éq. 26)}$$

Où m est l'ordre d'interférence. La longueur d'onde incidente étant de l'ordre de la distance entre les plans cristallins, l'onde diffractée engendre des interférences, conduisant à une onde stationnaire. Le champ électrique s'annule aux voisinages des plans cristallins, ce qui minimise l'absorption, et l'intensité de la réflexion croît aux conditions de Bragg. C'est l'effet Bormann [28].

L'inconvénient des cristaux est que l'énergie réfléchie est fonction des distances entre les plans cristallins (d), qui sont eux fixes. Ils apportent néanmoins une excellente résolution en énergies ($\frac{E}{\Delta E} \geq 10^3$ eV). Ils sont ainsi très utilisés comme monochromateurs ou dans la spectrométrie. La gamme spectrale d'utilisation des cristaux va typiquement de 500 eV à 60 keV.

2.3.4 Les revêtements multicouches pour l'optique

Historiquement, les premières multicouches ont été élaborées par dépôt électrolytique, via un mélange Cd/Ag par H. Koeppé en 1923 [29], puis par W. Deubner en 1930, avec un mélange Au/Ag [30]. Plus tard, J. Dumond et J. P. Youtz réaliseront en 1935 un empilement Au/Cu par évaporation thermique [31]. En 1950, A. F. Turner réalise pour la bande visible-IR une multicouche optique à base de Al/MgF₂ [32], et J. B. Dinklage développa dans les années 60 des multicouches à base de magnésium par évaporation thermique [33]. Les premières études de multicouches optiques pour la bande X-UV en incidence normale seront menées en 1972 par E. Spiller [34]. Dans les années 1970, Vinogradov a calculé théoriquement (éq. 27.5) les performances optiques atteignables pour une multicouche [35]. Une décennie plus tard, les miroirs multicouches seront utilisés pour la microscopie X [36][37][38]. Parmi les autres applications, il existe l'imagerie en astrophysique [39] ou encore l'imagerie de plasmas denses [40]. En 1985, T. W. Barbee montra qu'il est possible d'atteindre des réflectivités de l'ordre de 50% en incidence normale, pour des multicouches à base de Mo/Si [41]. Depuis, les études se sont accumulées, sur divers couples de matériaux, voire des multicouches tri-matériaux.

D'un point de vue physique, le principe des multicouches est en partie analogue aux cristaux. On alterne au minimum deux couches de matériaux différents, l'une appelée espaceur, car constituée d'un matériau léger, peu absorbant, analogue au vide entre les plans cristallins, et l'autre appelée réflecteur, constituée d'un matériau lourd, peu transparent et très réfléchissant, analogue aux plans cristallins. En empilant ces deux couches les unes sur les autres (**Figure 16**), on peut ainsi, par interférences constructives,

Chapitre II. L'Optique et les instruments XUV

accroître la réflectivité du miroir.

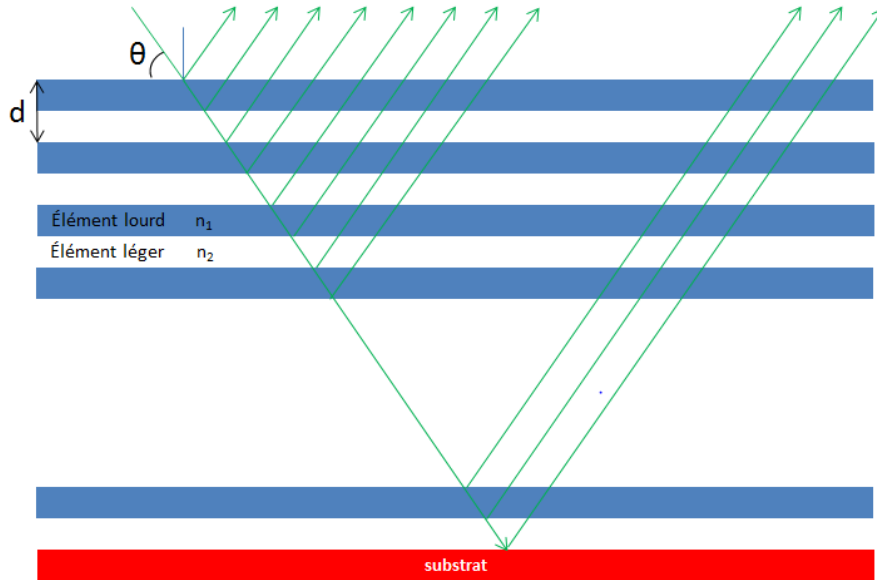


Figure 16. Schéma de principe d'une multicouche (périodique).

Par ailleurs, la loi de Bragg (éq. 26) peut se réécrire pour les multicouches :

$$2 d \sin \theta \sqrt{1 - \frac{2\delta_{eff}}{\sin^2 \theta}} = m\lambda \quad (\text{éq. 27.1})$$

Dans cette équation (éq. 27.1), le delta effectif (δ_{eff}) correspond au décrement à l'unité pour la bicouche, tel que :

$$\delta_{eff} = \Gamma \delta_{Lourd} + (1 - \Gamma) \delta_{léger} \quad (\text{éq. 27.2})$$

Où le paramètre (Γ) se définit comme un rapport entre l'épaisseur du matériau lourd sur l'épaisseur totale de la période.

$$\Gamma = \frac{d_{Lourd}}{d} \quad (\text{éq. 27.3})$$

Il peut également être rattaché à un indice de réfraction effectif :

$$n_{eff} = \frac{\sum_i d_i n_i}{\sum_i d_i} = 1 - \delta_{eff} \quad (\text{éq. 27.4})$$

La valeur du coefficient Γ qui permet d'optimiser la réflectivité d'une multicouche, compromis entre les pertes par absorption et la réflectivité d'une période, est donnée par

Chapitre II. L'Optique et les instruments XUV

la formule de Vinogradov :

$$\tan(\pi\Gamma_{opt}) = \pi \left[\Gamma_{opt} + \frac{\beta_{léger}}{\beta_{Lourd} - \beta_{léger}} \right] \text{ (éq. 27.5)}$$

Cette formule est valable pour une multicouche périodique, où l'épaisseur de la bicouche reste constante dans tout l'empilement. Il est par ailleurs possible de faire varier l'épaisseur (d) et donc le paramètre (Γ) pour chaque bicouche, ce qui permet d'élargir les bandes passantes de réflectivité selon l'énergie (éq. 27.1). Des multicouches non périodiques, appelées supermirroirs, ont été proposées la première fois pour des expériences de neutronique [42]. Concernant le calcul de la réflectivité d'une multicouche, Parratt a défini une méthode de calcul récursive [43]. D'autres méthodes, matricielles ou intégró-différentielles, existent toutefois, mais la formule itérative de Parratt est plus facilement généralisable à tout type de structure. Cette formulation permet également d'intégrer l'effet des rugosités aux interfaces entre les couches. En effet, en pratique, une couche n'est jamais parfaitement lisse, mais présente toujours des irrégularités en surface. Ces irrégularités génèrent de la réflexion non spéculaire et leurs effets doivent donc être pris en compte. Le facteur de Debye-Waller, utilisé pour simuler les agitations thermiques dans un cristal, peut également être utilisé pour simuler la rugosité dans un empilement multicouche si on néglige les réflexions multiples dans l'empilement. L. Névot et P. Croce ont proposé une description plus précise de l'effet de rugosité en remplaçant ce facteur par un facteur gaussien qui dépend des vecteurs de diffusion incident et diffusé [44]. Outre la rugosité qui dégrade les performances optiques de la multicouche³, d'autres phénomènes peuvent apparaître et contribuer à cette dégradation (Figure 17). L'interdiffusion, migration des atomes d'une couche vers une autre, contribue à diminuer le contraste électronique entre les couches et donc la réflectivité. Suivant les matériaux et les épaisseurs déposées, des couches d'interfaces peuvent apparaître, aggravant cette détérioration.

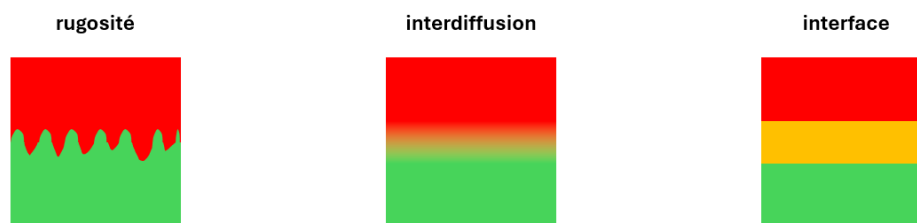


Figure 17. Illustration des phénomènes se déroulant aux interfaces des couches.

Pour conclure, nous pouvons constater que les empilements multicouches permettent d'étendre le domaine de réflexion des couches minces ou des cristaux. De plus, changer la période des bicouches permet, comme énoncé plus haut, d'étendre la bande passante

³ Si la rugosité est de l'ordre de la longueur d'onde du photon, la diffusion ne peut plus être négligée.

Chapitre II. L'Optique et les instruments XUV

en énergie (ou en angle), si l'application l'exige. Les multicouches peuvent ainsi être qualifiées de multicouches périodiques si la période ne change pas, de multicouches à gradient d'épaisseur si l'épaisseur varie selon une certaine loi de proportionnalité, ou encore multicouches aperiodiques si la période varie stochastiquement.

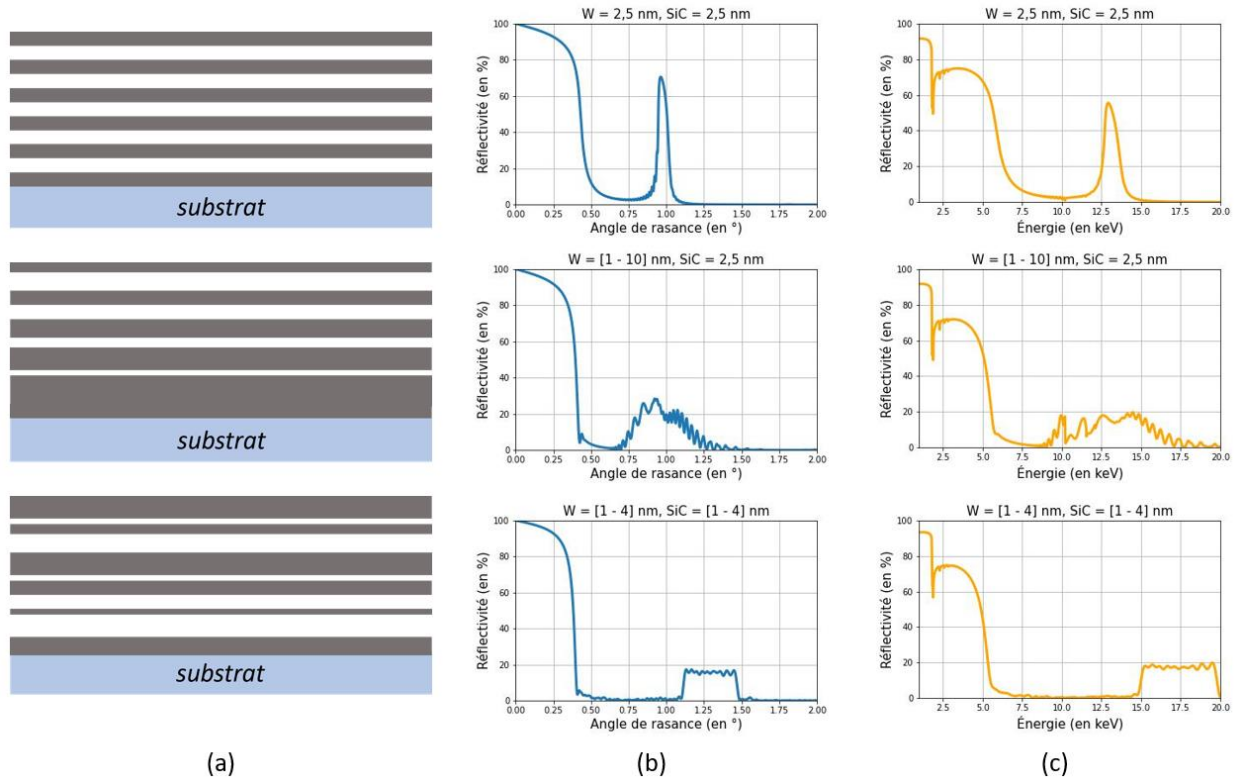


Figure 18. Illustration de multicouches périodiques, à gradient d'épaisseur, et aperiodiques (40 bicouches) et leurs réponses optiques. : (b) Réflectivité à 8048 eV en fonction de l'angle de rasance et (c) Réflectivité à $0,6^\circ$ en fonction de l'énergie.

Sur la **Figure 18**, une représentation des structures de multicouches périodiques, à gradient d'épaisseur (période variant selon une loi mathématique monotone), et aperiodiques figurent sur la colonne (a). Sur la colonne (b), nous illustrons une réponse optique type associée à la multicouche, à une énergie fixe ($E = 8048 \text{ eV}$) en fonction de l'angle d'incidence. En utilisant la loi de Bragg, il est également possible d'illustrer cette réponse optique à un angle donné (ici $\theta = 0,6^\circ$) en fonction de l'énergie, ce qu'illustre la colonne (c). Les multicouches utilisées, d'épaisseur variable (dont l'ordre de grandeur figure sur les titres de chaque figure), consistent en un empilement $[W/\text{SiC}]$ répété 40 fois. Nous avons vu comment l'utilisation de revêtements multicouches nous permettait de sélectionner les énergies que l'on cherchait à imager dans la gamme XUV. Ces revêtements permettent d'atteindre des réflectivités élevées par phénomènes d'interférences. En accord avec la loi de Bragg, utiliser des angles de rasance plus faibles permet de réfléchir des énergies plus élevées. L'optique réflective dans le domaine X

Chapitre II. L'Optique et les instruments XUV

nécessite ainsi des systèmes optiques différents de ceux utilisés pour le domaine visible.

2.4 Les systèmes optiques de la gamme XUV

En utilisant la loi de Bragg (éq. 26), nous pouvons visualiser (Figure 19) pour une épaisseur donnée, quelle énergie sera réfléchi à quel angle. Pour des énergies supérieures à 10 keV, l'angle de rasance doit donc être inférieur à 1 degré.

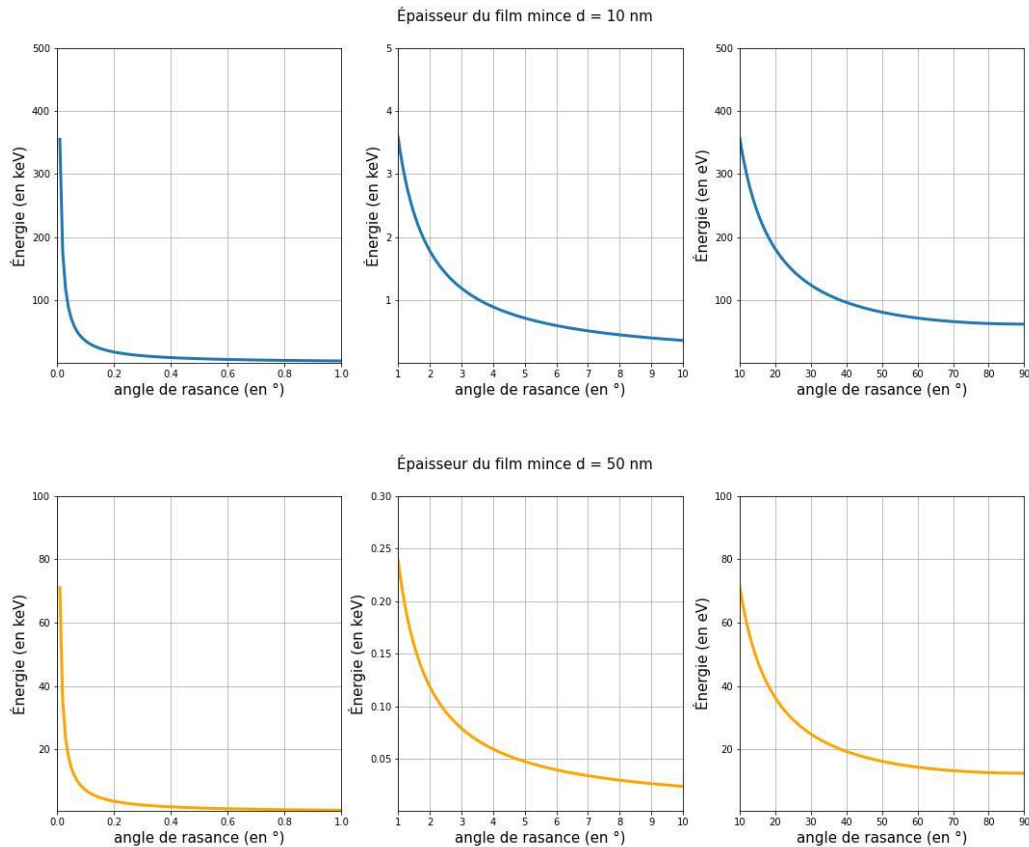


Figure 19. Illustration, pour deux épaisseurs de film mince données, de l'énergie réfléchi en fonction de l'angle de rasance.

Un faible angle de rasance tend à accroître les aberrations optiques, présentes dans tout système optique. Avant d'énumérer certaines de ces aberrations présentes dans des imageurs pour rayons X, il convient de rappeler la définition du stigmatisme.

- **Stigmatisme :**

Un système optique est dit rigoureusement stigmatique si à chaque point objet, correspond un point image. Sinon, le système optique présente des aberrations, et à chaque point objet ne correspond plus un point image, mais une tache diffuse.

Chapitre II. L'Optique et les instruments XUV

2.4.1 Quelques mots sur les aberrations optiques

Pour comprendre pourquoi un système optique fonctionnant à faible angle de rasance présente des aberrations plus importantes, il faut regarder comment la focale sagittale (perpendiculaire au rayon incident) et la focale tangentielle (parallèle au rayon incident) évoluent avec l'angle de rasance. Si on éclaire un miroir sphérique, de rayon de courbure R , en incidence rasante, la focale tangentielle et la focale sagittale peuvent s'écrire comme suit :

$$f_t = \frac{R \sin \theta_i}{2} \text{ (éq. 28.1)}$$

$$f_s = \frac{R}{2 \sin \theta_i} \text{ (éq. 28.2)}$$

Ces deux focales ne convergent pas au même point (**Figure 21** (a)) que dans le cas d'un miroir éclairé perpendiculairement ($\theta_i = 90^\circ$). À l'inverse, plus l'angle d'incidence est proche de 0, plus les deux focales seront éloignées (avec $f_t \gg f_s$), ce qui augmentera l'astigmatisme du système optique (**Figure 20**).

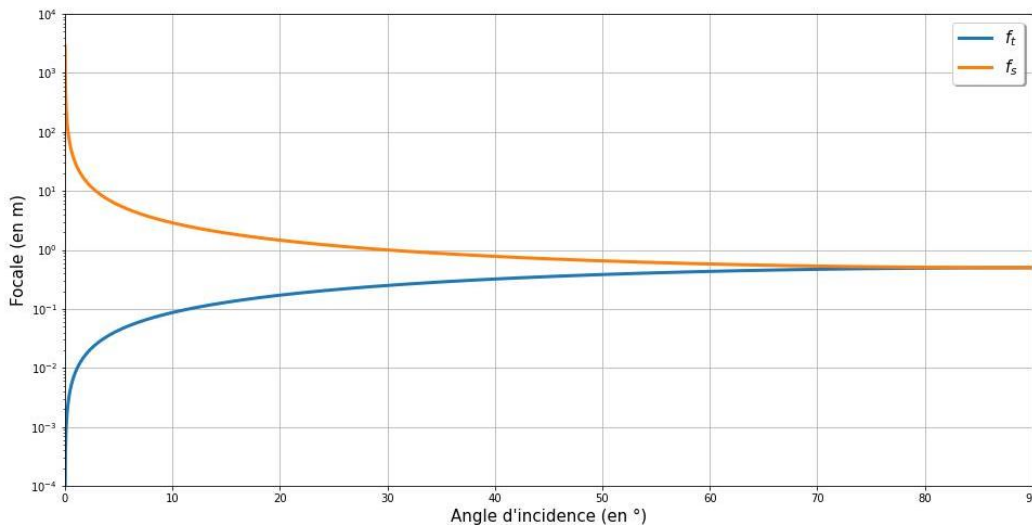


Figure 20. Évolution de la distance focale sagittale et tangentielle d'un miroir sphérique de rayon $R = 1$ mètre en fonction de l'angle d'incidence.

Outre l'astigmatisme, la forme de l'optique peut induire des aberrations sphériques. Les rayons provenant du bord et du centre ne focalisent pas au même point (**Figure 21** (b)). P. Kirkpatrick et A. V. Baez ont montré que l'aberration transversale (S) vaut, si l'ouverture (α) reste petite :

Chapitre II. L'Optique et les instruments XUV

$$S = \frac{3}{2}RM\alpha^2 \left[\frac{M-1}{M} + 2 \frac{\alpha}{\theta_i} \frac{M}{M+1} \right] \text{ (éq. 29.1)}$$

Elle s'exprime en fonction du rayon de courbure R et du grandissement M . Si le grandissement est grand, et que l'ouverture est petite, l'équation (éq. 29.1) se simplifie, et en écrivant $k = R\alpha$, où k est le rayon du miroir, elle devient :

$$S = \frac{3k^2M}{2R} \text{ (éq. 29.2)}$$

Puisque k est au carré, tous les rayons sont déviés du même côté par rapport à l'image.

Enfin, avec l'angle de rasance, la distance entre la source et le point varie le long du miroir, ce qui conduit à des grandissements différents. Cette différence de grandissement induit une aberration de champ qu'on appelle coma (Figure 21 (c)). Un système optique en incidence rasante à un seul miroir présente toujours cette aberration.

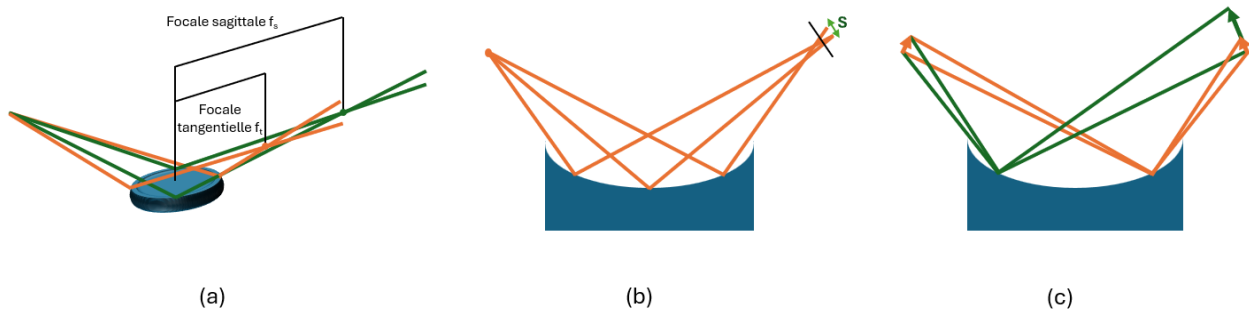


Figure 21. Illustration des différentes aberrations, astigmatisme (a), sphérique (b), et coma (c).

En remplaçant le miroir sphérique par un miroir conique (dont les deux rayons de courbure différent), il est possible de s'affranchir de l'astigmatisme. Les rayons de courbure doivent néanmoins obéir à la relation suivante :

$$R_s = R_t \sin^2 \theta_i \text{ (éq. 30)}$$

La coma peut être corrigée en réduisant la taille de la pupille d'entrée, au détriment d'une perte de flux. L'ajout d'un second miroir résout également la coma, à la condition que le système satisfasse la relation des sinus d'Abbe :

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \alpha'} = \text{constante} \text{ (éq. 31)}$$

Les angles α et α' sont les angles incidents sur le premier miroir et le second miroir. Ainsi, tout rayon conduit au même grandissement. La limite de résolution ne dépend plus que de la diffraction et des défauts de surface des miroirs. Ces défauts de surface peuvent être

Chapitre II. L'Optique et les instruments XUV

de deux natures, soit des erreurs de pente sur le miroir, qui sont des défauts de basse fréquence, soit des défauts de hautes fréquences liés à la rugosité. Concernant les erreurs de pente, Maréchal a montré [45] qu'ils pouvaient être négligés devant la diffraction si les irrégularités quantifiant ces défauts (h) vérifiaient la relation suivante :

$$h < \frac{\lambda}{27 \sin \theta} \text{ (éq. 32)}$$

Nous avons vu comment un système de doubles miroirs coniques pouvait permettre de s'affranchir en incidence rasante de ces aberrations. La partie qui suit présente certains de ces instruments.

2.4.2 Les optiques réfléchives

Le montage Kirkpatrick-Baez (KB), élaboré par P. Kirkpatrick et A. V. Baez, utilise deux miroirs cylindriques orthogonaux entre eux [46]. Dans cette configuration, les rayons sagittaux réfléchis sur le premier miroir sont focalisés dans le plan tangentiel du second miroir, et les rayons tangentiels réfléchis sur le premier miroir sont focalisés dans le plan sagittal du second miroir. Ce système corrige l'astigmatisme. Une version améliorée (KBA) utilise quatre miroirs, atténuant davantage la coma, au détriment d'une perte de flux [47].

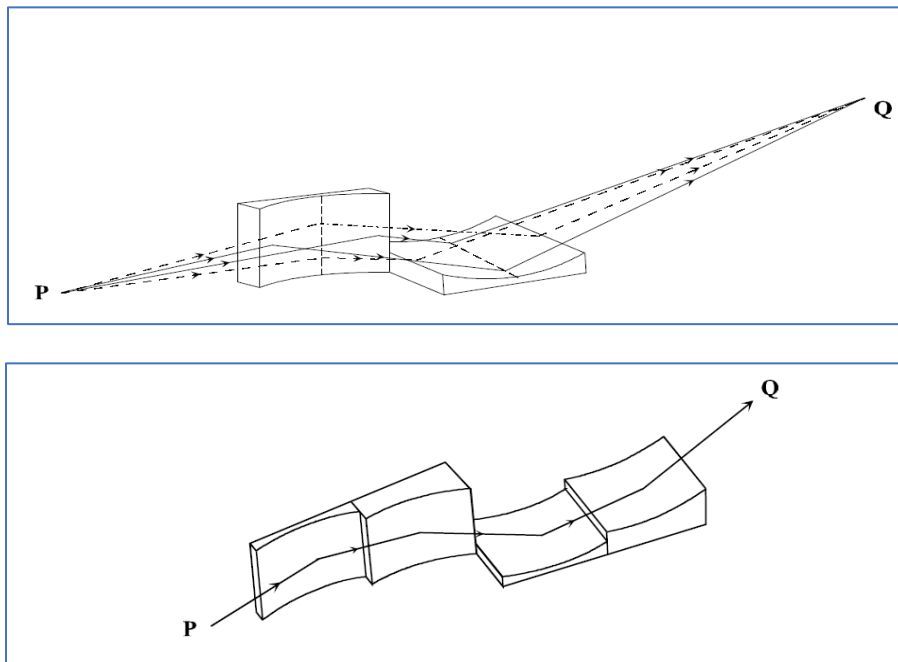


Figure 22. Imageur KB (dessus) et KBA (dessous). Images extraites de la thèse de Pascal Munsch. [theses.fr – PASCAL MUNSCH, Étude théorique et expérimentale d'un système d'imagerie x de type Wolter. Application à la radiographie d'instabilités hydrodynamiques](https://theses.fr/PASCAL_MUNSCH)

Chapitre II. L'Optique et les instruments XUV

Ce type d'imageur peut atteindre une résolution de $5\ \mu\text{m}$ sur des champs de vue de l'ordre de $100\ \mu\text{m}$ pour un KB classique, et de l'ordre de 1mm pour un KBA [48].

En 1952, H. Wolter associe deux miroirs coniques (paraboloïdes, ellipsoïdes, hyperboloïdes) afin d'obtenir des instruments formant des images de très haute qualité [49]. Une conique est définie notamment par son excentricité e :

- si $e < 1$: la courbe est fermée et bornée (ellipse) ;
- si $e = 1$: la courbe est ouverte et infinie (parabole) ;
- si $e > 1$: il y a deux courbes symétriques ouvertes et infinies (hyperbole).

Le montage Wolter est un instrument à symétrie de révolution, ce qui permet d'accroître la luminosité du système. Il permet également d'atteindre une très grande résolution spatiale. Trois configurations sont possibles (**Figure 23**).

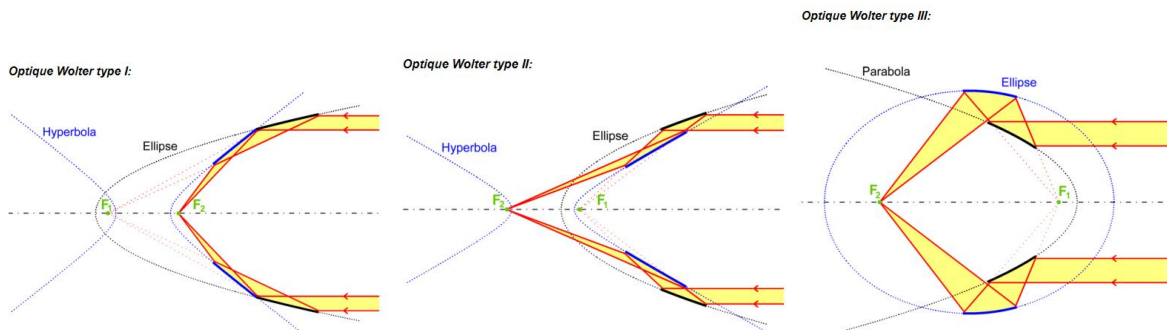


Figure 23. Illustration des configurations des optiques Wolter. [Miroirs courbes \(x-ray-optics.de\)](http://Miroirs%20courbes%20(x-ray-optics.de))

Dans ces montages, chaque faisceau est réfléchi de la source au foyer de l'une des coniques. Le montage de type I est le plus couramment utilisé, notamment pour l'astronomie des rayons X. Le type II permet des grossissements plus importants que le type I, en agrandissant les focales. Il est surtout utilisé comme imageur à champ étroit pour des spectromètres.

Tous ces montages sont aussi utilisés comme montages de diagnostics dans les centres de fusion nucléaire. En dehors des optiques réfléchives, les sténopés et des optiques diffractives sont également utilisés comme diagnostics à rayons X durant les expériences de fusion par confinement inertiel.

2.4.3 Autres diagnostics

Le sténopé est le système d'imagerie le plus simple à mettre en œuvre, et aussi le moins coûteux. Il consiste tout simplement à faire la projection d'une image par un petit trou

Chapitre II. L'Optique et les instruments XUV

dans une plaque opaque.

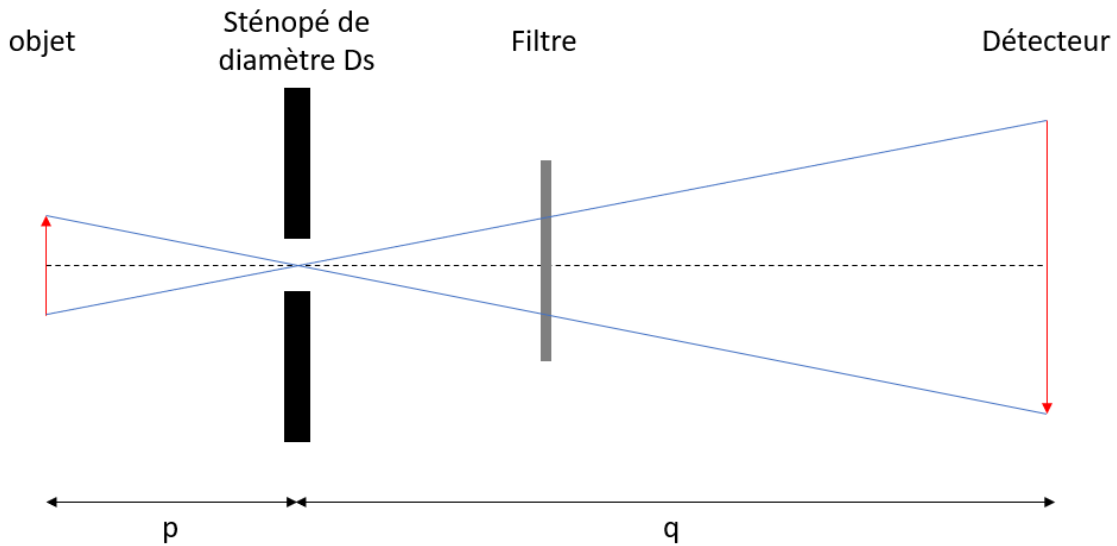


Figure 24. Illustration du principe du sténopé.

Il a l'avantage de ne présenter aucune aberration chromatique et d'avoir une profondeur de champ infinie [50]. Sa résolution spatiale (R_f) dépend seulement du diamètre du trou et du grandissement [51].

$$R_f^2 = D_s^2 \left(1 + \frac{p}{q}\right)^2 + \left(1.22 \frac{\lambda q}{D_s g}\right)^2 \quad (\text{éq. 33})$$

Si la diffraction est négligeable, et si le grandissement est très grand, alors la résolution est environ égale à la taille du trou, de l'ordre de quelques microns. Le sténopé a cependant le défaut de présenter une faible luminosité. L'angle solide collecté par le sténopé est beaucoup plus faible que celui d'un montage KB ou d'un montage Wolter. En considérant une pupille d'entrée de surface S et une distance entre la source et la pupille d , l'angle solide Ω vaut :

$$\Omega = \frac{S}{d^2} \quad (\text{éq. 34})$$

En comparant les angles solides collectés entre les différents systèmes optiques, nous avons $\Omega_{KB} \approx 100 \times \Omega_{\text{sténopé}}$ et $\Omega_{\text{Wolter}} \approx 100 \times \Omega_{KB}$.

Il est possible d'accroître la luminosité via l'utilisation de systèmes à ouverture multiple donnant des images codées à traiter mathématiquement pour reconstruire l'objet [52]. À cause de cette faible luminosité ainsi que des limites de diffraction, les sténopés sont placés près des plasmas à imager. Les débris générés lors des expériences de fusion nucléaire ont alors tendance à les abîmer.

Chapitre II. L'Optique et les instruments XUV

En plus des sténopés et des optiques réfléchives, il existe des optiques diffractives, notamment les lentilles à zones de Fresnel (LZF). Ces lentilles sont utilisées depuis longtemps dans le domaine visible [53].

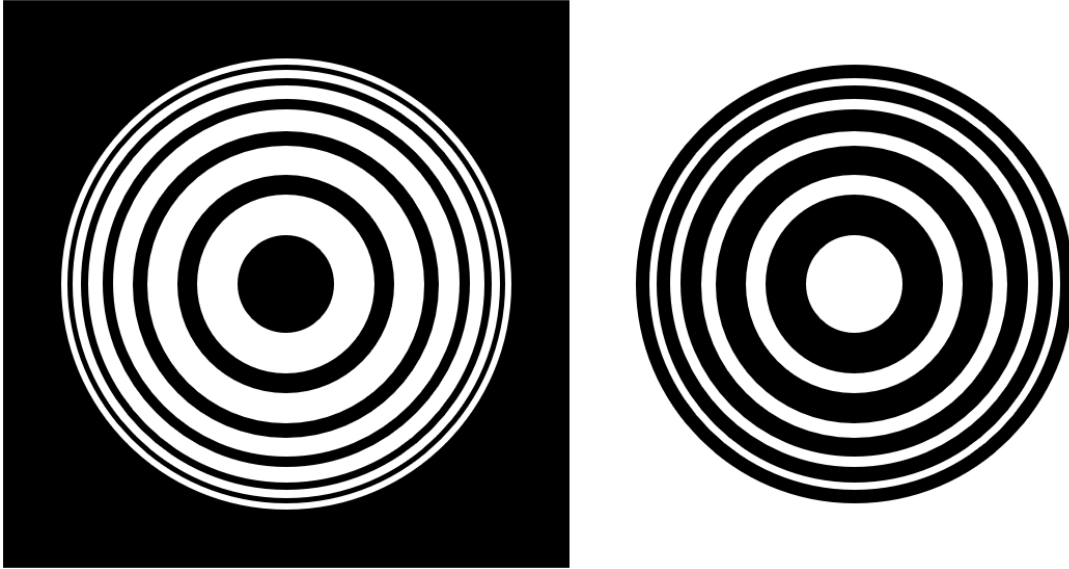


Figure 25. Lentilles à zone plate de Fresnel (positive et négative).

Des zones circulaires concentriques alternent des zones opaques et transparentes, avec une relation de proportionnalité entre les rayons r_n :

$$r_n^2 = n\lambda f + \frac{n^2\lambda^2}{4} \text{ (éq. 35)}$$

Chaque surface d'anneau possède la même valeur ($\pi\lambda f$) et contribue à l'image avec une intensité égale. Puisque ces relations dépendent de la longueur d'onde, ces optiques sont chromatiques, et à chaque longueur d'onde, il existe une distance focale. Il est également possible de faire de l'optique réfléchive avec des LZF, en les recouvrant d'un revêtement multicouche. De tels systèmes sont appelés lentilles de Bragg-Fresnel [54].

Nous concluons ce deuxième chapitre après avoir introduit les mécanismes physiques du domaine XUV ainsi que les particularités instrumentales associées à ces longueurs d'ondes. Le troisième chapitre décrit les moyens expérimentaux qui ont été mis en œuvre durant cette thèse afin de réaliser TXI, ainsi que les logiciels de simulation qui ont servi à calculer des formules de revêtements optiques et leur impact sur la réponse optique du microscope.

Chapitre 3. Moyens expérimentaux et méthodes

Le troisième chapitre présente les différents moyens expérimentaux et méthodes de simulations dont nous avons eu recours durant cette thèse. Les logiciels d'optimisation de formules de multicouches, de tracés de rayons pour simuler la réponse optique de l'instrument sont ainsi décrits. Les méthodes de dépôt et de caractérisation des couches minces et multicouches optiques qui ont été réalisées sont également décrites.

3.1 Les outils de simulations

3.1.1 Optimisation de multicouches optiques

Le logiciel utilisé pour l'optimisation de formules optiques est IMD, un logiciel de simulation de propriétés optiques dans la gamme XUV développé en 1998 par D. L. Windt [55]. Ce logiciel permet de simuler la réflectivité ou la transmissivité d'une couche mince ou d'une multicouche, périodique ou apériodique, en incluant la rugosité et l'interdiffusion. La méthode de calcul s'effectue par un calcul itératif (formule de Parratt (éq. B.6.4)). La réflectivité totale d'un empilement multicouche est ainsi calculée en combinant les réflectivités de chaque couche, du substrat jusqu'à la couche en surface. IMD permet également d'analyser des courbes de réflectivité et d'estimer la structure de la multicouche optique correspondante. Les indices optiques utilisés dans IMD couvrent un domaine spectral s'étalant en moyenne de 10 à 100000 eV. IMD utilise la base de données d'indice optique de Henke. L'algorithme d'optimisation inclus dans IMD est de type génétique. Ces algorithmes sont inspirés de la théorie de l'évolution darwinienne, c'est-à-dire du mécanisme de sélection naturelle. Ils assurent une bonne exploration de l'espace des solutions, afin d'identifier le minimum global sans tomber dans des minimas locaux. Le critère utilisé pour l'optimisation de la FOM (Figure-of-Merit) est l'erreur quadratique moyenne, où chaque valeur est pondérée par un poids (w_i) tel que :

$$FOM = \frac{\sum_i [w_i (Mesure_i - Simulation_i)^2]}{\sum_i w_i} \quad (\text{éq. 36})$$

La fenêtre d'optimisation (**Figure 26**) permet de définir un gabarit (en violet) à reproduire par la multicouche optimisée. Chaque épaisseur de l'empilement multicouche est un degré de liberté à ajuster jusqu'à minimiser le critère utilisé (éq. 36).

Chapitre III. Moyens expérimentaux et méthodes

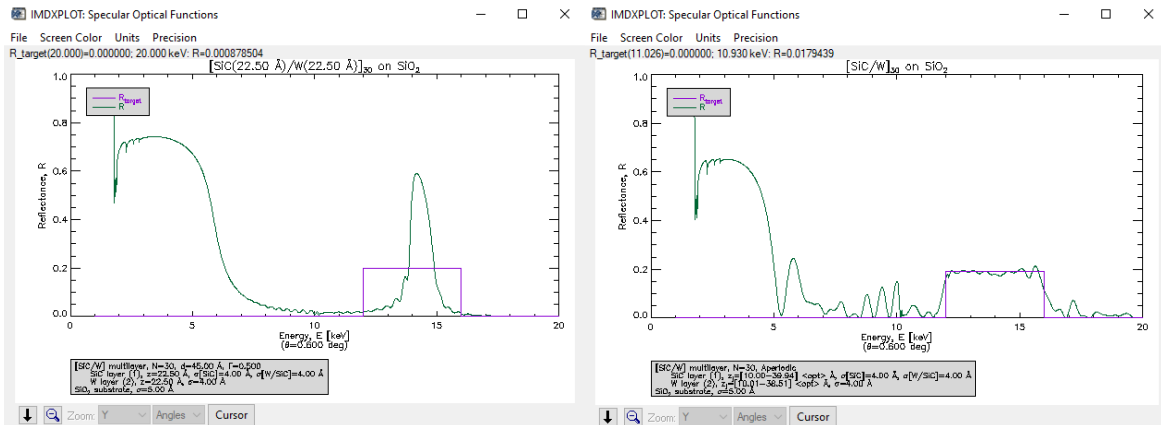


Figure 26. Illustration de la fenêtre d’optimisation d’IMD, avant (gauche) et après (droite) optimisation.

En dehors des couches, IMD permet également d’optimiser d’autres paramètres du modèle tels que les indices optiques des matériaux ou encore la rugosité. IMD a ainsi été utilisé pour identifier des formules de multicouches permettant de satisfaire les spécifications de TXI. Afin de déterminer la réponse optique de TXI, un logiciel de tracé de rayon a été utilisé.

3.1.2 Validation par logiciel de tracés de rayons

XRT (XrayTracer) est un code développé par K. Klementiev (MAX IV Laboratory) et R. Chernikov (Canadian Light Source) en langage python depuis 2014 [56]. Ce code effectue des tracés de rayons dans le domaine des rayons X, principalement pour la conception de ligne synchrotron. XRT permet de simuler différents profils de sources et différents composants optiques. Les formules de multicouches optimisées dans IMD peuvent ainsi être incluses, ce qui permet de calculer la réponse optique totale de l’instrument. XRT étant codé en langage Python, le logiciel permet une grande flexibilité dans son utilisation, ce qui a conduit le LLNL et le CEA à simuler les réponses optiques de leurs diagnostics. XRT dispose par ailleurs également d’une interface graphique.

Chapitre III. Moyens expérimentaux et méthodes

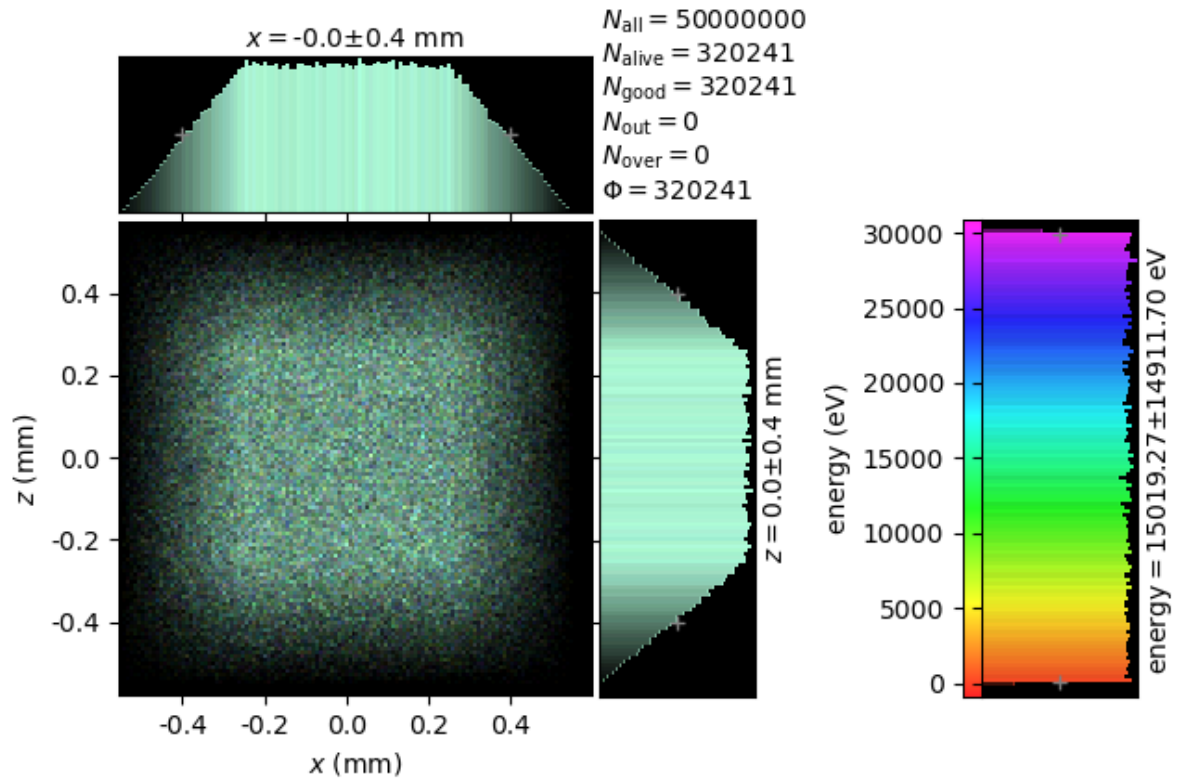


Figure 27. Résultat d'un tracé de rayons sur XRT pour une source divergente avec une pupille d'entrée.

L'histogramme 2D (**Figure 27**) en bas à gauche illustre la distribution du signal dans le plan détecteur. Les deux histogrammes juxtaposés sont la projection selon les axes de cette distribution. Enfin, le dernier histogramme situé tout à droite est l'histogramme de distribution en énergie. Chaque point de l'histogramme est normalisé entre 0 et 1. Les grandeurs affichées sont décrites ci-dessous :

- N_{all} : nombre de rayons lancés au total ;
- N_{alive} : nombre de rayons atteignant le système optique ;
- N_{good} : nombre de rayons réfléchis dans le système optique utile ;
- N_{out} : nombre de rayons réfléchis en dehors du système optique utile ;
- N_{over} : nombre de rayons se propageant à travers le système sans intersection ;
- N_{dead} : nombre de rayons arrivant dessous la surface optique et donc absorbés ;
- Φ : flux absolu intégré sur l'histogramme 2D.

Dans la **Figure 27**, nous avons intégré une source illuminant de 10 eV à 30000 eV, une pupille d'entrée rectangulaire, située à 500 mm de la source, et enfin un détecteur situé à 2000 mm. La source a une taille de $100 \times 100 \mu\text{m}^2$, avec une divergence angulaire d'environ $0,02^\circ$. La pupille d'entrée quant à elle a une taille de $0,1 \times 0,1 \text{ mm}^2$. Afin de valider notre tracé de rayon, nous vérifions que la taille du faisceau dans le plan détecteur correspond à la dimension de la pupille agrandie par la divergence de la source.

Chapitre III. Moyens expérimentaux et méthodes

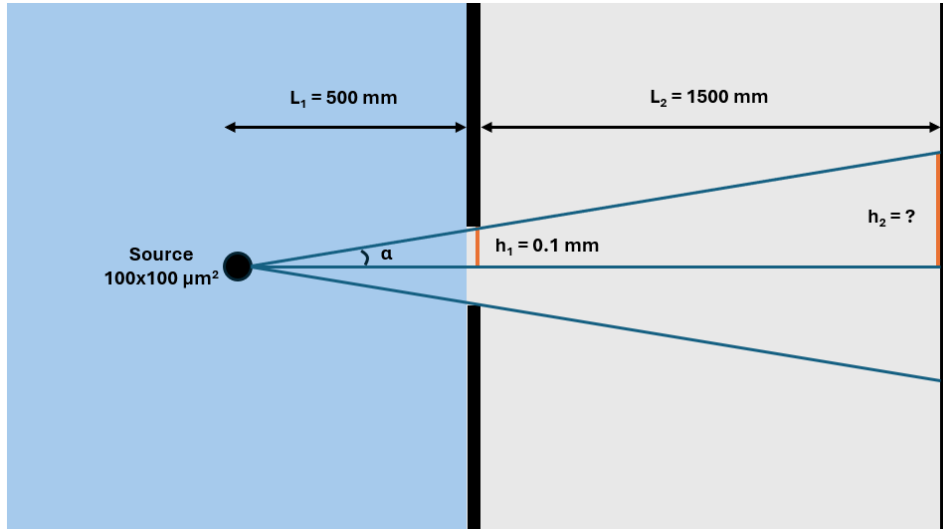


Figure 28. Illustration de l'agrandissement des dimensions de la pupille sur le plan détecteur par la divergence angulaire de la source.

En déterminant $\alpha = \tan^{-1}\left(\frac{h_1}{L_1}\right)$ puis $h_2 = h_1 + L_2 \tan \alpha$, nous trouvons bien (conformément à la **Figure 27**), $h_2 = 0,4 \text{ mm}$. Une autre validation du code XRT est nécessaire. En effet, les formules optimisées par IMD vont être intégrées dans XRT afin d'estimer les performances optiques de l'instrument que nous développons. Dans sa forme actuelle, XRT ne permet d'inclure que des multicouches périodiques ou à gradient d'épaisseur. Une modification du code a donc été effectuée afin de pouvoir y inclure des multicouches aperiodiques. En traçant le profil de réflectivité d'une multicouche aperiodique, nous vérifions que XRT et IMD fournissent les mêmes résultats (**Figure 29**).

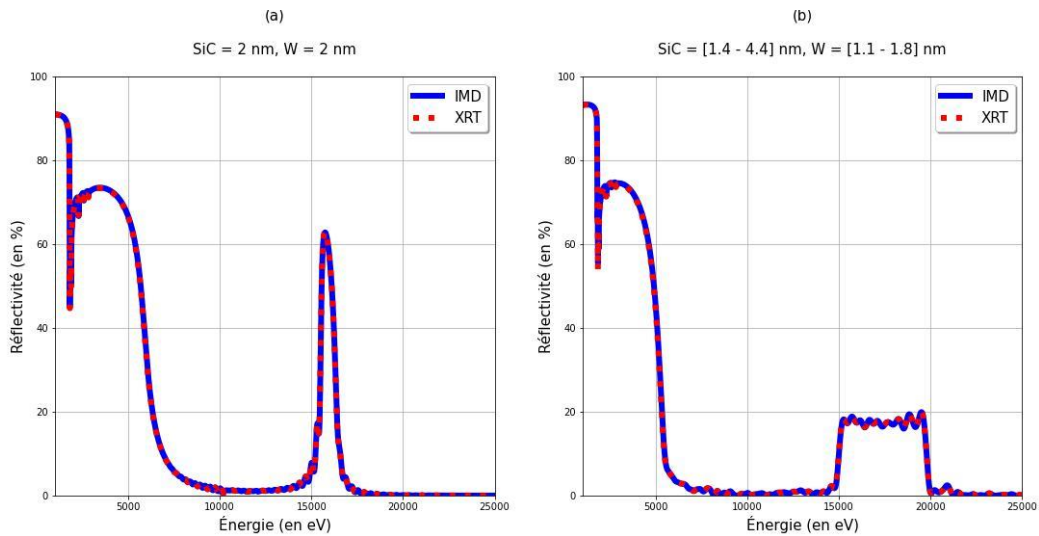


Figure 29. Comparaison des réponses optiques périodiques (a) et aperiodiques (b) de multicouches $[\text{SiC}/\text{W}]_{40}$ pour XRT et IMD.

Chapitre III. Moyens expérimentaux et méthodes

Cette partie clôturera la description des outils de simulation qui ont été utilisés durant la thèse. Dans un premier temps, nous avons montré comment optimiser nos empilements multicouches avec IMD. Dans un deuxième temps, nous avons montré comment déterminer la réponse optique de notre instrument en intégrant ces empilements modifiés avec XRT. La partie qui suit décrit les outils de mesures que nous avons utilisés pour caractériser nos formules de multicouches.

3.2 Les outils de caractérisation

3.2.1 La réflectométrie à rayons X

Nous avons vu jusqu'à présent comment la structure d'une multicouche modifiait sa courbe de réflectivité en fonction de l'angle d'incidence (θ) et de l'énergie (E) du photon. En procédant en sens inverse, nous pouvons ainsi déterminer la structure d'une multicouche en fonction de sa courbe de réflectivité. L. G. Parratt est le premier physicien à avoir utilisé cette technique en 1954 [57]. La mesure de la courbe de réflectivité d'une multicouche se fait à l'aide d'un réflectomètre. Le réflectomètre utilisé durant la thèse est un réflectomètre Bruker Discover D8, dont les parois en verre plombé absorbent les radiations. Le schéma du dispositif est présenté en **Figure 30**.

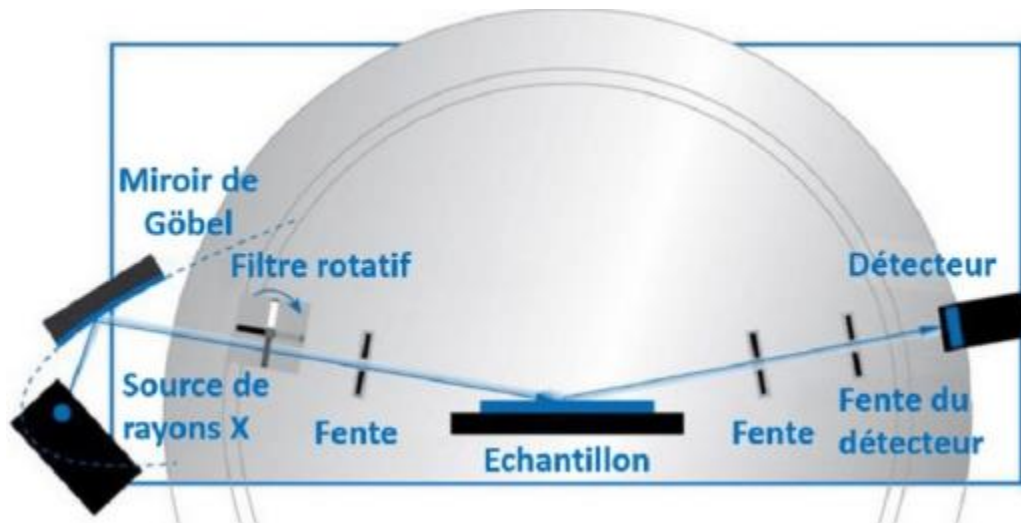


Figure 30. Principe de fonctionnement d'un réflectomètre à rayon X.

https://www.researchgate.net/publication/350035113_Miroirs_interferentiels_efficaces_dans_l%27ultraviolet_pour_la_physique_solaire/figures?lo=1

La source de rayons X est un tube X à anode fixe en cuivre. À l'intérieur du tube, un filament de tungstène est traversé par un courant de quelques ampères. Le passage du

Chapitre III. Moyens expérimentaux et méthodes

courant dans le filament induit une émission thermoélectrique par effet Joule. Les électrons émis sont ensuite accélérés sous l'effet d'une différence de potentiel de plusieurs kilovolts, vers une anode en cuivre. Lorsque les électrons atteignent l'anode, une partie d'entre eux sont freinés puis déviés par le nuage électronique des atomes qui constitue l'anode, ce qui engendre un rayonnement continu appelé « Bremsstrahlung » ou rayonnement de freinage. L'autre partie des électrons, suffisamment énergétique, éjecte les électrons de cœur des atomes de cuivre, induisant une émission par fluorescence de raie $K\alpha$ (8048 eV) et $K\beta$ (8905 eV). Le spectre typique obtenu est illustré en **Figure 31**.

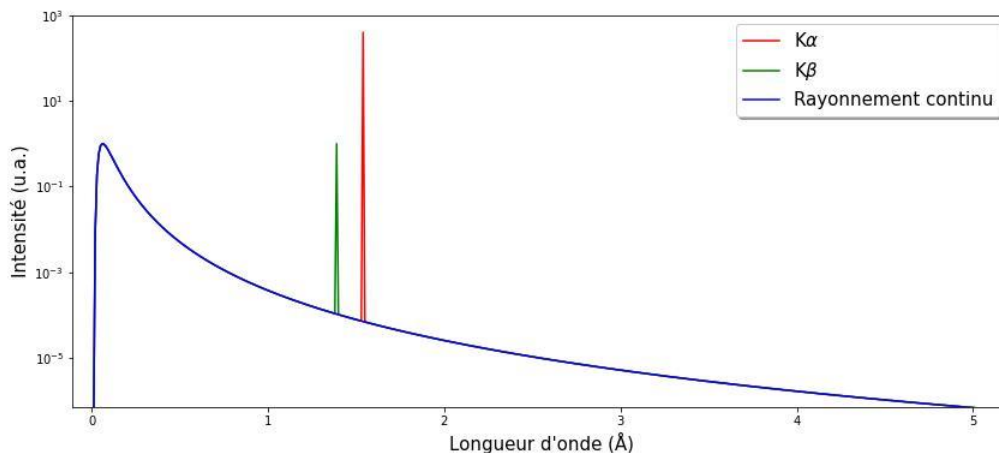


Figure 31. Esquisse d'un spectre d'émission de tube X pour une anode de Cuivre.

Le rayonnement en sortie du tube X passe tout d'abord par une fenêtre de béryllium qui sépare le tube X sous vide de l'environnement extérieur et qui filtre les basses énergies émises par le tube. La raie $K\alpha$ est quant à elle réfléchiée et collimatée par un miroir parabolique (appelé miroir de Göbel) recouvert d'une multicouche en Ni/C. La raie $K\beta$ est également réfléchiée, mais demeure 400 fois moins intense que la raie $K\alpha$. Si nécessaire, elle peut être filtrée par un filtre en nickel, au détriment d'une perte de flux pour la raie $K\alpha$. Les fentes (dites de Soller) sont des lames en cuivre parallèles qui absorbent les faisceaux non parallèles à l'axe optique et limitent ainsi la divergence horizontale. La divergence verticale est limitée par l'ajout de fentes placées avant et après l'échantillon. Le faisceau arrive sur le détecteur après la réflexion sur l'échantillon. En sortie, un scintillateur convertit les rayons X en lumière visible qui est ensuite convertie en signal électrique par un photomultiplicateur. Le réflectomètre permet ainsi de mesurer la courbe de réflectivité de notre échantillon à une énergie fixe, la raie $K\alpha$ du cuivre à 8048 eV, pour plusieurs angles de rasances, via un scan « θ - 2θ ».

La courbe obtenue pour une couche mince déposée sur un substrat fait apparaître une succession d'interférences constructives et destructives en fonction de l'angle d'incidence

Chapitre III. Moyens expérimentaux et méthodes

appelées franges de Kiessig (**Figure 32**). Pour une multicouche périodique (**Figure 33**), l'épaisseur de la bicouche est déterminée à partir des pics de Bragg.

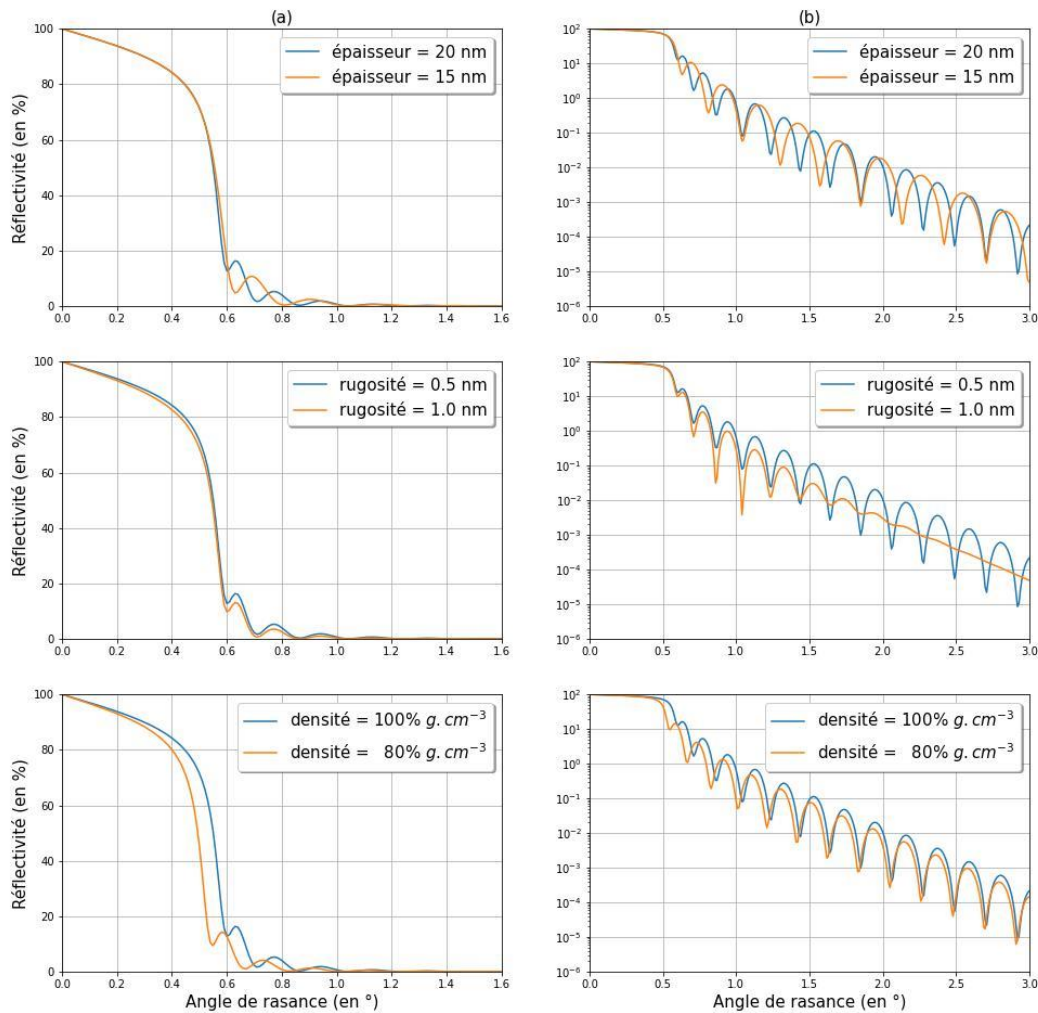


Figure 32. Simulation d'une courbe de réflectivité d'un film de tungstène. En (a), un zoom sur l'angle critique. En (b), une courbe logarithmique illustrant les franges de Kiessig.

Sur la **Figure 32**, nous comparons deux films minces de tungstène pour des conditions d'épaisseur, de rugosité et de densité différentes. L'épaisseur du film mince change la période d'oscillation. La rugosité atténue les oscillations, surtout aux grands angles. Enfin, la densité du film, si elle impacte peu les oscillations, décale l'angle critique. La rugosité, l'épaisseur et la densité du film sont les paramètres que nous pouvons déterminer à partir d'une mesure en réflectométrie à rayons X. La densité peut se calculer à partir de l'angle critique (**éq. 25**). La rugosité peut être estimée par la simulation. Enfin, l'épaisseur se calcule à partir de la formule suivante :

Chapitre III. Moyens expérimentaux et méthodes

$$2d\sqrt{\cos^2 \theta_c - \cos^2 \theta_p} = p\lambda \text{ (éq. 37)}$$

Dans le cas d'une multicouche périodique, la caractérisation est analogue, mais la densité est remplacée par le facteur Γ (éq. 27.3), et la période des franges de Kiessig est remplacée par la période des pics de Bragg.

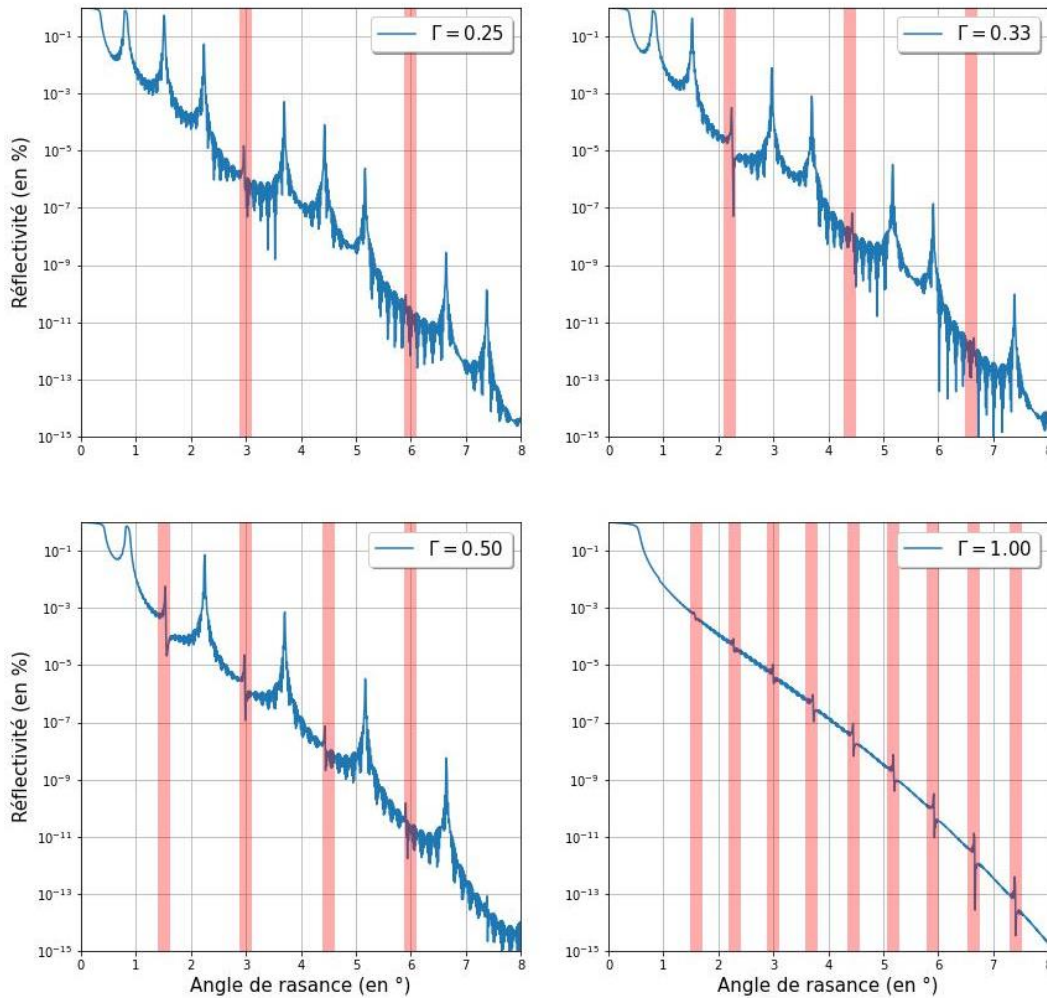


Figure 33. Simulation d'une multicouche de $[\text{SiC}/\text{W}]_{40}$, dont la bicouche est de période égale à 6 nm, pour différentes valeurs de Γ .

La valeur de Γ , si choisie de façon à être égale à $1/N$, permet d'éteindre les pics d'ordres N . Ces extinctions sont illustrées dans la **Figure 33**, respectivement pour $N = 4, 3, 2, 1$.

Les réflectomètres à rayons X sont utiles pour déterminer la structure d'un empilement multicouche, mais ils ne permettent pas de mesurer leur réflectivité absolue. Pour mesurer précisément la réflectivité atteinte, il nous faut effectuer nos mesures à l'aide d'installations synchrotrons.

Chapitre III. Moyens expérimentaux et méthodes

3.2.2 Les lignes synchrotrons

Les premiers synchrotrons datent des années 1940, le principe ayant été inventé indépendamment en 1944 par V. Veksler en U.R.S.S. et en 1945 par E. McMillan aux États-Unis. Ils permettent d'atteindre des flux importants émis par le rayonnement de freinage des électrons [58]. Le principe de fonctionnement est le suivant : tout d'abord, les électrons sont arrachés par émissions thermoélectriques et sont accélérés dans un injecteur (petit accélérateur linéaire). Ils sont ensuite accélérés dans un anneau « booster », puis insérés dans un anneau de stockage. Le confinement des électrons est assuré par des champs électriques et magnétiques. À chaque virage, les électrons sont déviés et émettent un rayonnement continu, le rayonnement synchrotron, aussi appelé « bremsstrahlung ».

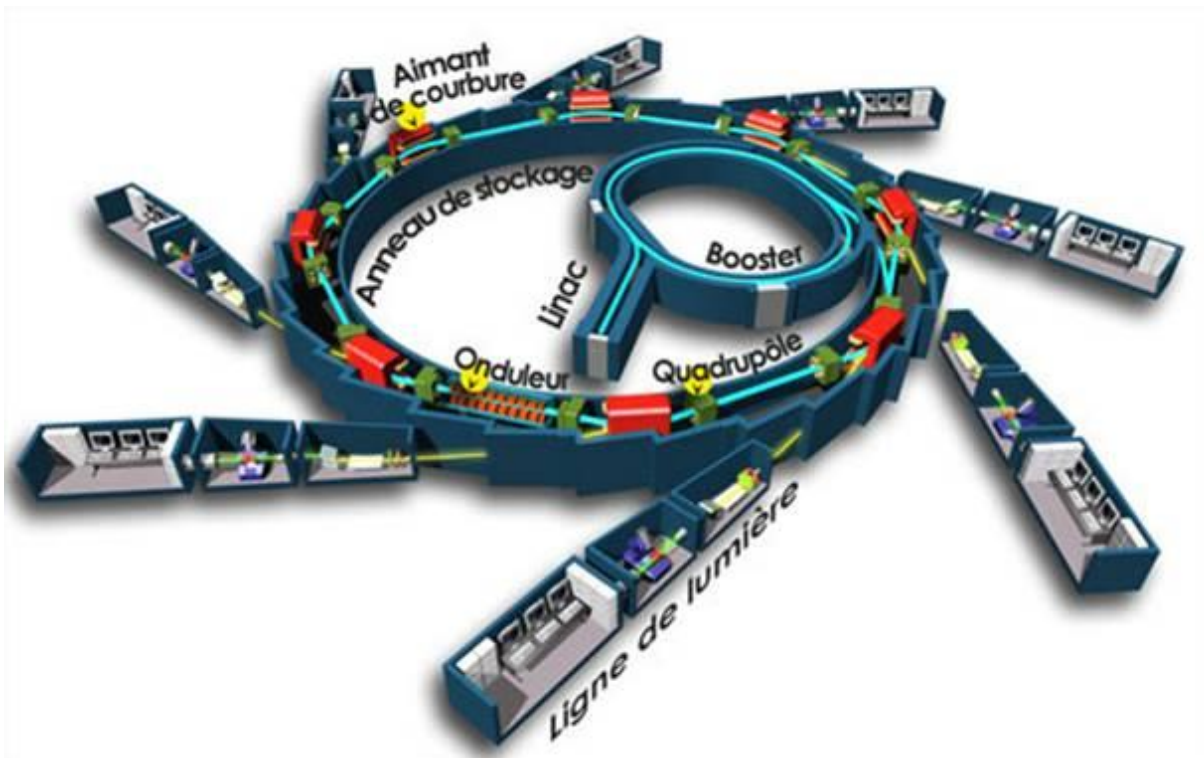


Figure 34. Schéma de principe du synchrotron. [Schéma de principe du synchrotron - Synchrotron — Wikipédia \(wikipedia.org\)](https://fr.wikipedia.org/wiki/Synchrotron)

Pour nos mesures, nous avons utilisé les lignes « BAMLine » du synchrotron Bessy 2, « FCM » du PTB ainsi que la ligne « BM05 » de l'ESRF. Les principales caractéristiques de ces lignes synchrotrons sont énumérées dans le **Tableau 3**.

Chapitre III. Moyens expérimentaux et méthodes

- **La ligne BM05 :**

La ligne BM05 de l'ESRF [59] permet la réalisation d'expériences de tomographie, de topographie, de diffractométrie ou de réflectométrie. Le faisceau a une taille d'environ $0,3 \times 0,1 \text{ mm}^2$ et possède une divergence horizontale de l'ordre de $0,15^\circ$ et une divergence verticale de $0,01^\circ$. Le monochromateur utilise un double cristal de Si (111), et la gamme d'énergie atteinte par la ligne s'étale de 6 à 60 keV. La résolution en énergie atteint en moyenne 2 eV. Une caméra est principalement utilisée comme détecteur et la mesure du flux se fait par intégration de l'intensité reçue sur chaque pixel. Le flux de photons peut, à son maximum, atteindre 10^{13} photons par seconde.

- **La ligne FCM :**

La ligne FCM du PTB [60] utilise quatre cristaux comme monochromateur. La gamme d'énergie atteinte s'étale de 1,75 à 11 keV, avec une résolution en énergie moyenne de 1 eV. Pour la gamme 1,75-3,1 keV, les monochromateurs sont des cristaux de InSb(111). Pour la gamme 3.1-11 keV, les cristaux utilisés sont des cristaux de Si(111). La taille du faisceau est de $0,5 \times 0,2 \text{ mm}^2$ et possède une divergence horizontale de $0,07^\circ$ et une divergence verticale de $0,018^\circ$. Le détecteur principal est une photodiode utilisée en régime photovoltaïque (non polarisée) connectée à un ampèremètre très sensible (électromètre). Le flux de photons atteint 10^{11} photons par seconde.

- **La ligne BAMLine :**

La ligne BAMLine opérée par le PTB [61] utilise deux cristaux Si(111) ou Si(311) et deux miroirs multicouches $[\text{W}/\text{B}_4\text{C}]_{250}$ et permet d'effectuer des mesures à des énergies allant de 8 à 60 keV, pour une résolution en énergie moyenne de 1 eV. La taille du faisceau vaut $1,0 \times 1,0 \text{ mm}^2$ et la divergence horizontale et verticale est de $0,0018^\circ$. Le flux de photons est de 10^7 photons par seconde.

Chapitre III. Moyens expérimentaux et méthodes

	FCM	ESRF	BAMline
Énergie (keV)	1,75-11	6 - 60	8 - 60
Résolution (keV)	0,0001	0,0002	0,001
Taille de la source (H x V)	0,5 x 0,2 mm ²	0,27 x 0,08 mm ²	1,0 x 1,0 mm ²
Divergence (H x V)	0,07° x 0,018°	0,137° x 0,01°	0,0018° x 0,0018°
Flux (ph/s)	10 ¹¹	10 ¹³	10 ⁷

Tableau 3. Tableau récapitulatif des principaux paramètres de chaque ligne synchrotron utilisée.

3.2.3 *Le microscope électronique à transmission*

Si l'analyse de la courbe de réflectivité par rayons X permet de déterminer la structure de nos empilements multicouches, l'utilisation du microscope électronique à transmission fournit une analyse complémentaire, car elle permet de caractériser plus précisément les interactions entre matériaux, notamment l'interdiffusion et l'apparition de couches d'interfaces, ce qui nous aide à contraindre davantage le modèle physique utilisé pour la simulation de nos empilements. Dans l'idéal, une couche mince doit être dense et amorphe, mais en pratique, le matériau peut cristalliser à partir d'une certaine épaisseur, peut aussi diffuser dans la couche inférieure ou encore réagir chimiquement avec la couche inférieure et engendrer des couches d'interfaces. Le microscope électronique à transmission nous permet de visualiser ces phénomènes et d'en estimer l'importance. L. De Broglie émet durant sa thèse [62] l'hypothèse qu'à une particule massique puisse être attribuée une longueur d'onde, dépendant de sa masse via la relation (éq. 38) :

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{\sqrt{2meV}} \text{ (éq. 38)}$$

où m est la masse de la particule (en kg), et V est la tension d'accélération (en V). Dans le cas d'un électron, la longueur d'onde peut prendre les valeurs suivantes (**Tableau 4**) :

Chapitre III. Moyens expérimentaux et méthodes

	V = 1 kV	V = 10 kV	V = 100 kV
Longueur d'onde (en pm)	38 pm	12 pm	3.8 pm

Tableau 4. Tableau associant la longueur d'onde de l'électron en fonction de la tension accélératrice.

Les longueurs d'ondes théoriques que l'on puisse atteindre avec l'électron sont de l'ordre du picomètre, soit une longueur d'onde 100 fois inférieure à la taille des paramètres cristallins. À partir de ce principe, les premiers MET furent élaborés en 1930 [63][64], et dès les années 1933, les premiers microscopes électroniques atteignaient une meilleure résolution que les microscopes optiques. La résolution maximum d est définie par l'équation (éq. 39) qui relie la longueur d'onde et l'ouverture numérique (NA ou $\sin \beta$) :

$$d = 0.61 \frac{\lambda}{\sin \beta} \text{ (éq. 39)}$$

En pratique, la résolution est au moins 10 fois moins élevée, à cause du bruit environnant ou de la qualité du faisceau et des lentilles.

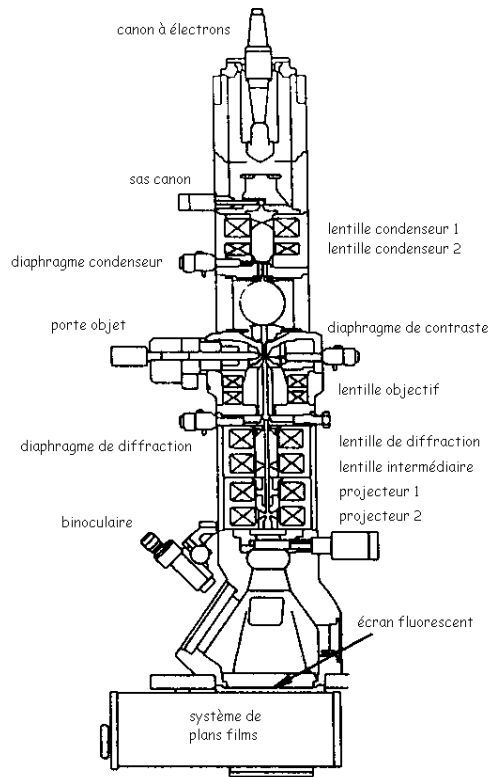


Figure 35. Schéma d'un microscope à transmission électronique. [Scheme TEM en - Transmission electron microscopy - Wikipedia](#)

Chapitre III. Moyens expérimentaux et méthodes

L'intérieur d'un MET est placé sous vide poussé (10^{-7} Torr) afin de permettre le transport des électrons. Le canon à électron utilise soit un filament de tungstène, soit une pointe en LaB_6 . Les lentilles condenseurs servent à focaliser le faisceau d'électrons. Les autres diaphragmes servent à différents types d'imageries, en champ clair ou en champ sombre (Figure 36), en diffraction ou en transmission. Les lentilles électromagnétiques utilisées sont des bobines en cuivre enroulant une culasse de fer.

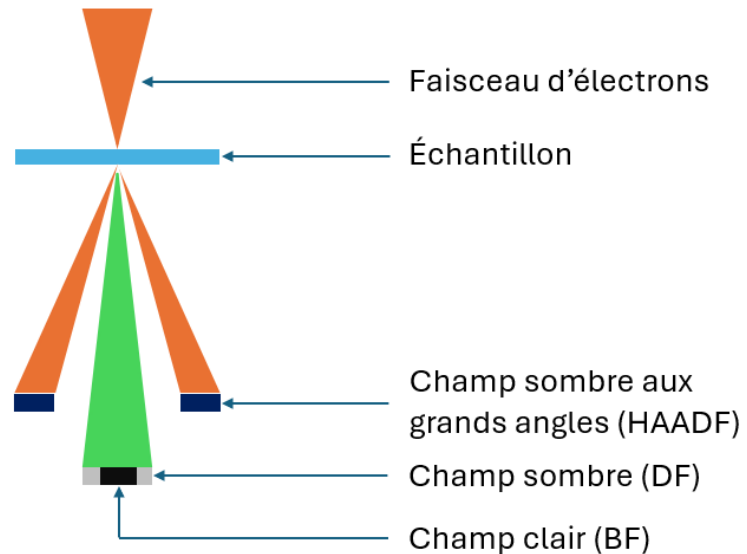


Figure 36. Illustration des zones en champ clair et sombre après traversée de l'échantillon.

En traversant l'échantillon, le faisceau électronique interagit avec ce dernier et produit une image dont les contrastes dépendent de l'épaisseur, de la densité et de l'orientation cristalline de l'échantillon. En fonction de l'angle de sortie, il est possible de faire de l'imagerie en champ clair et en champ sombre.

- **Imagerie en champ clair (BF) :**

Le détecteur est placé en ligne droite du faisceau d'électrons. La diffusion des électrons augmente avec le numéro atomique. Les zones sombres de l'image correspondent aux atomes lourds (nombre de protons Z élevé) et les zones claires aux atomes légers (nombre de protons Z faibles). Le fond de l'image est blanc, il n'y a aucune diffusion, le détecteur reçoit le faisceau direct.

- **Imagerie en champ sombre (DF et HAADF) :**

Ici, les détecteurs sont placés avec un certain angle par rapport au faisceau direct, afin de capter les électrons diffusés. Le contraste de l'image est inversé par rapport au champ clair. Cependant, en champ sombre, les orientations cristallines et les défauts cristallins

Chapitre III. Moyens expérimentaux et méthodes

contribuent aussi au contraste. Le détecteur HAADF est lui surtout sensible au numéro atomique.

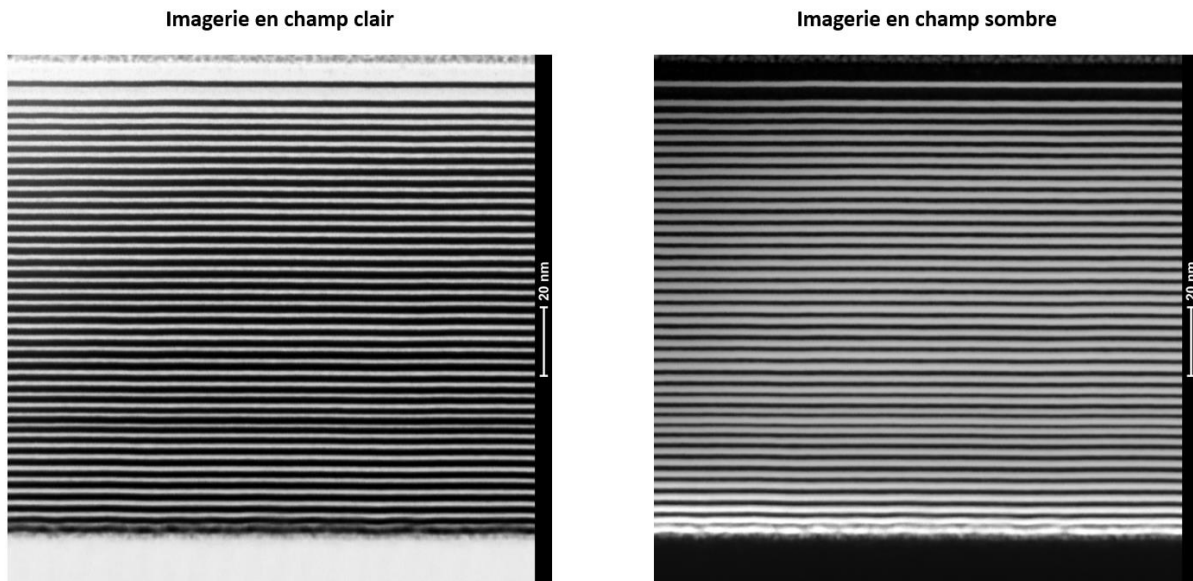


Figure 37. Illustration d'imagerie en champ clair et en champ sombre d'une multicouche apériodique $[\text{SiC}/\text{W}]_{40}$ sur substrat de silicium. Les couches d'atomes lourds sont noires à gauche et blanches à droite.

L'imagerie en diffraction du MET permet aussi d'analyser l'état cristallin de nos structures. En fonction de cet état, trois diagrammes peuvent apparaître (**Figure 38**).

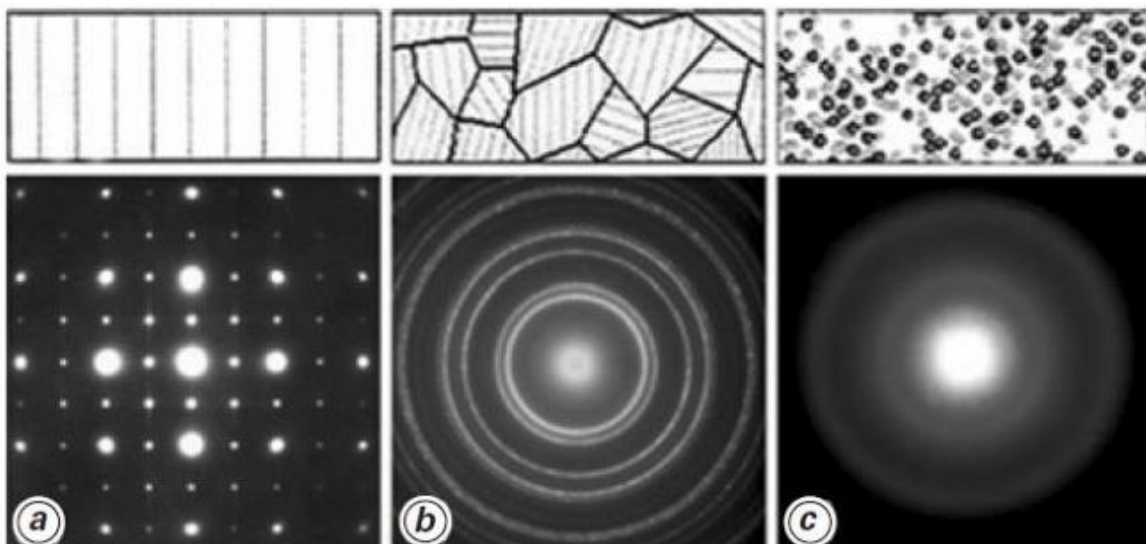


Figure 38. Illustration des différents diagrammes de diffraction électronique en fonction de la nature du matériau. [Exemples de clichés de diffraction en aire sélectionnée d'un... | Download Scientific Diagram \(researchgate.net\)](#)

Chapitre III. Moyens expérimentaux et méthodes

La **Figure 38** illustre ces trois structures possibles, un état monocristallin (a), un état polycristallin (b) et un état amorphe (c).

- **État monocristallin (a) :**

Chaque point est une projection du réseau réciproque. La tache centrale correspond au faisceau transmis, et les taches diffractées aux différents plans d'indice (hkl). Les distances entre chaque point lumineux permettent de retrouver la distance interatomique entre chaque plan, ainsi que de les indexer.

- **État polycristallin (b) :**

Dans cet état, toutes les orientations de grains existent. À l'instar de l'état monocristallin, la tache centrale correspond au faisceau transmis, mais la diffraction est induite par plusieurs orientations, ce qui répartit les points sur des anneaux concentriques. La distance d'un anneau à la tache permet également de retrouver la distance interatomique et d'indexer cet anneau.

- **État amorphe (c) :**

Si une couche est amorphe, la diffraction n'induit pas des points lumineux ni des anneaux concentriques, mais une tache diffuse.

Pour compléter nos analyses, le MET permet également de faire des mesures EDX, qui fournissent des informations complémentaires, notamment sur la composition chimique des couches. Lors de la traversée de l'échantillon par le faisceau d'électrons, des rayons X sont émis par les atomes de l'échantillon. Ces rayons X sont mesurés à l'aide d'un spectromètre et portent en eux la signature de l'élément chimique qui les a engendrés. Les mesures MET de nos échantillons ont été effectuées au laboratoire MSSMat de CentraleSupélec, à l'aide de deux équipements. Le MEB-FIB HELIOS 660 a été utilisé pour effectuer la préparation FIB. Cette préparation consiste à déposer une couche de platine (Pt) afin de protéger la surface de l'échantillon. Le dépôt se fait par injection d'un gaz organométallique dans une chambre sous vide. Un faisceau d'électrons va dissocier le gaz et une couche de platine Pt va venir se déposer sur l'échantillon selon la forme d'un rectangle, défini par le balayage du FIB. La partie couverte par le platine Pt est ensuite découpée avec un faisceau d'ions Ga^+ . Une section verticale de l'échantillon est extraite via un bras micromanipulateur. Ensuite, la lame est amincie jusqu'à obtenir une épaisseur d'environ 100 nm. Un dernier usinage fin est réalisé pour limiter l'amorphisation de la surface. Les analyses des multicouches sont ensuite effectuées à l'aide du MET TITAN.

Après avoir décrit les outils de simulations et de caractérisation, nous allons conclure ce chapitre en décrivant les outils de réalisations de nos couches minces.

3.3 Les outils de fabrication

3.3.1 La préparation des substrats

Avant de décrire la machine de dépôt utilisée pour nos multicouches et les mécanismes physiques permettant la réalisation de films minces, il convient de décrire les substrats qui ont été utilisés pour nos dépôts. Les substrats en silicium Si(111) ont été clivés à partir de wafers de silicium obtenus par la méthode de Czochralski. Elle consiste à placer un germe de silicium dans un bain de silicium fondu. En retirant à une certaine vitesse ce germe, le liquide se solidifie à son contact, en prenant la même organisation cristalline. En sortie, nous obtenons des monocristaux de silicium. En plus des substrats de silicium, des substrats en verre flotté (« float glass ») ont été utilisés. Le procédé de fabrication du verre flotté est le suivant : du verre fondu est déposé sur un bain d'étain Sn, puis refroidi. La différence de densité permet au verre de ne pas couler et de rester en surface. Cette méthode permet au verre de ne pas avoir de rugosité élevée, mais il peut présenter des défauts de pentes. Les derniers substrats utilisés sont des lames de silice issues de blocs de silice taillées puis polies. La fabrication et le polissage de ces lames ont été effectués à l'atelier d'optique de l'institut d'optique. Le polissage des lames de silice se fait en utilisant de l'oxyde de cérium CeO_2 et de l'eau. La mesure de la rugosité des lames se fait à l'aide d'un rugosimètre à laser. Le polissage et la mesure par rugosimètre sont répétés jusqu'à ce que la rugosité des lames de silice soit inférieure à 0,5 nm. Une fois préparés, les substrats doivent être nettoyés afin d'éliminer les graisses et autres impuretés qui pourraient altérer le dépôt. Pour les substrats en silicium, le protocole de nettoyage consiste à les plonger dans l'acétone, puis dans le propanol, le tout placé dans un bain à ultra-son. Pour les substrats à base de verre, un mélange de carbonate de calcium CaCO_3 mélangé à du savon neutre (RBS) est utilisé, à la fois comme nettoyant, mais aussi afin d'affiner le polissage du verre. Les substrats sont ensuite nettoyés à l'eau, puis un second nettoyage au RBS est effectué comme vérification.

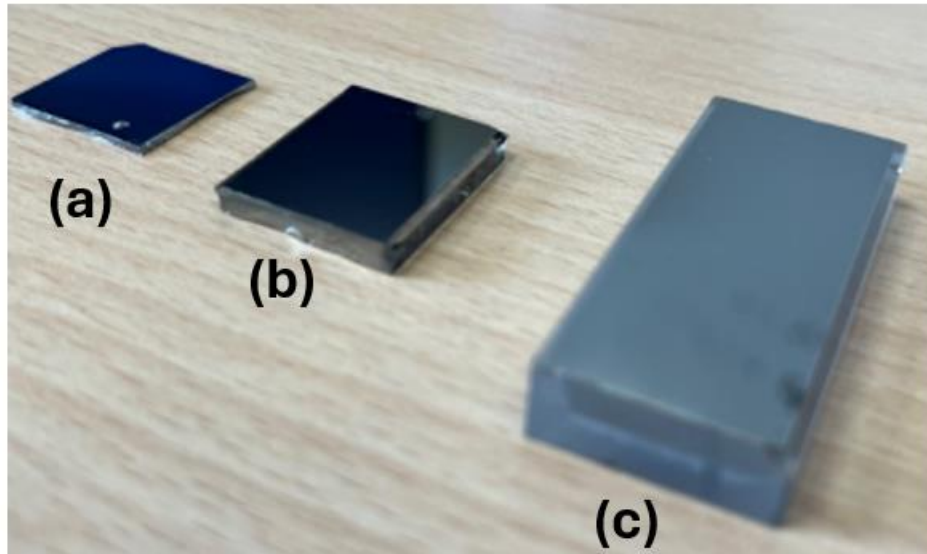


Figure 39. Substrat en silicium (a), verre flotté (b) et lame de silice (c).

3.3.2 La machine de dépôt MP1000

Le laboratoire Charles Fabry dispose d'une salle blanche occupant une surface de 90 m², qui est classée ISO 6, qui impose un maximum de 35300 particules de 0,5 µm.m⁻³. Pour maintenir ces conditions, l'air est renouvelé et filtré en permanence, la salle est maintenue en surpression afin d'empêcher les poussières extérieures de pénétrer. La température et l'humidité sont également régulées à 21 degrés Celsius et 50%. Ces conditions permettent d'éviter la contamination des surfaces optiques et d'assurer une meilleure reproductibilité des procédés de dépôts. La salle blanche contient plusieurs machines de dépôts, dont fait partie la machine MP1000 (**Figure 40**).

Chapitre III. Moyens expérimentaux et méthodes



Figure 40. Machine de dépôt MP1000 et son ordinateur de commande.

Cet équipement est constitué d'une enceinte circulaire d'un mètre de diamètre, ainsi que d'un sas d'introduction. La MP1000 a été installée en 2019 en collaboration avec le synchrotron SOLEIL afin de réaliser des optiques X de plus grandes dimensions. Le porte-échantillon mesure ainsi 350 mm de long et 100 mm de large. Elle intègre 4 cibles, dont les régimes de fonctionnement peuvent fonctionner en mode continu (DC), radiofréquence (RF) à 13,56 MHz. Une des cathodes est également dotée d'un mode pulsé. Chaque cible est également recouverte d'un masque qui assure une meilleure uniformité latérale du dépôt (**Figure 41**).

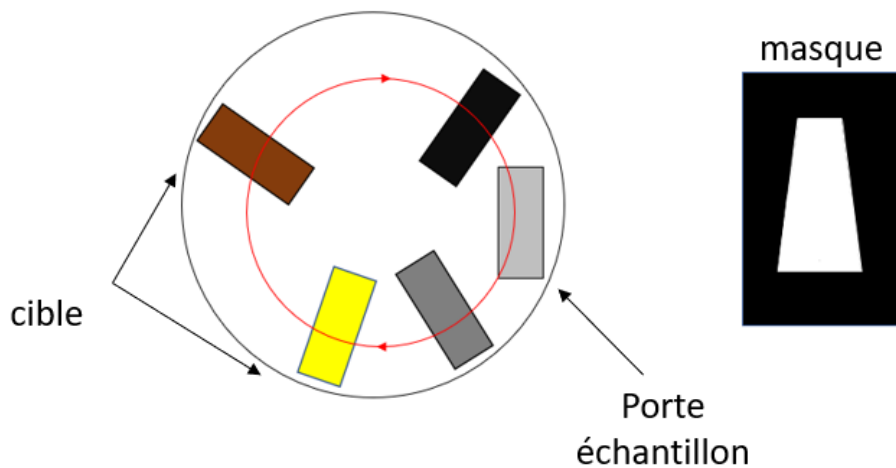


Figure 41. Schéma de la MP1000 vue du dessus. La forme des masques, plus étroite vers le centre et plus large vers les bords de l'enceinte assure l'uniformité latérale.

Chapitre III. Moyens expérimentaux et méthodes

L'alimentation de notre machine est bridée à 800 V. La puissance et le courant appliqués aux cathodes sont les paramètres électriques pilotables. Le vide régnant à l'intérieur de l'enceinte est d'environ 10^{-8} Torr. Ce pompage est effectué à l'aide d'une pompe cryogénique ainsi que d'une pompe moléculaire Edwards STP-iXA3306C. La pompe primaire est quant à elle une pompe Edwards XDS35i. La pression résiduelle est mesurée à l'aide d'une jauge Pirani, dont le fonctionnement est analogue à un anémomètre. Une Penning assure les mesures à plus basses pressions. Cette mesure de la pression s'effectue par ionisation du gaz résiduel et détection du courant qu'il engendre, proportionnel au gaz restant. La MP1000 fonctionne par pulvérisation cathodique assistée par magnétron (**Figure 42**), dont le fonctionnement est décrit ci-dessous.

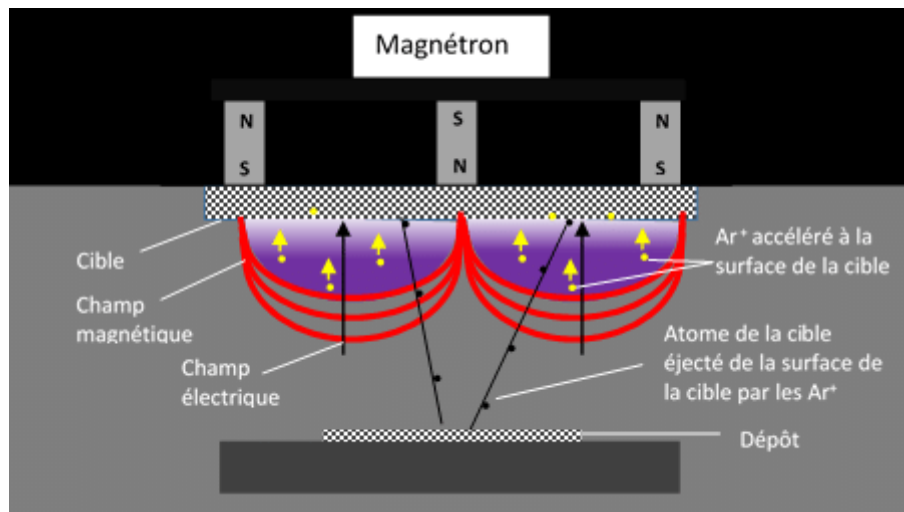


Figure 42. Schéma de principe de la pulvérisation cathodique assistée par magnétron. [Schéma descriptif de la pulvérisation cathodique magnétron.](#) | [Download Scientific Diagram \(researchgate.net\)](#)

Un gaz plasmagène (typiquement de l'argon Ar) est injecté dans l'enceinte. L'application d'une tension entre la cible (cathode) et le porte-échantillon (anode) accélère les électrons résiduels qui ionisent les atomes d'argon. Les ions d'argon sont ensuite accélérés vers la cathode et, par collision balistique, pulvérisent la cible, dont la pureté peut atteindre 99,99% suivant le matériau. Les atomes éjectés, en majorité neutres, vont se déposer sur le substrat. Afin d'augmenter la vitesse de dépôt ainsi que de travailler à plus basse pression et donc de limiter les impuretés, un magnétron est installé sous la cathode. Un magnétron consiste en un aimant polarisé nord au centre et sud aux extrémités. Le magnétron piège les électrons dans les lignes magnétiques qu'il engendre et augmente localement le taux de pulvérisation sur la cible là où les lignes magnétiques se referment (**Figure 43**).

Chapitre III. Moyens expérimentaux et méthodes



Figure 43. Cible pulvérisée. La zone creusée correspond à la zone où se ferment les lignes de champ magnétique.

Les modes d'alimentation électrique DC/RF peuvent être utilisés pour les métaux. Le mode RF est utilisé pour les diélectriques, afin d'éviter l'accumulation de charges en surfaces, et donc l'écrantage du champ électrique. Il permet aussi par la même occasion d'éviter l'apparition d'arcs électriques, dus à l'accumulation des charges. En plus des paramètres (tension, courant, puissance, mode), il est possible de modifier les conditions de dépôt en changeant la pression et la nature du gaz. Si l'on veut déposer des oxydes et des nitrures, il est possible d'effectuer des dépôts dits réactifs en ajoutant du dioxygène O_2 et du diazote N_2 . La distance entre la cible et le substrat est un paramètre qui influence également à la fois l'épaisseur et l'uniformité de dépôt de la couche mince sur le substrat. Une fois ces paramètres fixés, les deux degrés de liberté restants sont le nombre de passages du substrat, et la vitesse de passage du substrat. Ces deux paramètres (n , v) sont les paramètres que l'on fait varier afin de calibrer avec précision l'épaisseur de nos couches minces. La température du substrat n'est toutefois pas contrôlée et doit rester relativement proche de la température ambiante, afin d'avoir un dépôt stable et uniforme durant le processus de déposition.

Le chapitre 3 a ainsi permis de présenter les logiciels ayant servi à la recherche de solutions théoriques pour notre instrument, ainsi que les techniques mises en œuvre pour la fabrication, la caractérisation et la calibration de nos couches minces optiques. Le chapitre suivant présente l'instrument TXI, son fonctionnement, son cahier des charges ainsi que les solutions qui ont été trouvées pour satisfaire les spécificités demandées.

Chapitre 4. Modélisation et optimisation des revêtements multicouches de TXI

En 2018, l'idée d'intégrer sur le NIF un instrument multi-canaux en configuration Wolter est proposée par le CEA-DAM et acceptée par le LLNL. Cet instrument utilise des miroirs toriques, qui sont une bonne approximation des ellipsoïdes, davantage compacts et plus faciles à fabriquer. Son intégration au NIF a pour but d'estimer la température radiative des plasmas qui y seront allumés. La configuration de TXI (Toroidal X-ray Imager) permet à l'instrument d'imager un grand champ de vue ($800 \times 400 \mu\text{m}^2$), avec une résolution de $5 \mu\text{m}$, pour plusieurs énergies, dans un instrument compact (environ 20 cm). Par le passé, différents diagnostics de type KB ou Wolter ont été étudiés, élaborés et calibrés au NIF [65] et au LMJ [66][67][68], ou ailleurs [69][70][71]. Chacun de ces diagnostics fonctionne dans la gamme 10-20 keV et atteint des résolutions de l'ordre de la dizaine de microns, sur des champs de vue de quelques centaines de microns. TXI se démarque de ces instruments par sa capacité à imager plusieurs énergies simultanément avec une très haute résolution sur un champ de vue large (cf. **Tableau 5**).

	<i>Réf.65</i>	<i>Réf.66</i>	<i>Réf.67</i>	<i>Réf.68</i>	<i>Réf.69</i>	<i>Réf.70</i>	<i>Réf.71</i>	TXI
Système optique	Système KB	Deux miroirs toriques et un miroir plat pilotable	Trois miroirs toriques	Deux miroirs toriques	Deux miroirs toriques (concept)	Optiques de Wolter	Système KB + troisième miroir	Deux miroirs toriques pour un imageur multi-canaux
Angle nominal (°)		0,45 puis 0,9-0,09	0,6	0,6	0,7	0,6	0,3-0,8	0,6
Énergie (keV)	$10,2 \pm 1,5$	2-22	5-10 ou 7-14	5-12	17,5	17,5	$6,4 \pm 0,5$ et $9,7 \pm 0,5$	8,7 et 13 et 17,5
Angle solide (sr)	$3 \cdot 10^{-7}$				$3 \cdot 10^{-5}$	10^{-4}		10^{-4}
Grandissement M	11		15		35	3,5	22	18
Champ de vue ($\mu\text{m} \times \mu\text{m}$)	300×300		500×500	3000×3000	150×150 ou 200×200	5000×5000 x 5000	150×150	800×400
Résolution (μm)	10		5	30	1 ou 3	100-200	5	5

Tableau 5. Tableau de comparaison des différents imageurs existant avec TXI.

Chapitre IV. Modélisation et optimisation des revêtements multicouches de TXI

Les bandes passantes imagées sont aussi plus étroites que pour d'autres diagnostics, rendant plus précise la mesure de température électronique.

4.1 Description de TXI

TXI est un instrument multicanaux. Chaque canal est constitué de deux miroirs toriques et chaque canal est placé autour d'un axe de symétrie central. Les six canaux ainsi enroulés forment l'instrument complet (cf. **Figure 44**).

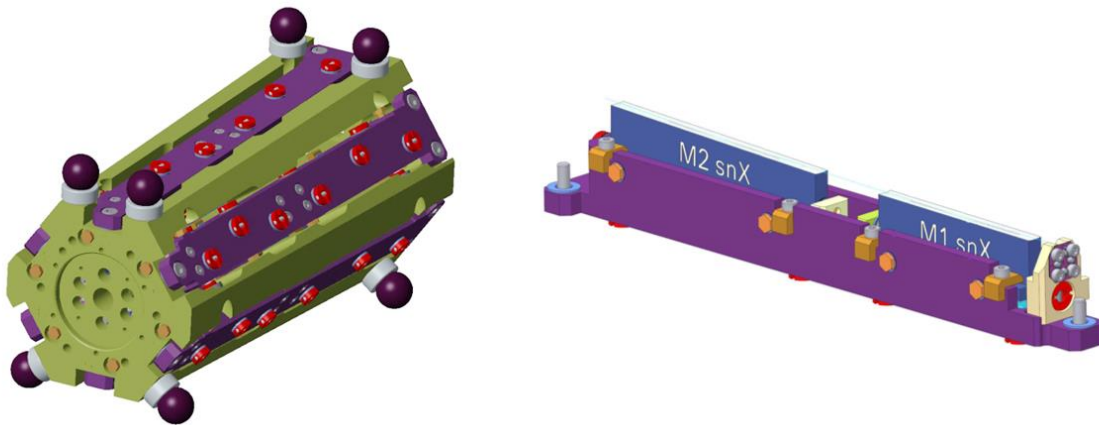


Figure 44. CAO de l'instrument TXI, vue d'ensemble à gauche, et vue d'un canal à droite avec ses deux miroirs toriques M1 et M2.

TXI est conçu pour fonctionner avec un angle de rasance de $0,6^\circ$ et mesure approximativement 20 cm de long. Le **Tableau 6** fournit les principales caractéristiques optiques des miroirs de l'instrument.

	Miroir 1	Miroir 2
Longueur (mm)	50,1	68
Largeur (mm)	4	4
Rayon sagittale (mm)	13.64	14.98
Rayon tangentielle (mm)	129012,5	134800
Angle nominal ($^\circ$)	0,6	0,6
Ouverture angulaire ($^\circ$)	0,546 – 0,656	0,562 – 0,637

Tableau 6. Données des miroirs de l'instrument TXI.

Chapitre IV. Modélisation et optimisation des revêtements multicouches de TXI

L'objectif de TXI est d'estimer la température du plasma lors des expériences de FCI qui auront lieu au NIF. Pour cela, l'instrument réalise trois images dans des bandes d'énergies différentes, comprises dans la gamme des X durs. Les énergies centrales de chacune de ces bandes sont 8,7 keV, 13 keV et 17,5 keV (respectivement 1,43 Å, 0,954 Å et 0,708 Å de longueur d'onde). L'instrument TXI produira au final six images pour trois bandes d'énergies, dont la résolution sera de 5 µm. Le diamètre de la cible que l'on cherche à imager est d'environ 100 µm. Lors des expériences de FCI, la cible génère un spectre qui peut être en partie simulé par un spectre de corps noir, défini par la loi de Planck dont la formule s'écrit :

$$B_{\nu}(\nu, T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{k_B T}} - 1} \quad (\text{éq. 40})$$

L'unité de la brillance $B_{\nu}(\nu, T)$ s'exprime en $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{sr}^{-1}\cdot\text{Hz}^{-1}$. En utilisant cette loi, nous illustrons, dans la **Figure 45**, un exemple de spectre de corps noir pour une température radiative de 20 millions de Kelvin. Les raies d'émissions des éléments compris dans les bandes d'énergies d'intérêt (Cu, W, Kr, Mo) sont également affichées.

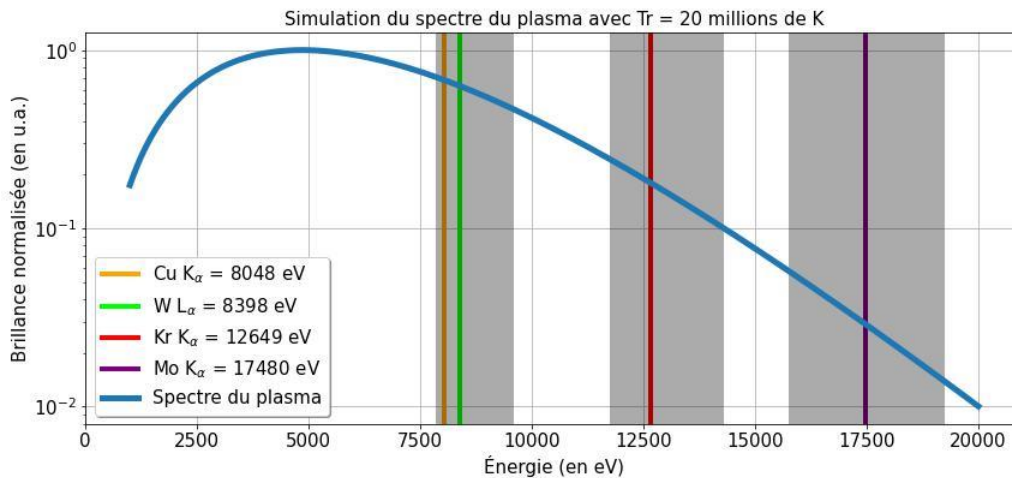


Figure 45. Esquisse d'un spectre de corps noir, avec les bandes passantes (en gris) et les raies d'émissions principales imagées par TXI.

Une intégration de l'intensité transmise par chaque voie dans ces bandes d'énergies permettra d'estimer la température du plasma généré.

Le fonctionnement de TXI est résumé sur la **Figure 46**. Dans le système, nous avons notre source, un filtre, l'instrument en lui-même et un détecteur. L'instrument est placé à environ 34 cm de la cible et le détecteur est placé à 6,3 m de l'instrument. Le détecteur peut consister en un écran radio-luminescent à mémoire (ERLM). Ce type de détecteur se présente sous forme d'une feuille en plastique lue par un scanner. Le scanner éclaire à

Chapitre IV. Modélisation et optimisation des revêtements multicouches de TXI

635 nm et l'écran radio luminescent à mémoire réémet à 435 nm là où des rayons X ont été absorbés. Une caméra haute vitesse à rayons X peut aussi être utilisée.

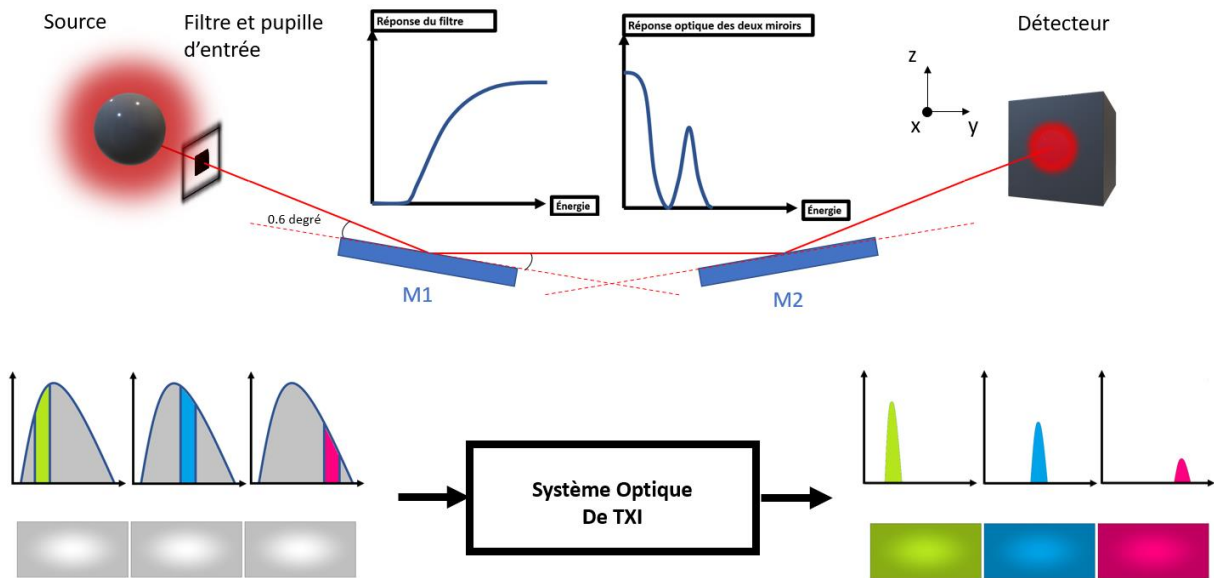


Figure 46. Schéma explicatif de TXI, son système optique, et son principe de fonctionnement.

Le filtre, en polycarbonate, de 1 mm d'épaisseur, sert à couper les basses énergies qui sont réfléchies par réflexion totale à cause du faible angle de rasance sur les miroirs. La réponse optique totale de l'instrument dépend donc de la réponse optique du filtre, ainsi que de celle des deux miroirs. Les images pour les trois bandes d'énergies différentes sont obtenues en choisissant un empilement multicouche adapté. Par ailleurs, à haute énergie, en accord avec la loi de Planck (éq. 40), la brillance diminue inversement à une fonction exponentielle. Pour pallier cette diminution de la brillance, TXI utilise deux tailles de pupilles d'entrées, afin de réguler le flux de photons : $0,11 \times 0,11 \text{ mm}^2$ pour la voie à 8,7 keV, et $0,14 \times 0,225 \text{ mm}^2$ pour les voies 13 keV et 17,5 keV. La conception optique et mécanique de l'instrument, ainsi que la fabrication des miroirs toriques ont été réalisées par l'entreprise Winlight. Du reste, le cahier des charges de TXI a été défini en collaboration avec le LLNL. Il a fallu en particulier choisir les critères pertinents pour l'application visée ainsi que des valeurs limites pour chaque critère. Ces critères sont décrits dans la partie suivante.

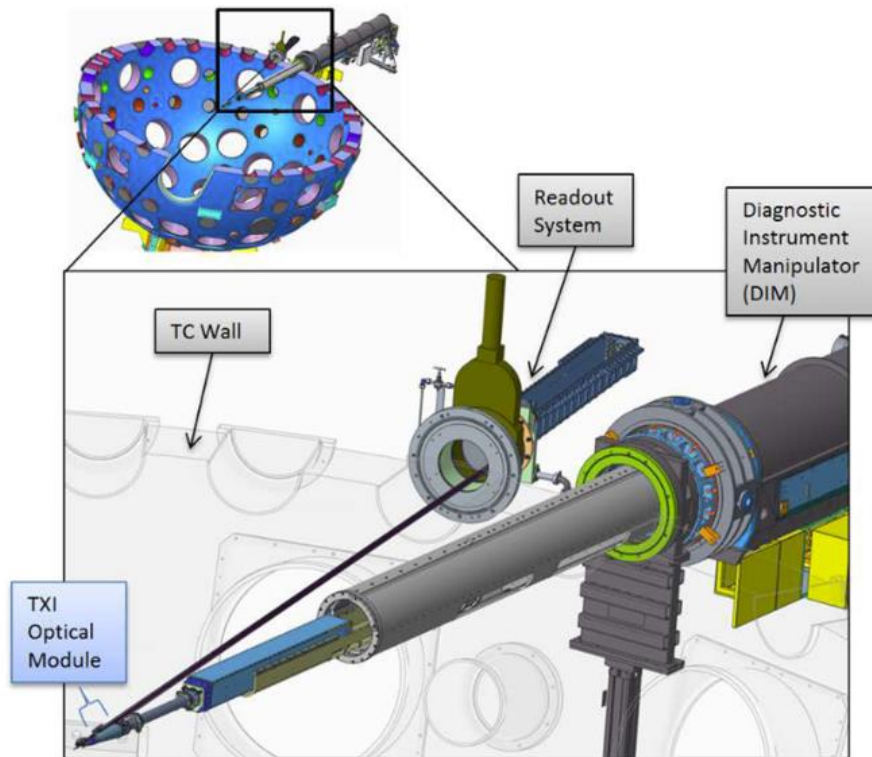
4.2 Le cahier des charges de TXI

Quatre critères ont été définis dans le cahier des charges de TXI. Lors des campagnes expérimentales, l'instrument sera installé dans un système télescopique, appelé DIM (Diagnostic Instrument Manipulator), et permettant d'approcher les diagnostics de la cible

Chapitre IV. Modélisation et optimisation des revêtements multicouches de TXI

(Figure 47). Les contraintes d'alignement de l'instrument avec le DIM nous imposent d'utiliser un grand champ de vue ($800 \times 400 \mu\text{m}^2$) afin de nous assurer que la cible sera bien imagée. Par ailleurs, le fait que TXI soit un instrument multi-canal et fonctionne donc à différentes énergies impose également une bande passante en énergie suffisamment étroite pour chacune des voies afin d'avoir la quasi-totalité de la transmission de la voie dans la bande passante d'énergie d'intérêt. Il est également nécessaire d'éviter tout recouvrement spectral entre les voies afin de produire trois images distinctes. Enfin, les deux réflexions sur les miroirs et la présence du filtre contribuent à diminuer le flux de photons capté. Un critère sur la transmission totale de la voie a donc été fixé. Les configurations optiques et mécaniques ayant été préalablement fixées, le choix des revêtements multicouches des miroirs toriques est le seul paramètre à optimiser pour satisfaire le cahier des charges. Ce choix de revêtements multicouches pour chacune des voies doit donc satisfaire quatre critères :

- une uniformité spatiale dans le plan du détecteur ;
- une pureté spectrale de la voie ;
- une transmission optique suffisamment élevée ;
- une bande passante suffisamment étroite afin d'éviter un recouvrement des voies.



Integrated layout of TXI imager in the NIF target chamber

Figure 47. Illustration du DIM (Diagnostic Instrument Manipulator) dans les chambres d'expériences de FCI.

Chapitre IV. Modélisation et optimisation des revêtements multicouches de TXI

Les critères sont définis mathématiquement et sont calculés à l'aide du logiciel de tracé de rayons XRT, en fonction des revêtements multicouches utilisés sur les miroirs.

4.2.1 L'uniformité spatiale

L'uniformité spatiale dans le plan du détecteur est le critère le plus contraignant sur le choix des formules de multicouches. Cette uniformité est nécessaire pour pouvoir s'affranchir des contraintes d'alignements au NIF, qui induisent une incertitude sur la position de la cible. Néanmoins, pour chaque rayon entrant dans l'instrument, l'angle d'incidence sur le miroir M1 est différent de l'angle d'incidence sur le miroir M2, excepté sur l'axe optique (dans ce cas, l'angle de rasance est de $0,6^\circ$ pour les deux miroirs). Cela résulte en une différence d'ouverture angulaire pour les deux miroirs qui est illustrée sur la **Figure 48** pour les deux tailles de pupille d'entrée.

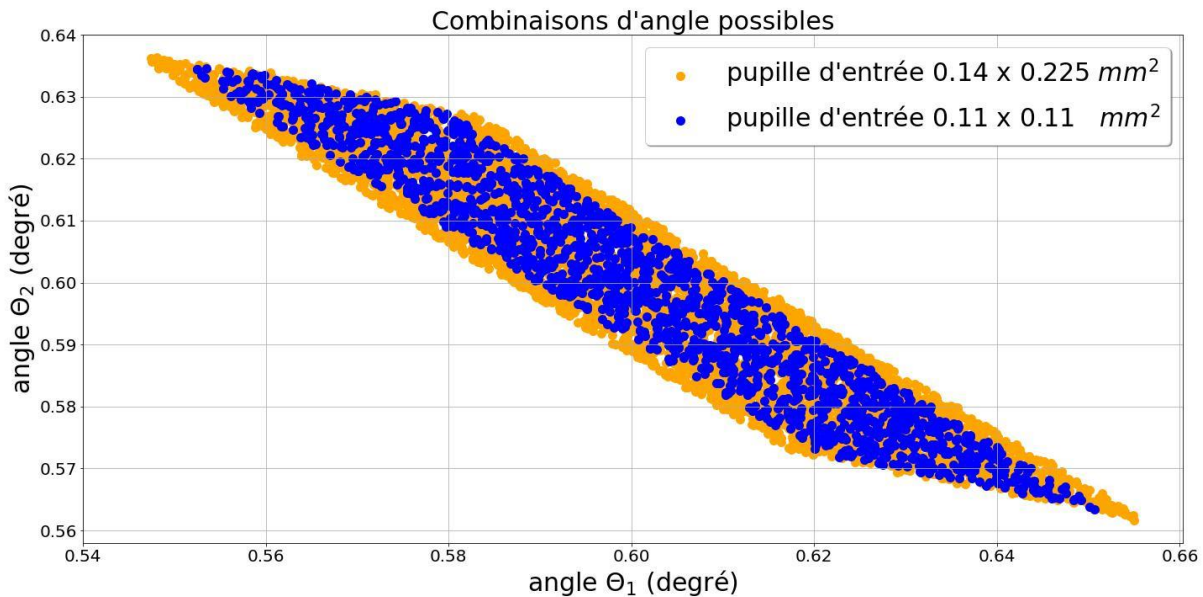


Figure 48. Combinaisons possibles des angles d'incidence sur les miroirs 1 et 2 (respectivement notés θ_1 et θ_2) pour différents rayons issus de la source. 100000 rayons ont été tracés dans XRT pour ce calcul.

Sur la **Figure 48**, nous retrouvons bien les différentes ouvertures angulaires pour le miroir M1 ($0,546 - 0,656^\circ$) et le miroir M2 ($0,562 - 0,637^\circ$) pour la pupille d'entrée ($0,14 \times 0,225$ mm²). La pupille d'entrée ($0,11 \times 0,11$ mm²) diminue légèrement l'ouverture angulaire pour la voie à 8,7 keV.

Pour comprendre comment cette différence d'ouverture angulaire influence l'uniformité spatiale sur le plan détecteur, considérons un photon émis par la source à une position et une énergie (x_0, z_0, E_0) arrivant sur le premier miroir M1 avec un angle θ_1 , puis réfléchi sur

Chapitre IV. Modélisation et optimisation des revêtements multicouches de TXI

le miroir M2. En raison de cette différence d'ouverture angulaire, un photon réfléchi par le miroir M1 peut ne pas être réfléchi sur le miroir M2, si le revêtement multicouche ne réfléchit pas l'énergie E_0 à l'angle θ_2 . Cet effet géométrique induit une non-uniformité dans la transmission de la voie pour les angles éloignés de l'axe optique. Cette non-uniformité se traduit par un vignettage chromatique dans le plan du détecteur, où chaque énergie peut ne pas être transmise uniformément dans le plan du détecteur. Le vignettage chromatique peut donc être monochromatique, une seule énergie n'est pas transmise uniformément dans le plan détecteur, et polychromatique, l'ensemble des énergies transmises induit une inuniformité dans le plan détecteur.

Pour définir mathématiquement le critère d'uniformité spatiale, nous avons choisi le coefficient de variation CV (éq. 41), défini comme le rapport entre la déviation standard de l'intensité (I) dans le plan détecteur divisée par la valeur moyenne de celle-ci. Dans cette équation, (n) représente le nombre de pixels.

$$CV = \frac{\sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \left(I_i - \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n I_i \right)^2}}{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n I_i} \quad (\text{éq. 41})$$

La **Figure 49** illustre le vignettage que l'on obtient pour différentes valeurs de CV.

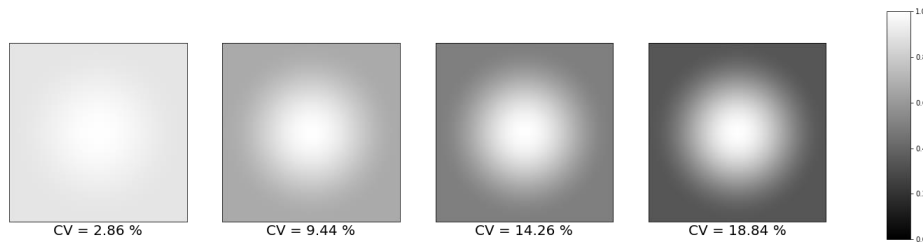


Figure 49. Illustration du vignettage dans le plan du détecteur pour différentes valeurs de CV.

Au vu de la difficulté d'atteindre l'uniformité spatiale dans le plan du détecteur pour chacune des énergies transmises par la voie, le choix retenu a été d'obtenir une uniformité polychromatique pour la voie avec un CV fixé, inférieur à 10%. Dû à la configuration optique de notre microscope, quelles que soient les formules optiques utilisées pour les revêtements multicouches, la transmission est toujours uniforme selon l'axe x du détecteur. Le phénomène de vignettage n'apparaît donc que selon l'axe z .

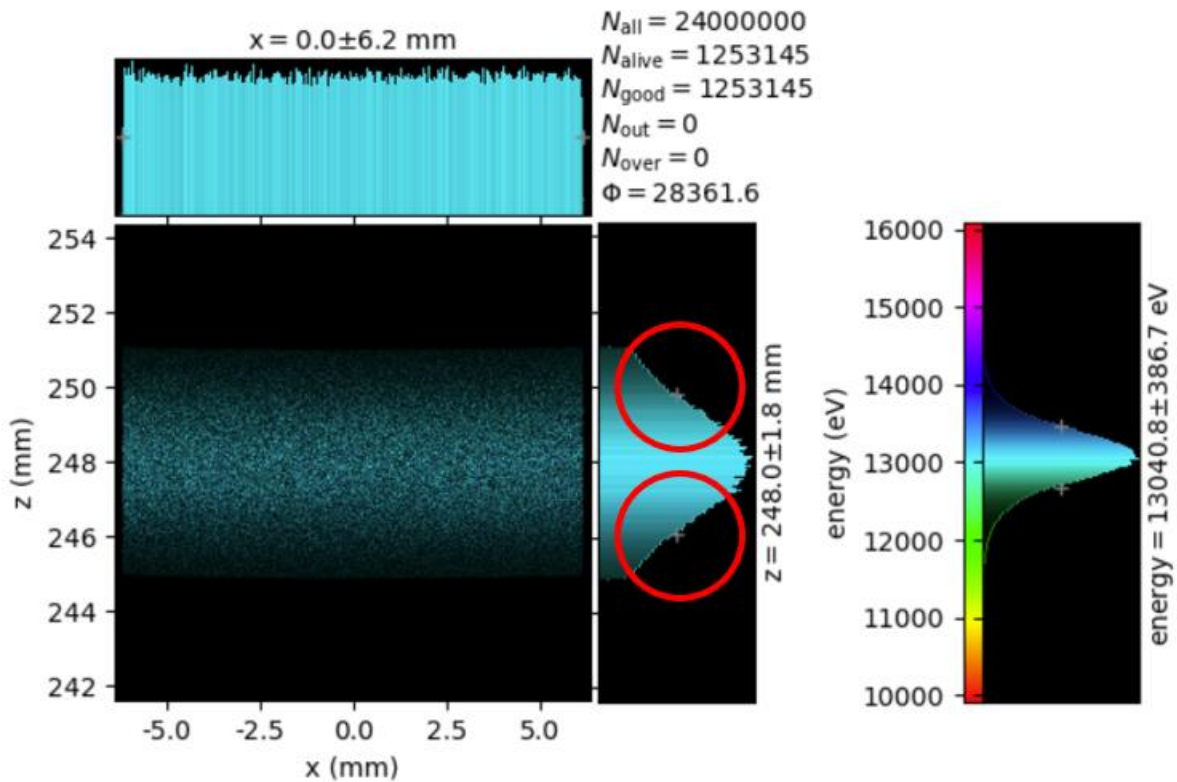


Figure 50. Illustration d'un résultat XRT et du vignettage selon l'axe z, avec la configuration de TXI pour deux multicouches périodiques.

La **Figure 50** illustre la réponse optique de TXI calculée par XRT, en utilisant deux multicouches périodiques [SiC/W]₂₀ dont la période vaut 5 nm, et $\Gamma = 0,5$. Dans cet exemple, le coefficient de variation de l'axe z vaut 41%, ce qui ne satisfait donc pas le cahier des charges.

4.2.2 La pureté spectrale

Chaque voie de l'instrument TXI transmet une bande d'énergie centrée à une énergie différente dont la bande passante augmente avec l'énergie centrale. Dû aux faibles angles de rasance ($0,6^\circ$ sur l'axe optique), tout photon d'énergie inférieure à 5 keV est transmis par réflexion totale. Cette partie basse énergie du spectre est filtrée à l'aide du filtre de polycarbonate de 1 mm d'épaisseur placé en entrée du microscope. La **Figure 51** illustre le spectre émis par la source et le spectre détecté après le filtre et les deux réflexions pour chaque voie.

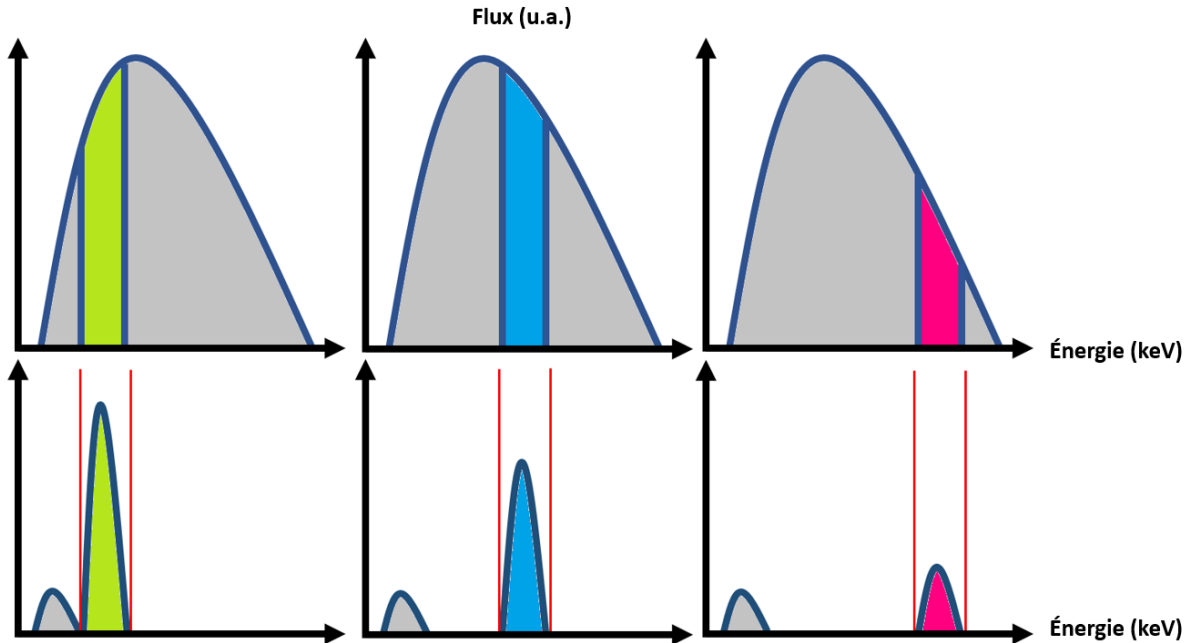


Figure 51. Spectre de la source en haut et spectre détecté en bas pour chacune des trois voies. Les bandes rouges délimitent la zone d'intérêt pour chaque voie.

La pureté spectrale est définie comme la somme des intensités détectées dans la bande d'intérêt (entre les lignes rouges sur la **Figure 51**) divisée par le flux total détecté.

$$PS = \frac{\sum_{i=inf}^{i=sup} I_i}{I_{tot}} \quad (\text{éq. 42})$$

Le critère de pureté spectrale est atteint si celui-ci dépasse les 90%. Le but de TXI est de mesurer la distribution de température électronique du plasma avec une haute résolution spatiale. Les bandes passantes de TXI étant larges et l'alignement difficile, une dispersion dans la mesure de l'énergie peut subsister. Par exemple, une pureté spectrale de 50% peut induire une incertitude de presque 1 keV sur l'énergie mesurée. En maximisant la pureté spectrale (> 90%), nous nous assurons que l'intervalle de confiance sur les valeurs mesurées est suffisamment faible.

4.2.3 La transmission totale de la voie

La transmission totale d'une voie prend en compte la réflexion sur chaque miroir, ainsi que la transmission du filtre. Chaque revêtement multicouche doit atteindre une certaine valeur de réflectivité afin d'assurer une transmission minimale de la voie à l'énergie de travail. Cette contrainte est d'autant plus difficile à satisfaire aux hautes énergies, où le plasma émet moins (**Figure 45**), et où la rugosité fait décroître plus rapidement la réflectivité des revêtements multicouches (**Figure 52**). Pour un couple [SiC/W] avec 100

Chapitre IV. Modélisation et optimisation des revêtements multicouches de TXI

périodes, La réflectivité au pic de Bragg à 11 keV décroît de 65% (cas idéal sans rugosité) à 60% pour une rugosité de 0,5 nm. Mais pour un pic de Bragg à une énergie de 16 keV, la réflectivité passe de 70% sans rugosité à 58% pour une rugosité de 0,5 nm. Pour une rugosité de 1 nm, la décroissance est encore plus importante, atteignant 40% à 11 keV, et seulement 25% à 16 keV.

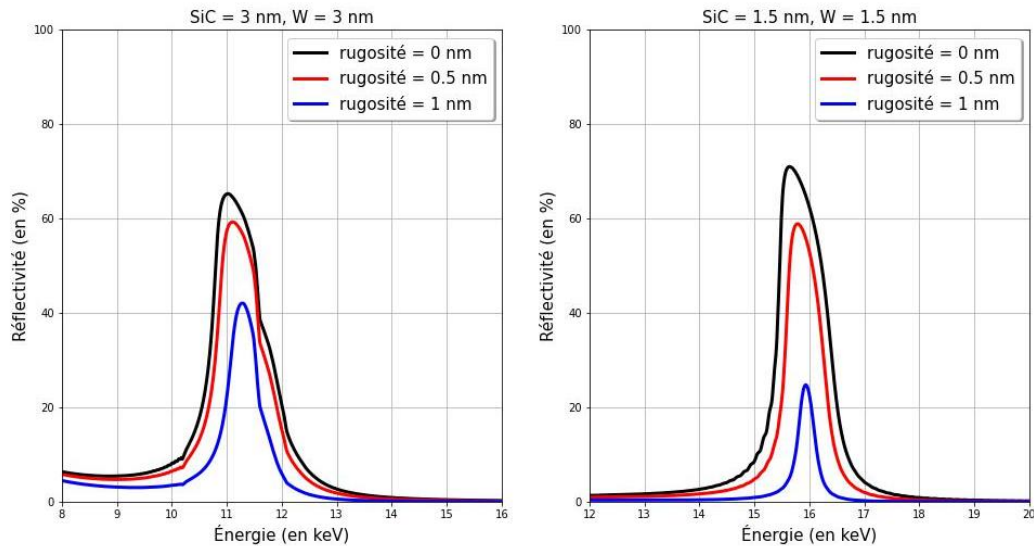


Figure 52. Illustration de l'impact de la rugosité en fonction de l'énergie sur la réflectivité au pic de Bragg d'une multicouche $[\text{SiC}/\text{W}]_{100}$, avec $\Gamma = 0,5$, et un angle d'incidence de $0,6^\circ$.

En se basant sur des calculs de photométrie, prenant en compte l'émission du plasma, les capacités du détecteur, une extrapolation de la formule de calcul de température électronique [72] permet d'estimer la réflectivité minimale que doit avoir un revêtement multicouche à l'énergie d'intérêt, en prenant en compte la transmission du filtre de polycarbonate. Les valeurs minimales pour chacune des voies sont présentées dans le **Tableau 7**.

	Transmission du filtre (1 mm de polycarbonate)	Réflexion minimale par miroir	Transmission minimale pour la voie
8.7 keV	60.2 %	50 %	15.1 %
13 keV	86 %	25 %	5.4 %
17.5 keV	93.3 %	23 %	4.9 %

Tableau 7. Tableau illustrant les valeurs minimales de transmission des voies.

Chapitre IV. Modélisation et optimisation des revêtements multicouches de TXI

Ces valeurs de réflectivité au pic de Bragg ont été calculées afin d'obtenir un rapport signal-sur-bruit supérieur ou égal à 10, afin de permettre à TXI d'atteindre une résolution temporelle suffisamment importante.

4.2.4 Le non-recouvrement des voies

Le dernier critère impose un non-recouvrement des bandes passantes entre chacune des voies. En effet, pour réaliser trois images distinctes, il faut s'assurer que les bandes d'énergies transmises par chaque voie ne se superposent pas les unes aux autres. Ce critère, davantage qualitatif que quantitatif, est un corollaire au critère de pureté spectrale et vient ajouter une contrainte supplémentaire sur la largeur des bandes passantes qui peut être tolérée pour chaque voie.

Nous avons à présent défini chaque critère que devait respecter l'instrument TXI. Ces critères dépendent des revêtements multicouches que nous choisirons. Les matériaux choisis et les profils de réflectivités des multicouches détermineront la valeur de chacun des critères.

4.3 Conception des revêtements multicouches pour TXI

Le choix des matériaux dépend de plusieurs considérations. Parmi elles, on peut citer la présence de seuils d'absorptions dans les bandes d'intérêts en énergie. En effet, si un seuil d'absorption est présent près de l'énergie qui nous intéresse, alors la réflectivité du revêtement multicouche à cette énergie sera fortement dégradée. La densité et le numéro atomique des 2 matériaux et leur différence sont aussi à considérer. Un couple présentant un faible contraste atomique présentera des réflectivités plus faibles, car le coefficient de réflexion à chaque interface sera plus faible. Enfin, les défauts d'interfaces résultant de la chimie des matériaux viennent également contribuer à détériorer les performances des revêtements multicouches. Une pré-étude a donc été effectuée, par simulation à l'aide d'IMD, ainsi que par une étude bibliographique afin de bien connaître les interactions entre matériaux afin d'anticiper au mieux les résultats lors de la phase de conception. Concernant la réponse optique du microscope, le type de structure des revêtements multicouches (périodique, à gradient d'épaisseur ou apériodique) est le paramètre déterminant pour le critère de l'uniformité spatiale.

Afin de limiter le temps nécessaire à la réalisation des revêtements et de faciliter le processus, un seul couple de matériau est retenu pour les 3 bandes d'énergies. Une fois le couple de matériaux choisi, un procédé en deux étapes d'essai-erreur a été effectué avec IMD et XRT. Avec IMD, différentes structures de revêtements multicouches sont

Chapitre IV. Modélisation et optimisation des revêtements multicouches de TXI

optimisées, et avec XRT, nous vérifions que la combinaison des deux revêtements multicouches satisfait tous les critères de TXI.

4.3.1 Le choix du couple de matériaux

Un revêtement multicouche à deux matériaux comporte un matériau dit « léger » (faible numéro atomique) et un matériau dit « lourd » (numéro atomique élevé). Pour le matériau léger, le carbone C et le silicium Si sont les plus utilisés. Parmi les matériaux lourds, le molybdène Mo, le tungstène W, le platine Pt, l'iridium Ir, le nickel Ni sont fréquemment utilisés pour les X-durs.

La **Figure 53** présente les positions en énergie des seuils d'absorption pour différents matériaux lourds, dans les bandes d'énergies de TXI.

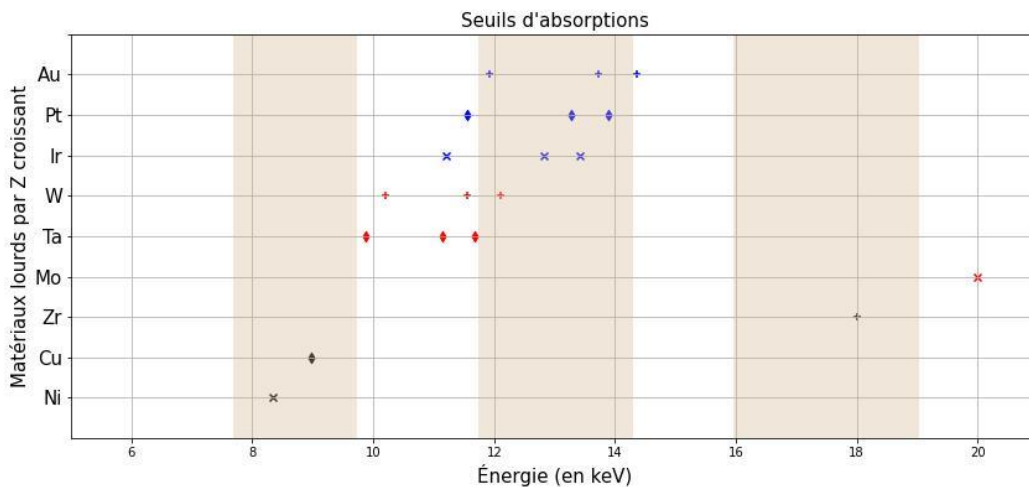


Figure 53. Seuils d'absorption de différents matériaux lourds en fonction de l'énergie. Les bandes colorées correspondent aux énergies des voies de TXI.

Puisque nous cherchons à utiliser le même couple de matériau pour chaque énergie, nous pouvons éliminer les matériaux présentant des seuils dans les bandes d'énergies de TXI. Le nickel Ni et le cuivre Cu présentent un seuil d'absorption près de 9 keV. Leur faible numéro atomique peut par ailleurs induire des problèmes de réflectivité à haute énergie pour la voie à 17,5 keV. Le zirconium Zr présente un seuil à 18 keV et doit donc être exclu également. L'or Au, le platine Pt et l'iridium Ir présentent tous les seuils d'absorption L dans la bande pour 13 keV.

Le tantale Ta, le tungstène W et le molybdène Mo sont donc les matériaux considérés pour la réalisation des revêtements multicouches de TXI. Une étude bibliographique a donc été effectuée afin de déterminer lequel de ces matériaux serait le mieux adapté à

Chapitre IV. Modélisation et optimisation des revêtements multicouches de TXI

notre projet. La faible bibliographie mentionnant l'usage du tantale Ta pour des applications de revêtements multicouche pour les X-durs en comparaison avec le molybdène Mo et le tungstène W a conduit à ne pas considérer non plus ce matériau. Les matériaux Si et C pour les matériaux légers, et les matériaux Mo et W pour les matériaux lourds sont donc les matériaux que nous avons retenus dans un premier temps. Les matériaux composites, tels que le carbure de silicium SiC et le carbure de bore B₄C, ont également été inclus, car ils ont souvent été étudiés pour ces applications. Notre étude s'est portée sur les couples [Mo/Si], [W/Si], [W/B₄C] et [W/SiC], qui sont les plus couramment utilisés et dont l'abondance bibliographique permet de mieux anticiper les résultats espérés. Parmi les considérations lors de notre étude bibliographique, nous avons retenu les études aux interfaces entre ces matériaux, les rugosités mesurées, les seuils de cristallisation des matériaux, mais aussi la tenue au flux, la tenue dans le temps et en température des matériaux, et enfin les contraintes mécaniques internes à la multicouche.

Les multicouches à base de silicium Si engendrent aux interfaces des siliciures dégradant la réponse spectrale de la multicouche. Ces interfaces peuvent, dans le cas d'un couple [Mo/Si], compter pour 20% de la période totale de la bicouche. Cette dernière affirmation est néanmoins à nuancer en fonction de l'épaisseur du molybdène Mo, dont le seuil de cristallisation se situe à 2 nm [73][74][75]. Ces couches interfaciales sont aussi asymétriques, avec une épaisseur de siliciure plus élevée à l'interface Mo-sur-Si qu'à l'interface Si-sur-Mo [76]. Il est aussi possible d'utiliser des couches B₄C comme couches barrières entre le molybdène Mo et le silicium Si, permettant de limiter l'interdiffusion entre les deux matériaux [77][78][79][80]. Cependant, cela augmente la complexité de la réalisation de la multicouche. Comme le couple [Mo/Si], le couple [W/Si] présente également des interfaces asymétriques, à base de siliciure, avec un seuil de cristallisation pour le tungstène W à 4 nm [81][82][83]. Le couple [W/B₄C] a aussi été étudié [84][85][86][87][88]. Des bicouches de 1,5 nm d'épaisseur ont pu être réalisées avec ce couple de matériaux. Enfin, le couple [W/SiC] a également été étudié dans le domaine des X durs [89][90][91]. Il présente de faibles interfaces, contrairement au couple [W/Si], une haute réflectivité et une haute longévité. Ce dernier point est moins vrai pour le couple [W/B₄C], dont les contraintes internes finissent par détériorer la réflectivité au bout de plusieurs mois, contre plusieurs années pour [W/SiC].

Une fois le travail de bibliographie effectué, nous avons comparé les couples [Mo/Si] et [W/SiC] pour estimer leurs performances respectives dans les bandes d'énergies de TXI. Pour les simulations, nous utilisons une rugosité de 0,4 nm à toutes les interfaces, valeur assez conservatrice et issue de la bibliographie. La **Figure 54** illustre, pour une valeur de $\Gamma = 0,5$, le nombre de périodes nécessaires pour atteindre la saturation en réflectivité pour des revêtements multicouches périodiques [Si/Mo] et [SiC/W]. Les matériaux léger et lourd ont été inversés pour atténuer l'oxydation de la première couche du matériau lourd.

Chapitre IV. Modélisation et optimisation des revêtements multicouches de TXI

Ce point sera expliqué plus en détail plus tard dans la thèse.

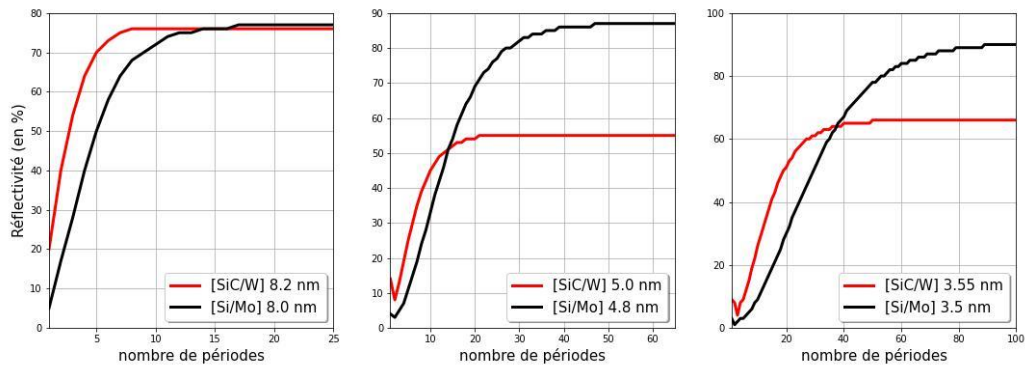


Figure 54. Illustration de la réflectivité en fonction du nombre de périodes pour les trois énergies, pour les revêtements multicouches [Si/Mo] et [SiC/W]. L'épaisseur de la période est indiquée dans les légendes. $\Gamma = 0,5$ et l'angle est de $0,6^\circ$.

La **Figure 54** illustre le fait que le couple [SiC/W] permet d'atteindre la saturation plus rapidement que le couple [Si/Mo]. Le premier avantage à cela est qu'un nombre de périodes plus faible suffit pour atteindre les performances maximales du couple [SiC/W]. Un nombre de périodes plus faible implique une durée de dépôt plus courte, et moins de risque d'instabilité pendant le procédé, ainsi qu'une fabrication plus facile du revêtement multicouche. Le couple [Si/Mo] affiche néanmoins des réflectivités beaucoup plus importantes pour la voie à 13 keV ainsi que pour la voie à 17,5 keV. Toutefois, les pics de Bragg du couple [Si/Mo] apparaissent beaucoup plus fins que ceux du couple [SiC/W]. Un pic plus fin se traduit, pour un instrument présentant une certaine ouverture angulaire, par une uniformité spatiale plus faible, ce qui peut être problématique pour TXI. Les performances optiques d'un revêtement multicouche aperiodique autour des bandes d'énergies considérées doivent également être estimées. Sur la **Figure 55**, nous comparons le couple [Si/Mo] et le couple [SiC/W] pour des multicouches périodiques ($\Gamma = 0,5$, $p = 100$ pour avoir la saturation), ainsi que pour des multicouches aperiodiques. Pour ces dernières, nous avons considéré un nombre de bicouches égal à 50, pour assurer la faisabilité des revêtements multicouches et éviter un temps de convergence trop élevé durant l'optimisation. La rugosité est fixée à 0,4 nm, valeur conservatrice en accord avec la bibliographie effectuée. Pour l'optimisation de ces revêtements multicouches, les profils optiques utilisés comme cibles consistent en une bande passante de 2 keV pour la voie à 8,7 keV, de 3 keV pour la voie à 13 keV, et de 5 keV pour la voie à 17,5 keV. Les constantes optiques des matériaux considérés (delta et beta) sont également affichées sur la **Figure 55** afin de visualiser la proximité des seuils d'absorptions des matériaux considérés aux énergies d'intérêts.

Chapitre IV. Modélisation et optimisation des revêtements multicouches de TXI

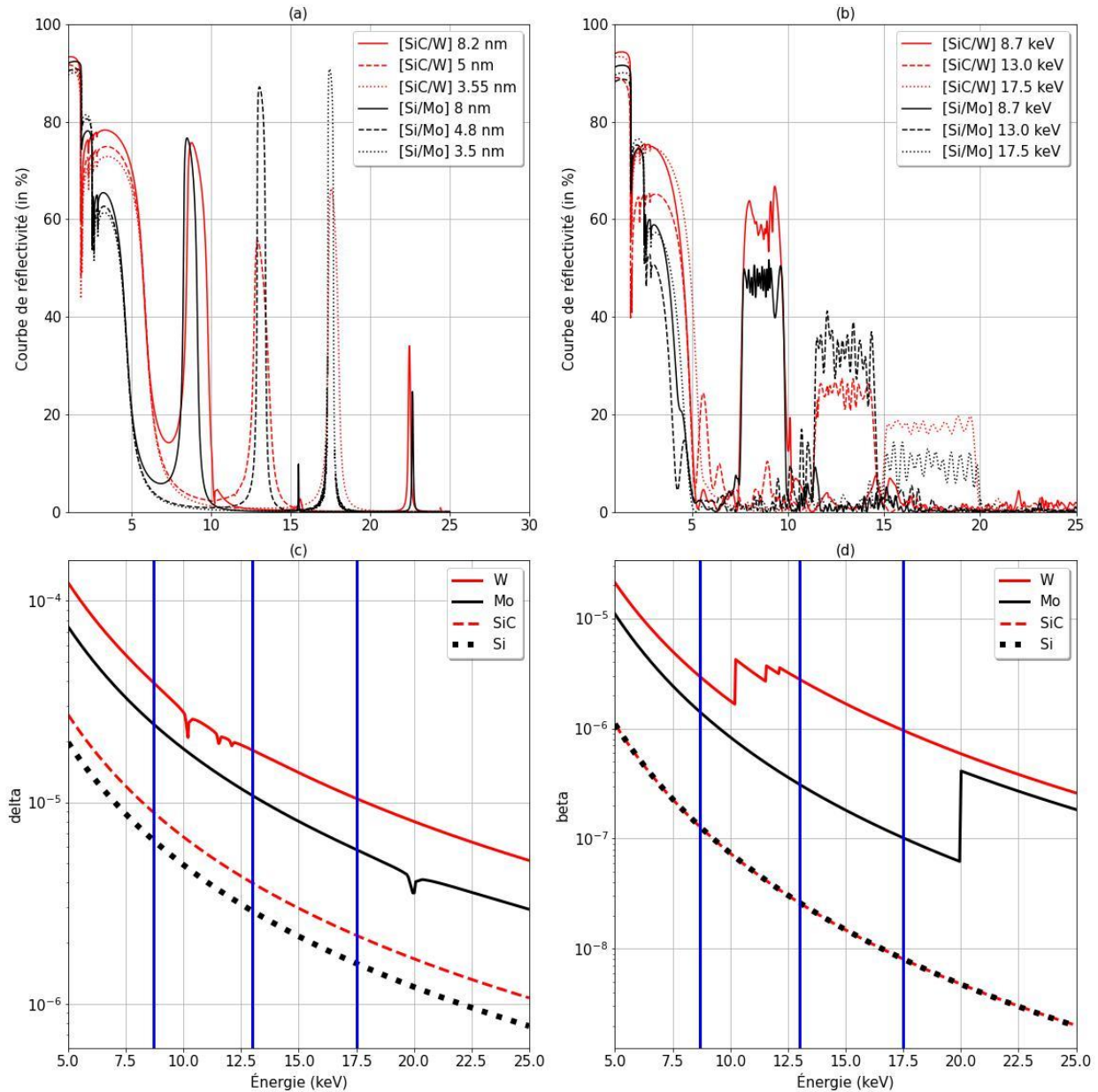


Figure 55. Comparaison des couples [Si/Mo] et [SiC/W] sur différents critères (multicouches périodiques et apériodiques à 0.6° pour différentes périodes, et coefficients delta et beta des matériaux sur les plages d'énergies d'intérêt).

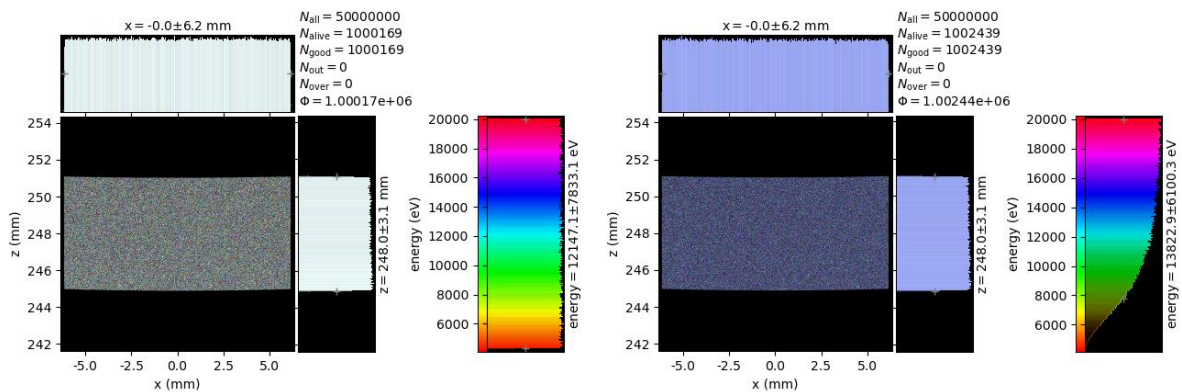
Sur la **Figure 55**, la partie (a) illustre une comparaison des multicouches périodiques. Le pic de réflectivité du couple [Si/Mo] pour les trois énergies de TXI atteint 76 – 87 – 91%. Pour le pic de réflectivité du couple [SiC/W], la valeur atteinte est de 75 – 55 – 66 %. La partie (b) présente une comparaison pour des revêtements multicouches apériodiques. Il apparaît que le résultat est inversé, sauf pour la voie à 13 keV. Nous atteignons pour le couple [Si/Mo] les valeurs de 47 – 33 – 9%. Pour le couple [SiC/W], nous obtenons les valeurs 60 – 25 – 18 %. Les graphiques (c) et (d) illustrent les coefficients delta et beta

Chapitre IV. Modélisation et optimisation des revêtements multicouches de TXI

pour les matériaux constitutifs des deux couples étudiés. La réflectivité du couple [SiC/W] à 17,5 keV atteint pour un revêtement multicouche apériodique une valeur double de celle atteinte par le couple [Si/Mo]. Ces simulations ne prennent pas en compte les couches d'interfaces par ailleurs, qui contribueraient à détériorer la réflectivité théorique du revêtement multicouche [Si/Mo]. En effet, en ayant recours à un modèle à 4 couches [Si/Mo_xSi_y/Mo/Mo_xSi_y], incluant les couches d'interfaces, produit une réflectivité théorique plus proche de la réflectivité mesurée en pratique [92]. Le choix de matériau s'est donc porté sur le couple [SiC/W] pour la réalisation des revêtements multicouches de TXI. L'étude sur les formules apériodiques a été nécessaire car, comme nous allons le voir, la bande passante angulaire réfléchiée par chaque miroir va être le paramètre déterminant pour satisfaire le critère d'uniformité spatiale de TXI.

4.3.2 Influence du profil spectral des revêtements multicouches

La réponse optique d'une voie de TXI résulte de l'interaction complexe entre deux miroirs toriques, pour tout angle et toute énergie captée, provenant d'une source étendue. Les critères de l'instrument (uniformité spatiale, pureté spectrale et transmission) sont donc dépendants des formules optiques des revêtements multicouches de chaque miroir ainsi que du choix du filtre. Le code XRT n'intègre pas directement la possibilité de mettre un filtre. Pour ce faire, un poids est ajouté à chaque énergie émise par la source, de telle manière à ce que la courbe de transmission en énergie résultante reproduise la courbe de réflectivité d'un filtre en polycarbonate de 1 mm d'épaisseur (Figure 56).



**Figure 56. Transmission totale d'une source blanche sur XRT (à gauche).
Transmission totale de la même source avec simulation du filtre en polycarbonate
de 1 mm d'épaisseur (à droite).**

La courbe de transmission en énergie est bien nulle en dessous de 5 keV, conformément à ce qui est censé être obtenu, afin de couper tous les photons réfléchis en réflexion totale externe à cause du faible angle de rasance sur les miroirs.

Chapitre IV. Modélisation et optimisation des revêtements multicouches de TXI

Pour les premiers tests de simulation, des revêtements multicouches périodiques ont été utilisés. Simple à réaliser, ils permettent aussi d'avoir une première estimation de la satisfaction de chaque critère de TXI pour chaque voie. Le nombre de périodes choisi pour chacune des voies correspond à un nombre de périodes raisonnable pour la réalisation du revêtement multicouche et proche du seuil de saturation en réflectivité. Le **Tableau 8** illustre pour chaque revêtement multicouche $[\text{SiC}/\text{W}]_p$ l'épaisseur de la période, le nombre de périodes p , la réflectivité au pic de Bragg, la transmissivité du filtre au pic de Bragg, ainsi que la largeur à mi-hauteur en énergie (à $0,6^\circ$) et en angle (à l'énergie de la voie).

	8,7 keV	13 keV	17,5 keV
Nombre de période p	10	25	40
Épaisseur d'une période (nm)	8,2	5	3,55
Réflectivité au pic de Bragg sans filtre (en %)	76,2	55,2	65
Transmissivité au pic de Bragg du filtre (en %)	60,4	86	93,25
Largeur à mi-hauteur en énergie à 0.6° (en keV)	1,42	1	0,7
Largeur à mi-hauteur en angle à l'énergie considérée (en $^\circ$)	0,0575	0,044	0,023

Tableau 8. Tableau affichant l'épaisseur d'une bicouche, le nombre de période utilisé pour chaque énergie, ainsi que les bandes passantes et réflectivité des pics de Bragg.

Le nombre de périodes va de 10 pour la première voie (20 couches) à 40 pour la dernière voie (80 couches). Dans le même temps, les épaisseurs des périodes diminuent de 8,2 nm à 3,55 nm. Le facteur gamma Γ de chaque empilement est de 0,5, et la rugosité aux

Chapitre IV. Modélisation et optimisation des revêtements multicouches de TXI

interfaces est fixée à 0,4 nm. La valeur des bandes passantes en angles est importante pour comprendre et visualiser pourquoi la combinaison de deux revêtements multicouches périodiques ne peut pas satisfaire les critères de TXI. En effet, chaque miroir de TXI possède une certaine ouverture angulaire de $0,110^\circ$ pour le premier miroir et de $0,070^\circ$ pour le second miroir (**Tableau 6**). Nous constatons donc que la bande passante angulaire de revêtements multicouches périodiques ne remplit pas les bandes passantes des deux miroirs. La largeur à mi-hauteur du pic ne dépasse pas $0,06^\circ$ pour le pic le plus large à 8,7 keV. Elles ne permettent donc pas de réfléchir uniformément chaque photon incident dans le plan du détecteur. La **Figure 57** illustre cette différence de bande passante angulaire pour chaque revêtement multicouche périodique.

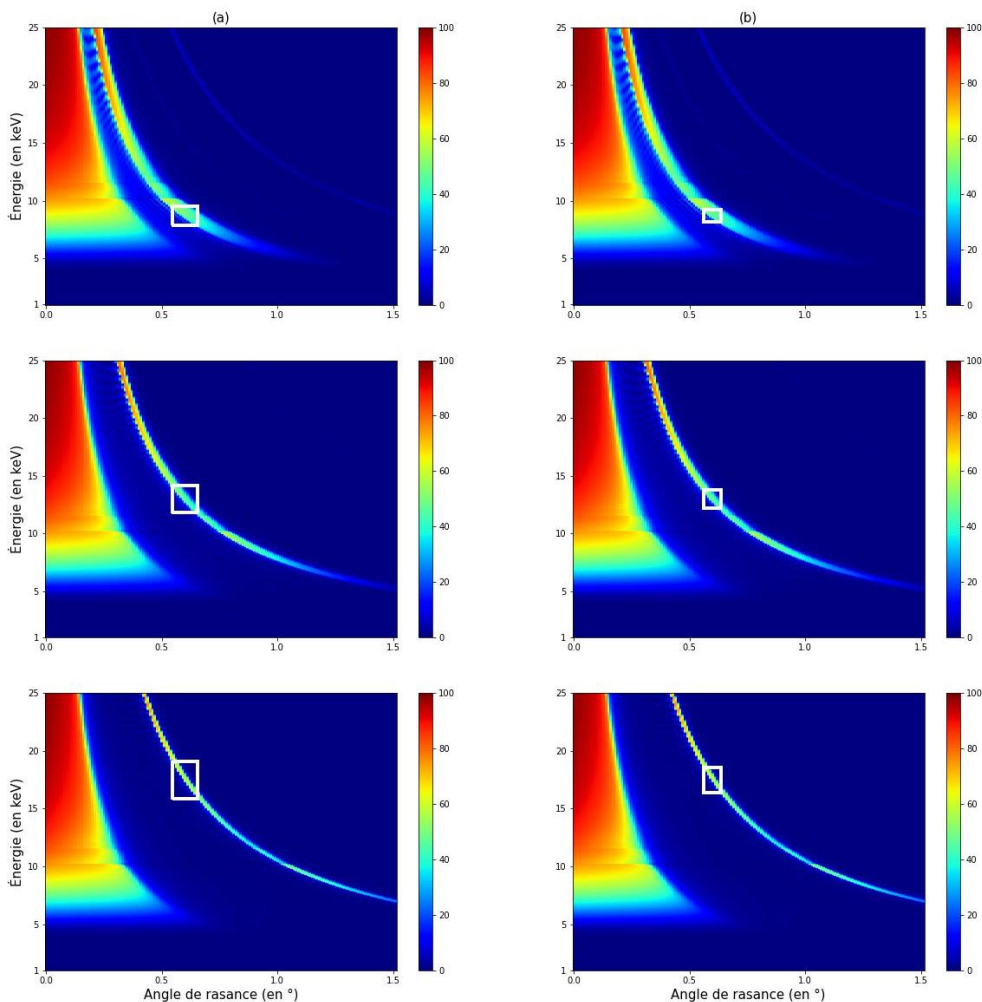


Figure 57. Illustration de la courbe de réflectivité des trois multicouches périodiques (de haut en bas, 8,7-13-17,5 keV) avec présence du filtre pour M1 (en colonne a) et M2 (en colonne b). Le carré blanc sur chaque graphique représente l'ouverture angulaire du miroir de la voie concernée.

Chapitre IV. Modélisation et optimisation des revêtements multicouches de TXI

Les carrés blancs présents sur la **Figure 57** représentent l'ouverture angulaire de chaque miroir, M1 sur la colonne de gauche (a) et M2 sur la colonne de droite (b). L'ouverture en énergie est calculée en dérivant la loi de Bragg, telle que :

$$(2 d \sin \theta)' = \left(\frac{hc}{E}\right)' \Rightarrow \frac{\Delta\theta}{\tan \theta} = \frac{\Delta E}{E} \text{ (éq. 43)}$$

En prenant l'angle nominal ($0,6^\circ$) et les énergies 8,7 keV, 13 keV et 17,5 keV, nous pouvons calculer l'ouverture en énergie pour chaque voie et chaque miroir.

Énergie	Miroir	Ouverture angulaire (en °)	Ouverture en énergie (en keV)
8,7 keV	M1	$\Delta\theta_1 = 0,110$	$\Delta E_1 = 1,595$
	M2	$\Delta\theta_2 = 0,075$	$\Delta E_2 = 1,0875$
13 keV	M1	$\Delta\theta_1 = 0,110$	$\Delta E_1 = 2,383$
	M2	$\Delta\theta_2 = 0,075$	$\Delta E_2 = 1,624$
17,5 keV	M1	$\Delta\theta_1 = 0,110$	$\Delta E_1 = 3,208$
	M2	$\Delta\theta_2 = 0,075$	$\Delta E_2 = 2,1884$

Tableau 9. Tableau affichant les ouvertures angulaires de chaque miroir de TXI ainsi que l'ouverture en énergie pour chaque voie.

Les ouvertures en énergies s'accroissent avec l'énergie de la voie considérée pour TXI. Les ouvertures sont ainsi le double pour la voie à 17,5 keV que pour la voie à 8,7 keV, alors que le pic de Bragg des multicouches périodiques s'affine au fur et à mesure que l'épaisseur diminue. Des multicouches périodiques ne peuvent donc satisfaire le critère d'uniformité spatiale de TXI. Ces calculs réalisés avec le logiciel IMD sont une approximation permettant d'illustrer l'origine du problème et la nécessité d'avoir recours à des bandes passantes larges, et donc à des multicouches apériodiques. En effet, la taille du champ de vue à imager joue également un rôle dans l'uniformité spatiale. Un grand champ de vue nécessite de couvrir l'ouverture angulaire des miroirs de TXI, mais diminuer ce dernier revient à diminuer la bande passante angulaire collectée par chaque miroir. Une combinaison de revêtements multicouches périodiques pourrait donc fonctionner, si le champ de vue était suffisamment petit, mais les contraintes d'alignements du NIF imposent un champ de vue beaucoup trop important pour satisfaire le critère d'uniformité spatiale via l'utilisation de revêtements multicouches périodiques. En effet, en combinant deux revêtements multicouches périodiques, on pourrait atteindre un champ de vue de

Chapitre IV. Modélisation et optimisation des revêtements multicouches de TXI

200x100 μm^2 , soit un champ de vue de la taille de la cible, ce qui nécessiterait un alignement parfait de l'instrument sur la cible. Pour pouvoir déterminer quantitativement l'uniformité spatiale (via le coefficient de variation CV), nous avons procédé à des simulations avec le logiciel XRT. La **Figure 58** illustre pour chaque voie de TXI le résultat des simulations obtenu avec deux revêtements multicouches périodiques.

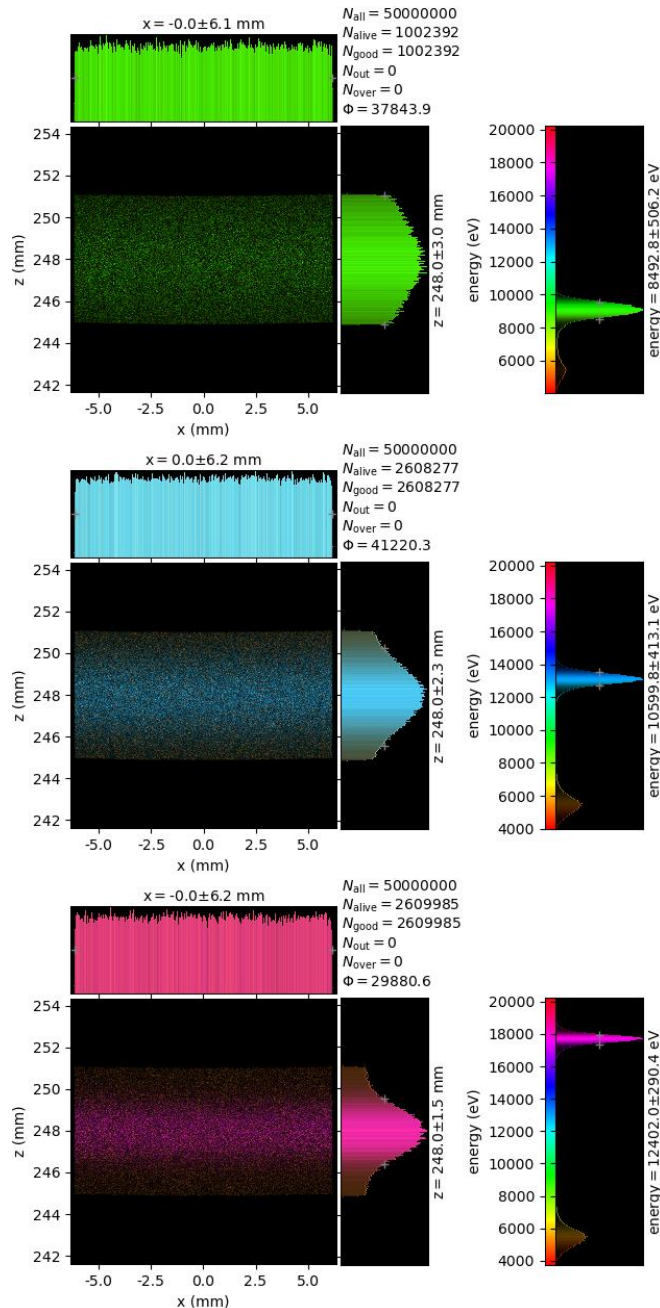


Figure 58. Résultats des simulations XRT avec deux revêtements multicouches périodiques pour chaque voie : 8,7 keV (en haut), 13 keV (au milieu) et 17,5 keV (en bas).

Chapitre IV. Modélisation et optimisation des revêtements multicouches de TXI

En appliquant la formule du coefficient de variation CV (éq. 41) aux histogrammes dans l'axe z , nous obtenons les valeurs du **Tableau 10**.

	8,7 keV	13.0 keV	17,5 keV
CV (en %)	15,6	41,2	73,7
Largeur à mi-hauteur du pic transmis (en keV)	1,0312	0,7572	0,5718

Tableau 10. Table illustrant les valeurs du coefficient de variation pour les trois voies en utilisant des revêtements multicouches périodiques.

On rappelle que, dans le cahier des charges de TXI, le coefficient de variation CV doit être inférieur à 10%. Par conséquent, aucune des voies équipées de miroirs multicouches périodiques ne satisfait au critère d'uniformité spatiale. Le coefficient de variation augmente avec l'énergie de la voie. Les inuniformités dans le plan du détecteur sont donc beaucoup plus importantes pour la voie à 17,5 keV. Par ailleurs, la combinaison des deux réflexions contribue à amincir le pic transmis à mi-hauteur d'environ un facteur 1,3 (**Tableau 8**).

L'étude effectuée pour des revêtements multicouches périodiques nous permet de conclure que des multicouches avec des bandes passantes larges sont nécessaires afin de satisfaire le critère d'uniformité spatiale. Cette largeur à mi-hauteur doit par ailleurs être plus importante pour la voie à 17,5 keV, car l'ouverture en énergie est également plus importante. Une manière d'accroître la bande passante en énergie (et en angle) est de réaliser des revêtements multicouches apériodiques. Comme montré précédemment (voir les simulations sur la **Figure 55**), le couple [SiC/W] permet de réaliser des revêtements multicouches apériodiques avec des profils de réflectivités plats sur différentes bandes passantes énergétiques. Autour de 17,5 keV, une bande de 5 keV de large avec un plateau à 16% de réflectivité peut être réalisée en prenant 50 bicouches. Bien que la réflectivité atteinte soit inférieure à 23% (**Tableau 7**), il convient d'étudier si la combinaison de deux revêtements apériodiques de bandes passantes équivalentes pour chaque miroir permet de satisfaire le critère d'uniformité spatiale de TXI.

Une limite dans la largeur de la bande passante couverte existe néanmoins. En effet, chaque voie doit produire une image distincte, et donc, les pics de transmission de chaque voie de TXI ne doivent pas se superposer. La bande passante maximale dépend des choix effectués, mais si une bande passante de 4 keV est choisie pour la voie à 13 keV, alors la bande passante pour la voie à 17,5 keV ne peut dépasser 5 keV, sinon les pics de transmissions se superposeront autour de 15 keV. L'étude des revêtements multicouches

Chapitre IV. Modélisation et optimisation des revêtements multicouches de TXI

apériodiques se portent sur la voie à 17,5 keV, voie la plus contraignante vis-à-vis des critères visés. Des revêtements multicouches [SiC/W]₄₀ sont optimisés à l'aide d'IMD afin de produire des revêtements multicouches apériodiques dont le profil de réflectivité correspond à des réponses plates étalées sur différentes bandes passantes en énergie. Les largeurs des bandes passantes choisies vont de 1 keV à 5 keV. La **Figure 59** illustre les courbes de réflectivités à 0,6° de chaque revêtement multicouche apériodique optimisé dans le but d'obtenir une réponse plate en réflectivité couvrant les différentes valeurs de bande passante en énergie.

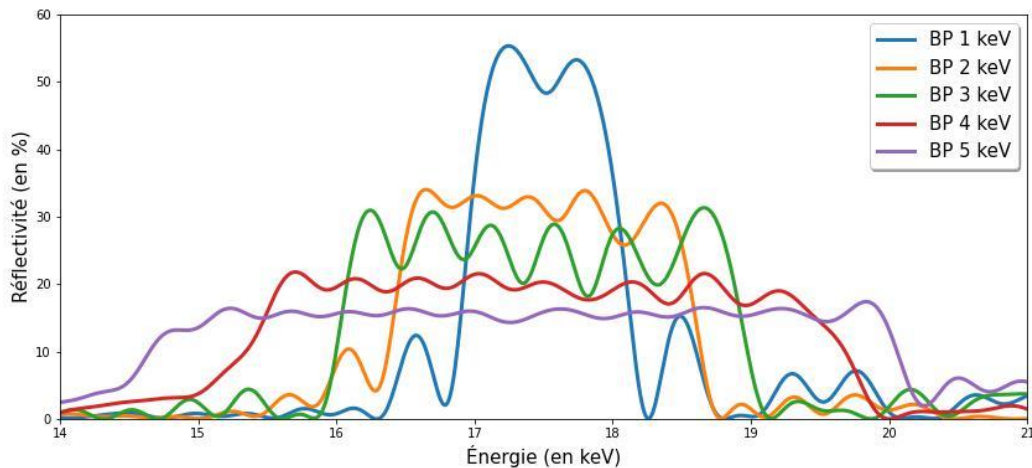


Figure 59. Courbes de réflectivité de revêtements multicouches apériodiques de différentes largeurs de bande passante (BP).

La rugosité de chaque couche est fixée à 0,4 nm, les épaisseurs de SiC sont comprises entre 1 nm et 3 nm. Les épaisseurs de W sont comprises entre 1 nm et 2,5 nm. Le **Tableau 11** répertorie les valeurs de réflectivité moyenne de chaque plateau.

Bande passante (en keV)	1	2	3	4	5
Réflectivité du plateau (en %)	52	32	27	21	16

Tableau 11. Table illustrant les valeurs de réflectivité pour chaque revêtement multicouche apériodique.

En appliquant ces revêtements multicouches à chaque miroir de TXI, nous obtenons les résultats des simulations XRT illustrés en **Figure 60**.

Chapitre IV. Modélisation et optimisation des revêtements multicouches de TXI

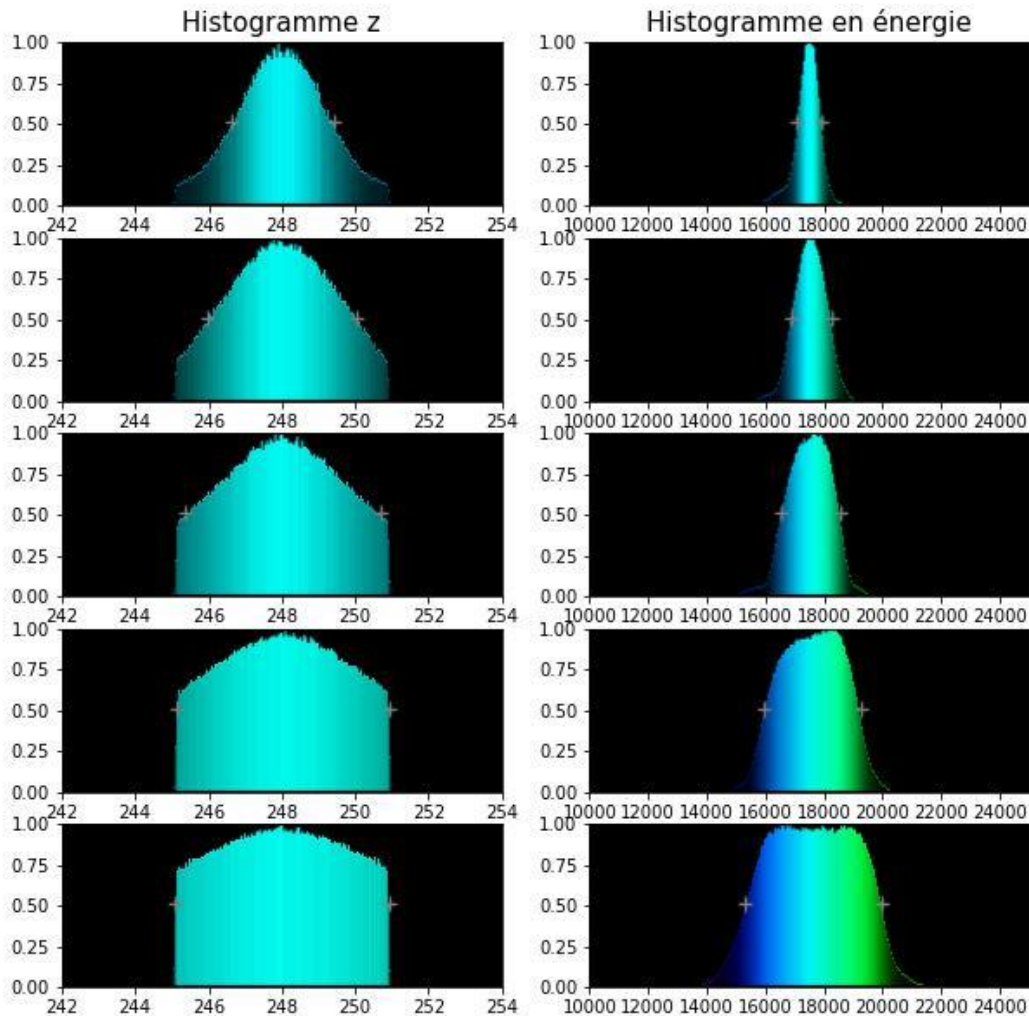


Figure 60. Résultats des simulations XRT pour des revêtements multicouches apériodiques de largeur de bande 1 keV (en haut) à 5 keV (en bas).

Sur la **Figure 60**, il apparaît que l'uniformité spatiale s'améliore lorsque la bande passante du revêtement multicouche s'élargit. Le calcul du coefficient de variation CV montre que le critère d'uniformité spatiale n'est toutefois pas satisfait pour une combinaison de deux revêtements multicouches apériodiques identiques, sauf pour la bande passante à 5 keV où le coefficient de variation CV passe en dessous de 10%. Cependant, cette solution ne peut être retenue pour deux raisons. Premièrement, la bande passante trop large de la voie pourrait se superposer à la voie à 13 keV. Deuxièmement, l'accroissement de la bande passante en énergie conduit à une baisse de la réflectivité du miroir. La transmission totale de la voie devient ainsi trop faible pour satisfaire le critère de transmission. Toutes les valeurs des coefficients de variation, de transmission de la voie et de bande passante en énergie transmises sont répertoriées dans le **Tableau 12**.

Chapitre IV. Modélisation et optimisation des revêtements multicouches de TXI

Bande passante (en keV)	1	2	3	4	5
CV (en %)	56,1	33,9	20,9	13,4	8,6
T (en %)	12,2	8,3	5,9	3,7	2,3
Largeur à mi-hauteur (en keV)	0,423	0,695	1,027	1,692	2,386

Tableau 12. Tableau illustrant les valeurs obtenues pour chaque revêtement multicouche aperiodique.

La combinaison de deux revêtements multicouches aperiodiques identiques sur les miroirs M1 et M2 ne permet pas non plus de satisfaire les spécifications de l'instrument TXI. Une autre approche doit donc être envisagée. Nous avons pu néanmoins voir qu'une bande passante large était nécessaire afin de diminuer le coefficient de variation, mais qu'une bande passante étroite, elle, permettait d'atteindre une bonne transmission de la voie. Un compromis existe-t-il entre les deux ?

4.3.3 Les solutions proposées pour l'instrument TXI

La solution qui a été trouvée pour satisfaire l'ensemble des critères de TXI consiste à combiner deux revêtements multicouches aperiodiques, dont les bandes passantes en énergie diffèrent pour chaque miroir. Nous avons donc un miroir M1 dont la bande passante en énergie vaut ΔE_1 , et un miroir M2 dont la bande passante en énergie vaut $\Delta E_2 \neq \Delta E_1$. Les deux revêtements multicouches ont été optimisés jusqu'à obtenir un ratio $\Delta E_1 / \Delta E_2$ permettant de remplir les critères de TXI.

Deux contraintes ont été intégrées durant l'optimisation des formules d'empilements multicouches. Premièrement, les couches sont limitées à des épaisseurs individuelles supérieures à 1 nm, par souci de faisabilité du dépôt. Deuxièmement, l'épaisseur de la première couche, en carbure de silicium SiC en surface, a été fixée à 3 nm au minimum, afin d'éviter l'oxydation de la première couche de tungstène W [93]. Les rugosités aux interfaces ont été fixées à 0,4 nm. Les principaux résultats des optimisations pour les trois voies de TXI sont résumés dans le **Tableau 13**.

Chapitre IV. Modélisation et optimisation des revêtements multicouches de TXI

	8,7 keV	13,0 keV	17,5 keV
Nombre de bicouches	10	25	40
M1, données	$R_{pic} = 70 \%$ $\Delta E_1 = 1,8 \text{ keV}$	$R_{pic} = 38 \%$ $\Delta E_1 = 2,0 \text{ keV}$	$R_{pic} = 52 \%$ $\Delta E_1 = 1,0 \text{ keV}$
M2, données	$R_{pic} = 49 \%$ $\Delta E_2 = 3,0 \text{ keV}$	$R_{pic} = 21 \%$ $\Delta E_2 = 4,0 \text{ keV}$	$R_{pic} = 17 \%$ $\Delta E_2 = 5,0 \text{ keV}$
Pureté spectrale (en %)	95	89	90
Transmission de la voie (en %)	20,95	6,8	4,8
Uniformité spatiale CV (en %)	4,4	7,9	6,7

Tableau 13. Tableau récapitulatif des données et des résultats pour les solutions trouvées pour les 3 voies de TXI.

Pour la voie à 8,7 keV, 20 couches pour chaque revêtement multicouche aperiodique sont suffisantes pour satisfaire les critères de TXI. Les épaisseurs de chaque couche des revêtements varient d'environ 1,34 nm à 5,16 nm, avec une épaisseur moyenne de 3,8 nm. Pour la voie à 13 keV, 50 couches pour chaque revêtement sont utilisées, avec des épaisseurs variant de 1,55 nm à 3,9 nm, avec une épaisseur moyenne de 2,3 nm. Enfin, pour la dernière voie, à 17,5 keV, 80 couches ont été nécessaires, les épaisseurs variant de 1,16 nm à 4,35 nm, avec une épaisseur moyenne de 1,75 nm. La **Figure 61** illustre cette distribution d'épaisseur de chacune des couches en fonction de la position dans la structure multicouche pour chaque revêtement.

Chapitre IV. Modélisation et optimisation des revêtements multicouches de TXI

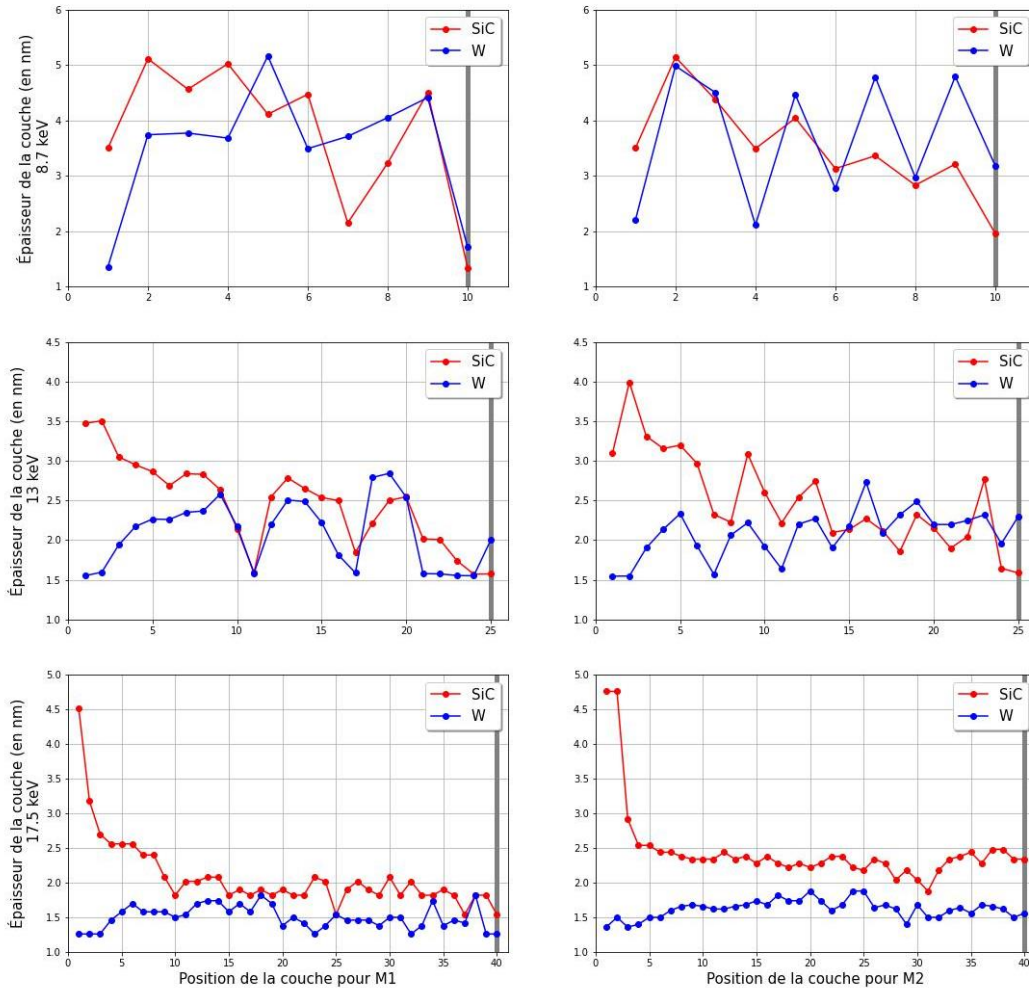


Figure 61. Illustration des épaisseurs des couches de chaque structure optimisée en fonction de la position. La position 0 correspond à la couche de surface. La position maximale, indiquée par la barre grise, correspond au substrat.

Les revêtements multicouches aperiodiques ont été optimisés afin d'obtenir le maximum de réflectivité sur des bandes passantes en énergie suffisante pour satisfaire le critère d'uniformité spatiale. Pour prendre en compte la réponse du filtre de polycarbonate, les spectres de réflectivité du revêtement multicouche aperiodique dont la bande passante en énergie est la plus faible ne présentent pas une réponse plate, mais une légère pente de manière à ce que la réponse totale de la voie (qui prend en compte le filtre et les deux miroirs) soit plate. La **Figure 62** illustre les ouvertures angulaires et en énergie de chaque miroir pour chaque voie, comme nous l'avons fait pour les multicouches périodiques en **Figure 57**. Cela permet de vérifier le recouvrement complet de cette zone pour chaque revêtement multicouche aperiodique.

Chapitre IV. Modélisation et optimisation des revêtements multicouches de TXI

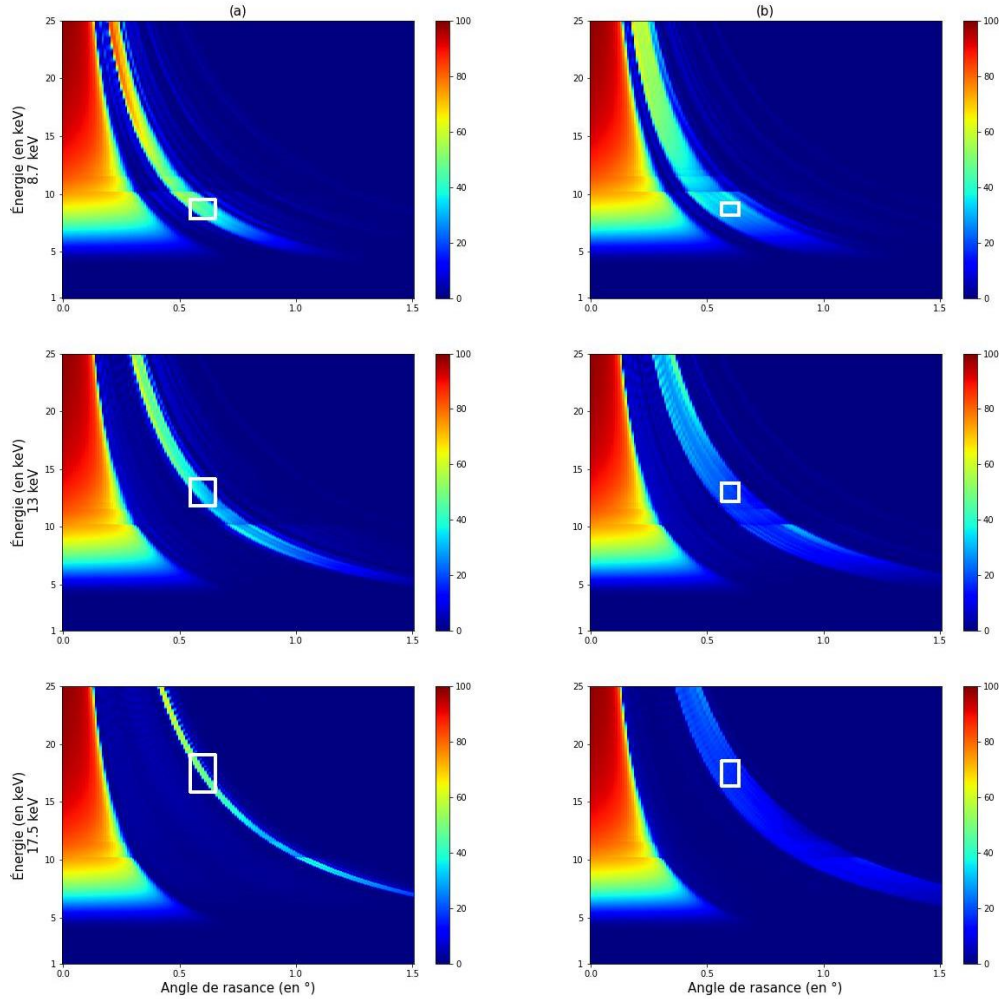


Figure 62. Illustration de la courbe de réflectivité des trois multicouches apériodiques (de haut en bas, 8,7-13-17,5 keV) avec présence du filtre. Le carré blanc sur chaque graphique illustre la bande passante angulaire du miroir de la voie concernée : M1 (en colonne a), M2 (en colonne b).

Comme il apparaît sur la **Figure 62**, la bande passante du revêtement multicouche apériodique placé sur le miroir 2 couvre l'ouverture angulaire du miroir 2 de TXI. Ce n'est pas le cas pour le miroir 1. En réalité, couvrir l'ouverture angulaire d'un miroir suffit pour satisfaire le critère d'uniformité spatiale. Si l'ouverture angulaire d'un miroir est entièrement couverte par un revêtement multicouche apériodique, tous les photons incidents sont réfléchis avec la même intensité -puisque le spectre de réflectivité a un profil plat- et sont ensuite réfléchis dans le plan détecteur dans la bande passante du second miroir. Les photons en périphérie (arrivant aux angles/énergies extrêmes du revêtement multicouche apériodique) ne sont eux pas réfléchis entièrement par le second miroir, à cause de la différence d'ouverture angulaire. Ainsi, les photons de basse énergie (haut angle) seront réfléchis seulement en partie, d'un côté du détecteur, et les photons

Chapitre IV. Modélisation et optimisation des revêtements multicouches de TXI

de haute énergie (bas angle) seront réfléchis de l'autre côté du détecteur. L'uniformité spatiale est donc obtenue non pas pour chaque énergie transmise par la voie de TXI, mais par la transmission globale de la bande passante. On a donc une uniformité spatiale polychromatique, et non monochromatique. Par ailleurs, le choix de la bande passante étroite a aussi été décidé de manière à maximiser le signal transmis. En effet, une bande passante large induit une baisse de la réflectivité. Le meilleur compromis entre la largeur de bande passante et la transmission de la voie a ainsi été obtenu, ce qui n'a pas nécessité de couvrir l'entière de l'ouverture angulaire de l'autre miroir. La finesse de la bande passante de l'un des miroirs de la voie à 17,5 keV a été optimisée ainsi afin d'obtenir une uniformité spatiale polychromatique tout en maximisant la transmission de la voie. En cours d'optimisation, il a par ailleurs été décidé d'inverser les deux revêtements multicouches aperiodiques pour cette voie. La réponse du filtre changeant peu à ces énergies, il n'y avait pas besoin de conserver la bande passante faible présentant une pente pour compenser la réponse du filtre sur le premier miroir. Nous avons donc optimisé deux profils plats, qui sont plus faciles à optimiser, pour la voie à 17,5 keV.

Dans la suite, nous allons présenter et analyser les résultats des optimisations pour chacune des voies. La **Figure 63** illustre le résultat final de la phase de conception pour la voie à 8,7 keV. Elle se décompose en trois figures. La figure (a) montre la courbe de réflectivité obtenue après optimisation des deux revêtements multicouches aperiodiques de la voie à 8,7 keV, avec les gabarits utilisés sur IMD durant l'optimisation. Le gabarit d'optimisation du premier miroir présente une pente afin de compenser l'effet du filtre en polycarbonate de 1 mm sur la transmission de la voie. La figure (b) a été obtenue après calcul par XRT du flux transmis à chaque énergie de la voie. Une petite bosse demeure près de 5 keV, correspondant à l'énergie à l'angle critique ($0,6^\circ$) que le filtre en polycarbonate ne supprime pas entièrement. Le pic transmis centré à 8,7 keV dépasse les 20% de transmission (15% minimum d'après **Tableau 7**) et contient plus de 90% du signal total transmis, satisfaisant donc à la fois les critères de transmissivité et de pureté spectrale. Enfin, la figure (c) illustre le résultat XRT de la voie à 8,7 keV. L'histogramme selon z apparaît uniforme, et le coefficient de variation (CV) associé est de 4,4%. Le pic apparaît bien centré à 8,7 keV et présente une largeur à mi-hauteur de 1,8 keV.

Chapitre IV. Modélisation et optimisation des revêtements multicouches de TXI

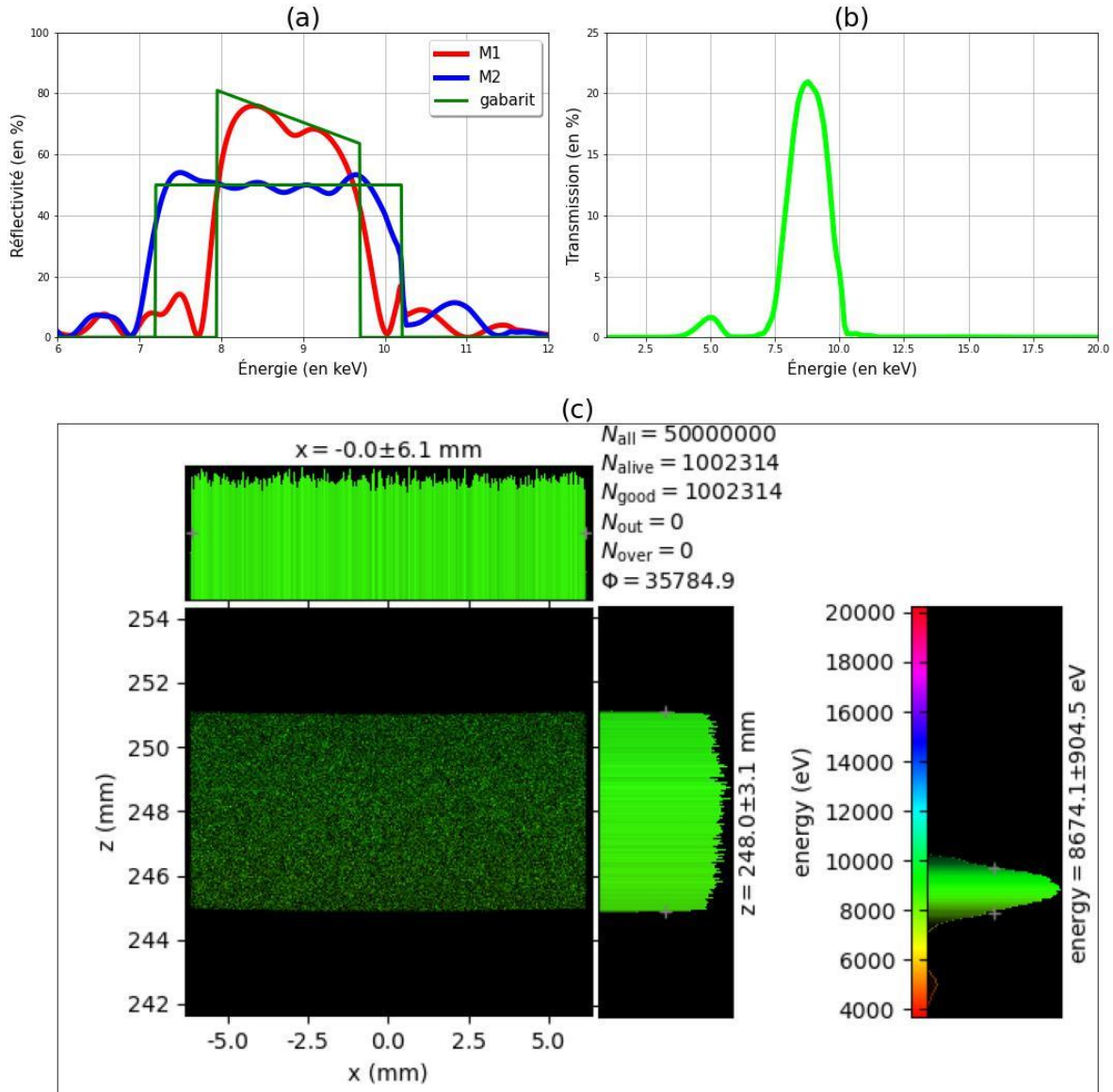


Figure 63. Résultat de l'optimisation des revêtements pour la voie à 8,7 keV. En (a), les courbes de réflectivités des miroirs M1 et M2. En (b), la transmission totale de la voie, et en (c), le résultat de la simulation XRT.

Pour poursuivre ce qui a été décrit plus haut, intéressons-nous à l'uniformité spatiale obtenue pour chaque énergie comprise dans la bande passante transmise. Les énergies proches de l'énergie centrale sont détectées uniformément dans le plan du détecteur, mais les énergies plus éloignées n'apparaissent que dans un côté de celui-ci. En accentuant la plage de couleur du spectre en énergie du résultat XRT, nous pouvons faire apparaître ce gradient de couleur sur l'histogramme en z (**Figure 64**).

Chapitre IV. Modélisation et optimisation des revêtements multicouches de TXI

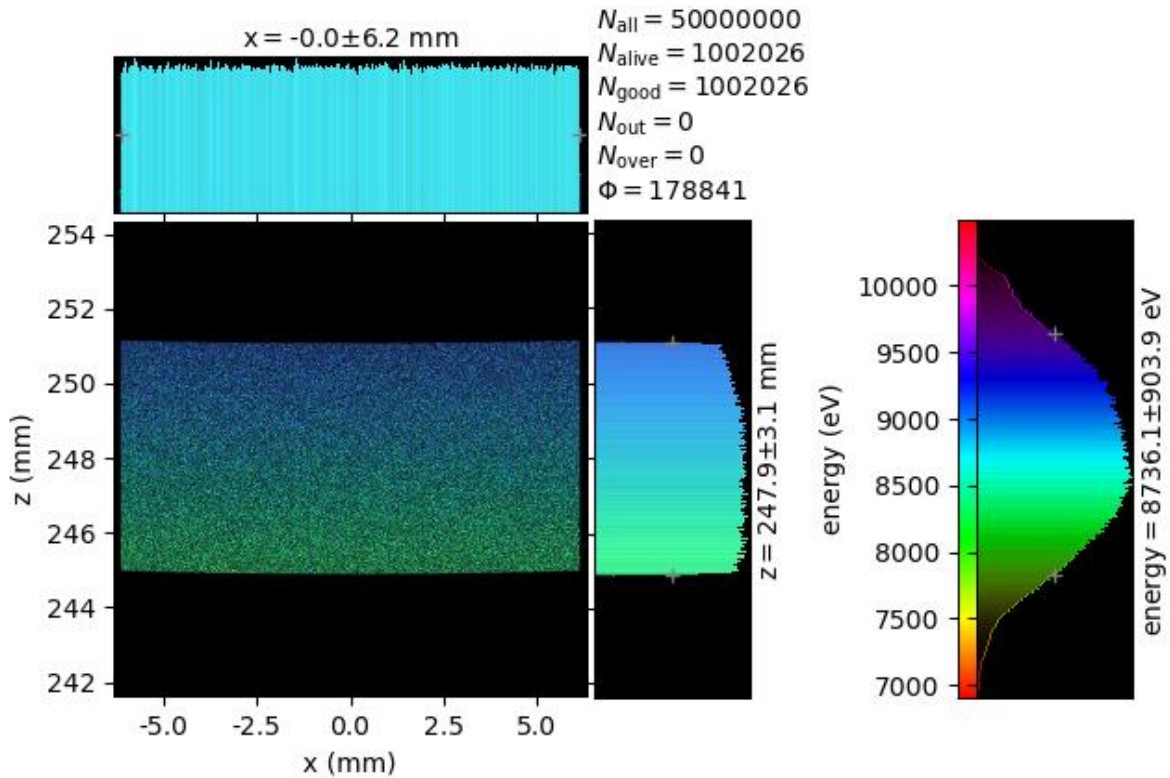


Figure 64. Résultat XRT pour la voie à 8,7 keV où la plage spectrale de la source a été réduite afin de faire apparaître le gradient de couleur sur l’histogramme en z.

L’uniformité spatiale est obtenue par compensation. Le côté bas du détecteur est davantage éclairé par les photons de basse énergie, et le côté haut du détecteur est davantage éclairé par les photons de haute énergie. Pour visualiser cela, nous traçons les histogrammes selon z pour plusieurs énergies comprises dans la bande passante, ainsi que les courbes de réflectivité des deux revêtements multicouches. Dans la **Figure 65**, Les histogrammes selon l’axe z sont tracés pour des énergies allant de 7,9 keV à 9,5 keV. Le coefficient de variation (CV) ainsi que la transmission de la voie à cette énergie sont également affichés. À basse énergie (7,9 keV), seul le bas du détecteur (qui correspond aux grands angles de rasance) est éclairé. Au fur et à mesure que l’énergie s’approche de l’énergie centrale, nous voyons l’histogramme devenir plus uniforme, les photons sont davantage transmis dans le haut du plan détecteur. En arrivant à 9,5 keV, le bord supérieur de l’histogramme devient le bord éclairé par les photons de haute énergie/aux bas angles. Les énergies périphériques se compensent ainsi l’une et l’autre dans le plan détecteur et assurent une uniformité spatiale polychromatique sur le détecteur.

Chapitre IV. Modélisation et optimisation des revêtements multicouches de TXI

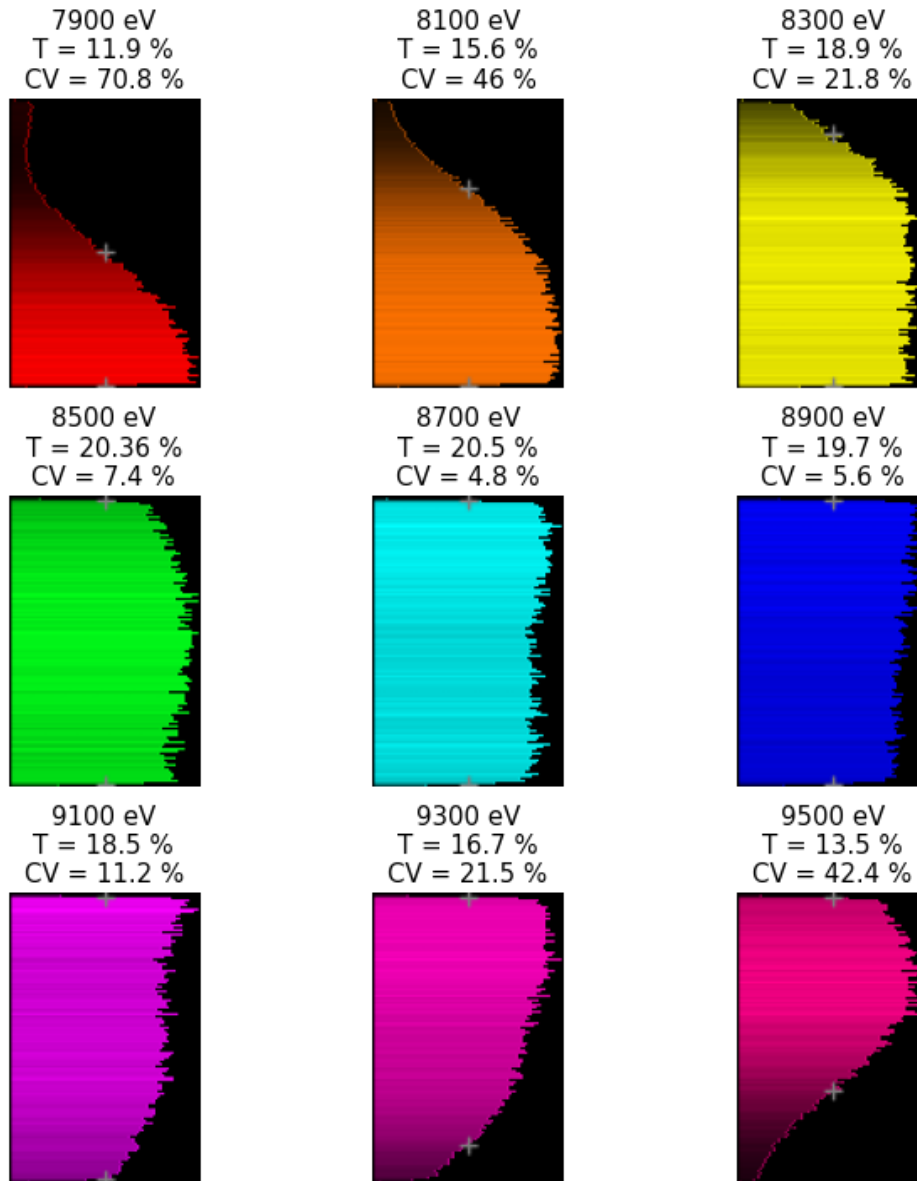


Figure 65. Résultat XRT selon l'axe z pour une source monochromatique d'énergie dans la bande [7900-9500] eV.

Dans la **Figure 66**, nous illustrons en fonction de l'angle, à différentes énergies comprises dans la bande [7900-9500] eV, les courbes de réflectivités des deux miroirs (3 premières lignes) et la transmission totale de la voie qui prend en compte la réflexion des deux miroirs et la transmission du filtre (3 dernières lignes). La réflectivité à l'angle nominal ($0,6^\circ$ pour les rayons qui se propagent sur l'axe optique) arrive à mi-hauteur pour le miroir à bande passante étroite du côté gauche à basse énergie, et droit à haute énergie ce qui explique les résultats obtenus sur les histogrammes selon z de la **Figure 65**. Les courbes obtenues par combinaison des deux réflexions sur les miroirs et du filtre sur l'ouverture angulaire du second miroir illustrent clairement cette variation dans l'axe z du détecteur.

Chapitre IV. Modélisation et optimisation des revêtements multicouches de TXI

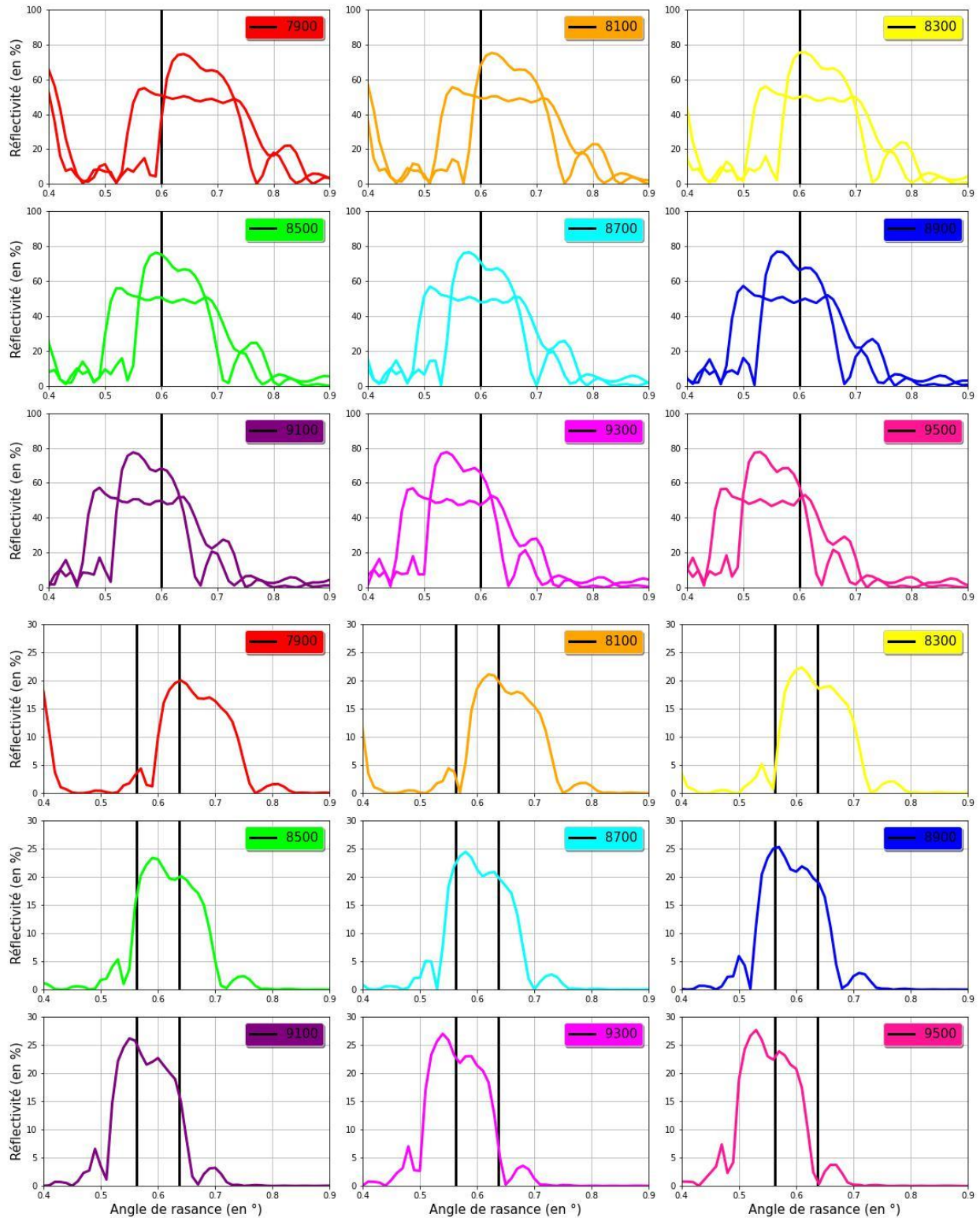


Figure 66. Courbe de réflectivité des deux miroirs à l'angle nominal ($0,6^\circ$) ainsi que la courbe totale de transmission avec l'ouverture angulaire ($0,562-0,637^\circ$) pour une source monochromatique dans la bande [7900-9500] eV.

Chapitre IV. Modélisation et optimisation des revêtements multicouches de TXI

La **Figure 67** présente les résultats finaux de la phase de conception de la voie à 13 keV. À l'instar de la voie à 8,7 keV, une légère pente est présente sur la courbe de réflectivité du premier miroir (a), afin de compenser l'impact du filtre sur la voie. Dans la figure (b), les seuils d'absorption des couches L du tungstène W apparaissent sur le flanc gauche de la réponse (à 11544 eV et 12100 eV). La figure (c) correspond au résultat XRT de la voie à 13 keV et laisse transparaitre un léger gradient de couleur, pour les raisons énumérées avant.

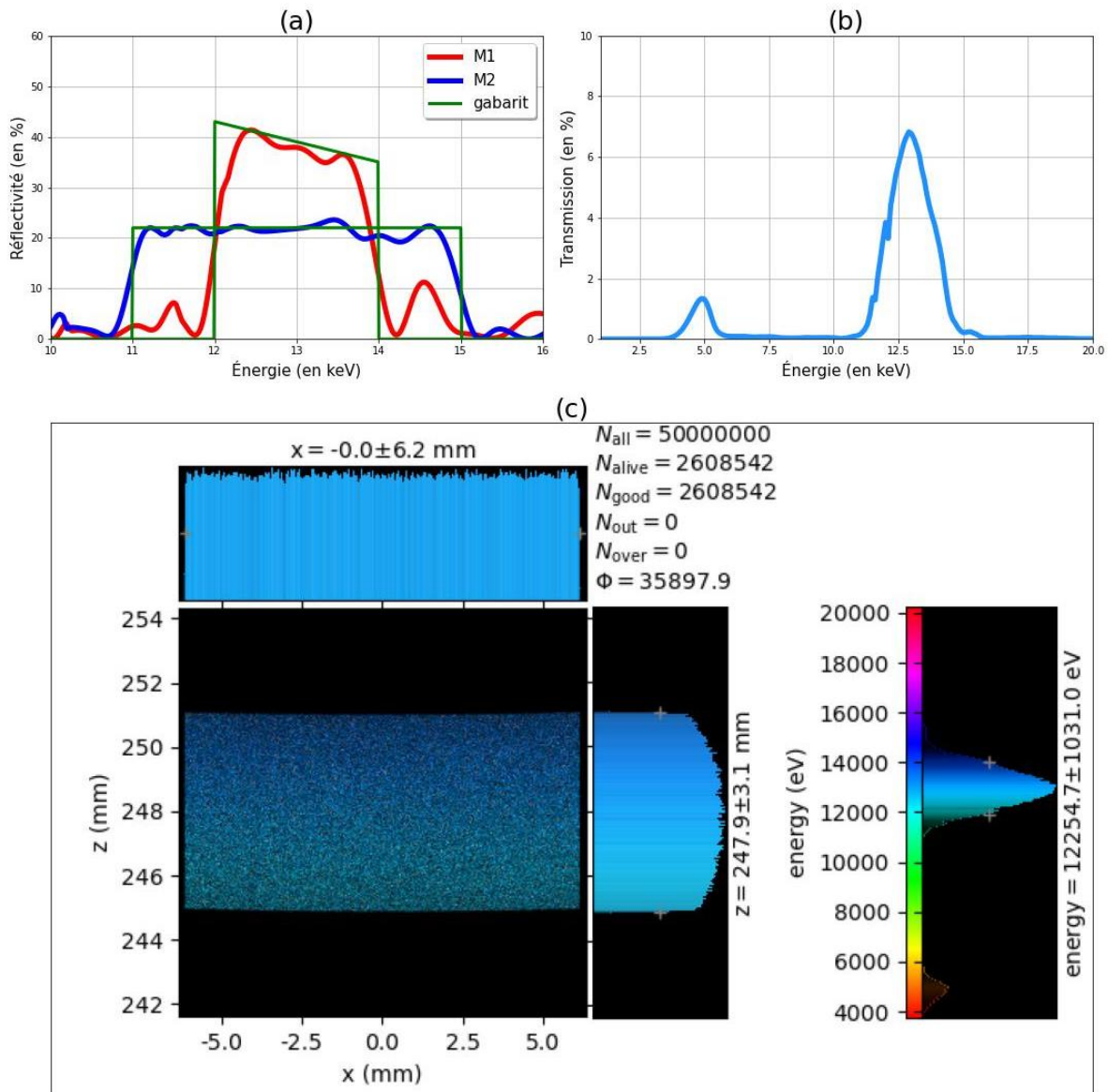


Figure 67. Résultat de l'optimisation des revêtements pour la voie à 13 keV. En (a), les courbes de réflectivités des miroirs M1 et M2. En (b), la transmission totale de la voie, et en (c), le résultat de la simulation XRT.

Chapitre IV. Modélisation et optimisation des revêtements multicouches de TXI

La **Figure 68** correspond aux différents histogrammes dans l'axe z pour la voie à 13 keV. Si l'uniformité spatiale est respectée (CV < 10%) pour l'ensemble de la voie, il apparaît ici que celle-ci ne l'est plus pour des énergies monochromatiques.

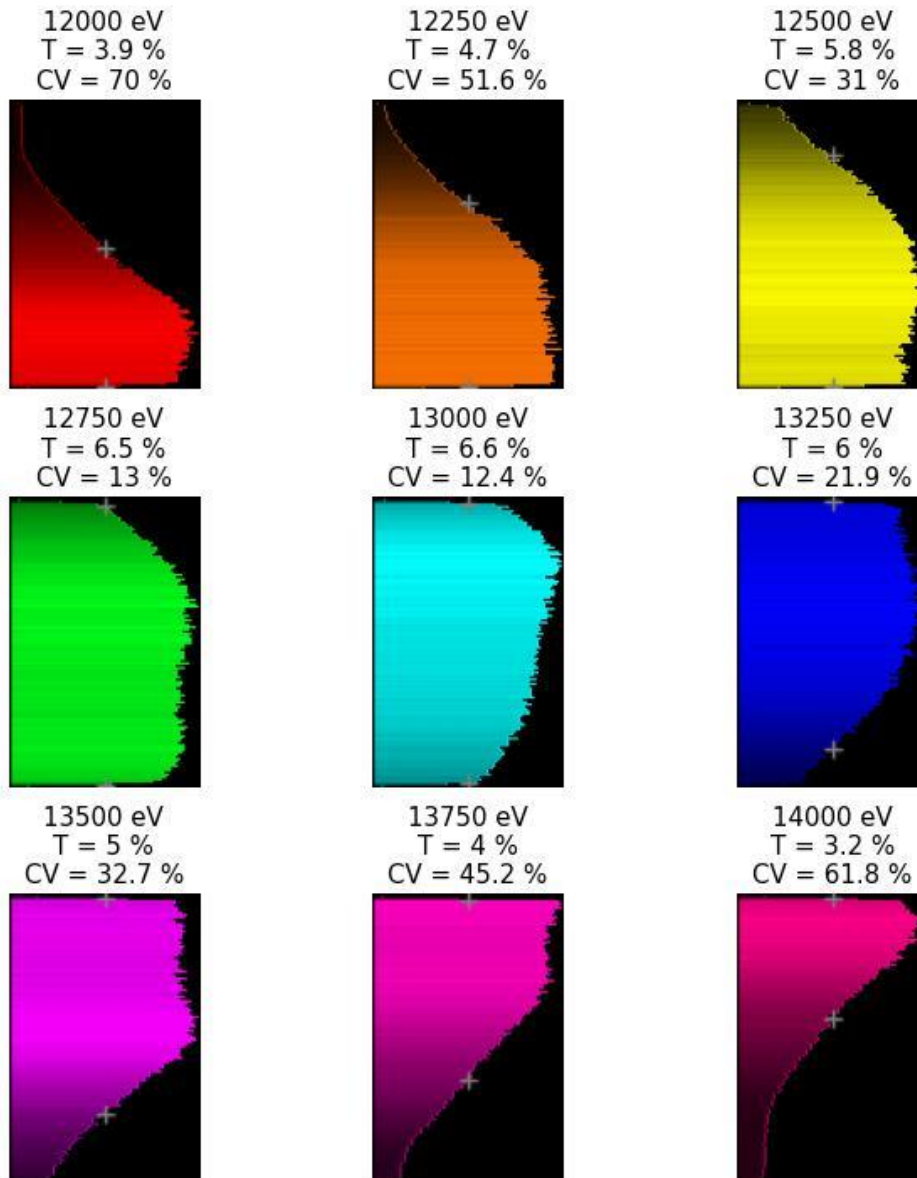


Figure 68. Résultat XRT selon l'axe z pour une source monochromatique de la bande [12000-14000] eV.

L'ouverture en énergie de la voie à 13 keV étant plus importante que pour la voie à 8,7 keV (voir **Tableau 9**), le fait que le premier revêtement multicouche n'ait pas une bande passante couvrant cette dernière contribue à détériorer l'uniformité spatiale pour une énergie monochromatique. En comparant la **Figure 66** et la **Figure 69** (3 dernières lignes), nous voyons clairement que la bande passante angulaire pour la voie à 8,7 keV paraît plus large ($0,14^\circ$ environ) que celle de la voie à 13 keV ($0,1^\circ$).

Chapitre IV. Modélisation et optimisation des revêtements multicouches de TXI

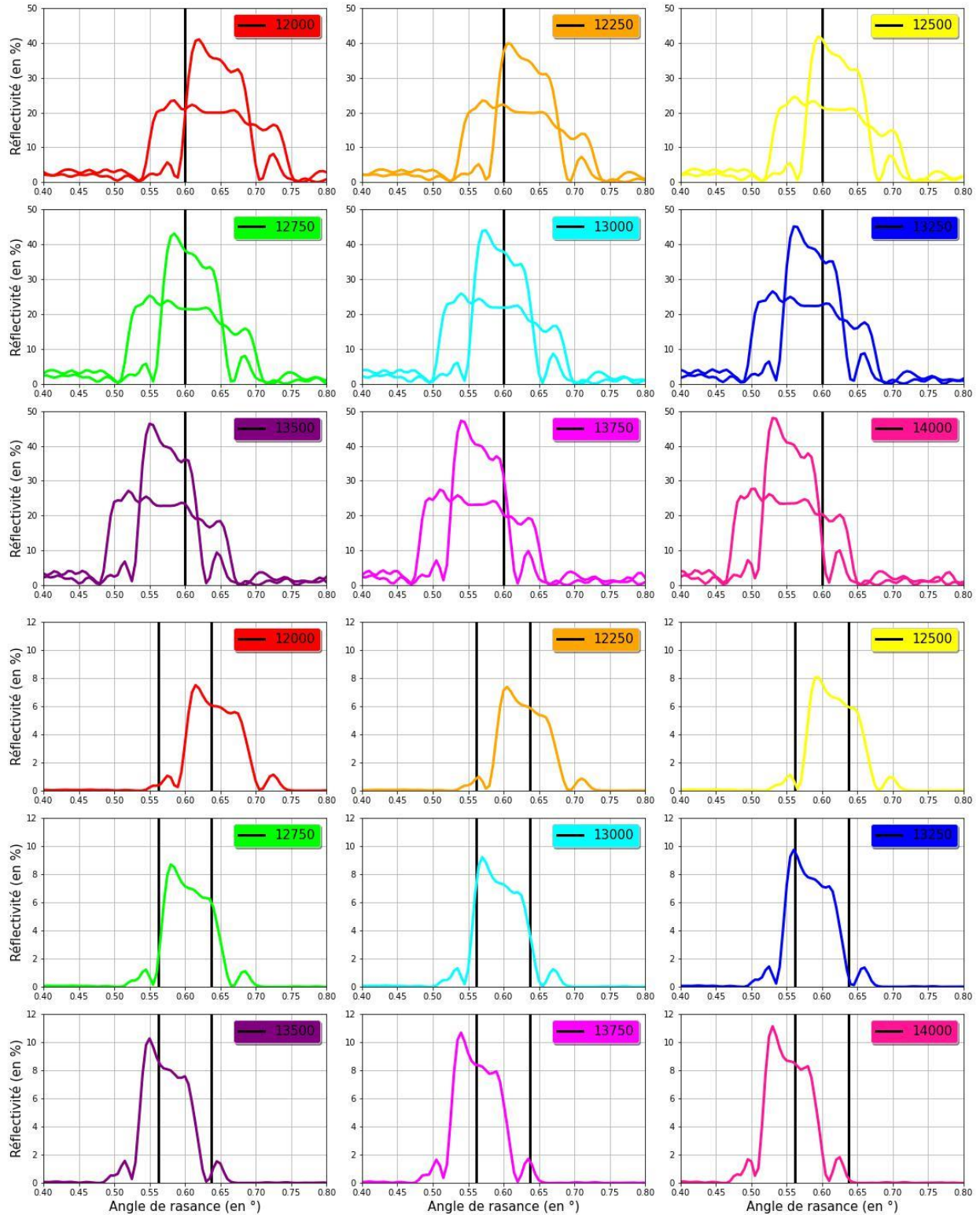


Figure 69. Courbe de réflectivité des deux miroirs à l'angle nominal ($0,6^\circ$) ainsi que la courbe totale de transmission avec l'ouverture angulaire ($0,562-0,637^\circ$) pour une source monochromatique dans la bande [12000-14000] eV.

Chapitre IV. Modélisation et optimisation des revêtements multicouches de TXI

La voie à 17,5 keV a été optimisée avec deux réponses plates. En effet, pour ces énergies, la transmission du filtre en polycarbonate varie faiblement. Elle atteint par exemple 91,7% à 16 keV et 94,3% à 19 keV, soit 3% sur 3 keV. Afin d'accroître la transmission au pic et d'affiner la bande passante en énergie de la voie, le revêtement multicouche aperiodique de bande passante étroite a été placé en seconde position (sur M2). Les critères de TXI étant plus difficiles à atteindre à très haute énergie et la rugosité des couches dégradant plus intensément les performances optiques de la voie (voir **Figure 52**), nous avons trouvé que cette configuration assure plus facilement la satisfaction des critères du microscope. La **Figure 70** présente les résultats finaux de la phase de conception de la voie à 17,5 keV.

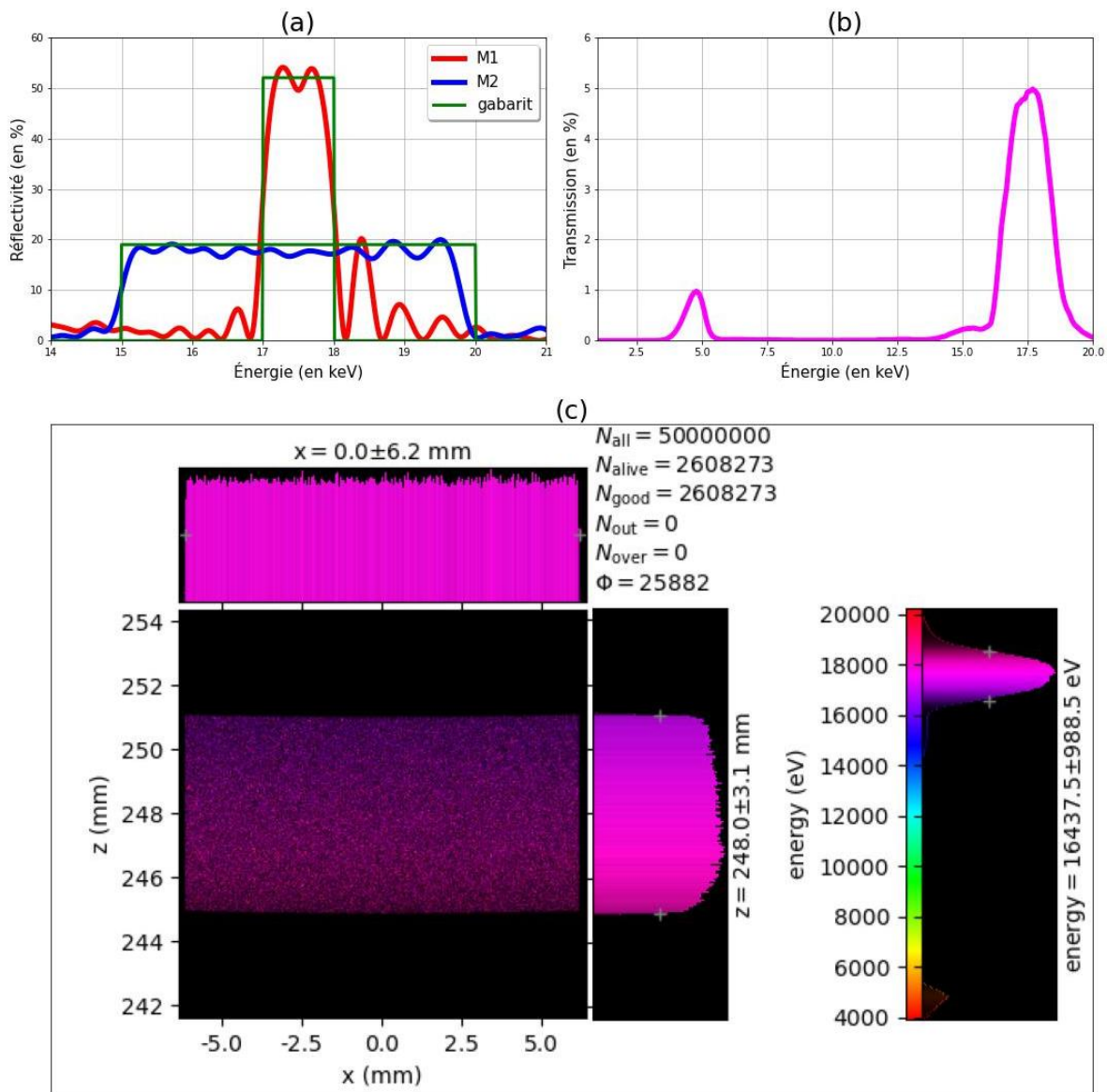


Figure 70. Résultat de l'optimisation des revêtements pour la voie à 17,5 keV. En (a), les courbes de réflectivités des miroirs M1 et M2. En (b), la transmission totale de la voie, et en (c), le résultat de la simulation XRT.

Chapitre IV. Modélisation et optimisation des revêtements multicouches de TXI

La transmission totale de la voie (figure b) atteint un maximum de 5%. Les bandes passantes respectives pour la bande étroite et la bande large sont de 1 keV et 5 keV (figure a). Une bande passante de 5 keV était nécessaire pour couvrir l'ouverture angulaire de la voie pour le premier miroir. La bande passante de 1 keV fut un compromis entre une ouverture angulaire suffisante pour atteindre l'uniformité spatiale, tout en maintenant une réflectivité la plus haute possible. Le fait d'inverser l'ordre des deux revêtements multicouches inverse également le gradient spectral sur le plan détecteur. Pour cette voie, les photons de basse énergie sont réfléchis en haut du plan détecteur, et les photons de haute énergie sont réfléchis en bas (**Figure 71**).

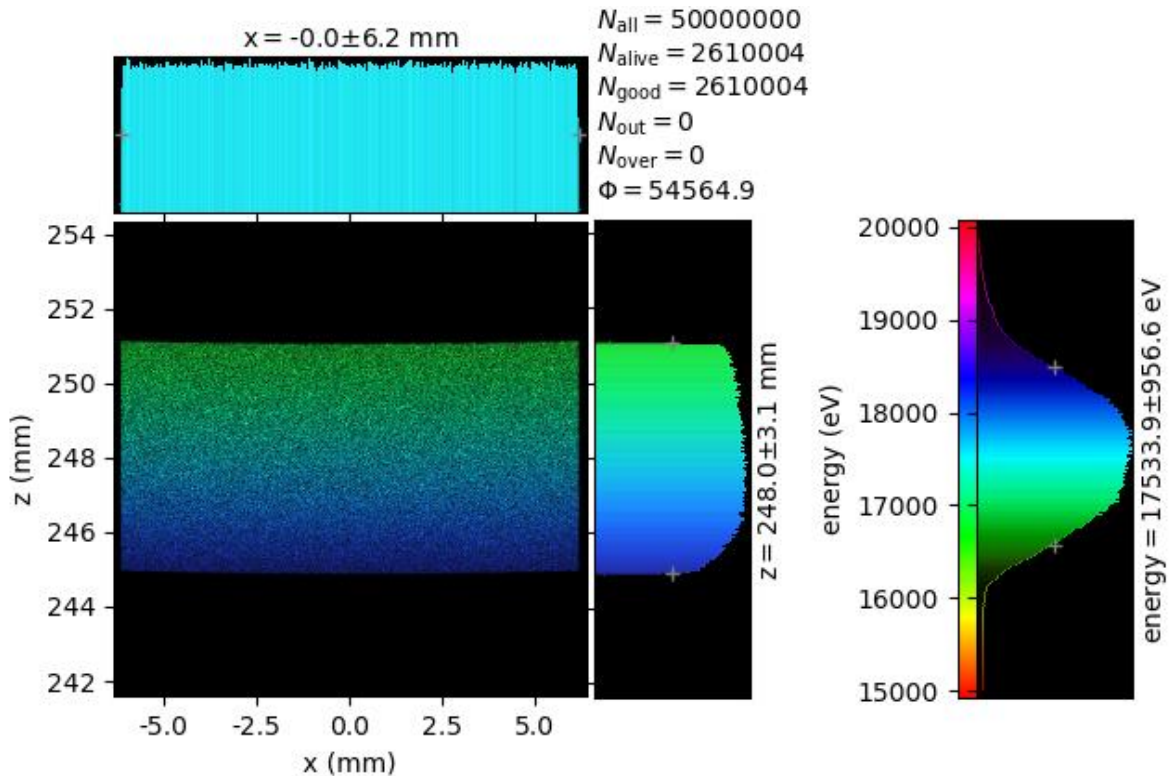


Figure 71. Résultat XRT pour la voie à 17,5 keV où le spectre de la source a été réduit afin de faire transparaître le gradient de couleur inversé par rapport aux voies précédentes.

Cette inversion a pour origine la différence de bande passante du revêtement multicouche sur le premier miroir. En effet, c'est le miroir avec le revêtement à bande étroite qui vignette l'image. Or, il y a une inversion des angles entre les miroirs M1 et M2 (la **Figure 48** montre clairement cette inversion) : quand θ_2 augmente, θ_1 diminue et vice-versa. Un point en bas du détecteur sera réfléchi sur M1 avec un angle moyen plus faible que l'angle nominal à $0,6^\circ$ et sur M2 avec un angle moyen plus grand que l'angle nominal à $0,6^\circ$. Ce point sera donc vignetté à basse énergie si on place la bande étroite sur M1 et à haute énergie si on place la bande étroite sur M2. Les figures **Figure 72** et **Figure 73** montrent

Chapitre IV. Modélisation et optimisation des revêtements multicouches de TXI

le résultat des simulations XRT sur chaque optique pour la voie à 17,5 keV afin d'illustrer la distribution des photons sur les miroirs M1 et M2 en fonction de l'ordre des revêtements multicouches. Le fait de placer le revêtement à bande passante étroite sur M1 engendre un gradient de couleur (i.e. d'énergie des photons) plus important sur M1 et sur M2 et inverse le gradient sur le détecteur.



Figure 72. Illustration de la distribution des photons sur chaque optique avec la bande passante large sur le miroir M1.

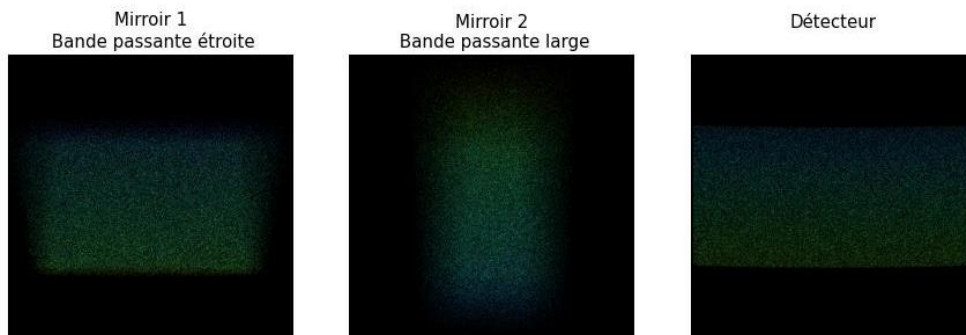


Figure 73. Illustration de la distribution des photons sur chaque optique avec la bande passante étroite sur le miroir M1.

La **Figure 74** illustre les histogrammes selon l'axe z pour la voie à 17,5 keV. Dû à l'étroitesse du pic de transmission, le coefficient de variation (CV) excède les 50% pour toutes les énergies. Cependant, comme pour les voies précédentes, le coefficient de variation global est inférieur à 10% par compensation entre les différentes énergies dans la bande passante de la voie.

Chapitre IV. Modélisation et optimisation des revêtements multicouches de TXI

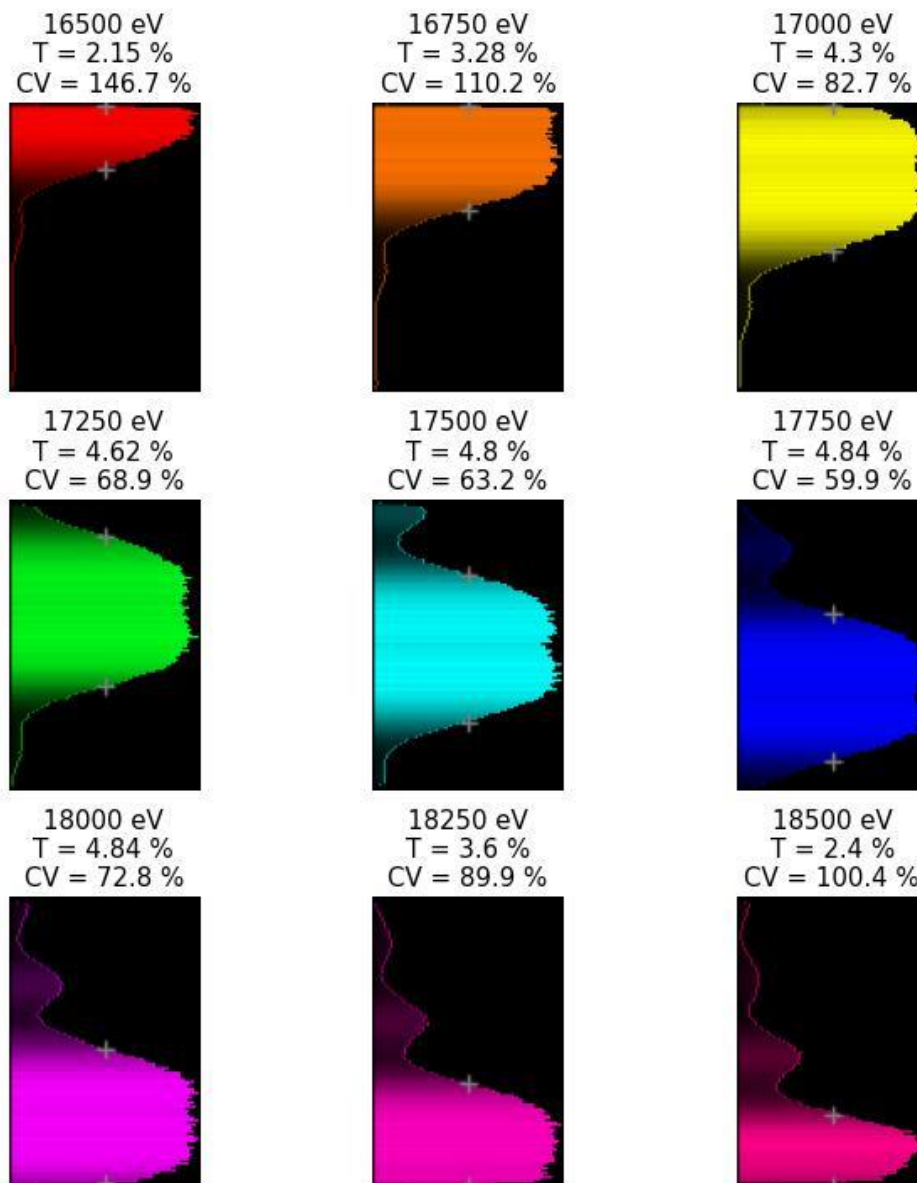


Figure 74. Résultat XRT selon l'axe z pour une source monochromatique de la bande [15000-20000] eV.

La **Figure 75** illustre les courbes de réflectivités des deux miroirs à $0,6^\circ$ pour différentes énergies ainsi que la courbe totale de transmission avec l'ouverture angulaire du second miroir ($0,562-0,637^\circ$). Cette fois-ci, la courbe totale ne remplit jamais l'ouverture angulaire du second miroir, d'où le coefficient de variation supérieur à 50% pour une énergie monochromatique.

Chapitre IV. Modélisation et optimisation des revêtements multicouches de TXI

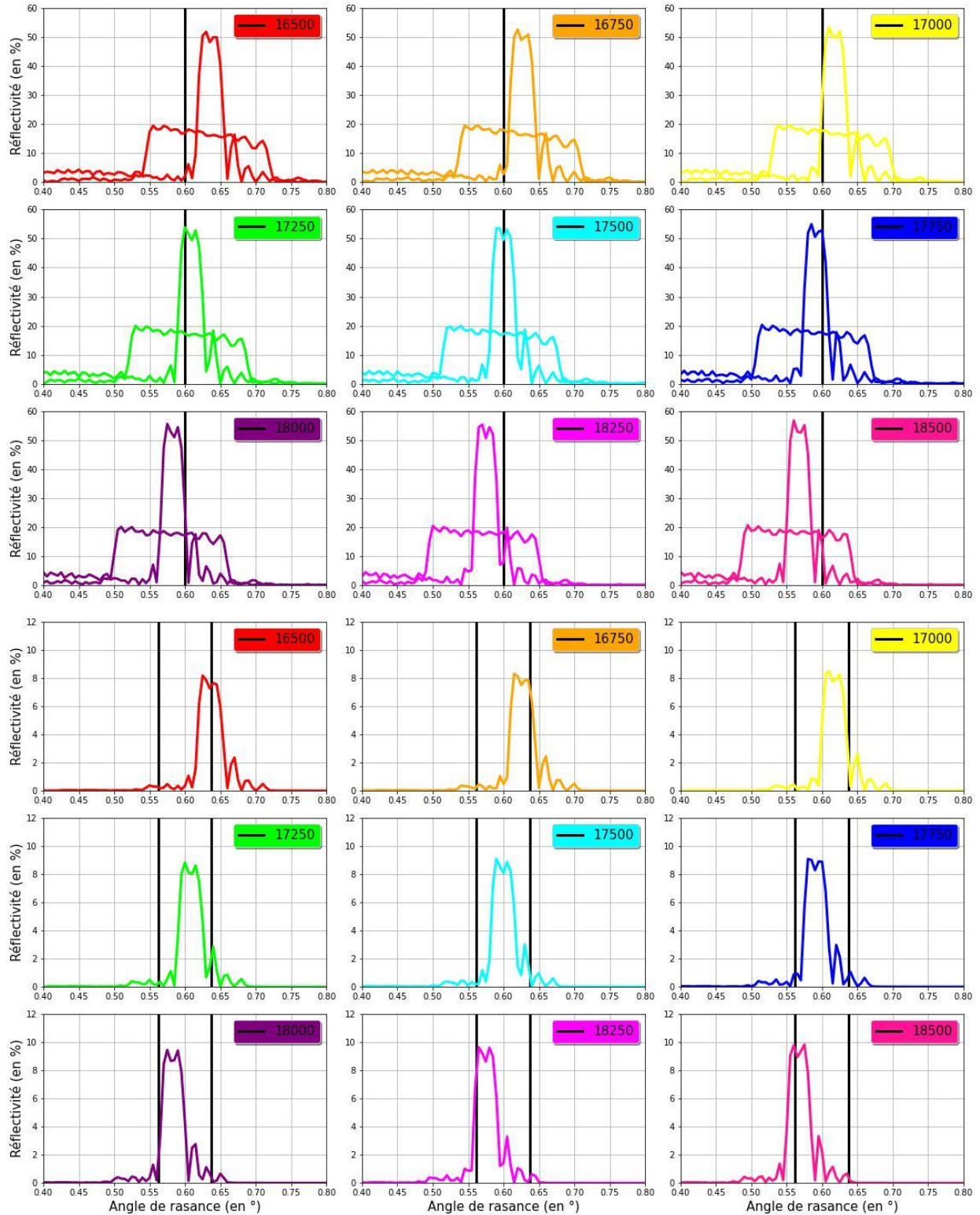


Figure 75. Courbe de réflectivité des deux miroirs à l'angle nominal ($0,6^\circ$) ainsi que la courbe totale de transmission avec l'ouverture angulaire ($0,562-0,637^\circ$) pour une source monochromatique dans la bande [15000-20000] eV.

Chapitre IV. Modélisation et optimisation des revêtements multicouches de TXI

Le dernier critère à évaluer concerne le non-recouvrement des voies. La **Figure 76** montre le flux total transmis par chacune des voies avec les revêtements multicouches optimisés présentés dans ce chapitre. On constate sur cette figure (**Figure 76**) que les bandes passantes sont ainsi suffisamment larges pour maximiser le flux tout en étant suffisamment étroites pour éviter tout recouvrement.

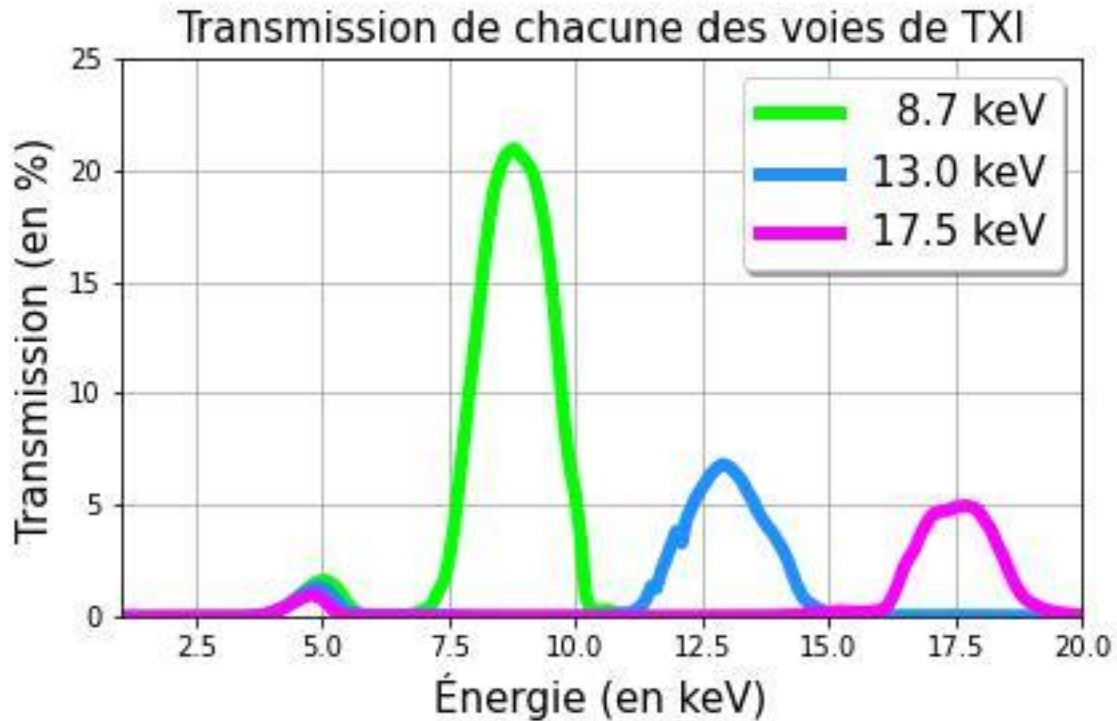


Figure 76. Graphique illustrant la transmission totale en énergie pour les 3 voies de TXI.

Ce dernier critère est ainsi également respecté par les solutions qui ont été développées durant le processus d'optimisation. Avant de passer à la phase de réalisation des revêtements multicouches, nous nous intéresserons aux améliorations des performances que l'on pourrait obtenir avec un champ de vue réduit, en supposant une meilleure précision de l'alignement de l'instrument avec la cible.

4.3.4 Influence du champ de vue sur les performances théoriques de TXI

Nous avons ainsi trouvé une combinaison de revêtements multicouches aperiodiques satisfaisant les critères de l'instrument TXI pour chacune des voies. Ces optimisations ont été effectuées pour obtenir un coefficient de variation de l'uniformité spatiale dans le plan détecteur pour un champ de vue de $800 \times 400 \mu\text{m}^2$. Ce champ de vue élevé a pour origine

Chapitre IV. Modélisation et optimisation des revêtements multicouches de TXI

les contraintes d'alignements de l'instrument avec la cible D-T. Si l'alignement est effectué plus précisément, le champ de vue à imager peut être diminué, ce qui aura pour effet de limiter les inuniformités spatiales pour des énergies monochromatiques, ainsi que d'augmenter pour une énergie le flux total transmis par la voie. En effet, le vignettage spatial est relié à l'ouverture angulaire et à la taille du champ de vue. L'ouverture angulaire est fixée par la conception opto-mécanique de l'instrument, mais en réduisant le champ de vue, l'image visualisée devient moins large et le phénomène de vignettage s'atténue. Par ailleurs, le flux calculé est un flux moyen dans le plan détecteur, réduire la taille de l'image revient donc à augmenter le flux moyen. La **Figure 77** illustre ces deux phénomènes.

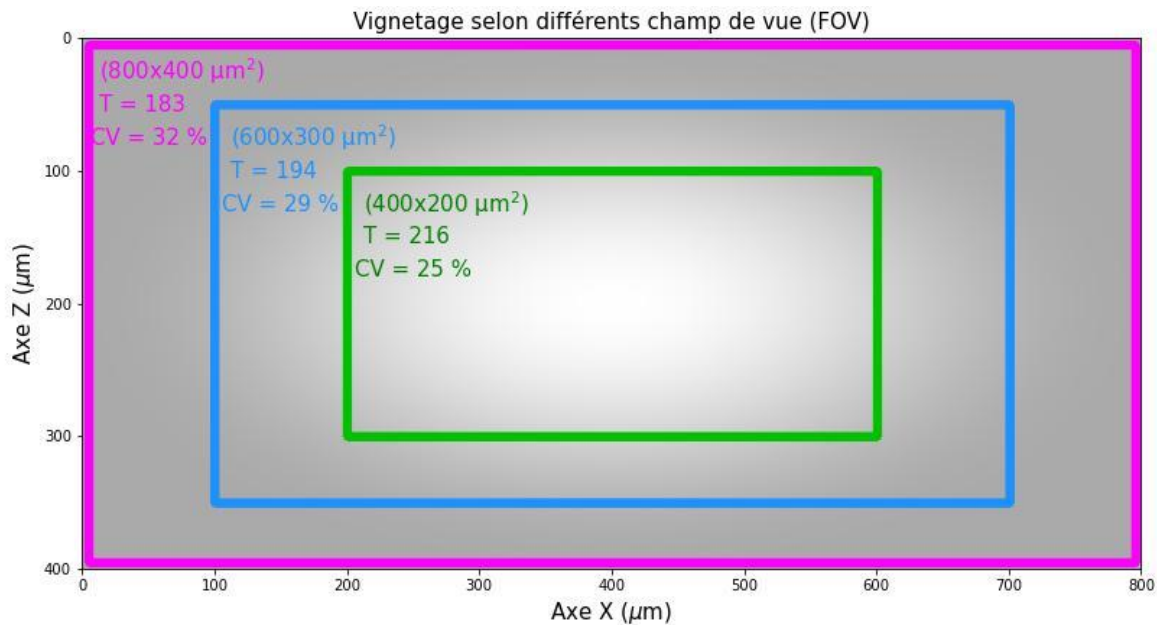


Figure 77. Illustration de l'influence du FOV sur les performances. Le code couleur correspond à la taille du champ de vue. CV est le coefficient de variation. T est la valeur moyenne du pixel.

La taille de la cible est de $100 \times 100 \mu\text{m}^2$. Les performances de chacune des voies ont été évaluées à trois valeurs de champ de vue : $800 \times 400 \mu\text{m}^2$, $600 \times 300 \mu\text{m}^2$ et $400 \times 200 \mu\text{m}^2$. Ces valeurs sont affichées dans la **Figure 78**.

Chapitre IV. Modélisation et optimisation des revêtements multicouches de TXI

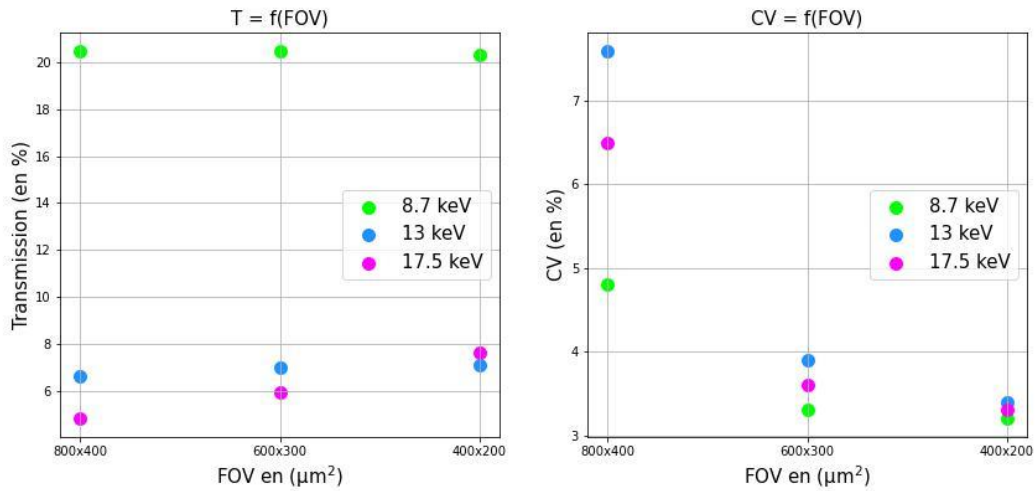


Figure 78. Transmissions et uniformités simulées des voies en fonction du FOV.

Nous concluons ainsi ce chapitre par l'étude de l'influence du champ de vue imagé sur les performances atteignables par TXI. Le chapitre qui suit décrira le processus de calibration des revêtements multicouches, de leur réalisation pour chacune des voies de l'instrument, des mesures synchrotrons effectuées pour mesurer leurs performances optiques, et enfin des estimations finales de l'instrument TXI en prenant en compte dans le logiciel XRT les profils de réflectivités obtenus.

Chapitre 5. Réalisation des revêtements multicouches de TXI

La réalisation des dépôts a été faite dans la salle blanche du LCF sur la machine MP1000, dont les paramètres principaux ont été décrits dans la partie (3.3.2). Les cibles utilisées, de dimensions $0.6 \times 8 \times 20 \text{ cm}^3$, sont des cibles SiC et W pures à 99,999%. Le mode de pulvérisation pour la cible W est un mode continu, dont l'intensité a été fixée à 0,1 A, et le mode de pulvérisation pour la cible SiC est un mode radiofréquence, afin d'éviter les phénomènes d'écrantage, dus à la faible conductivité électrique de la cible, dont la puissance a été fixée à 300 W. Le gaz plasmagène utilisé est l'argon, avec une pression de 2 mTorr. La distance cible-substrat est fixée à 10 cm. Le **Tableau 14** répertorie ces valeurs.

Matériau	W	SiC
Mode	DC	RF
Courant (DC)/puissance (RF) de la cathode	0,1 A	300 W
Distance cible-substrat	10 cm	10 cm
Nature du gaz	Argon (Ar)	
Pression du gaz	2 mTorr	

Tableau 14. Conditions de dépôts pour les deux matériaux (W et SiC).

Ces paramètres étant fixés lors du processus de déposition, l'épaisseur du film mince ne dépend plus que de deux variables, (n), le nombre de passages du substrat au-dessus de la cible, et (v), la vitesse de passage du substrat au-dessus de la cible, exprimée en degré/seconde. Au premier ordre, l'épaisseur est donc proportionnelle au temps passé au-dessus de la cible. Cette épaisseur croît proportionnellement avec n et inversement proportionnellement avec v . L'épaisseur obéit donc à l'équation :

$$e = a \frac{n}{v} \text{ (éq. 44)}$$

Où le coefficient (a) est un coefficient de proportionnalité. Ce coefficient varie en fonction de la puissance électrique injectée, du matériau, de la pression et de la nature du gaz. Nous avons également mis en évidence au cours de notre étude que ce coefficient varie en fonction du type de substrat utilisé sur notre machine.

5.1 Procédure de calibration des épaisseurs des couches minces

Le processus de calibration de nos revêtements débute par une estimation du coefficient (a). Le nombre de passages (n) est fixé à n = 20 pour le tungstène W et à n = 50 pour le carbure de silicium SiC. La vitesse de passage (v) est fixée à 1 degré/seconde. Ces dépôts sont réalisés sur float glass dans un premier temps, facile à fabriquer et donc bon marché. Une fois réalisés, ces dépôts sont mesurés à l'aide de notre réflectomètre à rayons X à 8048 eV (Bruker Discover D8, (3.2.1)). Les courbes de réflectivité de ces deux couches minces sont affichées en **Figure 79**, avec une simulation IMD (3.1.1) pour déterminer leur épaisseur.

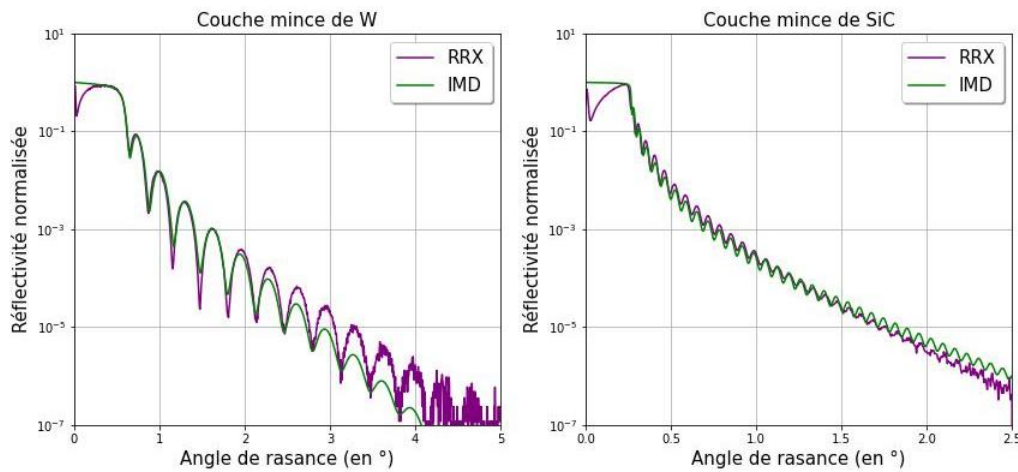


Figure 79. Courbe de réflectivité des couches minces mesurées (W à gauche, SiC à droite) avec la simulation IMD.

En estimant l'épaisseur via la période des oscillations de Kiessig (ou via la simulation IMD), nous pouvons retrouver la valeur du coefficient (a). L'épaisseur de la couche mince et la valeur du coefficient (a) sont répertoriées dans le **Tableau 15**.

Matériau	Nombre de passage n	Vitesse de passage v (°/s)	Épaisseur (nm)	Valeur de a (nm.s/°)
W	20	1	12.92	0.65
SiC	50	1	62.57	1.251

Tableau 15. Tableau récapitulant les valeurs de dépôt de couches minces, leur épaisseur mesurée et la valeur du coefficient a.

Chapitre V. Réalisation des revêtements multicouches de TXI

Toutefois, pour les raisons énumérées dans la partie (2.3.4), lors du dépôt d'un revêtement multicouche, les matériaux interagissent chimiquement, ce qui conduit à une modification des épaisseurs obtenues. Afin de rendre compte de ce changement, il faut modifier l'équation (éq. 44) en y apportant une nouvelle contribution prenant en compte les effets d'interfaces. Cela se fait en ajoutant un coefficient (b). L'équation devient :

$$e = a \frac{n}{v} + b \text{ (éq. 45)}$$

Cette équation linéaire reste une approximation, car, suivant la période du revêtement multicouche, les coefficients (a, b) seront différents si les effets d'interfaces dépendent de l'épaisseur des matériaux. En conséquence, en fonction de la période moyenne du revêtement aperiodique, une nouvelle calibration sera nécessaire. Afin de déterminer ce coefficient (b), nous procédons à plusieurs dépôts multicouches périodiques. La période du revêtement multicouche se détermine également après une mesure en réflectométrie et une simulation IMD.

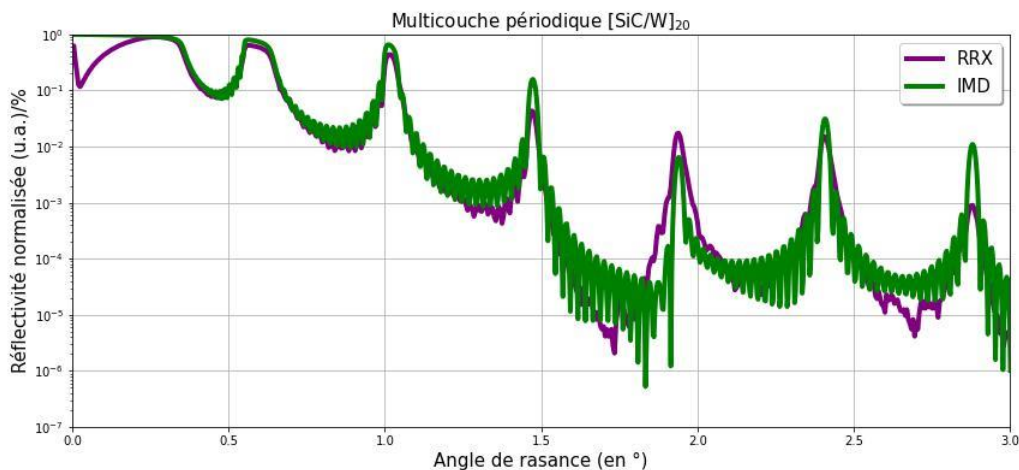


Figure 80. Courbe de réflectivité d'un revêtement périodique [SiC/W]₂₀ avec la simulation IMD.

Sur la **Figure 80**, nous pouvons déterminer l'épaisseur de la bicouche en fonction de la position des pics de Bragg. L'angle critique nous renseigne sur l'indice moyen, et donc sur la contribution du tungstène W et du carbure de silicium SiC à la multicouche (calculée à partir du facteur Γ). Pour ce revêtement, nous mesurons une période de 9,25 nm, une valeur Γ de 0,735, et donc une épaisseur de tungstène de 6,8 nm et une épaisseur de carbure de silicium de 2,45 nm. En déposant deux autres revêtements multicouches périodiques supplémentaires avec des épaisseurs différentes (respectivement pour le W et pour le SiC), on peut en dériver par une régression linéaire les coefficients (a, b) pour chaque matériau.

Chapitre V. Réalisation des revêtements multicouches de TXI

Concernant la calibration des revêtements aperiodiques, puisqu'aucune période ne se dégage des courbes de réflectométrie X, celle-ci devient plus difficile. Chaque couche du revêtement aperiodique a une épaisseur propre, mais en ajustant correctement la courbe simulée par IMD à la courbe expérimentale mesurée, il est possible de dériver les bons coefficients (a, b) à partir d'un seul revêtement multicouche aperiodique. Puisque chaque couche possède une épaisseur (e), associée à un nombre de passages (n) et une vitesse de passage (v) propre. En posant $x = \frac{n}{v}$ et $y = e$, nous pouvons généraliser l'équation (éq. 45), telle que :

$$y_i = ax_i + b \text{ (éq. 46)}$$

Le processus de calibration des revêtements multicouches aperiodiques que nous avons proposé pour mener à bien ce travail est ainsi résumé par la **Figure 81**.

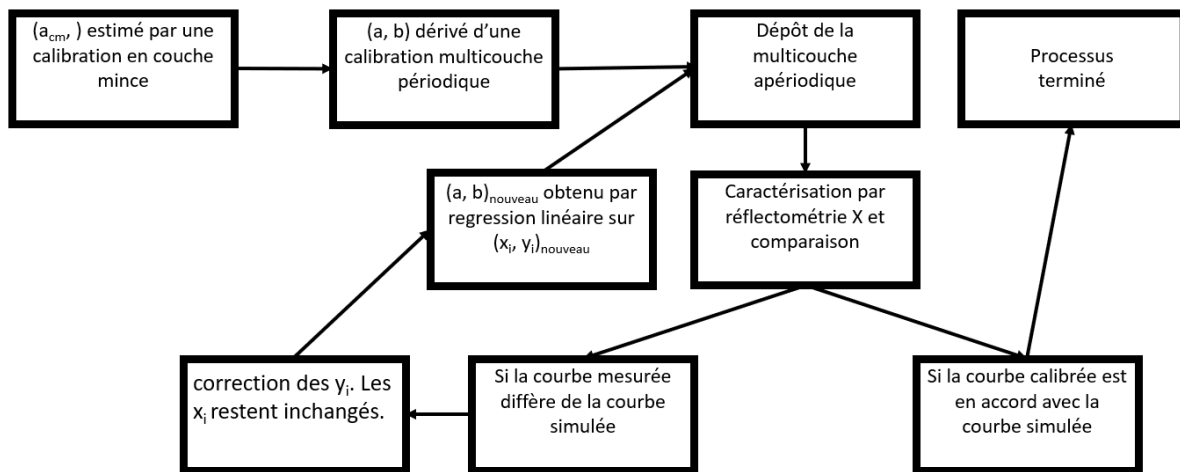


Figure 81. Schéma du processus de calibration d'un revêtement aperiodique.

En suivant ce procédé, nous réajustons les épaisseurs à chaque itération jusqu'à converger vers le dépôt initialement visé. Ce procédé prend en règle générale quelques itérations si les simulations ont été correctement effectuées.

5.2 Réalisation des revêtements de TXI sur miroirs toriques

Avant de réaliser les dépôts multicouches, nous avons mesuré à nu les substrats toriques du microscope TXI afin d'estimer leur état de surface. Les miroirs toriques ont été fabriqués par l'entreprise Winlight, qui assure une rugosité de surface des miroirs conforme aux spécifications exigées par le CEA, à savoir inférieure ou égale à 0,5 nm (valeur rms). Nous avons donc mesuré ces valeurs de rugosité des différents miroirs à l'aide du réflectomètre à rayons X. Les résultats de toutes ces mesures apparaissent sur la

Chapitre V. Réalisation des revêtements multicouches de TXI

Figure 82 et sont superposés à des simulations IMD de substrat nu à base de SiO_2 permettant d'estimer la rugosité de chacun des miroirs.

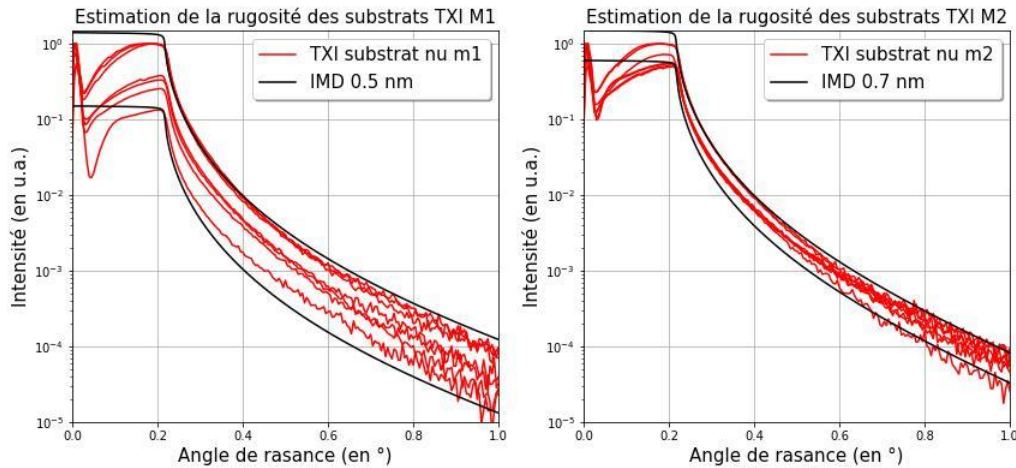


Figure 82. Estimation de la rugosité de surface des substrats nus de TXI. À gauche, les miroirs M1 (50,1 mm de longueur), à droite les miroirs M2 (68 mm de longueur).

Il convient de préciser que, du fait de la forme toroïdale des surfaces, les courbes mesurées sont très sensibles aux erreurs d'alignement, ce qui explique la variation d'intensité pour chacune des courbes. Il apparaît à travers ces mesures que la rugosité mesurée sur les miroirs M1 semble conforme aux spécifications, mais que celle pour les miroirs M2 approche plutôt les 0,7 nm. Néanmoins, nous avons vérifié par des simulations qu'il n'y a pas de différences significatives de profil de réflectivité entre un substrat avec 0,5 nm et un substrat de 0,7 nm pour les formules optiques que nous avons optimisées pour chacune des voies de TXI.

5.2.1 Fabrication des revêtements multicouches pour la voie à 8,7 keV

Pour la voie à 8,7 keV, les échantillons de calibration utilisés furent les lames de silice de dimensions 7x20x50 mm. Pour ces multicouches, nous avons eu recours à 20 couches (10 bicouches) pour obtenir les résultats souhaités. La **Figure 83** illustre la dernière itération du processus de calibration décrit plus tôt. Sur cette figure, nous affichons la régression linéaire des courbes $y_i = f(x_i)$, où y_i correspond aux épaisseurs (e_i) de chaque couche et x_i correspond aux valeurs $\left(\frac{\lambda}{p}\right)$, pour le carbure de silicium SiC et le tungstène W, ainsi que la courbe de réflectivité mesurée et comparée à la courbe simulée.

Chapitre V. Réalisation des revêtements multicouches de TXI

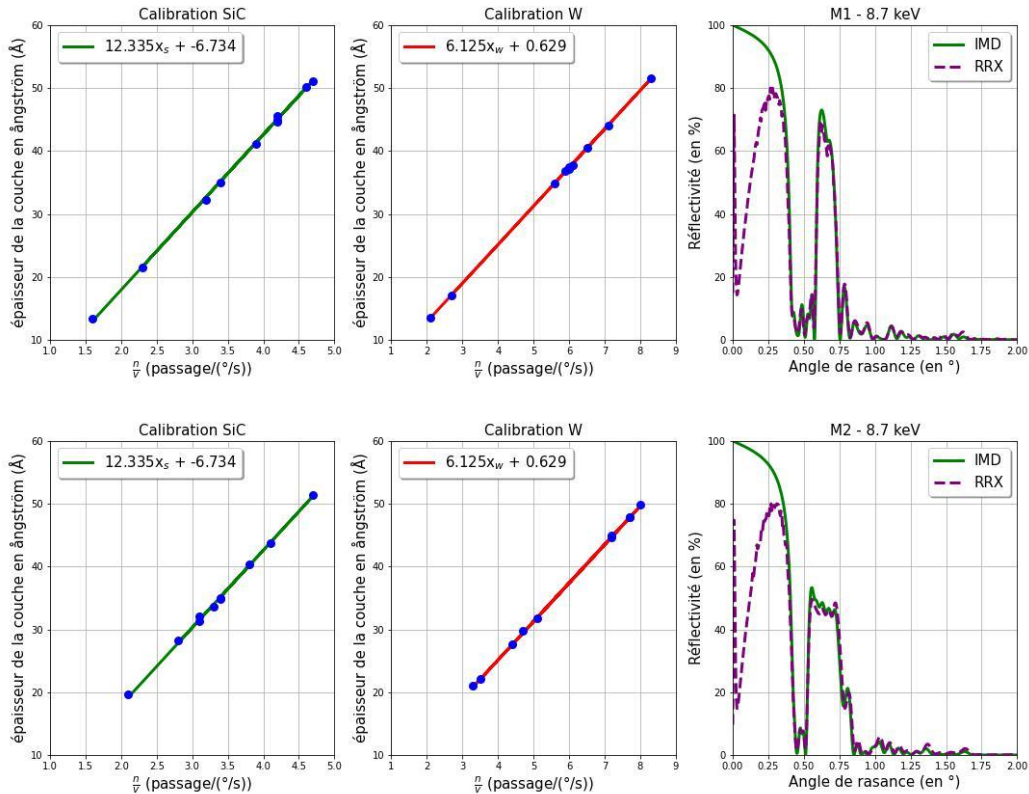


Figure 83. Calibration des revêtements multicouches pour la voie à 8,7 keV.

Une fois le processus de calibration terminé, la courbe mesurée correspond à la courbe simulée, ce qui signifie que le dépôt multicouche est assez rigoureusement proche de la solution souhaitée. Les dépôts ont ensuite été effectués sur les miroirs toriques de TXI. Une fois réalisés, les dépôts sur les miroirs M1 et M2 des deux voies à 8,7 keV (nommés ch2 et ch5) ont été par la suite mesurés au réflectomètre à rayons X, puis une mesure absolue de la réflectivité des revêtements multicouches a été effectuée au synchrotron afin d'obtenir la réflectivité des miroirs de TXI pour la voie à 8,7 keV en fonction de l'énergie des photons. Le synchrotron utilisé pour la mesure des revêtements a périodiques a été la ligne FCM du PTB à Berlin. Les comparaisons entre la simulation IMD en fonction de l'énergie et les courbes en réflectivités absolues des miroirs (colonne de droite) apparaissent sur la **Figure 84**, ainsi que la mesure effectuée sur réflectomètre à rayons X en fonction de l'angle d'incidence (colonne de gauche).

Chapitre V. Réalisation des revêtements multicouches de TXI

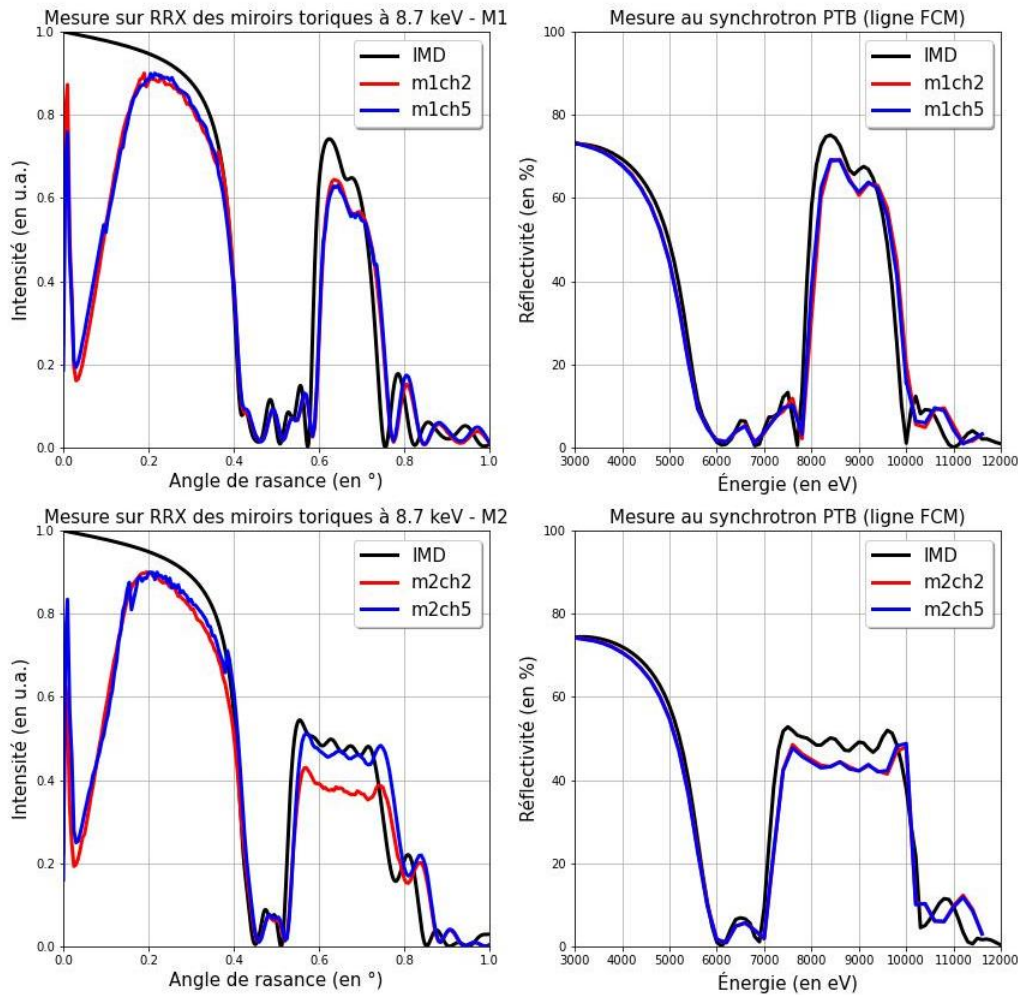


Figure 84. Mesure sur réflectomètre des miroirs de la voie à 8,7 keV, et mesure de réflectivité absolue au synchrotron PTB à 0,6° (ligne FCM).

Sur ces résultats, il apparaît que malgré la précision de la calibration effectuée sur lame de silice, un décalage systématique vers les hautes énergies s'est produit. Cela signifie que les couches sont moins épaisses que prévues. Ce décalage mesuré pour la voie à 8,7 keV correspond à un décalage de 200 eV, soit 0,02°. En faisant une simulation via IMD, nous en déduisons que notre dépôt est de 97-98% moins épais que le revêtement initial souhaité, ce qui correspond à environ 0,1 nm en moins. Néanmoins, ce décalage de 200 eV demeure non problématique pour notre application, car la nouvelle énergie centrale, 8,9 keV, reste comprise dans la bande passante en énergie des deux miroirs. Concernant la mesure de la réflectivité absolue sur synchrotron, la réflectivité réelle a un très bon accord avec la réflectivité théorique simulée avec un modèle bicouche simple (sans prise en compte de couche d'interface). Néanmoins, une rugosité simulée de 0,5 nm au lieu de 0,4 nm permet de mieux simuler la réflectivité réelle. Ce léger accroissement de la rugosité peut être dû au seuil de cristallisation du tungstène W et aux épaisseurs individuelles des

Chapitre V. Réalisation des revêtements multicouches de TXI

couches. Ce seuil pour le tungstène se situe autour de 0,4 nm, or les couches individuelles pour la voie à 8,7 keV ont une épaisseur moyenne située autour de ce seuil, ce qui permet d'expliquer ce phénomène.

5.2.2 Fabrication des revêtements multicouches pour la voie à 13,0 keV

La calibration des épaisseurs pour la voie à 13,0 keV a également été faite sur lame de silice de dimension 7x20x50 mm. Pour les revêtements de la voie à 13,0 keV, il y a 50 couches d'épaisseurs différentes, ce qui nous donne 25 points pour la calibration de chaque matériau. La **Figure 85** présente les régressions linéaires déterminant les coefficients de calibration (a, b) des deux matériaux pour les revêtements apériodiques à 13,0 keV, ainsi que les courbes de réflectivités simulées pour les revêtements souhaités et les courbes de réflectivités mesurées après la calibration.

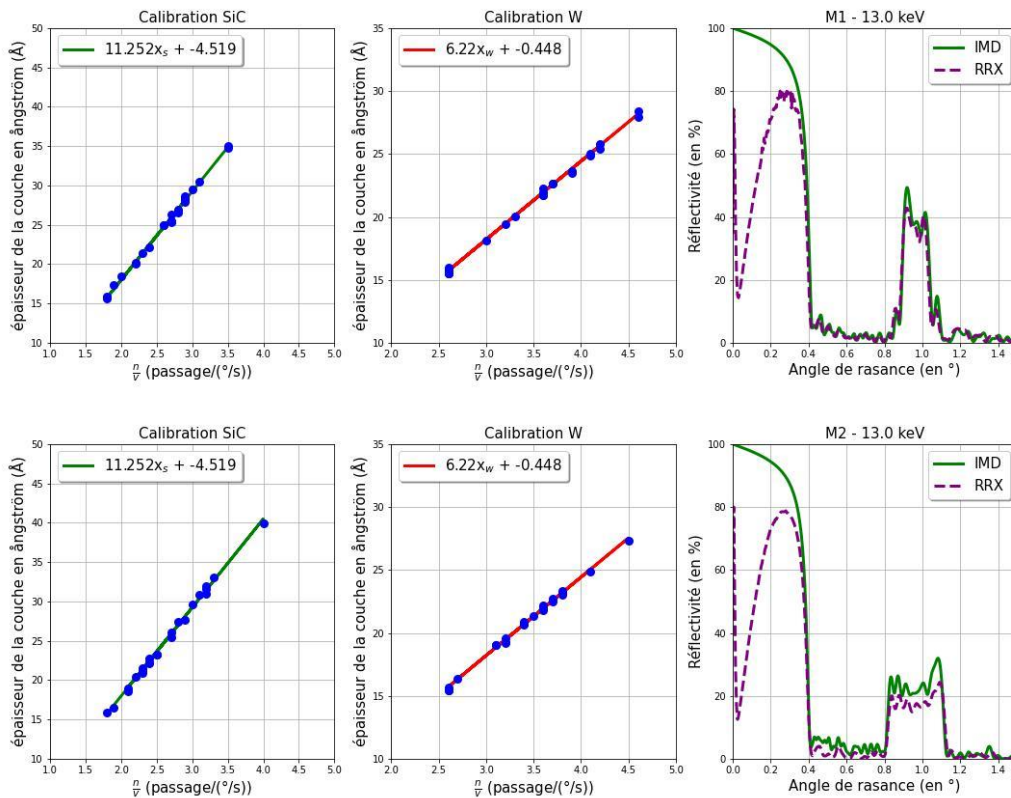


Figure 85. Calibration des revêtements multicouches pour la voie à 13,0 keV.

À l'instar de la voie à 8,7 keV, une simulation d'un modèle bicouche sans couche d'interface présente également un bon accord avec le dépôt réalisé, bien que les couches soient d'épaisseurs plus faibles. La prise en compte de la rugosité seule suffit. Une fois le processus de calibration terminé, les dépôts pour la voie à 13,0 keV ont été effectués sur miroirs toriques. Cette fois-ci, la mesure en réflectivité absolue a été faite au synchrotron

Chapitre V. Réalisation des revêtements multicouches de TXI

ESRF à Grenoble. Les résultats de mesure angulaire par réflectométrie à rayon X ainsi que les mesures faites sur synchrotron en énergie sont présentées en **Figure 86**.

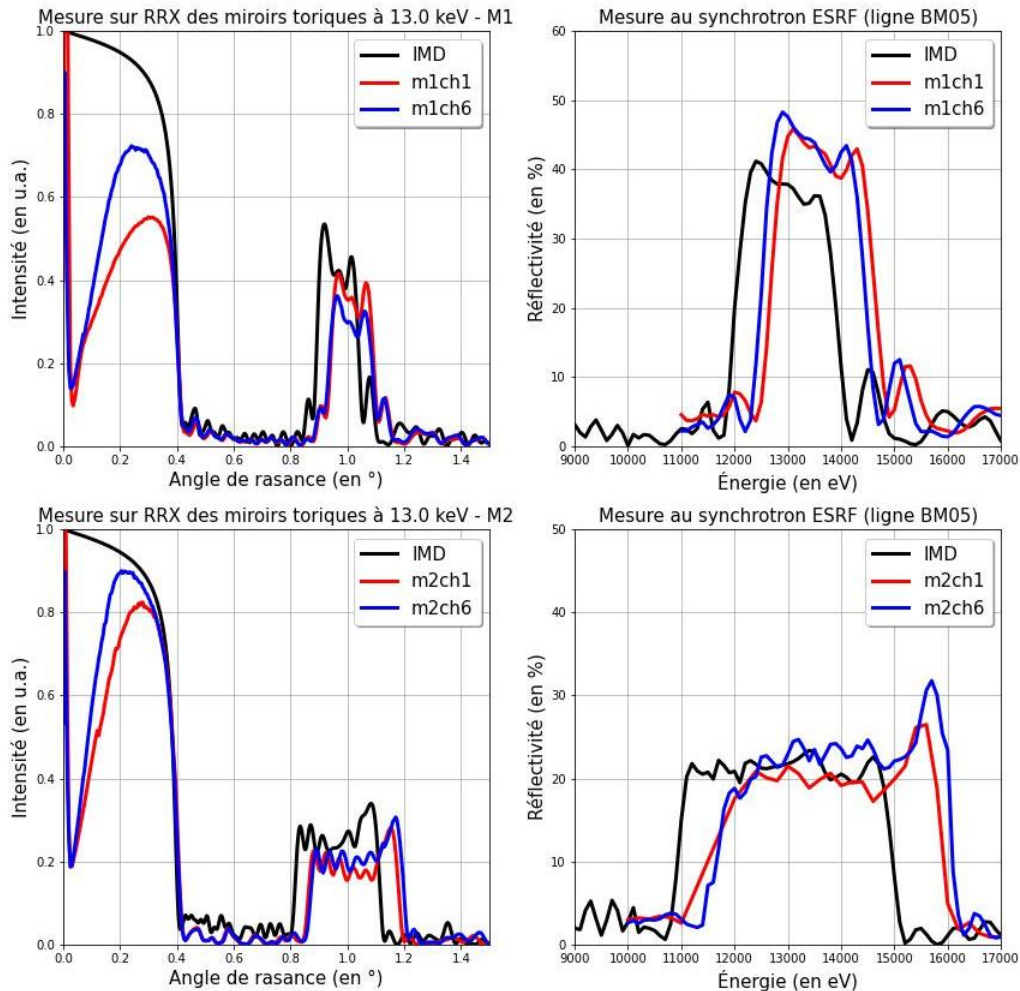


Figure 86. Mesure sur réflectomètre des miroirs de la voie à 13,0 keV, et mesure de réflectivité absolue au synchrotron ESRF à 0,6° (ligne BM05).

Les dépôts finaux réalisés sur miroirs toriques pour la voie à 13,0 keV présentent le même problème que ceux pour la voie à 8,7 keV, à savoir un décalage vers les hautes énergies/grands angles. Cela signifie encore une fois que le dépôt réalisé est moins épais que prévu. Ici, le cas est plus problématique, car il semble que ce décalage augmente avec l'énergie. En faisant une simulation à l'aide d'IMD, nous pouvons estimer que le décalage correspond à un décalage de 600 eV, soit 0,05°, ce qui correspond à des couches dont l'épaisseur moyenne est de 0,15 nm inférieure à ce qui était visé. Le dépôt est donc

Chapitre V. Réalisation des revêtements multicouches de TXI

environ 95% moins épais que prévu. Ici, le décalage est plus problématique, car la raie d'émission du krypton que l'on cherche à imager (12649 eV) se situe en bord de la largeur à mi-hauteur du pic de transmission de la voie à 13,0 keV, mais reste donc comprise dans la bande passante de transmission. En conséquence, une correction du dépôt n'a pas été considérée afin de recentrer l'énergie centrale à 13,0 keV. Concernant les valeurs de réflectivités mesurées sur synchrotron, on s'aperçoit que les valeurs expérimentales surpassent les valeurs obtenues par simulation. Ces valeurs mesurées sont reproduites par la simulation si l'on abaisse la rugosité interfaciale à 0,3 nm. Puisque le décalage en énergie augmente avec l'énergie d'intérêt, la calibration effectuée pour la dernière voie à 17,5 keV a été effectuée à une énergie plus basse. Le centrage de la bande passante à 17,5 keV est fondamental, car cette énergie, qui correspond à la raie K_{α} du molybdène Mo est la plus importante des énergies à mesurer pour le LLNL.

5.2.3 Fabrication des revêtements multicouches pour la voie à 17,5 keV

Afin de centrer correctement la bande passante à 17,5 keV pour le miroir torique, un même dépôt a été effectué sur deux substrats différents, la lame de silice 7x20x50 mm et le verre flotté 15x15x3 mm. En regardant la **Figure 87**, qui illustre la simulation du dépôt visé, les dépôts mesurés sur lame de silice et sur verre flotté, et le dépôt réalisé sur un miroir torique test, on peut voir que le décalage en énergie est plus faible entre le verre flotté et le dépôt sur miroir torique qu'avec la lame de silice. Par conséquent, le processus de calibration pour la voie à 17,5 keV a été effectué sur des verres flottés comme substrats. Cette vérification sur miroir torique n'a pas été effectuée pour les voies précédentes, car nous ne disposons que d'un échantillon test, que nous avons réservé pour la voie la plus difficile à réaliser, à savoir la voie à 17,5 keV.

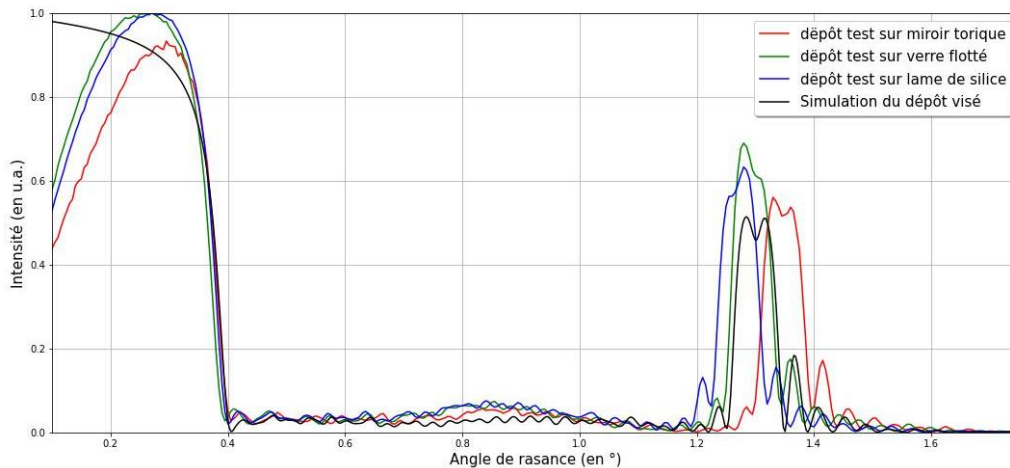


Figure 87. Mesure sur réflectomètre du dépôt à 17,5 keV sur plusieurs substrats.

Chapitre V. Réalisation des revêtements multicouches de TXI

En analysant les courbes de réflectométrie par rayons X, on peut estimer que le décalage en énergie pour la voie à 17,5 keV entre le dépôt sur verre flotté et le dépôt sur miroir torique test correspond à 800 eV, ce qui correspond en moyenne à des dépôts 1,1 fois plus épais (soit environ 0,15-0,2 nm en plus par couche). Les calibrations sont donc effectuées pour centrer le profil à 16,7 keV sur verre flotté. La **Figure 88** illustre les dépôts initiaux décalés de 800 eV pour la calibration.

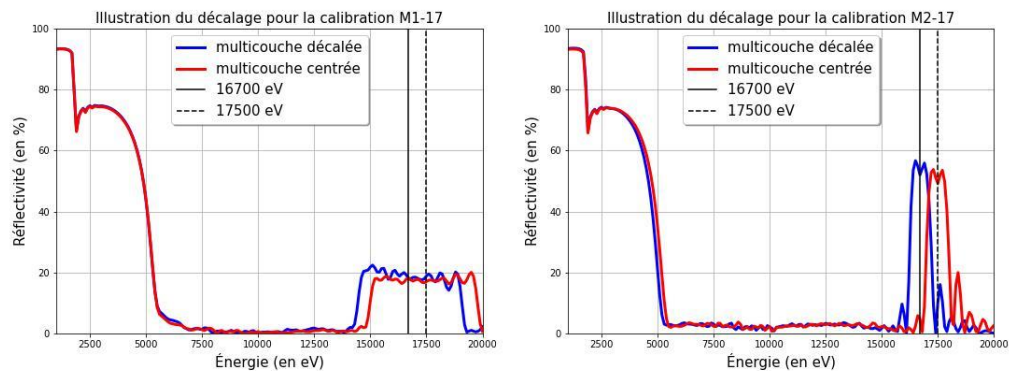


Figure 88. Simulation de nouvelles multicouches pour un centrage de la voie à 16,7 keV.

Une fois ces nouvelles formules simulées, le processus de calibration est à nouveau appliqué jusqu'à convergence entre le dépôt effectué et le dépôt visé. Les résultats de cette calibration apparaissent en **Figure 89**. L'accord entre le dépôt visé et mesuré nous montre qu'un modèle bicouche sans ajout de couches d'interfaces nous permet d'estimer avec un haut niveau de confiance les réflectivités atteintes pour des multicouches dont la bicouche a une épaisseur de seulement 2 à 3 nm pour le couple [W/SiC].

Chapitre V. Réalisation des revêtements multicouches de TXI

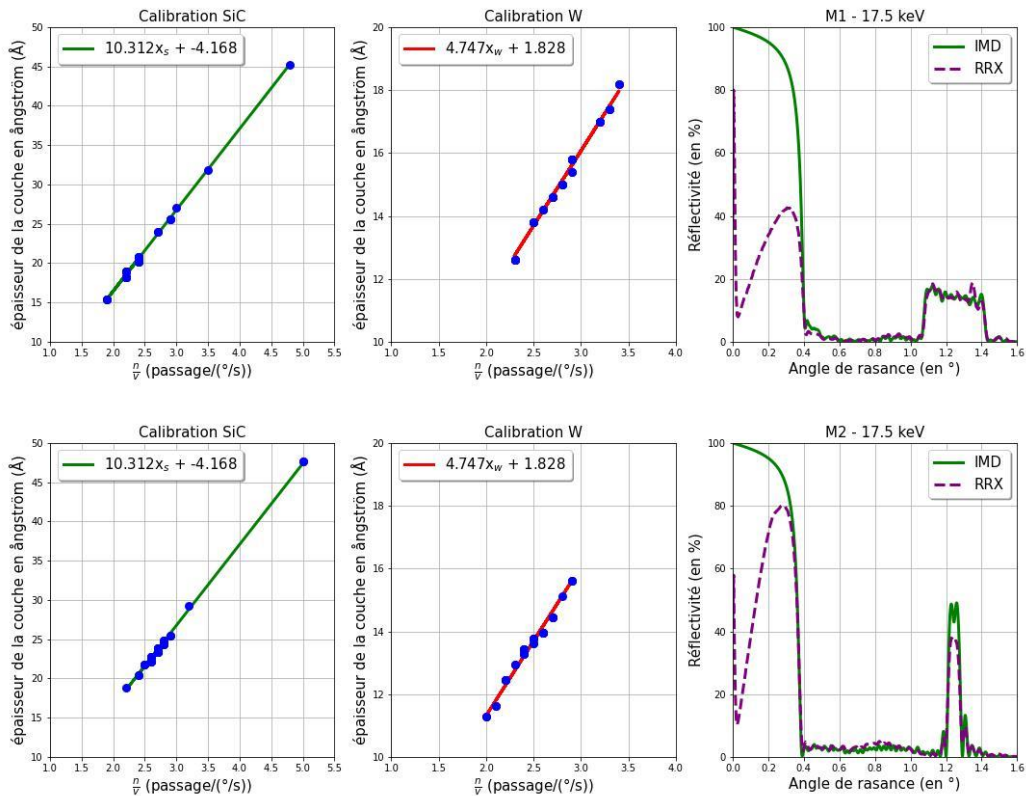


Figure 89. Calibration des multicouches et dépôts des formules de la voie à 17,5 keV sur verre flotté.

Une fois la calibration terminée, les derniers dépôts sur miroirs toriques sont réalisés. La voie à 17,5 keV comprend une voie de rechange ; au total, nous avons donc réalisé 6 revêtements multicouches pour cette voie. Les résultats après mesures sur réflectomètre à rayons X et après mesures sur synchrotron sur la ligne BAMline du PTB apparaissent en **Figure 90**.

Chapitre V. Réalisation des revêtements multicouches de TXI

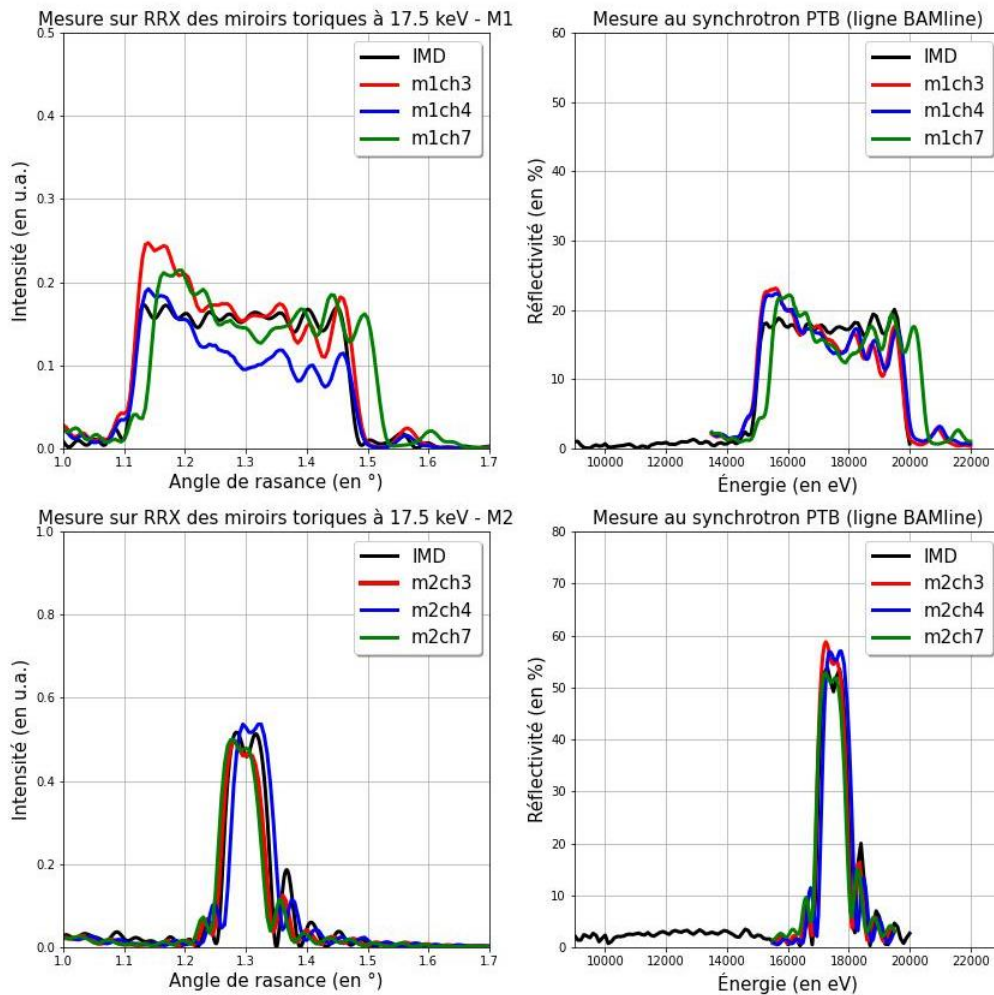


Figure 90. Mesure sur réflectomètre des miroirs de la voie à 17,5 keV, et mesure de réflectivité absolue au synchrotron PTB à 0.6° (ligne BAMline).

Les résultats de la **Figure 90** montrent que le décalage en énergie pour la calibration à 17,5 keV a bien reporté le pic à la bonne énergie. Les imperfections durant la reproduction des dépôts sur les différents substrats résultent dans un décalage de l'énergie centrale de plus ou moins 100 eV autour de 17,5 keV à $\pm 0,60^\circ$. Pour le miroir m1ch7, le décalage est plutôt de 300 eV. Concernant les mesures de réflectivités sur synchrotron, les réflectivités atteintes sont en adéquation avec les réflectivités mesurées, ce qui conforte la non-nécessité d'un modèle à 4 couches pour des simulations de multicouches [W/SiC], du moins si les épaisseurs de bicouches surpassent 2 nm.

Pour expliquer ces décalages en énergie entre les différents substrats, outre le rôle que ces derniers ont pu avoir, il convient de noter que le porte-échantillon a dû également être adapté pour pouvoir contenir les miroirs toriques de TXI. L'explication la plus

Chapitre V. Réalisation des revêtements multicouches de TXI

probable de ce phénomène est donc que le changement de géométrie du substrat et/ou du porte-échantillon (**Figure 91**) a modifié les caractéristiques du plasma, ce qui a conduit à une diminution du taux de pulvérisation et donc à une réduction de la vitesse de dépôt, d'où les épaisseurs de couches plus fines et le décalage vers les hautes énergies.

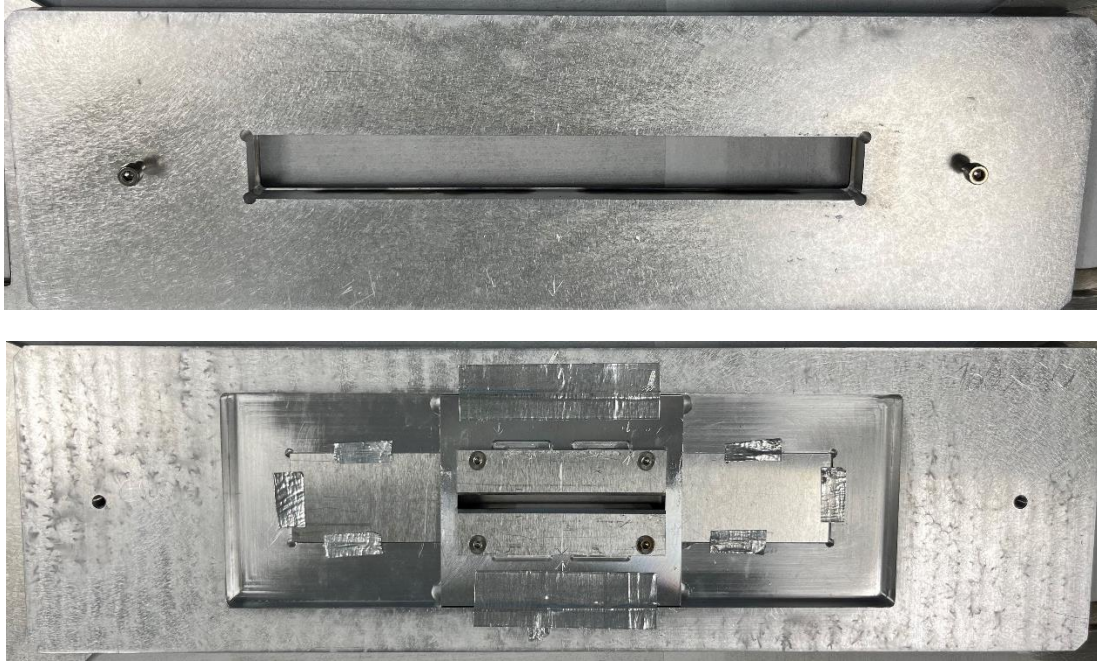


Figure 91. Porte-échantillon pour la calibration (haut) et porte-échantillon pour les dépôts finaux sur miroir torique (bas).

Tous les dépôts ayant à présent été réalisés pour le microscope TXI et mesurés sur synchrotron, nous pouvons nous intéresser à l'impact de la réflectivité des multicouches dans les performances de TXI. Les estimations finales des performances de l'instrument peuvent ainsi être déterminées.

5.2.4 Estimations finales des performances de l'instrument TXI

Pour réaliser ces estimations, nous avons simulé en utilisant IMD des multicouches reproduisant le plus fidèlement possible les mesures de réflectivités par rayonnement synchrotron de chacun des miroirs toriques de TXI. Quelques exemples de ces multicouches nouvellement optimisées sont illustrés en **Figure 92**.

Chapitre V. Réalisation des revêtements multicouches de TXI

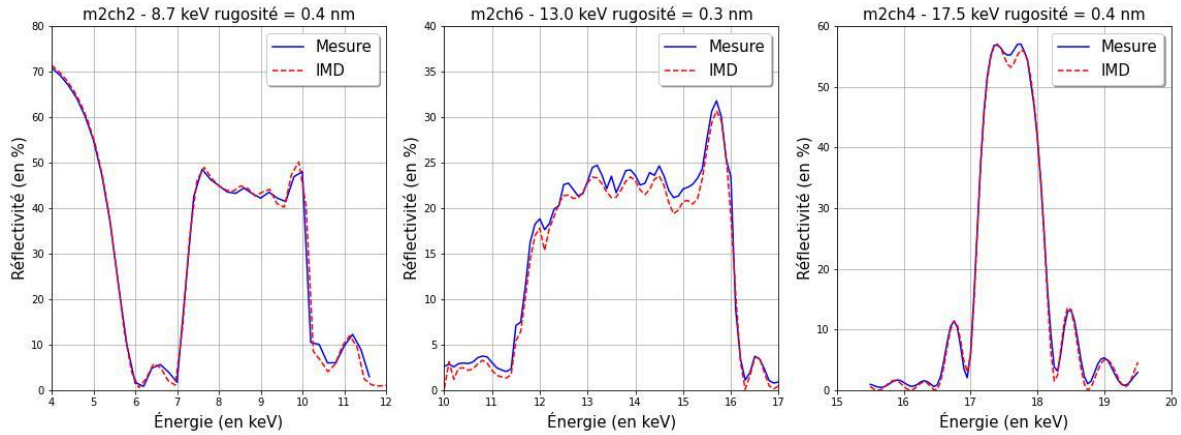


Figure 92. Optimisation de multicouches sur via IMD reproduisant les mesures expérimentales des miroirs toriques. Exemple pour 3 cas.

Ces optimisations ont donc été réalisées pour les 14 miroirs de TXI. Une fois les nouvelles formules de multicouches obtenues, ces dernières ont été injectées dans notre logiciel de tracé de rayons XRT afin de pouvoir resimuler les réponses optiques de chacune des voies. L'alignement du microscope va déterminer le champ de vue à imager (FOV) et va donc être le seul paramètre optimisable pour déterminer les performances de TXI. Les **Figure 93**, **Figure 94** et **Figure 95** présentent les performances atteintes par chacune des voies pour trois différents champs de vue, $800 \times 400 \mu\text{m}^2$, $600 \times 300 \mu\text{m}^2$ et $400 \times 200 \mu\text{m}^2$. À cause du décalage en énergie pour la voie à 13 keV, l'angle critique s'est également décalé légèrement et a détérioré la pureté spectrale de la voie. Le filtre a donc été légèrement augmenté ($1250 \mu\text{m}$) afin de compenser ce décalage sans impacter trop grandement la transmission des voies ou l'uniformité spatiale dans le plan détecteur.

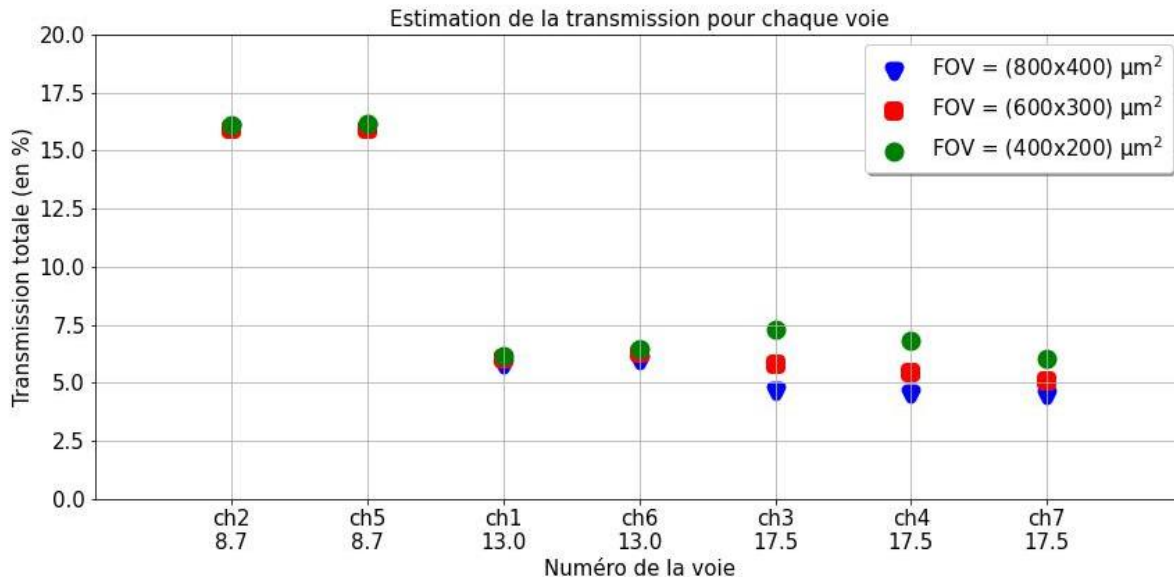


Figure 93. Estimation par XRT de la transmission totale de chaque voie de TXI à l'énergie centrale pour différents champs de vue.

Chapitre V. Réalisation des revêtements multicouches de TXI

La **Figure 93** montre l'évolution de la transmission totale de la voie à l'énergie centrale (8,7 – 13 – 17,5 keV) en fonction du champ de vue. Si l'influence du champ de vue semble faible pour la voie à 8,7 keV et la voie à 13 keV, elle devient importante pour la voie à 17,5 keV, allant jusqu'à augmenter de 50% la transmission totale pour un champ de vue deux fois plus faible. L'explication de l'influence du champ de vue sur la transmission de la voie a été décrite en **Figure 77**. La bande passante étant plus étroite pour la voie à 17,5 keV, la transmission moyenne sur le détecteur augmentera avec la diminution du champ de vue. En **Figure 94**, nous illustrons l'évolution de l'uniformité spatiale dans le plan détecteur pour chaque voie de TXI.

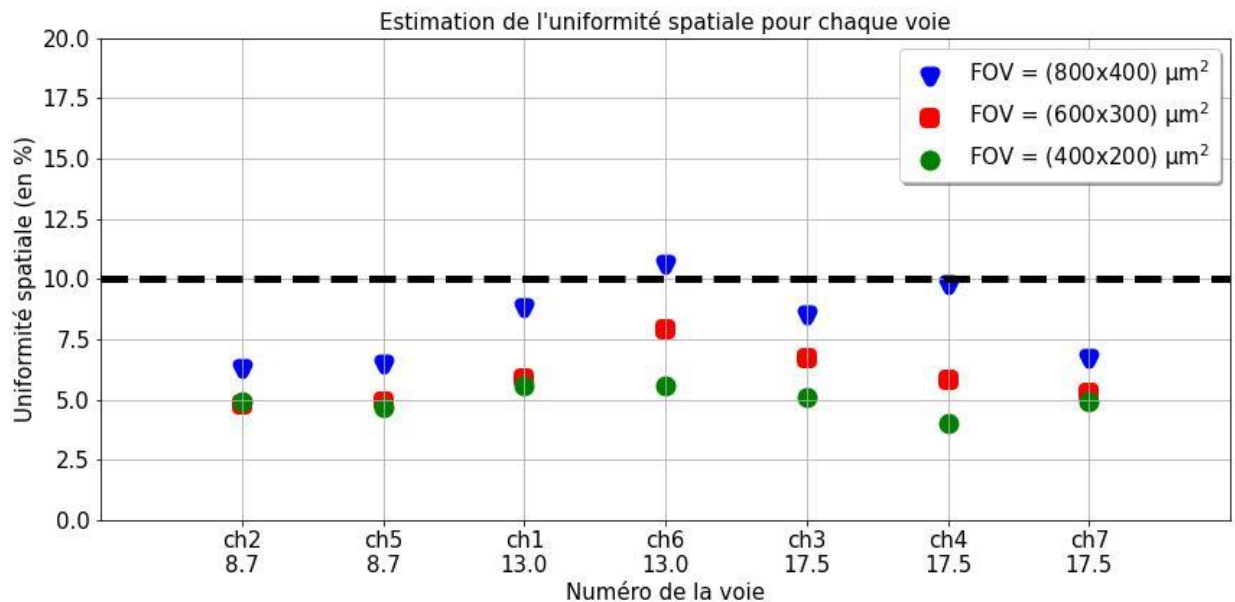


Figure 94. Estimation par XRT de l'uniformité spatiale dans le plan détecteur de chaque voie de TXI pour différents champs de vue.

Concernant l'uniformité spatiale, le critère établi fut le coefficient de variation (éq. 41), La valeur spécifiée est une valeur inférieure à 10%. À cause du phénomène de décalage en énergie, l'uniformité spatiale a quelque peu été détériorée, et si ce critère est respecté pour presque toutes les voies, il atteint 10,5 % pour la voie ch6 à 13 keV. Cette valeur reste proche de 10% et tombe en dessous si le champ de vue à imager diminue. L'explication ici est identique à l'explication du calcul de la transmission. L'influence du champ de vue est néanmoins plus importante ici, pouvant diminuer le coefficient de variation pour certaines des voies de plus de 50% en cas de diminution du champ de vue de moitié.

À présent, nous illustrons sur la **Figure 95** la pureté spectrale (éq. 42) atteinte pour chacune des voies de TXI.

Chapitre V. Réalisation des revêtements multicouches de TXI

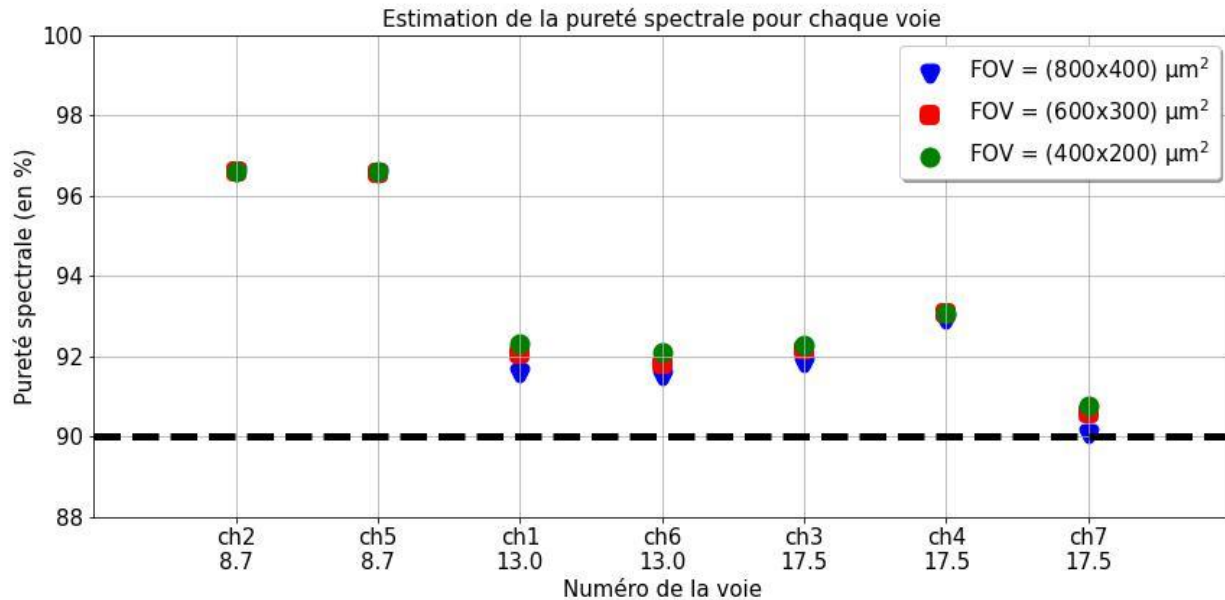


Figure 95. Estimation par XRT de la pureté spectrale de chaque voie de TXI pour différents champs de vue.

L'influence du champ de vue sur ce paramètre demeure faible. Néanmoins, le critère de pureté spectrale supérieur à 90% est respecté pour le plus grand champ de vue ainsi que pour chacune des voies. La faible influence du champ de vue s'explique par le fait que les énergies en périphérie du détecteur, qui s'atténuent avec la diminution du champ de vue, contribuent très marginalement au calcul de la pureté spectrale.

Nous avons à présent une estimation des performances du microscope TXI basée sur les profils réels des revêtements multicouches des miroirs toriques. Le dernier critère que nous allons vérifier à présent est celui du non-recouvrement des voies. Il est impératif que ce critère soit respecté afin de s'assurer que l'instrument produise 3 images distinctes. Qui plus est, le décalage en énergie peut jouer un rôle délétère dans ce sens. Pour vérifier que les images de chaque voie de TXI ne se recouvrent pas, nous traçons le profil de transmission total de la voie pour chacune d'entre elles. Ces superpositions apparaissent en **Figure 96**, pour un champ de vue de $800 \times 400 \mu\text{m}^2$.

Chapitre V. Réalisation des revêtements multicouches de TXI

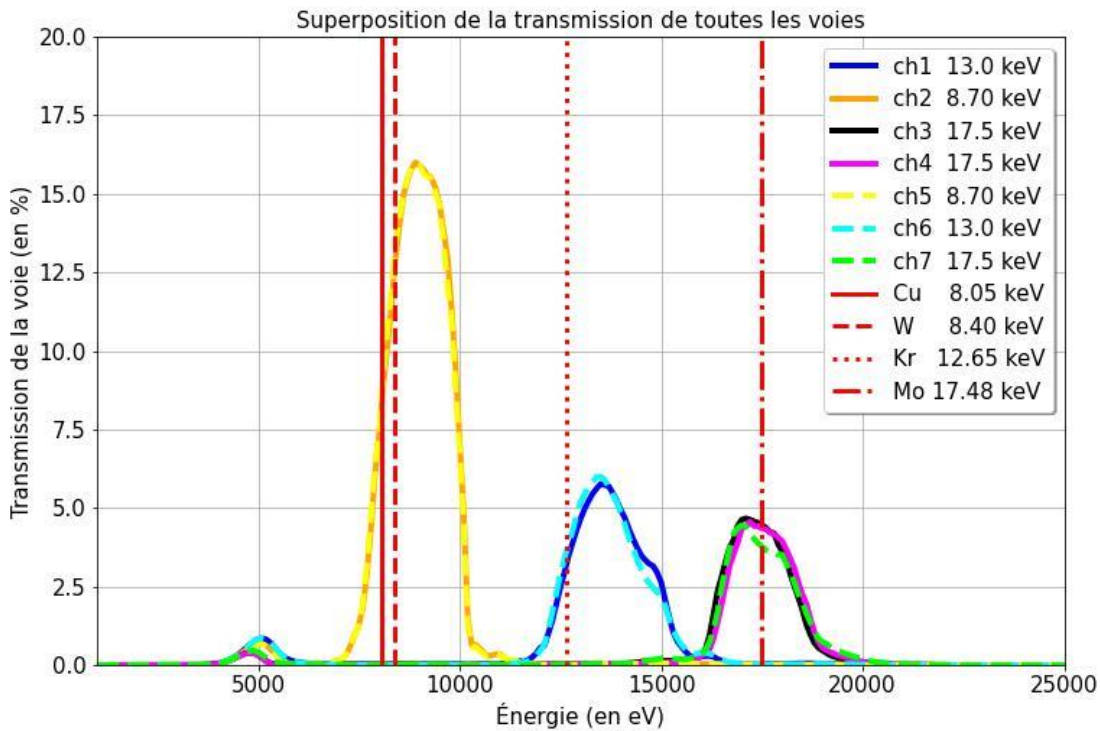


Figure 96. Réponses spectrales des différentes voies de TXI estimées à partir des réponses spectrales des miroirs multicouches.

Sur cette figure, nous pouvons voir que les bandes passantes ne semblent pas se recouvrir malgré le décalage en énergie, notamment pour la voie à 13,0 keV. Les raies d'émissions d'intérêts sont également tracées afin de s'assurer qu'elles sont bien comprises dans les bandes passantes de transmission. Le décalage en énergie et le profil de réflectivité des revêtements multicouches conduisent à un très léger recouvrement entre la bande à 13 keV et la bande à 17,5 keV autour de 16 keV. Afin de quantifier la part de signal de chaque voie présente dans les autres bandes passantes, nous avons calculé la part du signal d'une voie transmis dans chacune des bandes passantes. Le **Tableau 16** répertorie toutes ces valeurs. Il apparaît que le recouvrement entre les bandes n'excède pas 2%, hormis pour la voie ch7 qui a souffert d'un léger problème de reproductibilité, et donc 4% du signal total transmis se trouve dans la bande à 13 keV.

Chapitre V. Réalisation des revêtements multicouches de TXI

	0 à 7 keV	7 à 11 keV	11 à 16 keV	16 à 20 keV
Ch1 (13 keV)	6	0	91	2
Ch2 (8.7 keV)	2	97	1	0
Ch3 (17.5 keV)	4	1	3	92
Ch4 (17.5 keV)	4	1	2	93
Ch5 (8.7 keV)	2	97	1	0
Ch6 (13 keV)	6	0	91	2
Ch7 (17.5 keV)	4	1	4	91

Tableau 16. Tableau d'illustration de la transmission de chaque voie (en %) dans les trois bandes passantes de TXI.

Si le champ de vue à imager est plus faible, ce recouvrement sera légèrement diminué, car les énergies en extrémité des bandes passantes n'apparaîtront plus dans le plan détecteur.

Les miroirs étant recouverts par nos différents revêtements multicouches, ces derniers ont été renvoyés au CEA pour l'assemblage du microscope ainsi que sa calibration.

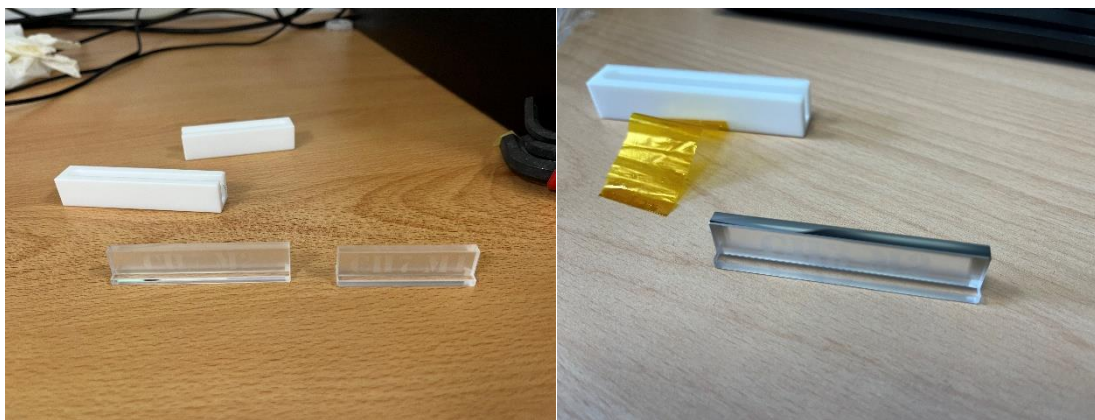


Figure 97. Miroirs toriques TXI avant et après dépôts.

La calibration de TXI est effectuée au CEA de la façon suivante : le microscope est caractérisé sur un banc optique X afin de vérifier la position des images et la résolution optique. Ce banc est composé d'un générateur à rayons X, d'un goniomètre et d'un détecteur. L'ensemble est sous vide secondaire (10^{-6} mbar). La position des images a été

Chapitre V. Réalisation des revêtements multicouches de TXI

mesurée en utilisant un diaphragme de champ dans le plan objet et un écran radio-luminescent à mémoire (ERLM) dans le plan image. La résolution a été mesurée par la technique de radiographie d'une grille. Une grille de nickel a été placée dans le plan objet avec un diaphragme de champ et la détection a été faite à l'aide d'une caméra CCD.

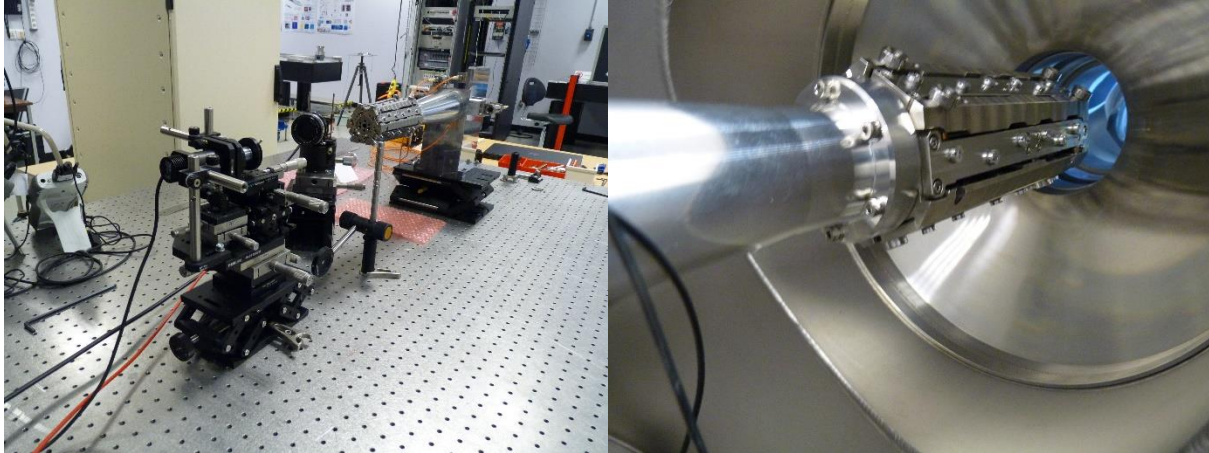


Figure 98. Microscope TXI caractérisé par le CEA sur son banc de mesure.

Nous terminons ainsi ce chapitre dont l'objectif fut de décrire le processus de calibration et de réalisation de nos revêtements multicouches aperiodiques simulées dans le chapitre IV, ainsi que les réévaluations des performances de chacune des voies en se basant sur les courbes de réflectivités réelles mesurées sur synchrotron. TXI constitua une partie importante de la thèse, mais le développement du LMJ ainsi que les campagnes de mesures dans les années à venir vont nécessiter le développement de nouveaux diagnostics. Le CEA prévoit notamment un diagnostic pouvant imager la raie $K_{\alpha 1}$ du tungstène W située à 59,3182 keV.

Le dernier chapitre servira donc de pré-étude sur les possibilités d'un tel diagnostic, son design optique ainsi que la faisabilité de revêtement multicouche à ces hautes énergies. Une pré-étude de la technologie HiPIMS est également faite, ainsi qu'une description de ses avantages par l'actuelle technologie dcMS.

Chapitre 6. Empilements multicouches pour des énergies supérieures à 20 keV

Dans ce dernier chapitre, nous allons décrire les intérêts de diagnostics à plus hautes énergies pour la fusion par confinement inertiel. Nous allons aussi étudier les difficultés liées aux contraintes géométriques ainsi que leur impact sur les revêtements multicouches nécessaires pour réfléchir à plus haute énergie. Le dernier sous-chapitre décrira la technologie HiPIMS, qui pourrait présenter un intérêt d'utilisation pour des couches de très faible épaisseur.

6.1 Motivation de l'étude et problématique

Le premier objectif de la thèse était la conception et la réalisation des revêtements multicouches de TXI afin de satisfaire un cahier des charges prédéfini. Les recherches dans le domaine de la fusion nucléaire nécessitent néanmoins toujours plus de diagnostics afin d'enrichir notre compréhension du domaine.

6.1.1 Intérêt des diagnostics à plus hautes énergies (jusqu'à 60 keV)

Concernant le programme du LMJ, le CEA envisage de réaliser des diagnostics pouvant monter jusqu'à 60 keV. Cette énergie correspond à la raie $K_{\alpha 1}$ du tungstène W, émettant à une énergie de 59,318 keV (soit 0,206 Å de longueur d'onde). Cette raie peut fournir de nouvelles informations sur les caractéristiques de l'implosion. L'interaction des atomes de tungstène W avec les neutrons peut aussi amplifier les émissions de rayons gamma pour d'éventuels diagnostics à rayons gamma [94]. Toutefois, pour ces énergies, les contraintes géométriques sur la fabrication des diagnostics sont bien plus importantes. En prenant la loi de Bragg non corrigée (éq. 26), il est possible de définir une courbe (illustrée en **Figure 99**) reliant l'épaisseur de la couche mince (ou de la période) à l'angle d'incidence nécessaire pour avoir notre pic de réflexion à l'énergie d'intérêt, ici 60 keV.

Chapitre VI. Empilements multicouches pour des énergies supérieures à 20 keV

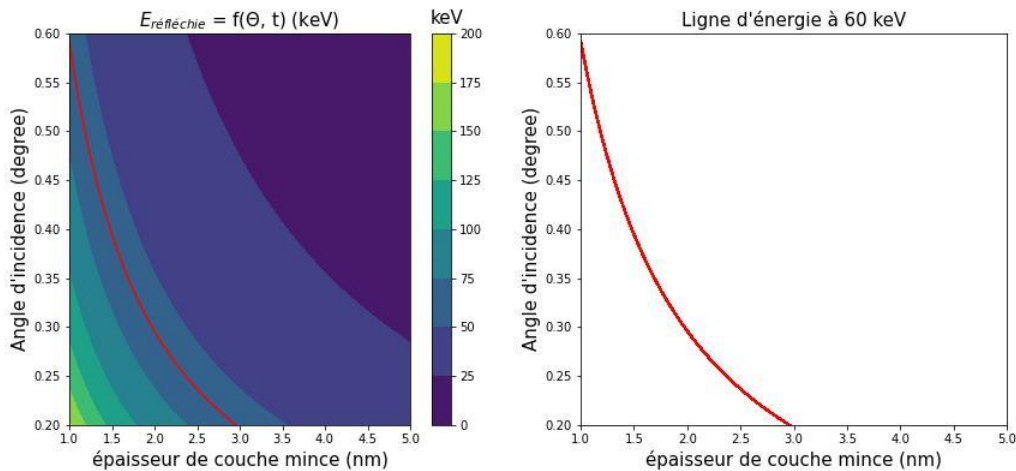


Figure 99. Graphique simulant la loi de Bragg. La courbe rouge représente l'ensemble des valeurs pour lesquelles il y a réflexion à 60 keV.

La simulation d'un revêtement multicouche [SiC/W] peut légèrement décaler les valeurs de période via l'ajout du facteur correctif δ_{eff} dans la loi de Bragg (éq. 27.2), mais la petitesse du facteur δ rend ici cette correction négligeable. En utilisant ce graphique, nous pouvons estimer les dimensions optiques nécessaires ainsi que la période des revêtements permettant de fabriquer un diagnostic fonctionnant à 60 keV. Une période de 3 nm pour le revêtement multicouche réfléchira à 60 keV à un angle de 0,20°. Pour une période de 2 nm, l'angle sera de 0,30°. Pour une période de 1,5 nm, nous pourrions monter l'angle à 0,50°. Ces résultats sont illustrés en **Figure 100**.

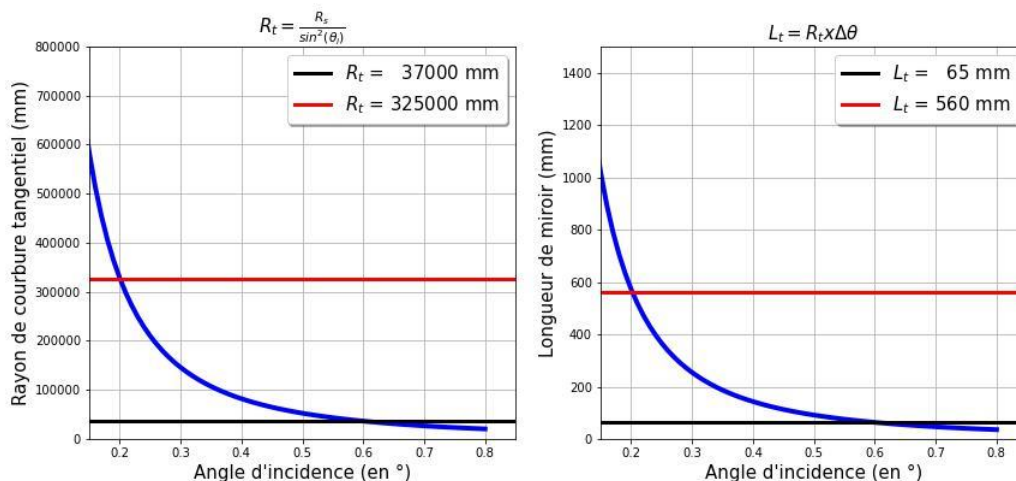


Figure 100. Courbes illustrant à gauche la valeur du rayon de courbure tangentiel, et à droite la longueur tangentielle du miroir pour différents angles de rasage. Le rayon sagittal R_s vaut 5 mm la plage angulaire à collecter $\Delta\theta$ vaut 0.10°.

Chapitre VI. Empilements multicouches pour des énergies supérieures à 20 keV

Chercher à réaliser des périodes aussi faibles pour nos revêtements multicouches impose d'énormes contraintes sur notre structure et sur la calibration de ces dernières. Abaisser l'angle de rasance afin d'atténuer la contrainte sur nos revêtements multicouches ramène la contrainte à la fabrication du microscope et des longues optiques qui seront nécessaires.

6.1.2 Impact sur les revêtements multicouches

Dans la suite de la thèse, nous avons poursuivi les dépôts en dcMS sur la machine MP1000 en réalisant des périodes de l'ordre du nanomètre d'épaisseur, afin de vérifier la faisabilité et la stabilité de revêtements aussi fins. Ce travail a été mené afin de répondre à deux questions :

- Quelle période de revêtement multicouche peut-on atteindre en maintenant la stabilité du processus de déposition ?
- Quelle période de revêtement multicouche peut-on atteindre en conservant un contraste d'indice entre les deux matériaux qui est suffisant ?

L'intérêt de cette étude a donc été à la fois de tester les limites de notre machine et celles du couple [SiC/W] en condition de dépôt dcMS. Nous avons ainsi réalisé trois revêtements multicouches périodiques que nous avons mesurés au synchrotron PTB (ligne BAMline (3.2.2)), afin de mesurer leur réflectivité. Les paramètres de chaque dépôt ainsi que leur performance théorique estimée via IMD pour un angle de $0,60^\circ$ et une rugosité interfaciale de 0,4 nm figurent dans le **Tableau 17**.

	PM23017	PM23018	PM23026
Nombre de période p	100	50	100
d (nm)	1,27	2,75	1,73
W (nm)	0,5	1,3	0,77
SiC (nm)	0,77	1,45	0,96
E (keV) à 0.60°	47	22,3	35
R (%) à 0.60°	9,5	63	29

Tableau 17. Tableau récapitulatif des performances des dépôts réalisés pour la voie à 60 keV. Estimations à $\theta = 0,6^\circ$, et rugosité à 0,4 nm.

Chapitre VI. Empilements multicouches pour des énergies supérieures à 20 keV

Les mesures par réflectométrie à rayon X (**Figure 101**, colonne gauche) témoignent d'une relativement bonne stabilité du dépôt, y compris pour des nombres de périodes allant jusqu'à 100. De légères instabilités sont apparues pour l'échantillon pm23018, qui est pourtant l'échantillon dont la période est la plus élevée. Ces instabilités proviennent probablement du fait que le dépôt pm23108 a été réalisé directement à la suite de l'échantillon pm23107, sans laisser le temps à la machine de dépôt de revenir à une température ambiante. En attendant quelques temps (1 ou 2 jours) pour le dépôt pm23026, le dépôt semble de nouveau stable. Les mesures sur synchrotron PTB (**Figure 101**, colonne de droite) permettent de déterminer les performances du revêtement et d'en estimer la rugosité interfaciale.

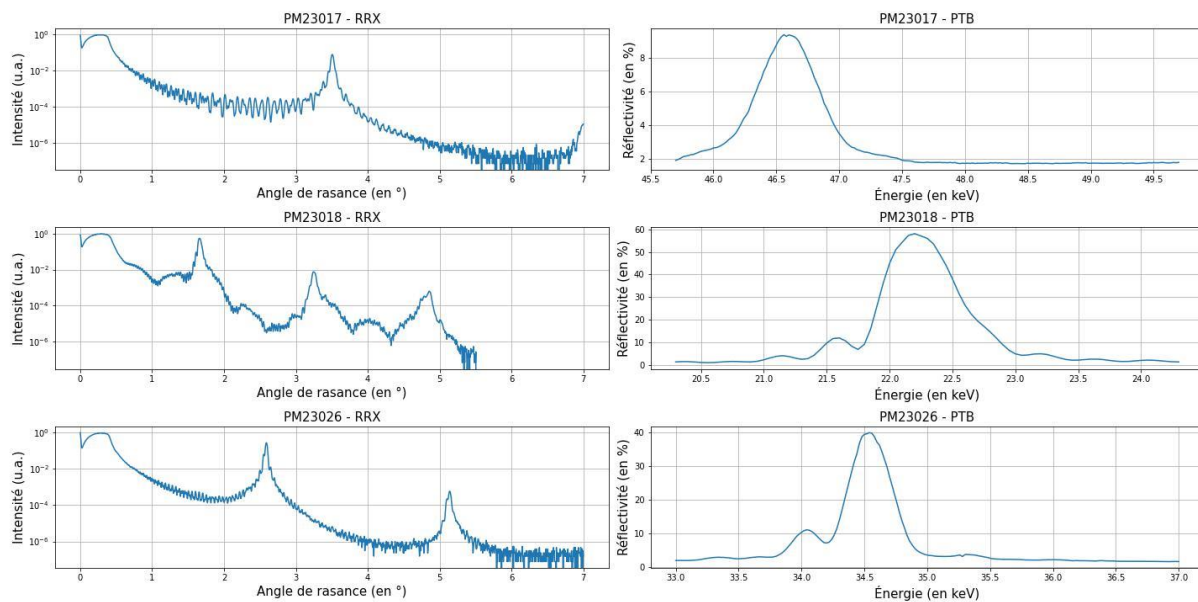


Figure 101. Mesures sur RRX (à $E=8048$ eV) et PTB (à $\theta=0,60^\circ$) des trois échantillons PM23017-PM23018-PM23026.

L'échantillon pm23018 a également été mesuré à $0,225^\circ$, afin de déterminer sa réflectivité aux alentours de 60 keV. Ce choix a été fait sur la base de l'épaisseur de sa période, plus élevée, qui pourra donc être plus facile à optimiser au cas où de larges bandes passantes à 60 keV seraient désirées. La **Figure 102** compare la mesure de l'échantillon pm23018 à deux angles, $0,225^\circ$ et $0,60^\circ$. Les différences entre la mesure et l'extrapolation à partir du réflectomètre à rayon X DISCO viennent de la valeur de rugosité utilisée, ici 0,4 nm. On note également un léger élargissement des pics de Bragg, sans doute dû à un défaut de périodicité de l'empilement également visible sur la mesure RRX (**Figure 101**) qui peut induire une baisse de réflectivité du pic.

Chapitre VI. Empilements multicouches pour des énergies supérieures à 20 keV

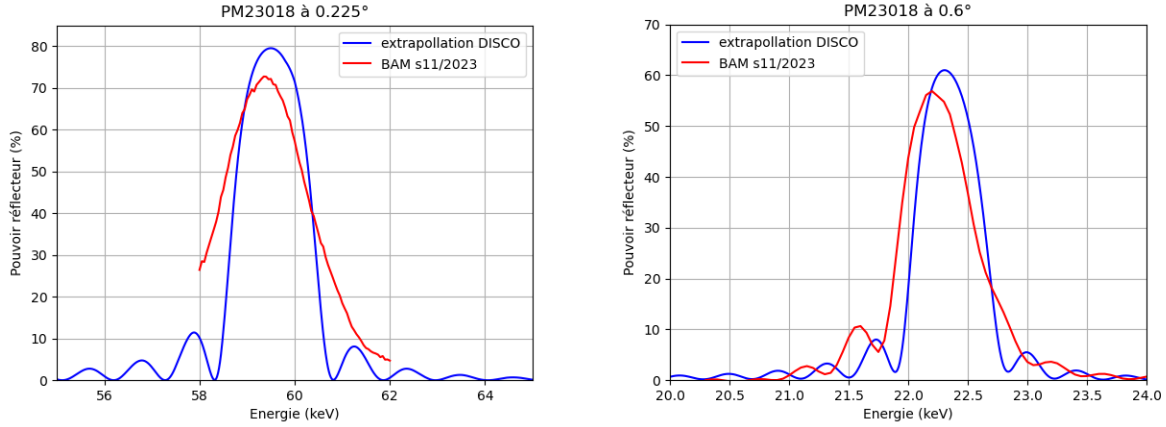


Figure 102. Mesures sur PTB de l'échantillon PM23018 à 0,225° et 0,60°.

À partir des mesures faites au PTB, il est possible, en utilisant IMD, d'estimer la rugosité interfaciale des différents dépôts. Pour les autres échantillons (pm23017 et pm23026), une extrapolation a été faite pour 60 keV à partir des mesures à 0,60°. Le **Tableau 18** répertorie l'ensemble des valeurs mesurées et extrapolées pour ces trois échantillons.

	PM23017	PM23018	PM23026
Rugosité σ estimée à partir des mesures PTB (en nm)	0,3	0,45	0,35
Mesure à 0.60° sur PTB			
Θ (en °)	0,6	0,6	0,6
R mesurée (en %)	9,5	58	40
E (en keV)	46,5	22,5	34,5
Extrapolation à 60 keV par simulation IMD			
Θ (en °)	0,47	0,22	0,35
R extrapolée (en %)	9,5	80	45

Tableau 18. Tableau des valeurs de réflectivité extrapolées à 60 keV pour les 3 échantillons multicouches.

Chapitre VI. Empilements multicouches pour des énergies supérieures à 20 keV

L'échantillon pm23018 apparaît donc prometteur ici, car avec une période $d = 2,75$ nm et un nombre de périodes $p = 50$, la réflectivité du pic de Bragg dépasse les 70% à 60 keV, à condition d'abaisser l'angle de rasance à $0,220^\circ$. Par ailleurs, les dépôts à basse période réalisés sur la machine MP1000 demeurent relativement stables. Toutefois, le rôle de la rugosité interfaciale à ces énergies étant bien plus important, il apparaît intéressant mais aussi important de trouver des façons d'atténuer celle-ci, en s'assurant de produire des couches minces amorphes et plus denses. Dans un premier temps, des études de microscopie électronique en transmission (MET), des échantillons dcMS réalisés pour les miroirs de TXI ont été effectuées et analysées afin de mieux comprendre les interactions entre les couches W et SiC. Dans un second temps, nous étudierons la technologie HiPIMS qui pourrait présenter un intérêt pour produire des empilements de couches très fines.

6.2 Études des multicouches W/SiC de faibles épaisseurs

6.2.1 Résultats MET sur deux revêtements multicouches de TXI

Dans cette partie, nous détaillons les résultats MET obtenus sur deux échantillons de revêtements multicouches pour l'instrument TXI, à savoir l'échantillon m1 à 8 keV et l'échantillon m2 à 17 keV. Pour rappel, l'échantillon m1 à 8 keV est constitué de 10 bicouches d'épaisseur moyenne égale à 3,8 nm, et l'échantillon m2 à 17 keV lui est constitué de 40 bicouches d'épaisseur moyenne égale à 1,75 nm. L'analyse par MET permet de vérifier si le dépôt cristallise au-dessus du seuil de cristallisation du tungstène, estimé à 4 nm. La **Figure 103** illustre les images en mode HAADF obtenues pour ces deux échantillons.

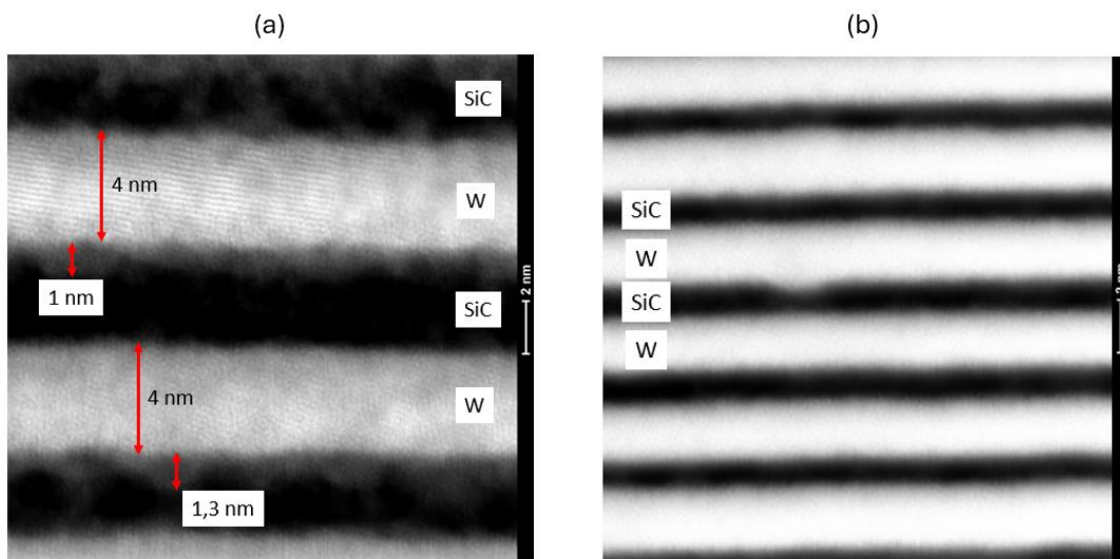


Figure 103. Images HAADF par MET des échantillons M1-8 (a), et M2-17 (b).

Chapitre VI. Empilements multicouches pour des énergies supérieures à 20 keV

Sur la **Figure 103**, en image (b), pour l'échantillon m2 à 17 keV, où les épaisseurs moyennes sont de l'ordre de 1,75 nm, nous pouvons voir des couches amorphes ne présentant pas de plans cristallins. Les couches apparaissent aussi lisses, malgré la présence de quelques défauts de l'ordre de 0,4 nm aux interfaces [SiC/W]. L'interdiffusion semble également faible. Pour simuler ces défauts, une rugosité de 0,3 à 0,4 nm semble donc être une valeur pertinente. Concernant l'échantillon m1 à 8 keV (image a), dont l'épaisseur moyenne atteint 3,8 nm, les plans cristallins sont clairement apparents, avec une périodicité de l'ordre de 0,2 nm. Également, des couches intermédiaires visibles entre chaque couche permettent d'estimer pour ces dernières une épaisseur de l'ordre de 1 nm. Les couches d'interfaces semblent aussi asymétriques, car ces dernières apparaissent surtout aux interfaces W-sur-SiC, alors que les interfaces SiC-sur-W semblent relativement abruptes. La **Figure 104** illustre les résultats obtenus par diffraction, validant la présence de nanocristaux pour l'échantillon m1 à 8 keV et la présence de couches amorphes seulement pour l'échantillon m2 à 17 keV.

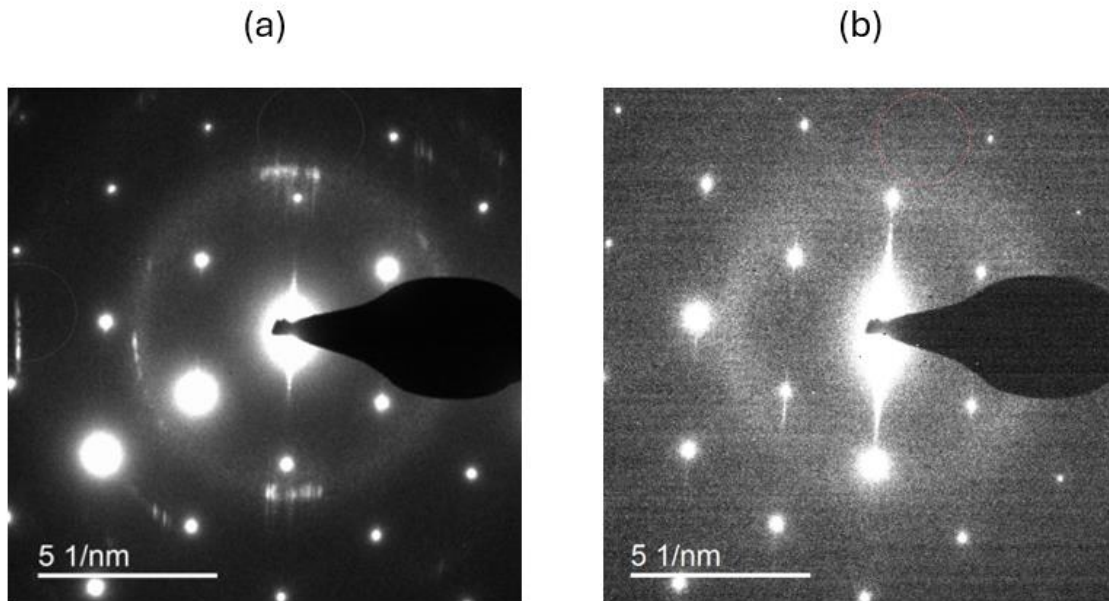


Figure 104. Clichés de diffraction des échantillons M1-8 (a), et M2-17 (b).

Ces résultats seront donc utiles à l'avenir, afin de contraindre nos modèles de simulations à base de [W/SiC] pour des couches de tungstène W d'épaisseurs avoisinant les 4 nm, en ajoutant par exemple une couche d'interface d'une valeur d'1 nm au détriment du tungstène et du carbure de silicium. Le modèle à 2 couches pour des couches de l'ordre de 2 nm suffira quant à lui. Enfin, pour conclure l'analyse de ces deux échantillons, une mesure par spectroscopie de rayons X à dispersion d'énergie a été effectuée sur l'échantillon m1 à 8 keV. La mesure (**Figure 105**) a ainsi révélé une migration du carbone des couches SiC à travers tout l'échantillon.

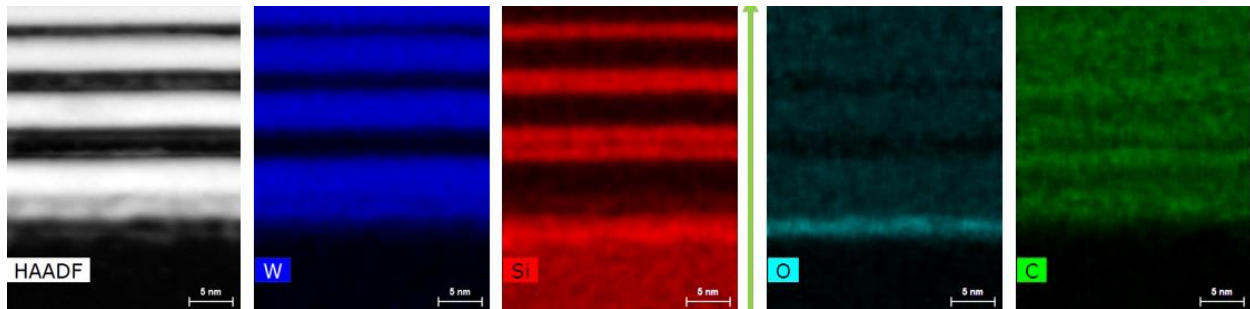


Figure 105. Mesure par spectroscopie de rayons X à dispersion d'énergie de l'échantillon m1 à 8 keV.

Cette migration peut s'expliquer par l'échauffement dû au processus de déposition, facilitant ainsi la migration de ce dernier. Par ailleurs, nous pouvons percevoir quelques zones plus claires, indiquant la formation de couche d'interface avec le tungstène W. Cette étude permet ainsi, en conclusion, de comprendre davantage les interactions entre les couches d'un revêtement [W/SiC] à ces épaisseurs, permettant de contraindre davantage nos modèles de simulation. Pour la suite de notre étude, les empilements multicouches réalisés serviront de comparaison à ceux réalisés plus tard dans le chapitre par technologie HiPIMS, afin de pouvoir évaluer l'intérêt de cette dernière par rapport au processus de déposition dcMS.

6.2.2 Étude par MET de multicouches W/SiC d'épaisseurs variables

Pour ces échantillons, nous avons fait le choix de fixer l'épaisseur d'un matériau et de faire varier l'épaisseur de l'autre. Deux échantillons ont été réalisés. L'épaisseur du matériau dont la valeur est constante a été fixée à 2 nm. Le matériau dont l'épaisseur varie présente des épaisseurs allant de 3 nm à 0,5 nm, puis remontant à 3 nm, par pas de 0,25 nm. Une première couche de 3 nm de SiC est également déposée sur le substrat, afin d'éviter des instabilités dues à la propagation de défauts sur les premières couches. La dernière bicouche recouvrant l'empilement est aussi fixée à 3 nm, afin d'éviter l'oxydation de la première bicouche. Le dépôt a donc la forme d'un accordéon. Ce choix a été fait afin de pouvoir estimer l'épaisseur minimale de la couche du matériau avant disparition de cette dernière dans une couche d'interface, et également de voir comment l'interdiffusion et la rugosité interfaciale évoluent avec la distribution des épaisseurs de couches. Le **Tableau 19** présente ainsi les noms, les caractéristiques de déposition et les structures des empilements multicouches que nous avons réalisés en mode dcMS.

Chapitre VI. Empilements multicouches pour des énergies supérieures à 20 keV

	Échantillon PM23034	Échantillon PM23035
Intensité (A)	0,1	0,1
Puissance (W)	300	300
Matériau fixe – couche de 2 nm	W	SiC
Matériau variable – couches de 3 à 0.5 nm	SiC	W
Pression d'argon (mTorr)	2	2

Tableau 19. Tableau descriptif des deux échantillons étudiés.

Une fois ces dépôts réalisés, les imageries MET nous permettent d'estimer les épaisseurs de chacune des couches des empilements afin de voir comment les couches d'épaisseurs variables sont impactées par la couche de l'autre matériau. Les **Figure 106** et **Figure 107** illustrent les résultats MET de l'échantillon pm23034 ainsi que l'estimation de l'épaisseur de chacune des couches de l'empilement.

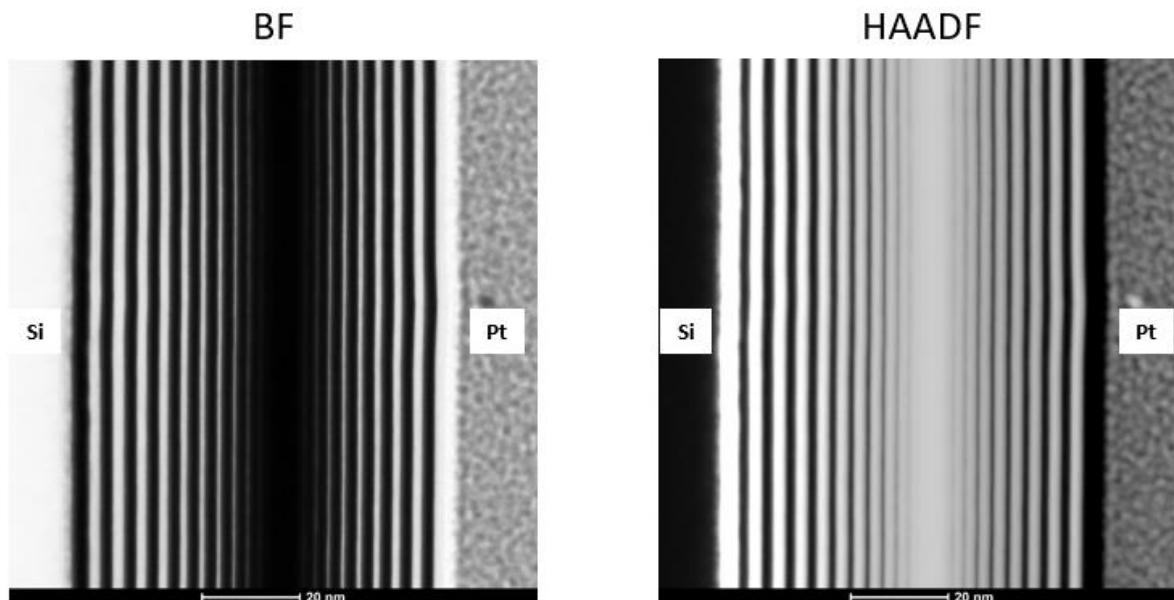


Figure 106. Imagerie MET (BF et HAADF) du dépôt PM23034.

Pour l'analyse de nos données, nous avons décidé d'utiliser l'image HAADF, car pour ce

Chapitre VI. Empilements multicouches pour des énergies supérieures à 20 keV

dépôt ainsi que les dépôts suivants, le contraste a permis un traitement plus facile de nos données. On en déduit par la suite les épaisseurs de chaque couche de l'empilement (**Figure 107**).

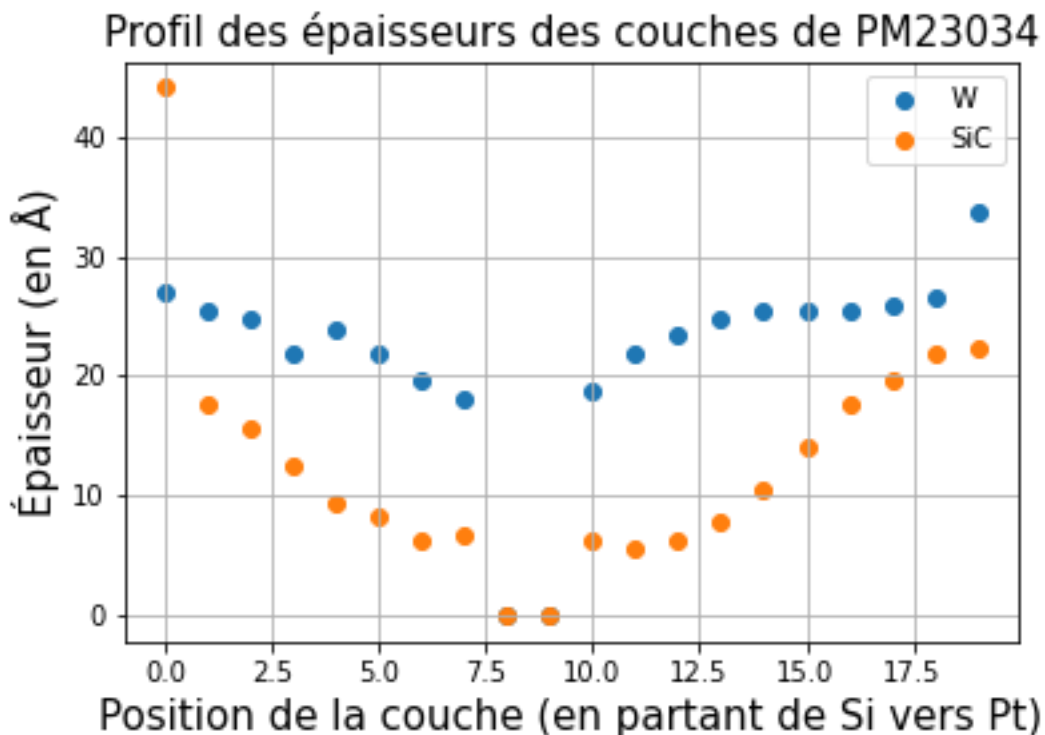


Figure 107. Variation des épaisseurs de PM23034 pour SiC et W suivant leur position.

Pour ce dépôt, les couches de tungstène sont censées avoir une épaisseur constante de 2 nm. Les épaisseurs estimées paraissent plus élevées lorsque les couches de SiC sont plus épaisses, ce qui traduit une interaction plus importante et donc une couche d'interdiffusion plus élevée qui, ici, semble être prise en compte dans la valeur de l'épaisseur de tungstène, correspondant à environ 25% de la couche de SiC. Les couches d'épaisseur 0,5 nm de SiC au centre sont ici totalement absorbées par les couches de tungstène W. Le cliché de diffraction (**Figure 108**) de l'empilement multicouche indique la présence de couches amorphes et l'absence de cristallisation. En analysant les images TEM, nous avons également cherché à estimer la valeur de l'interdiffusion/rugosité entre chacune des couches de l'empilement. Pour ce faire, nous avons moyenné l'image MET obtenue par HAADF afin de lisser les éventuels défauts de l'empilement ou d'atténuer l'effet d'un angle sur l'image. Une fois fait, nous avons utilisé la fonction $\text{erf}(z, \sigma)$ afin d'extrapoler une valeur de rugosité entre chacune des interfaces. Le résultat obtenu est affiché sur la **Figure 109**.

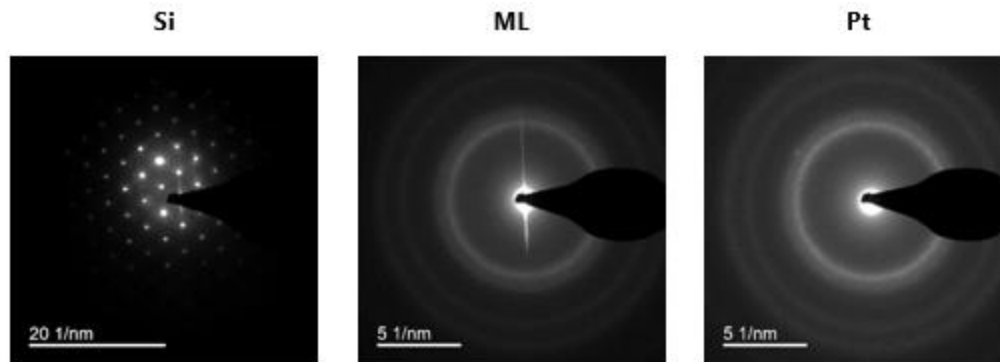


Figure 108. Cliché de diffraction de la multicouche PM23034.

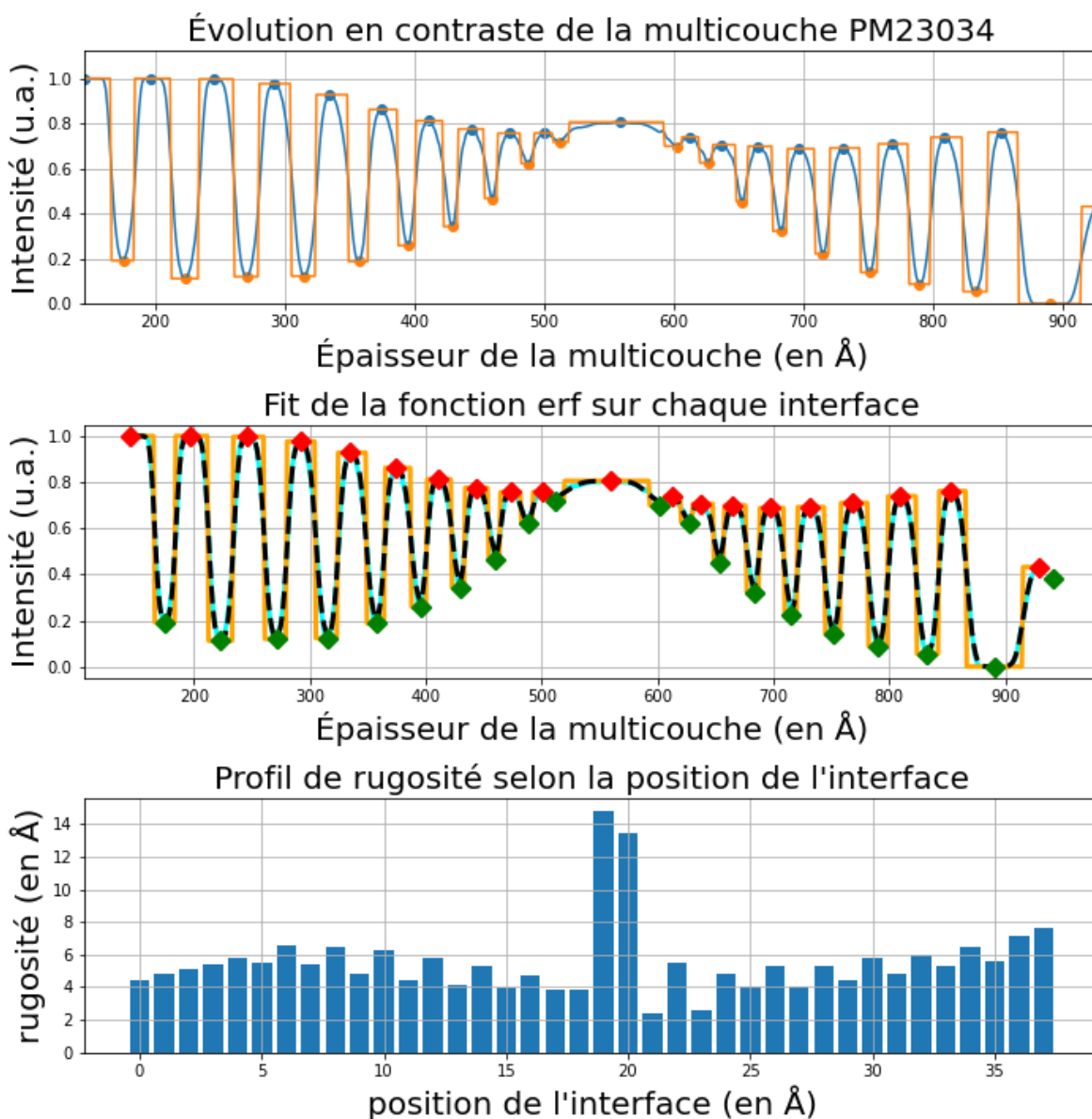


Figure 109. Estimation de la rugosité pour chacune des interfaces de PM23034.

Chapitre VI. Empilements multicouches pour des énergies supérieures à 20 keV

La valeur de la rugosité à chaque interface est ainsi présentée sur la troisième image de la **Figure 109**. La rugosité médiane vaut environ 0,4 nm. Cette méthode de calcul présente néanmoins quelques limites, notamment dues à la résolution de l'image ou à la conversion pixel-angström. Les valeurs de rugosité élevées au centre englobent les couches de SiC qui ont disparu et ne sont donc pas des valeurs valides.

Pour l'échantillon pm23035, la couche de tungstène W varie et la couche de SiC est maintenue fixe à 2 nm. Cet échantillon servira de référence pour la suite de notre étude, car le mode HiPIMS est connecté sur la cible de tungstène. Il sera donc l'échantillon de comparaison afin d'évaluer un éventuel impact positif du mode HiPIMS sur la réalisation d'empilements de couches minces pour l'optique XUV. La même méthode que précédemment a donc été appliquée. Les **Figure 110** et **Figure 111** présentent les images de l'échantillon obtenues par mesure TEM et les épaisseurs estimées de chaque couche.

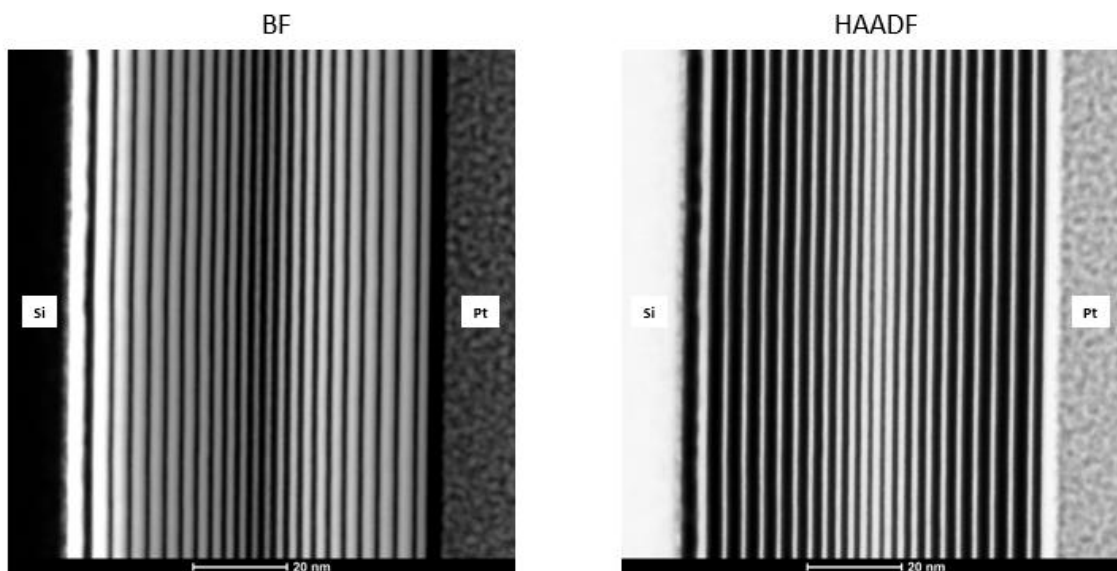


Figure 110. Imagerie MET (BF et HAADF) du dépôt PM23035.

Comme précédemment, les images HAADF ont été utilisées pour analyser notre dépôt. On peut par ailleurs d'ores et déjà constater sur la **Figure 110** que les couches de tungstène W de 0,5 nm n'ont pas disparu dans les couches de 2 nm de SiC, ou du moins, les couches résultantes préservent un contraste suffisant pour être toujours visibles et mesurables. Sur la **Figure 111**, Les épaisseurs de tungstène mesurées sont conformes aux épaisseurs attendues, excepté au centre où les valeurs ne descendent pas plus bas que 1 nm. En revanche, les épaisseurs de SiC mesurées sont de 1 nm au lieu des 2 nm souhaités, sauf pour les couches centrales où l'épaisseur, bien que toujours inférieure à 2 nm, s'est stabilisée à 1,5 nm.

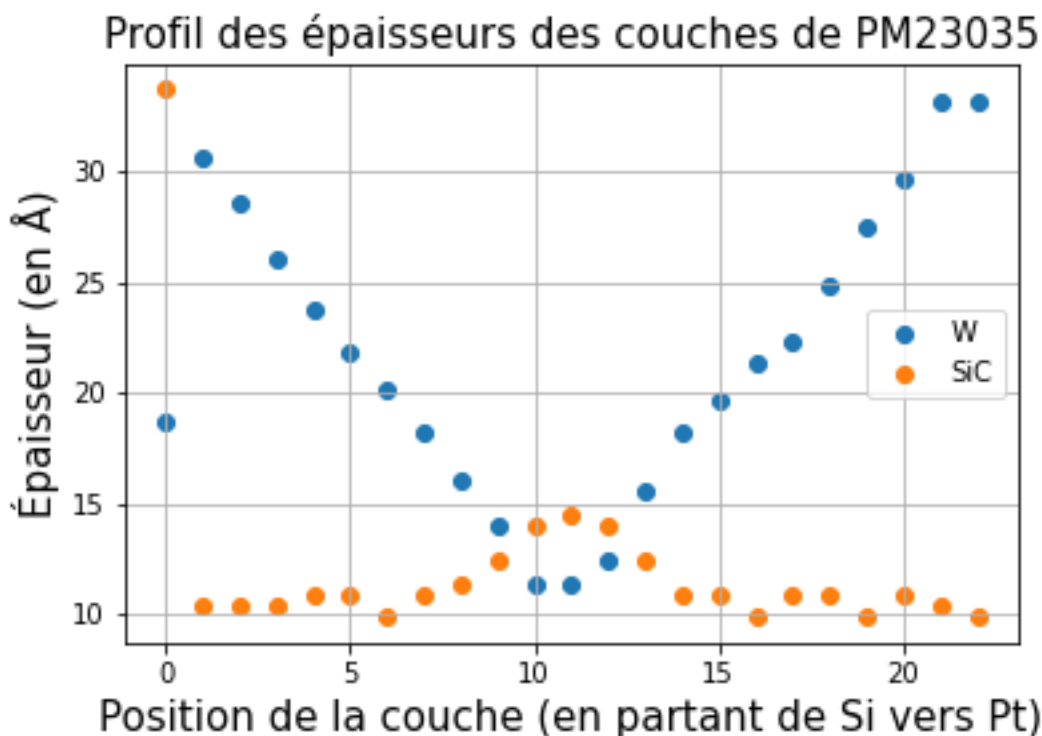


Figure 111. Variation des épaisseurs de PM23035 pour SiC et W suivant leur position.

Il semble donc que pour des épaisseurs de 3 nm à 0,5 nm de tungstène pour le mode de pulvérisation dcMS, 1 nm de SiC est perdu par interdiffusion dans les couches de tungstène. Concernant la structure des couches, le cliché de diffraction de l'échantillon pm23035 (**Figure 112**) révèle là aussi des couches amorphes, pour des valeurs d'épaisseurs de tungstène montant à 3 nm.

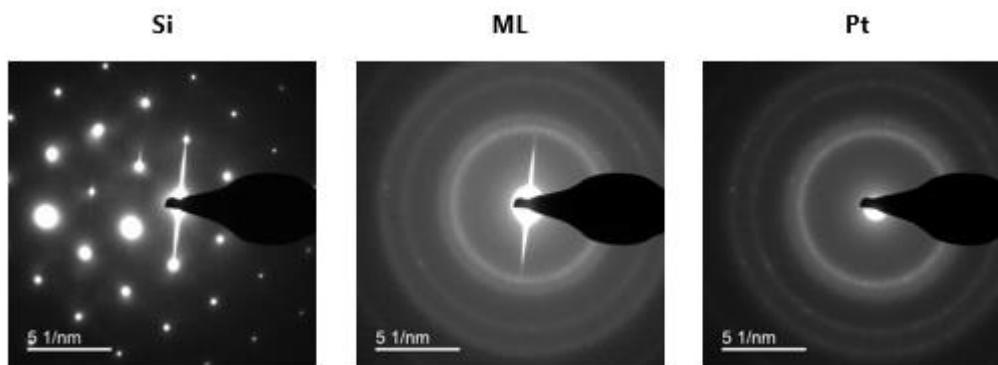


Figure 112. Cliché de diffraction de la multicouche PM23035.

Enfin, pour terminer ce sous-chapitre, les profils de rugosités sont également estimés à chaque couche pour l'échantillon pm23035, toujours à l'aide de la superposition de la

Chapitre VI. Empilements multicouches pour des énergies supérieures à 20 keV

fonction $\text{erf}(z, \sigma)$ avec le profil d'intensité de l'image HAADF de la mesure TEM.

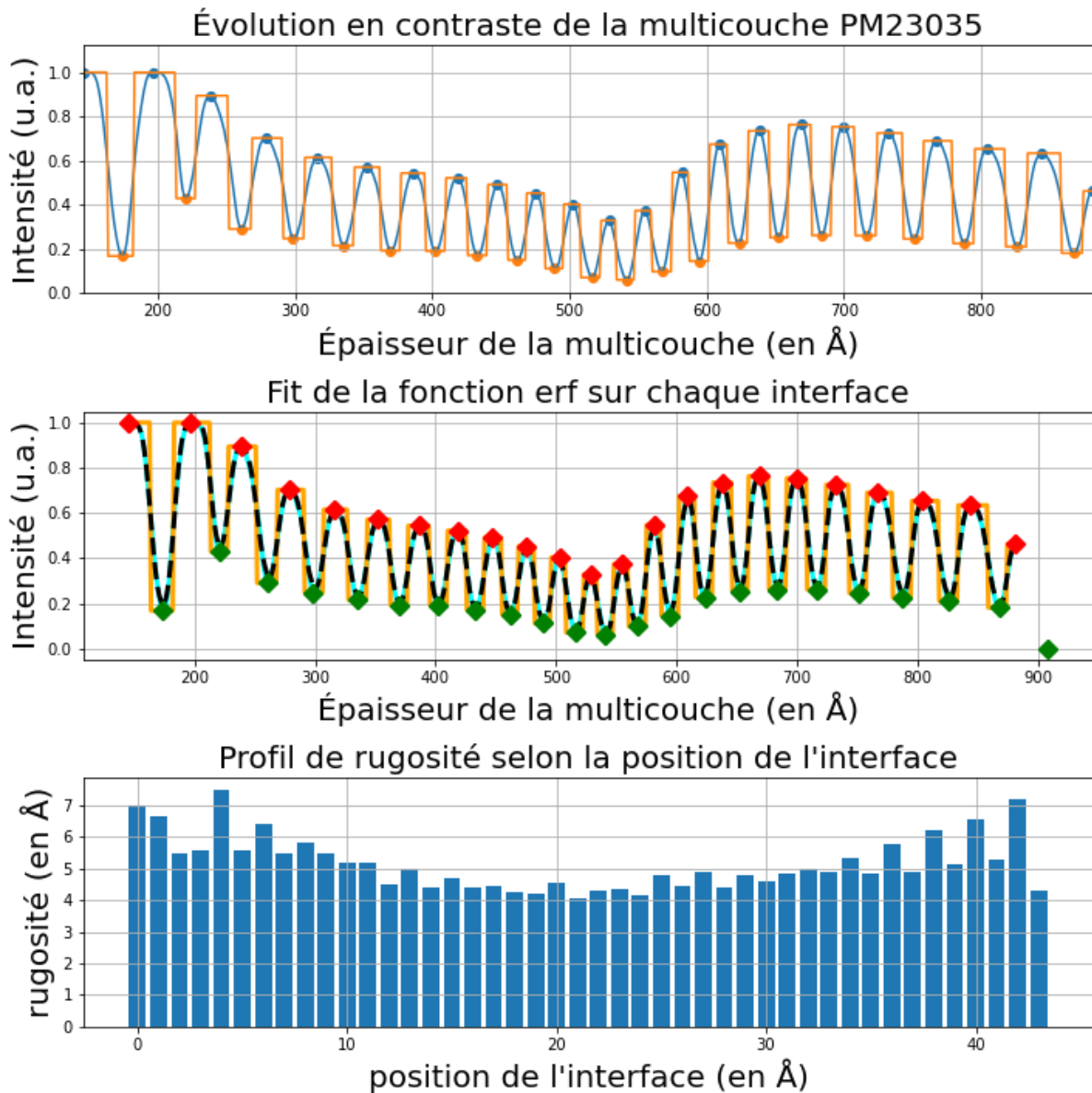


Figure 113. Estimation de la rugosité pour chacune des interfaces de PM23035.

La rugosité moyenne estimée est donc de 0,5 nm. On voit néanmoins celle-ci décroître avec l'épaisseur des couches, ce qui est attendu, car les valeurs d'interfaces et de rugosités diminuent avec la valeur de la bicouche. Pour des épaisseurs de bicouche de 4 à 5 nm environ, l'épaisseur rugosité/interdiffusion vaut environ 0,6 nm et descend à 0,4 nm pour des épaisseurs de bicouche de 2 à 3 nm. Cet échantillon va servir d'échantillon de comparaison avec le mode de pulvérisation HiPIMS. Le même dépôt sera ainsi réalisé après calibration de la machine en HiPIMS. Le but sera d'évaluer les effets sur la préservation des couches de tungstène W et de carbure de silicium SiC, ainsi qu'une

diminution des valeurs de rugosité entre chaque couche.

6.3 Mise en œuvre de la technologie HiPIMS

Cette partie consiste en une pré-étude de l'utilisation de l'HiPIMS pour des applications de revêtement multicouche dans la gamme optique XUV. La cible constituée de tungstène W possède deux modes, un mode dcMS, et un mode HiPIMS. C'est donc sur ce matériau que ce mode sera utilisé.

6.3.1 État de l'art et intérêt de la méthode HiPIMS

La technique HiPIMS fut initialement proposée par V. Kouznetsov [95]. C'est une technique qui fonctionne en régime pulsé, où les intensités permettent d'atteindre des puissances de l'ordre du kilowatts par cm^2 . Fonctionnant en régime pulsé, les coupures du plasma induites limitent l'échauffement du substrat et la propagation de défauts d'origine thermique. Ce régime, qui a permis d'obtenir des couches plus denses et moins rugueuses pour certaines applications, n'a jamais été étudié, à notre connaissance, pour la réalisation de miroirs multicouches pour l'optique X.

La technique HiPIMS intègre ainsi deux nouveaux paramètres, la fréquence d'impulsion f (en Hz) et la durée d'impulsion τ (en s). Des condensateurs sont chargés puis déchargés par inductance pendant un temps τ tous les $1/f$ cycles. Le pic du courant croit lorsque le rapport cyclique (éq. 47) diminue [96], et, comme cela a été dit dans le paragraphe précédent, un rapport cyclique faible permet également de limiter l'échauffement du substrat. Le rapport cyclique se définit ainsi :

$$\Gamma = \frac{\tau}{1/f} \text{ (éq. 47)}$$

Un rapport cyclique de 100 % produit donc un régime de pulvérisation dcMS. Différents rapports cycliques sont illustrés en **Figure 114**.

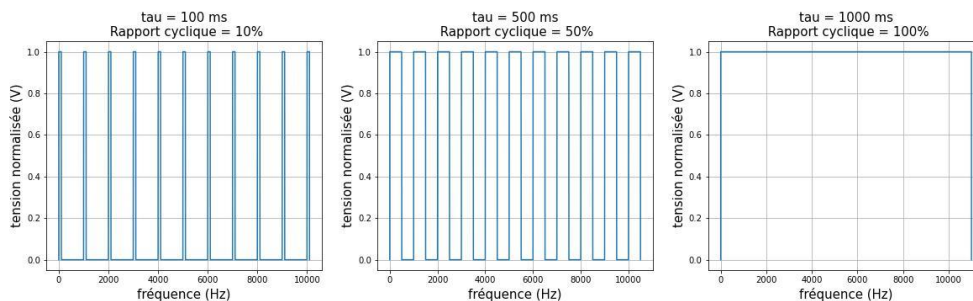


Figure 114. Rapport cyclique pour différentes durées d'impulsion, $f = 1000$ Hz.

Chapitre VI. Empilements multicouches pour des énergies supérieures à 20 keV

En dépit de ses avantages, comme la fabrication de couches denses, amorphes, diminuant le stress interne du système ou la possibilité de sélectionner certaines orientations de croissance [97][98][99], son utilisation demeure limitée dans l'industrie actuelle. En effet, la technologie HiPIMS souffre d'une faible vitesse de déposition. Cette faible vitesse de déposition est expliquée par le fait que la puissance surfacique injectée générant plus d'ions, ces derniers entretiennent une auto-pulvérisation en étant attirés sur la cible et ne se déposent donc pas sur le substrat [100]. Une recherche bibliographique [101][102][103][104][105] a été faite afin de faire un état de l'art de la technologie HiPIMS et de ses avantages dans le processus de pulvérisation :

- une durée d'impulsion courte est corrélée à une diminution ou à une prévention de l'apparition d'arc électrique, car celle-ci permet une meilleure dissipation des charges en coupant le plasma ;
- une durée d'impulsion plus courte augmente la vitesse de déposition. La coupure du plasma laisse le temps aux ions d'aller se déposer sur le substrat plutôt que de servir à entretenir une auto-pulvérisation. Ce phénomène dépend cependant du matériau ;
- à l'inverse, diminuer la fréquence revient à augmenter le rapport cyclique, et diminuer la vitesse de déposition.

Pour mener notre pré-étude, nous avons utilisé la machine Hipster 1 fournie par l'entreprise suédoise Ionautics (**Figure 115**).



Figure 115. Illustration de la machine Ionautics Hipster 1.

Ses paramètres électriques sont détaillés dans le **Tableau 20**. Ces paramètres incluent la durée d'impulsion, la fréquence d'impulsion, les tensions, courants et puissance moyennes atteintes, le courant crête, l'intensité limite pour la détection d'arc électrique.

Chapitre VI. Empilements multicouches pour des énergies supérieures à 20 keV

Nom du paramètre	Description	Valeurs
UdC (V)	Tension moyenne	0-1000
IdC (A)	Courant moyen	0-1000
Pavg (W)	Puissance moyenne	0-1000
Ipk (A)	Courant crête	0-150
Qpulse (μC)	Nombre de charge pulsée	0-3000
PRR (Hz)	Fréquence	50-10000
PW (μs)	Largeur de l'impulsion	3,5-1000
Iarc (A)	Courant limite de détection d'arc	0-150
dIarc (A)	Dérivé de Iarc	0-150

Tableau 20. Tableau des paramètres électriques de la machine Hipster 1.

Dans cette pré-étude, nous allons en premier lieu évaluer les paramètres électriques du plasma généré par la machine Hipster 1 afin de pouvoir comprendre leur influence sur la couche mince généré.

6.3.2 Études des paramètres électriques et optiques du plasma

En préambule, une étude optique du plasma générée par HiPIMS a été effectuée. L'étude se veut davantage qualitative que quantitative, mais elle permet de vérifier que la méthode HiPIMS génère bien plus d'ions constituant la cible que la méthode dcMS. Pour mener cette étude, nous avons utilisé un spectroscope à émission optique (Ocean Optics Maya 2000), relié à une fibre optique, placée devant un hublot de la machine MP1000 offrant une visibilité du plasma généré au niveau de la cible de tungstène W. Le **Tableau 21** affiche les caractéristiques du spectroscope, telles que sa résolution optique, son domaine de longueur d'onde captée et son rapport signal-sur-bruit.

Chapitre VI. Empilements multicouches pour des énergies supérieures à 20 keV

Rapport signal-sur-bruit	450 :1
Domaine	272-1675 nm
Résolution optique (FWHM)	0,035 nm

Tableau 21. Caractéristiques du spectroscopie Ocean Optics Maya 2000.

En mode dcMS, le plasma observé à travers le hublot prend un aspect rose-violet. La couleur du plasma généré en mode HiPIMS prend une teinte bleu-cyan. Ce changement de couleur révèle assez clairement un changement de production d'espèce dans le plasma. Pour les mesures par spectroscopie à émission optique, nous avons moyenné un spectre sur 10 acquisitions, pendant 1 seconde, dans une pièce sombre, afin de minimiser le bruit de fond engendré par la lumière ambiante. Plusieurs mesures ont été effectuées par méthode HiPIMS et dcMS, et la **Figure 116** compare deux spectres pour deux puissances différentes, 50 W et 100 W. La durée d'impulsion τ a été fixée à 50 μ s et la fréquence d'impulsion à 600 Hz pour les mesures HiPIMS. Le courant dcMS a quant à lui été fixé à 200 mA pour générer une puissance de 50 W et à 400 mA pour une puissance de 100 W.

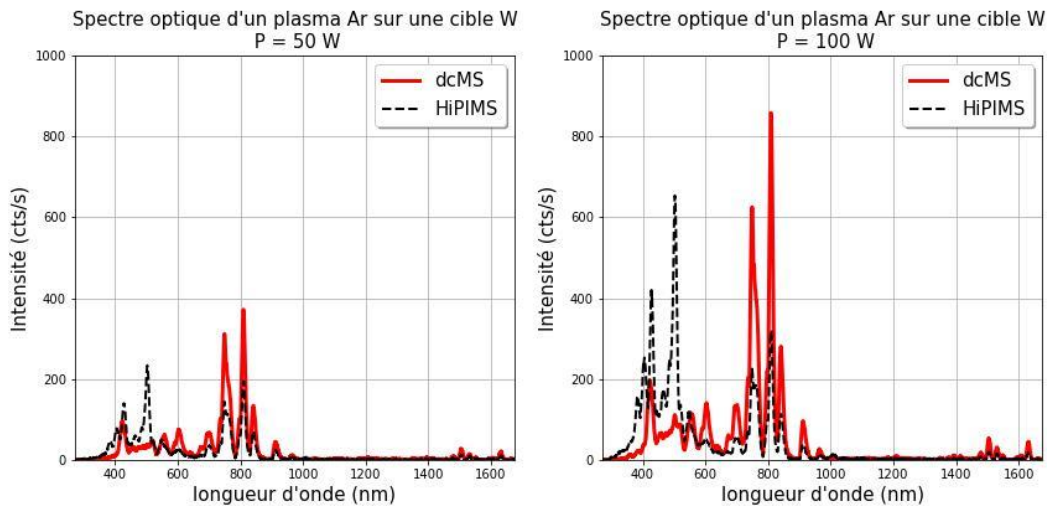


Figure 116. Spectre OES d'un plasma Ar sur une cible de tungstène W en mode dcMS et HiPIMS pour deux puissances différentes.

Les paramètres électriques ont été optimisés afin de faire les mesures aux mêmes puissances, mais l'intensité et la tension mesurées différaient presque d'un facteur 2 entre les modes de pulvérisation. Dans tous les cas, les deux modes de pulvérisation présentent des spectres différents, où des pics semblent moins importants et d'autres plus importants, voire nouveaux, comme le pic situé aux alentours de 500 nm (qui correspond à des ions W^+). En utilisant la base de données du NIST, il est possible de retrouver les

Chapitre VI. Empilements multicouches pour des énergies supérieures à 20 keV

raies correspondantes aux espèces du plasma, ainsi que ses intensités relatives. L'intensité de ces raies est proportionnelle à la population N (quantité de l'espèce), à la probabilité de transition A (durée de vie de l'atome dans son état excité) et à la fréquence ν qui lui correspond :

$$I \propto N_k A_{ki} h\nu_{ik} \text{ (éq. 48)}$$

Le spectre du plasma d'argon Ar mesuré peut ainsi se décomposer en 3 domaines, en fonction de la nature des espèces mesurées. La zone s'étalant de 200 nm à 600 nm correspond à des émissions d'ions tungstène et d'ions argon. L'intensité des raies mesurées en HiPIMS dans cette zone témoignent donc bien d'une plus grande génération d'ions tungstène par cette méthode que par la méthode dcMS. La zone 600-1000 nm correspond à des raies du tungstène, dont la présence diminue en mode HiPIMS, car ceux-ci sont ionisés davantage. Enfin, la dernière zone présente peu de différence entre les deux modes, car elle n'est constituée que de raies d'argon.

Domaines de longueurs d'ondes	Espèces produites
400 – 650 nm	W, W ⁺ , Ar ⁺ , Ar ²⁺ , ...
650 – 1000 nm	W, Ar, Ar ⁺ , Ar ²⁺ , ...
1000 – 1650 nm	Ar, Ar ⁺ , ...

Tableau 22. Tableau spectroscopique pour les différentes plages de longueurs d'ondes.

Concernant les paramètres électriques de l'HiPIMS, ces derniers sont en réalité limités par notre alimentation servant à générer les impulsions, dont la tension est bridée à 800 V. Chaque paramètre faisant évoluer l'autre, il est nécessaire de cartographier l'ensemble des valeurs de courants crêtes, de durées et de fréquences d'impulsions possibles pour la méthode HiPIMS afin de maintenir une tension mesurée inférieure à 800 V. Pour ce faire, diverses mesures ont été faites à différentes durées et fréquences d'impulsion, afin de mesurer les courants crêtes, la puissance moyenne et les tensions associées. Nous traçons ainsi sur la **Figure 117** l'évolution de la tension (V), du courant crête (A) et de la puissance (P) mesurées en fonction de la fréquence de l'impulsion pour différentes durées d'impulsions.

Chapitre VI. Empilements multicouches pour des énergies supérieures à 20 keV

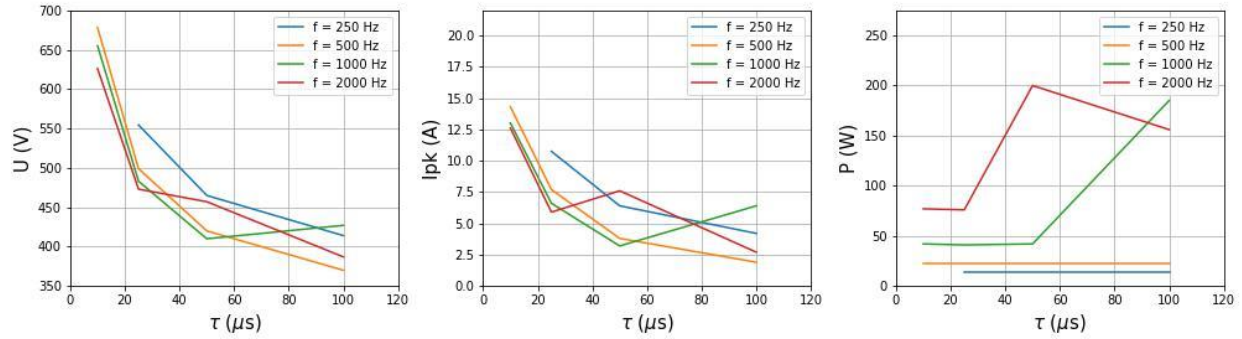


Figure 117. Courbe d'évolution de la tension, du courant crête et de la puissance en fonction de la durée et fréquence de l'impulsion.

Sur la **Figure 117**, nous voyons que la tension U et le courant crête diminuent avec la durée de l'impulsion, tandis que la puissance moyenne augmente. Les valeurs de fréquences ne semblent pas modifier drastiquement la valeur de la tension ou du courant crête, mais cela semble davantage dû aux choix de valeur du rapport cyclique. Son influence pour ces mesures est en revanche un peu plus importante pour la puissance moyenne mesurée. Les explications sont les suivantes : pour la tension et le courant crête, une durée d'impulsion plus longue induit une plus longue présence d'ions dans le plasma, qui peut en partie écranter le champ électrique. Il se produit aussi une raréfaction du gaz due à son ionisation excessive, ce qui réduit localement la présence d'atomes neutres pouvant servir à pulvériser la cible. Concernant l'augmentation de la puissance moyenne, accroître la durée de l'impulsion augmente la durée de vie du plasma, ce qui augmente la puissance moyenne. Accroître la fréquence de l'impulsion augmente également la température du substrat, car le plasma est activé plus fréquemment. En extrapolant ces valeurs, la **Figure 118** fournit une visualisation en 2D de la **Figure 117**.

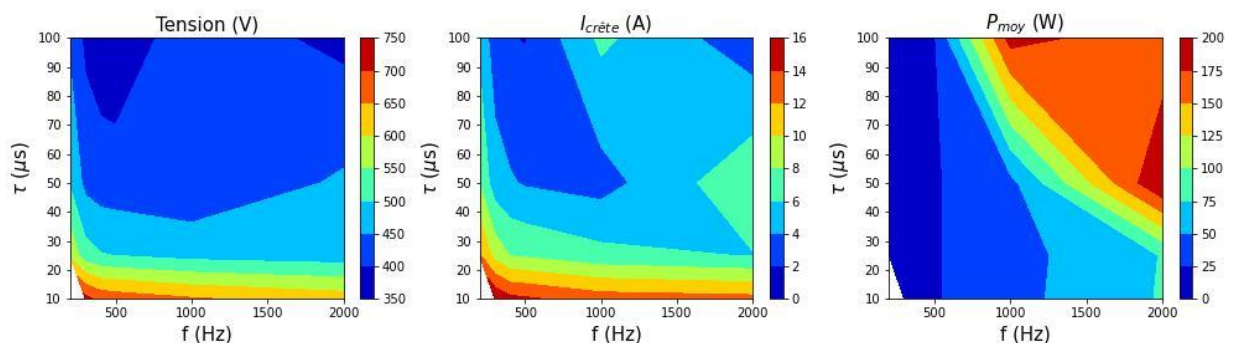


Figure 118. Graphiques 2D reliant les paramètres électriques (U , $I_{crête}$, P) aux paramètres d'impulsion (τ , f).

Ces figures ont été obtenues à partir de l'étude d'un plasma d'argon sur cible de tungstène généré par HiPIMS seul. Néanmoins, lors d'un processus de réalisation de revêtement multicouche pour l'optique, deux cathodes sont allumées en même temps.

Chapitre VI. Empilements multicouches pour des énergies supérieures à 20 keV

Lors de nos expériences, il est apparu que le fait d'allumer la cible de SiC en mode rfMS changeait les paramètres électriques du plasma généré par HiPIMS. La même étude que précédemment n'a pas été faite dans le cas d'une cible SiC allumée à 300 W, mais une mesure de la forme du courant crête et de la tension par oscilloscope a révélé que la durée de l'impulsion apparaît deux fois plus courte que prévue (**Figure 119**). L'explication la plus probable semble que les deux plasmas interagissent malgré la distance qui les sépare dans l'enceinte de la machine MP1000, dont le diamètre est de 1 mètre.

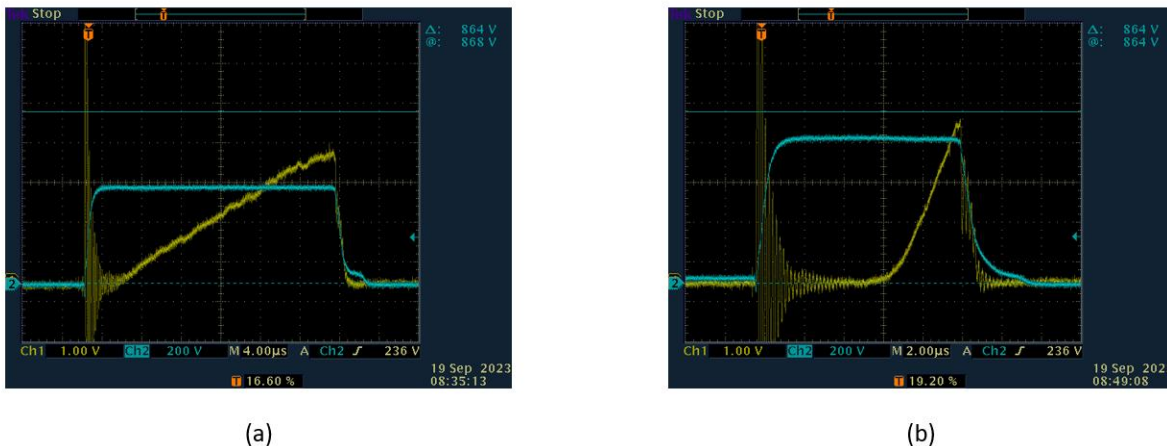


Figure 119. Image sur oscilloscope du courant de décharge (jaune) et de la tension appliquée (bleue). Sur l'image (a), seule la cible de tungstène est allumée. Sur l'image (b), les deux cibles sont allumées.

Pour stabiliser le processus de pulvérisation, il était par ailleurs nécessaire dans un premier temps d'allumer les cibles en utilisant une plus grande pression, environ 7 mTorr, avant de redescendre progressivement à 2 mTorr pour la réalisation du processus. Cette étude des paramètres électriques et la bibliographie qui l'a précédée nous ont donc permis d'élaborer une stratégie afin de maximiser le courant crête tout en minimisant la puissance moyenne du plasma, afin d'obtenir des couches plus denses et d'éviter les défauts d'origines thermiques. La partie qui suivra et clôturera ce chapitre propose une étude dans deux configurations de revêtements multicouches analogues à l'échantillon pm23035 pour deux conditions de dépôts par méthode HiPIMS différentes.

6.3.3 Études d'empilements W/SiC déposés par méthode HiPIMS

Pour rappel, l'échantillon pm23035 réalisé en mode dcMS consistait en un revêtement multicouche [W/SiC] où l'épaisseur du SiC était fixée à 2 nm, et l'épaisseur du tungstène W prenait la forme d'un accordéon. Ce dernier avait des épaisseurs allant de 3 nm à 0,5 nm par pas de 0,25 nm, avant de remonter à 3 nm. Les deux échantillons HiPIMS réalisés portent les noms pm23038 et pm23043. Les conditions de dépôt sont les suivantes :

- pm23038 : la durée de l'impulsion est fixée à 30 μ s et sa fréquence à 500 Hz. Le courant crête atteint est de 35 A ;
- pm23043 : la durée de l'impulsion est fixée à 30 μ s et sa fréquence à 500 Hz. Le courant crête atteint est de 17 A.

Dans les deux cas, la cible de SiC fonctionne en mode rfMS avec une puissance de 300 W. Le courant crête initialement atteint est plus élevé, mais il apparaît que lorsque le substrat passe au-dessus des cibles, le courant crête diminue d'environ 10 A. Cela pourrait venir du fait que le passage du substrat modifie le plasma en cours, à l'instar du changement de porte-échantillon qui avait modifié le taux de pulvérisation de la cible en mode dcMS pour les revêtements des formules multicouches de TXI sur miroir torique. Comme précédemment, ces deux dépôts ont été analysés par MET afin d'estimer les épaisseurs, les rugosités et les types de couches obtenus. La **Figure 120** présente les images MET de l'échantillon pm23038. Les calculs ont été réalisés sur l'image HAADF de l'échantillon.

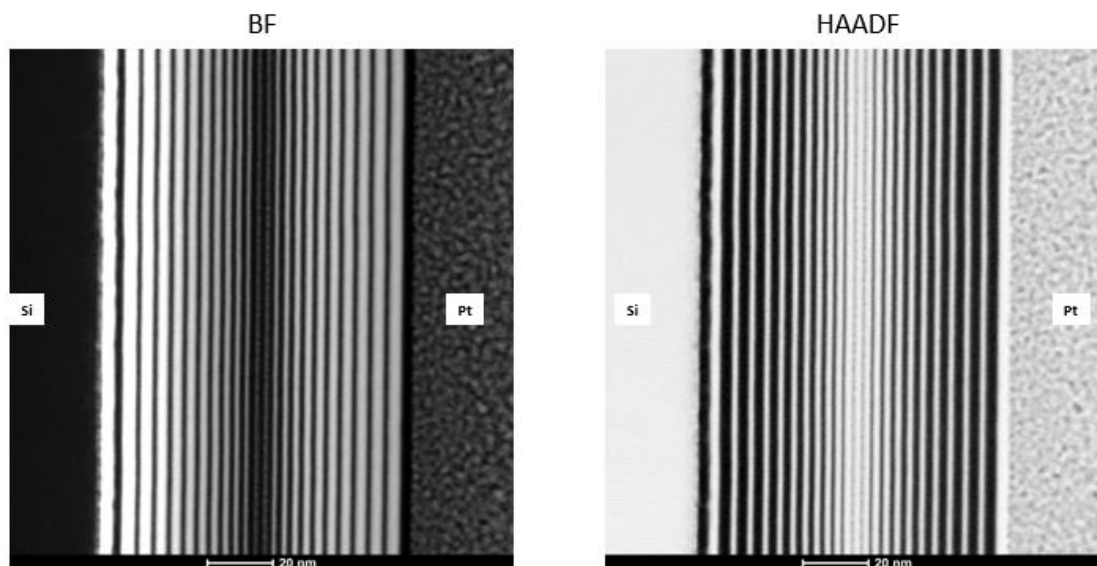


Figure 120. Imagerie MET (BF et HAADF) du dépôt PM23038.

En analysant l'image HAADF, nous pouvons tracer le profil des épaisseurs (**Figure 121**).

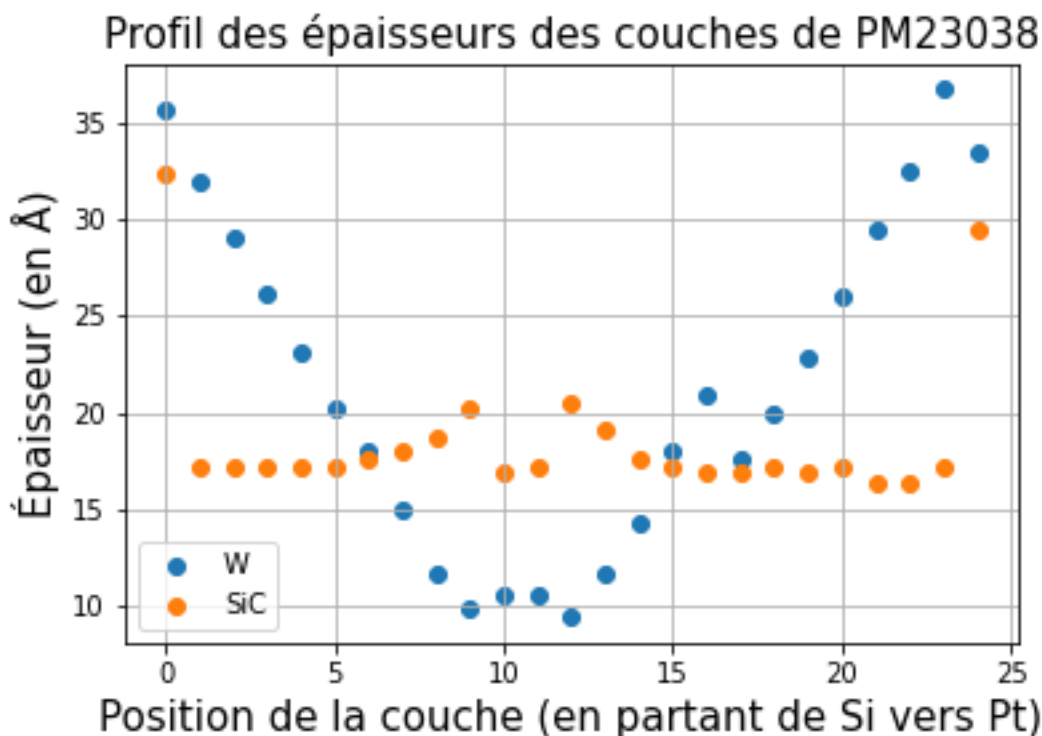


Figure 121. Variation des épaisseurs de PM23038 pour SiC et W suivant leur position.

En comparant la **Figure 121** à la **Figure 111**, il apparaît que les épaisseurs des couches de SiC semblent avoir été mieux préservées. En effet, si le mode dcMS avait abaissé les couches à 1 nm seulement, au lieu des 2 nm initialement visés, les couches de SiC ont ici une épaisseur moyenne de 1,75 nm. Deux explications sont possibles. Nous avons vu que le fait d’allumer la cible de SiC en mode rfMS impactait le plasma généré par HiPIMS sur la cible de W. L’inverse pourrait aussi avoir lieu. Également, le plasma généré par HiPIMS produit des couches plus denses pouvant conduire à moins d’interdiffusion et donc à une moindre réduction des couches de SiC. Comme pour les études précédentes, nous avons estimé sur les images HAADF la rugosité à chaque interface, dont les résultats sont présentés en **Figure 122**.

Chapitre VI. Empilements multicouches pour des énergies supérieures à 20 keV

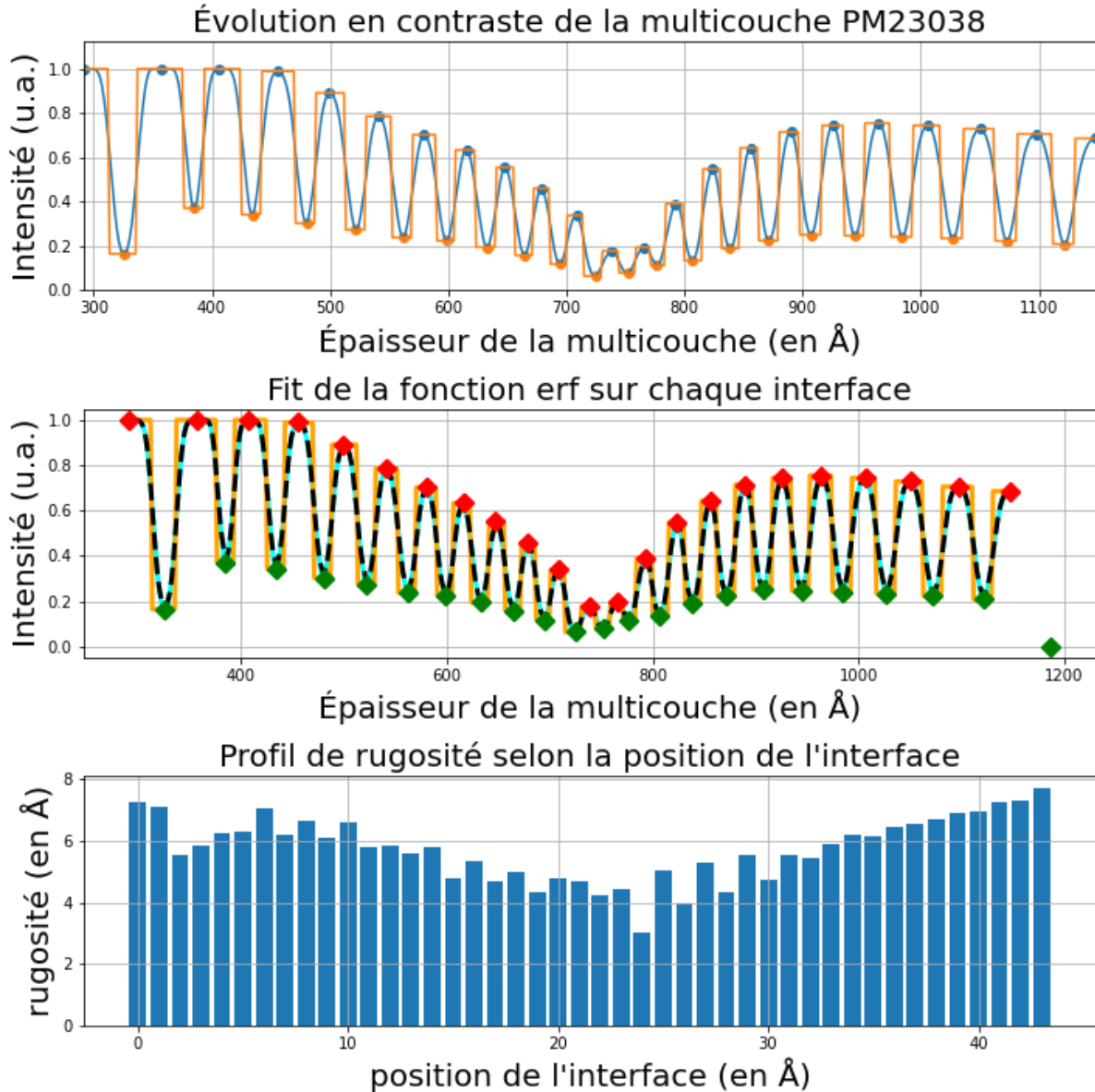


Figure 122. Estimation de la rugosité pour chacune des interfaces de PM23038.

En comparant la **Figure 122** et la **Figure 113**, nous ne pouvons pas relever d'amélioration de la rugosité interfaciale. Celle-ci décroît avec l'épaisseur de la bicouche, mais reste sensiblement identique indépendamment du mode. Cette affirmation peut néanmoins être nuancée, car les couches de SiC sont ici plus épaisses de 0,75 nm. Des investigations doivent donc être poursuivies avant d'affirmer ou non si l'utilisation du mode HiPIMS permet de réduire la rugosité interfaciale. L'échantillon pm23043, où le courant crête est deux fois plus faible, montre des résultats proches de l'échantillon pm23038 (**Figure 124**).

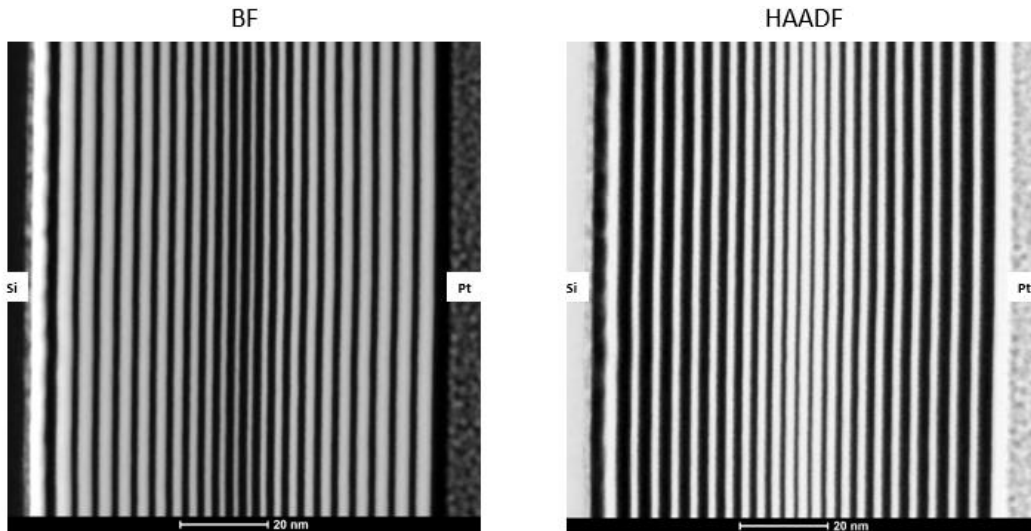


Figure 123. Imagerie MET (BF et HAADF) du dépôt PM23043.

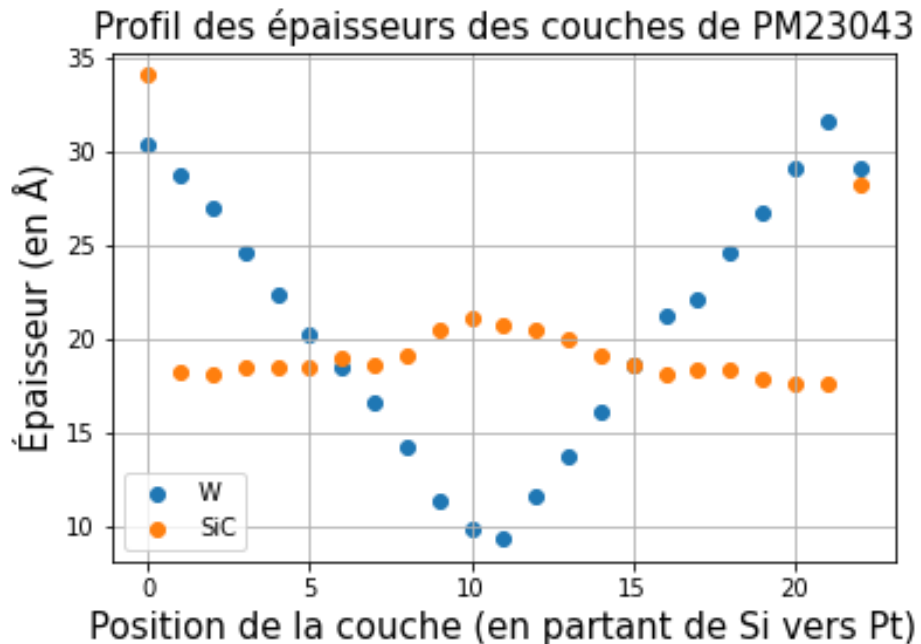


Figure 124. Variation des épaisseurs de PM23043 pour SiC et W suivant leur position.

En estimant les valeurs d'épaisseur de chacune des couches, les épaisseurs de SiC semblent également plus proches des 2 nm visés que par la méthode dcMS. Comme précédemment, il n'est pas encore possible d'en déduire si l'influence de la méthode HiPIMS sur la préservation des couches est due à la méthode en elle-même ou à sa possible influence sur le plasma de la cible SiC. Enfin, sur cet échantillon aussi, une diminution de la rugosité en fonction de l'épaisseur de la bicouche est attestée (**Figure 125**), mais aucune confirmation ne peut être apportée sur une amélioration de la rugosité

Chapitre VI. Empilements multicouches pour des énergies supérieures à 20 keV

interfaciale.

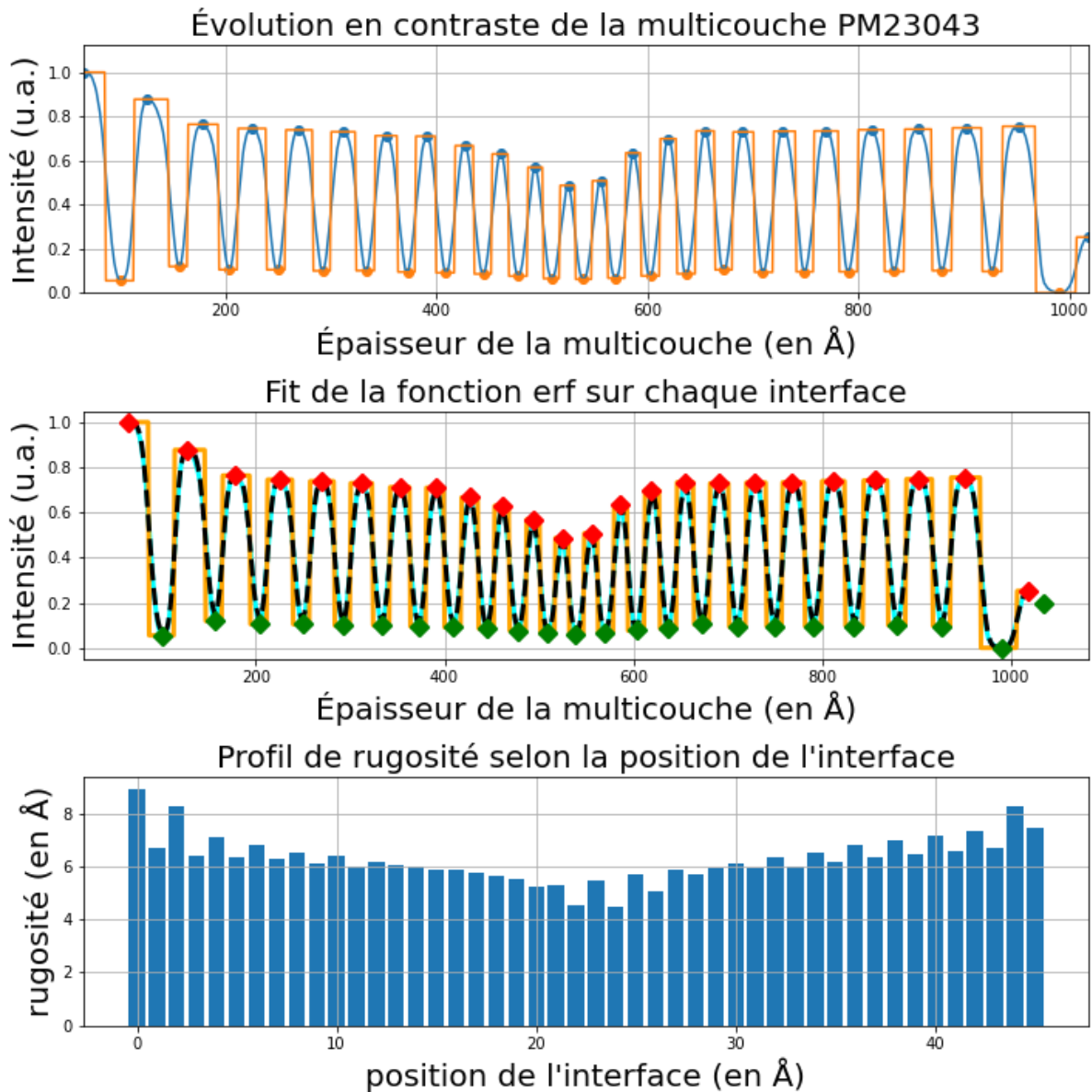


Figure 125. Estimation de la rugosité pour chacune des interfaces de PM23043.

Enfin, pour conclure cette partie, les clichés de diffraction des deux échantillons pm23038 et pm23043 (**Figure 126**) montrent que les couches produites sont amorphes et ne présentent aucune cristallisation.

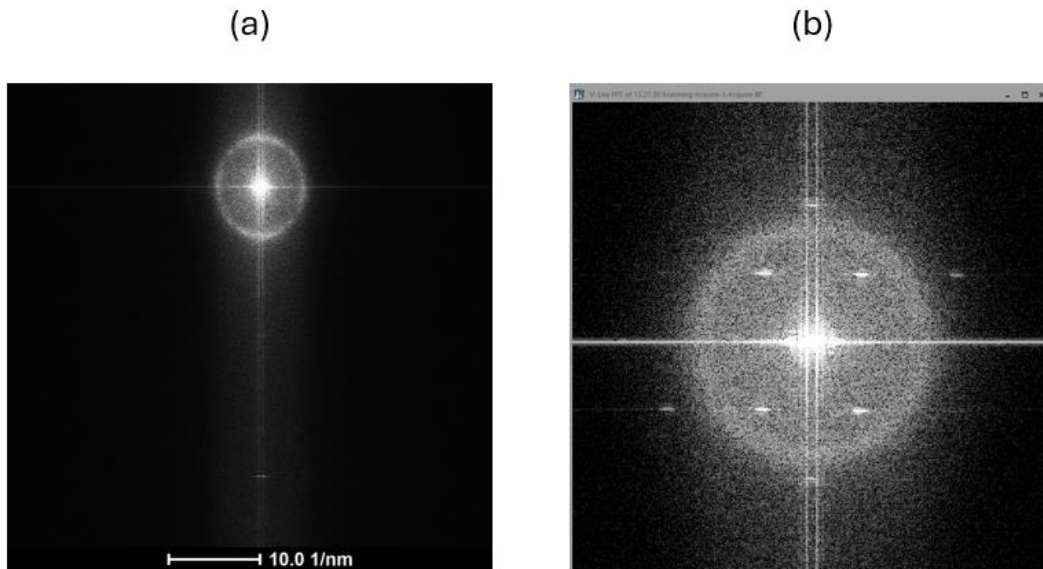


Figure 126. Cliché de diffraction de l'échantillon PM23038 (a) et de l'échantillon PM23043 (b).

6.4 Conclusion

Nous avons étudié dans ce chapitre quelques pistes pour la fabrication de diagnostics plasma à très haute énergie (jusqu'à 60 keV). Pour réfléchir à des énergies égales à 60 keV, deux paramètres peuvent être modifiés, l'angle de rasance nominal du miroir, ou bien la période des revêtements multicouches. Changer l'angle de rasance revient à allonger la taille des optiques et rajoute une contrainte sur la conception opto-mécanique du diagnostic. À l'inverse, réduire la période des revêtements multicouches pose des difficultés de réalisation de ces couches minces et questionne l'éventuelle faisabilité des profils de réflectivité souhaités. Nous avons vu néanmoins qu'en mode dcMS, il était possible de réaliser des périodes de l'ordre de 2,5 nm et d'obtenir des réflectivités élevées à un angle de rasance de $0,20^\circ$ pour une énergie de 60 keV. Dans cette perspective, nous avons décidé de mener une pré-étude du mode HiPIMS pour des applications de miroirs optiques dans la gamme XUV. La pré-étude a consisté à estimer les paramètres pertinents et leurs influences sur le plasma et la qualité des films minces produits, à travers une recherche bibliographique, puis à estimer la plage de valeur des paramètres électriques de notre alimentation. Enfin, un premier résultat intéressant mais nécessitant confirmation montre que le mode HiPIMS aurait un rôle bénéfique dans la préservation des couches et la réduction de l'interdiffusion entre le W et le SiC. Il serait par ailleurs intéressant de réaliser une mesure par spectroscopie de rayons X à dispersion d'énergie (EDX) pour les échantillons HiPIMS, afin de voir si celui-ci joue un rôle dans la diffusion du carbone, et la préservation des couches de SiC, car le mode dcMS avait conduit à une diffusion du carbone dans toute la structure de la multicouche (**Figure 105**).

Conclusion de la thèse

Les travaux menés durant cette thèse ont porté sur l'élaboration de diagnostics pour les rayons X durs, à des fins d'expérience de fusion nucléaire par confinement inertiel menées en France au Laser Mégajoule et aux États-Unis au National Ignition Facility. La première partie de la thèse a consisté en la conception et la réalisation des revêtements multicouches pour un imageur X torique à haute résolution issu d'un partenariat entre le CEA et le LLNL et destiné à être installé au NIF. Ce diagnostic porte le nom de TXI (Toroidal X-ray imager) et permet de réaliser 6 images dans 3 gammes d'énergies allant de 8,7 keV à 17,5 keV. Des formules de revêtements multicouches ont ainsi été optimisées afin de satisfaire le cahier des charges associé au microscope. La principale difficulté provient du couplage entre la réponse spectrale et spatiale (angulaire) des revêtements multicouches, qui entraîne un vignettage pour des valeurs réalistes de champs de vue. Ainsi, une solution originale a dû être proposée pour pallier ce problème : l'utilisation de deux revêtements multicouches de bande passante différente sur les 2 miroirs de l'imageur. Les formules de revêtements multicouches ont ensuite été fabriquées par pulvérisation cathodique magnétron et caractérisées à l'aide d'un réflectomètre de laboratoire et du rayonnement synchrotron. Finalement, la réponse totale de l'instrument a pu être simulée en prenant en compte les valeurs expérimentales de réflectivité des différents miroirs. Dans l'ensemble, les dépôts multicouches réalisés satisfont le cahier des charges du microscope TXI.

La deuxième partie de la thèse portait sur une étude de faisabilité pour l'élaboration d'un futur diagnostic pour le LMJ, pouvant réaliser des images à des énergies de 60 keV. En accord avec la loi de Bragg, il faut soit diminuer l'angle de rasance nominal du diagnostic, soit réduire la période des revêtements multicouches. Une pré-étude a donc été effectuée afin de déterminer la taille des optiques nécessaires en fonction de l'angle de rasance et la performance des revêtements multicouches à plus basse période à ces angles de rasance. Les premiers résultats ont permis de montrer qu'une réflectivité supérieure à 70% était atteignable expérimentalement pour des angles de rasance de $0,20^\circ$. Néanmoins, au vu des résultats prometteurs obtenus jusqu'à maintenant par la méthode HiPIMS, il nous est apparu intéressant d'étudier cette technique pour des applications de miroir multicouche pour la gamme XUV. Une pré-étude de la machine HiPIMS Ionautics Hipster 1 intégrée à la machine MP1000 a donc été menée afin d'estimer la plage de valeur des paramètres électriques. La réalisation de premiers revêtements multicouches à faible période par cette technique a montré des résultats encourageants. Cette thèse a été présentée en plusieurs chapitres, afin de poser le contexte et les principaux

Conclusion de la thèse

phénomènes physiques mis en jeu, de décrire les méthodes utilisées afin de mener à bien ce projet et de présenter les résultats obtenus, ainsi que de proposer une suite aux travaux menés.

Le chapitre I a permis d'expliquer le contexte de la recherche que nous effectuons. Un bref historique de l'histoire de la fusion nucléaire a servi à décrire ce contexte. Les difficultés physiques liées à la mise en œuvre de la fusion nucléaire ont aussi été mentionnées, et le critère de Lawson, qui sert de critère pour estimer si la réaction de fusion est rentable énergétiquement, a été décrit. Les différentes techniques de réalisation des réactions de fusion, à savoir le confinement magnétique et le confinement inertiel, ont été décrites. Enfin, les intérêts liés à l'étude de cette branche de la physique, eux aussi, ont été décrits. Ces intérêts sont d'ordre énergétique, scientifique et militaire.

Le chapitre II a servi à décrire le rayonnement XUV, les processus physiques liés à ces énergies et les instruments optiques fabriqués pour réaliser des images avec ce rayonnement. Nous avons ainsi rappelé qu'à ces hautes énergies, l'indice de réfraction devenait inférieur à l'unité, ce qui rendait pratiquement impossible l'optique réfractive, mais que la réflexion externe totale nous permettait de réaliser des images en optique réfléchive. En optique réfléchive, l'utilisation de revêtements multicouches nous permettait de sélectionner les énergies que nous souhaitons imager, en accord avec la loi de Bragg. Nous avons aussi détaillé les différents types d'imageur X de l'optique réfléchive, notamment la configuration Wolter, dont la forme torique des miroirs de TXI est une approximation. Cette configuration permet d'associer une très forte luminosité et peu d'aberrations optiques. La configuration I des optiques de Wolter, qui associent un miroir parabolique et un miroir hyperbolique, est en conséquence fréquemment utilisée en astronomie.

Le chapitre III a été consacré à la description des méthodes mises en œuvre durant ces trois années de thèse pour mener à bien le développement de TXI. Le début de ce chapitre a permis de décrire et d'expliquer les logiciels et codes utilisés pour la simulation des profils de réflectivité des revêtements multicouches et leur performance dans une voie optique de TXI. Un premier logiciel, IMD, développé par D. L. Windt, a servi à optimiser différents profils de revêtements multicouches. Un second code, XRT, qui est un code de tracé de rayon, a été utilisé pour simuler une voie optique de TXI, et en intégrant les formules de revêtements multicouches obtenues via IMD, nous avons pu estimer le résultat final de chacune des voies de TXI. Ce travail de simulation a été un travail d'essai-erreur jusqu'à la convergence vers un résultat satisfaisant le cahier des charges du microscope TXI. Par la suite, les méthodes expérimentales ayant servi à réaliser et à caractériser les revêtements multicouches ont été décrites. La machine MP1000, machine de pulvérisation cathodique assistée par magnétron, qui a servi à la réalisation des miroirs multicouches a été décrite. Les méthodes de mesure et de caractérisation de ces

Conclusion de la thèse

revêtements également, à savoir le réflectomètre à rayon X de l'institut d'Optique, qui a servi à estimer la structure des empilements multicouches, et les synchrotrons utilisés pour mesurer la réflectivité absolue des revêtements multicouches déposées en fonction de l'énergie des photons. Enfin, des mesures ont été réalisées par microscope à transmission électronique afin de déterminer la structure réelle de nos multicouches. Le fonctionnement de ce dernier a donc aussi été décrit.

Le chapitre IV est consacré à la description du microscope TXI, à sa conception optomécanique, à sa fonction, au cahier des charges et aux formules de revêtements multicouches permettant de remplir ce dernier. Le microscope consiste en une approximation des optiques de Wolter, où les deux miroirs coniques sont remplacés par des miroirs toriques, avec un de rasance nominal pour le microscope fixé à $0,6^\circ$. Il est constitué de six canaux qui sont enroulés autour d'un axe de révolution, servant à réaliser trois images à des énergies différentes, à savoir 8,7 keV, 13,0 keV et 17,5 keV. Les contraintes d'alignement du diagnostic avec la cible imposent un champ de vue plus élevé à imager. Le cahier des charges du microscope conduit à des critères sur la transmission totale de la voie, la pureté spectrale de cette dernière ainsi que l'uniformité spatiale du signal dans le plan détecteur. Les critères utilisés pour estimer la performance atteinte dans chacune de ces spécifications sont décrits. La démarche qui nous a conduit à combiner deux revêtements apériodiques de bandes passantes différentes pour chaque voie est décrite. Enfin, les simulations faites sur XRT en utilisant les profils de multicouches proposés clôturent le chapitre.

Le chapitre V porte sur la réalisation de ces revêtements multicouches. Le processus de calibration qui nous a permis de réaliser ces multicouches apériodiques est décrit. La réalisation des dépôts finaux sur miroir torique a conduit à un léger décalage des profils de réflectivité vers les plus hautes énergies. Cela est dû à une perturbation du plasma résultant du changement de porte-échantillon utilisé pour pouvoir supporter les miroirs toriques. Ce décalage, croissant avec l'énergie, a été pris en compte pour la dernière voie à 17,5 keV, afin de bien réaliser l'image à cette énergie. Les miroirs ont ensuite été analysés sur synchrotron afin d'estimer leurs performances. Les mesures nous ont ainsi permis de contraindre nos modèles de simulation, et des optimisations sur IMD ont été effectuées afin de correspondre au mieux aux courbes réelles mesurées par rayonnement synchrotron. Ces optimisations ont ensuite été réinjectées dans le code de tracé de rayon XRT afin d'estimer les performances finales de TXI. Par ailleurs, les mesures nous ont permis de conclure qu'un modèle bicouche [SiC/W] avec une rugosité aux interfaces de 0,3-0,4 nm suffisait à reproduire fidèlement le profil de réflectivité de la multicouche, sans avoir recours à l'ajout de couches d'interfaces. À l'issue de ce travail, 14 miroirs toriques traités multicouches et répondant à tous les critères contraignants du cahier des charges de l'instrument TXI ont été livrés au CEA pour être intégrés dans l'instrument.

Conclusion de la thèse

Enfin, le chapitre VI a posé les fondations de la conception d'un nouveau diagnostic pouvant imager à bien plus haute énergie, jusqu'à 60 keV, où se situe la raie K_{α} du tungstène W. Le début du chapitre porte sur la conception optique du diagnostic et sur l'estimation de la longueur des miroirs nécessaire si l'angle de rasance nominal du microscope doit diminuer. En effet, la loi de Bragg implique l'usage d'un faible angle de rasance ou le recours à des périodes très faibles pour réfléchir à aussi haute énergie. En parallèle, nous avons réalisé des revêtements multicouches de plus faible période afin d'estimer les réflectivités atteintes à 60 keV. Ainsi, à un angle de $0,22^{\circ}$, un revêtement multicouche périodique d'une période de 2,7 nm environ peut atteindre une réflectivité d'environ 70% à 60 keV. Une analyse des structures multicouches W/SiC par TEM a été effectuée. Cette analyse a permis de confirmer un seuil de cristallisation du tungstène à environ 4 nm dans nos conditions de dépôt, mais aussi une diffusion du carbone dans toute la structure. Une asymétrie des couches d'interfaces est également constatée, les couches d'interfaces W-sur-SiC sont ainsi plus importantes que les couches d'interfaces SiC-sur-W. Le chapitre se conclut par une pré-étude du mode HiPIMS pour une application de réalisation de miroir multicouche pour l'optique XUV. L'étude des paramètres électriques de notre machine HiPIMS est effectuée, et la réalisation de revêtements multicouches par HiPIMS a révélé des différences avec ceux réalisés par mode dcMS. Le mode HiPIMS pourrait avoir un impact positif sur la limitation de l'interdiffusion, car les épaisseurs des couches de tungstène et de carbure de silicium réellement déposées semblent plus proches des valeurs visées. Toutefois, un impact du mode HiPIMS sur le plasma RF généré sur la cible de SiC ne peut pas être exclu. En effet, l'impact inverse a été constaté, des travaux futurs devront donc être menés afin d'affirmer ou d'infirmer cette proposition.

Les résultats des travaux de recherche qui ont été présentés dans ce manuscrit ouvrent plusieurs pistes d'études pour la suite. Premièrement, une étude EDX sur la diffusion du carbone à travers des couches de tungstène déposées par méthode HiPIMS serait intéressante afin de savoir si cette méthode permet efficacement de limiter la diffusion de celui-ci. Un résultat allant dans ce sens pourrait également expliquer pourquoi les couches de SiC dans les empilements W/SiC ont mieux résisté en mode HiPIMS qu'en mode dcMS. L'ambiguïté sur l'influence du plasma RF par le plasma HiPIMS serait alors partiellement levée. Une autre piste intéressante à explorer concerne l'uniformité latérale des dépôts. En effet, si l'angle de rasance est abaissé afin de pouvoir réaliser des diagnostics de très haute énergie, la longueur des miroirs sera plus importante et des problèmes d'uniformité du dépôt pourraient apparaître. La machine MP1000 peut accueillir des miroirs longs de 20 cm. Une étude comparative entre mode dcMS et mode HiPIMS pourrait être menée afin d'évaluer l'intérêt du mode HiPIMS dans l'amélioration de l'uniformité du dépôt. Enfin, des multicouches à très faible épaisseur, de période égale à 1 nm, pourraient être réalisées par méthode HiPIMS. En particulier, il pourrait être intéressant d'étudier le dépôt

Conclusion de la thèse

de SiC en mode HiPIMS et de comparer les résultats obtenus pour les multicouches W/SiC de très faible période dans les différents modes : dcMS/RF, HiPIMS/RF et dcMS/HiPIMS. Si la méthode HiPIMS s'avérait efficace à la fois dans la réalisation de revêtements multicouches de très faible période ainsi que dans l'amélioration de l'uniformité du dépôt sur de longs miroirs, elle démontrerait son efficacité et la pertinence de son utilisation dans la réalisation de diagnostics X à très haute énergie.

Annexes

Annexe A

Dans cette annexe, nous présentons une explication du mécanisme de la fusion nucléaire en utilisant les équations de la physique statistique puis de la mécanique quantique. La fin de l'annexe présente également la dérivation du critère de Lawson. Pour rappel, la fusion du couple deutérium-tritium se produit à une énergie d'environ 450 keV, énergie correspondant à la répulsion coulombienne entre les deux isotopes, répulsion qu'il faut outrepasser pour fusionner les deux noyaux. Or, les températures atteintes dans les plasmas de fusion se situent plutôt aux alentours de 15 keV, ce qui correspond à 150 millions de degrés Kelvin. Cette température est néanmoins une température moyenne. La distribution des températures est une distribution statistique décrite par la fonction de Maxwell-Boltzmann :

$$f_E(E) = 2 \sqrt{\frac{E}{\pi}} \left[\frac{1}{k_b T} \right]^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{E}{k_b T}} \quad (\text{éq. A.1})$$

Il devient donc probable que, malgré cette énergie moyenne faible en comparaison à l'énergie nécessaire, certaines particules à l'intérieur de cette distribution aient une énergie suffisante pour démarrer les réactions de fusion. La **Figure A.1** fournit une illustration de ces distributions pour différentes températures.

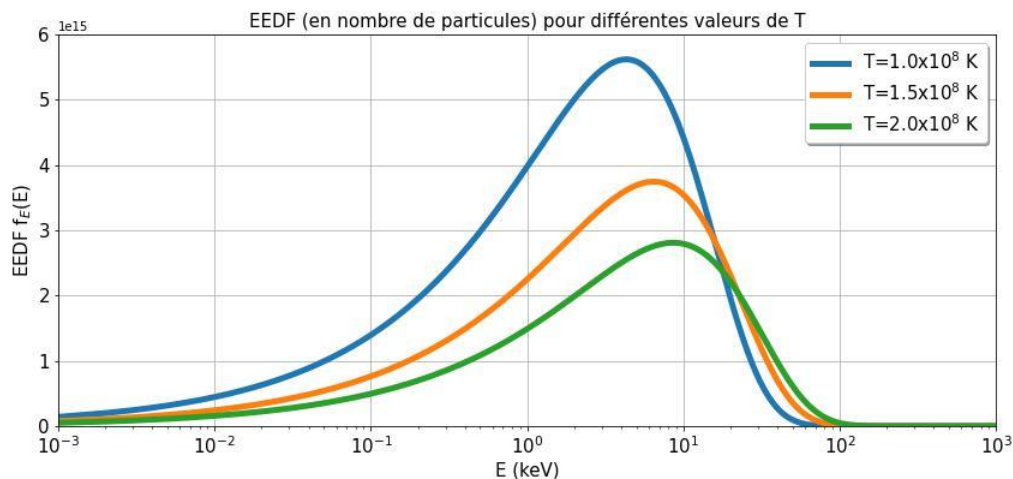


Figure A.1. Illustration d'une distribution de Maxwell-Boltzmann pour trois températures différentes réalistes des conditions de fusion nucléaire.

Annexes

En axe des ordonnées, nous avons la fonction de densité de probabilité de l'énergie. Dans le cas d'un tokamak, pour la fusion nucléaire par confinement magnétique, nous avons comme ordre de grandeur 10^{20} particules.m⁻³. En calculant pour ces distributions le nombre de particules où l'énergie dépasse 450 keV pour ces trois températures, nous obtenons les valeurs du **Tableau A.1** :

Température moyenne (En K)	Nombre de particules dont l'énergie surpasse 450 keV
50 000 000	0
100 000 000	810 731
150 000 000	3 783 086 565

Tableau A.1. Nombres de particules pouvant engendrer des réactions de fusion nucléaire en fonction de la température.

Le raisonnement effectué permet de démontrer comment la fusion nucléaire reste possible malgré une température moyenne bien plus faible que nécessaire. La description classique suffit ainsi à proposer une solution à notre problème. Néanmoins, une description quantique doit aussi s'ajouter dans le cas présent, puisque nous étudions des atomes. G. Gamow a proposé d'inclure l'effet tunnel, qui traduit la possibilité d'une particule à franchir une barrière de potentiel (ici la répulsion coulombienne) malgré une énergie plus faible que nécessaire. Il obtient l'équation (**éq. A.2**) :

$$P_g(E) = e^{-\sqrt{\frac{E_g}{E}}} \quad (\text{éq. A.2})$$

E_g représente le facteur de Gamow et vaut $2m_r c^2 (\pi \alpha Z_1 Z_2)^2$. La masse m_r représente la masse réduite du système (ici le couple D-T), et α représente la constante de structure fine, dont la valeur correspond à 1/137. Cette constante est sans dimension. En regardant les équations (**éq. A.1**) et (**éq. A.2**), on s'aperçoit que la distribution de Maxwell-Boltzmann décroît avec l'énergie, tandis que l'effet tunnel, lui, croît avec l'énergie. G. Gamow arrive à la conclusion que la majorité des particules qui participent à la fusion nucléaire siègent dans une fenêtre qu'on appelle fenêtre de Gamow et qui est comprise entre les deux courbes. La section efficace étant proportionnelle à ces deux phénomènes, il en déduit que :

Annexes

$$\langle \sigma v \rangle = \int_0^{\infty} e^{\frac{-E}{k_b T}} e^{-\sqrt{\frac{E_g}{E}}} dE \quad (\text{éq. A.3})$$

Ainsi, si on prend comme énergie 150 millions de degrés Kelvin pour les installations comme le NIF, ITER ou le LMJ, nous pouvons tracer la **Figure A.2**.

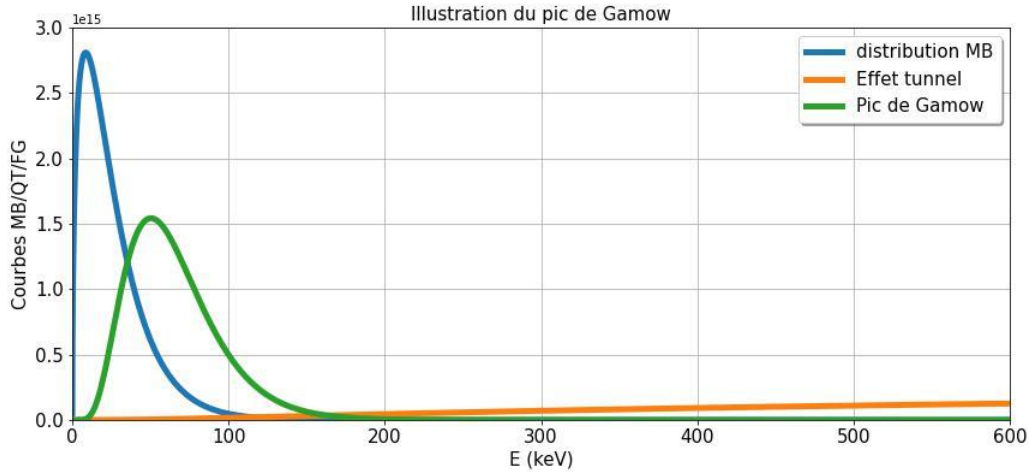


Figure A.2. Illustration de la fenêtre de Gamow, comprise entre la distribution de Maxwell-Boltzmann et l'effet tunnel.

Idem, nous pouvons estimer ici le nombre de particules dont l'énergie est supérieure à 450 keV.

- pour une distribution de Maxwell-Boltzmann, le nombre de particules dont l'énergie est supérieure à 450 keV à 150×10^6 K est de : 3.783.086.565
- pour une distribution de Gamow, le nombre de particules dont l'énergie est supérieure à 450 keV à 150×10^6 K est de : 249.288.308.992

En ajoutant les effets de la mécanique quantique, nous obtenons un nombre de particules participant aux réactions de fusion en réalité 65 fois plus important.

À présent, nous allons nous intéresser à la dérivation du critère de Lawson. Considérons la réactivité (le nombre de réactions de fusion par unité de volume et de temps) définie par le produit des densités des espèces et de leur section efficace de collision, tel que :

$$f = n_1 n_2 \langle \sigma v \rangle \quad (\text{éq. A.4.1})$$

Soit τ_e le temps de confinement du plasma, défini comme le temps qu'il faut au plasma pour perdre l'énergie qu'il a produit :

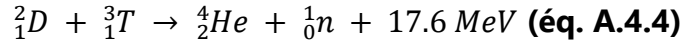
$$\tau_e = \frac{\text{énergie par unité de volume}}{\text{énergie par unité de volume perdue}} = \frac{W}{P_{\text{perte}}} \quad (\text{éq. A.4.2})$$

Annexes

En considérant que le plasma est à l'équilibre thermodynamique ($T_i = T_e = T$) et qu'il contient autant de deutérium que de tritium, nous pouvons écrire :

$$W = \frac{3}{2}(n_e + \sum_i n_i)k_b T = 3n_e k_b T \quad (\text{éq. A.4.3})$$

Lors des réactions de fusion, seuls les atomes d'hélium générés participent aux futures réactions de fusion, avec une énergie égale à 3,5 MeV. Pour rappel, la réaction de fusion est la suivante :



En attribuant à ces atomes d'hélium la notation E_r , nous pouvons écrire que la puissance générée équivaut à la réactivité fois le nombre d'atomes d'hélium.

$$P_r = f \cdot E_r \quad (\text{éq. A.4.5})$$

Pour que le processus soit rentable, il faut que la puissance générée (P_r) soit supérieure à la puissance perdue (P_{perte}). Nous avons donc :

$$f \cdot E_r > \frac{W}{\tau_E}$$

$$\frac{n_e^2}{4} \langle \sigma v \rangle \cdot E_r > \frac{3n_e k_b T}{\tau_e}$$

$$n_e \tau_e > 12 \frac{k_b T}{E_r \langle \sigma v \rangle} \equiv L(T) \quad (\text{éq. A.4.6})$$

Qui est le critère de Lawson. Ici, la section efficace est une fonction de la température au carré, le critère peut donc être réécrit comme un produit de $n_e \tau_e T^2$. Nous pouvons aussi noter que les pertes d'énergies sont inversement proportionnelles au temps de confinement. Par conséquent, plus le temps de confinement sera long, moins le plasma perdra d'énergie. Enfin, accroître la concentration de réactif conduit à une augmentation du taux de réaction (proportionnelles à n_e^2) plus rapide que les pertes d'énergies (proportionnelle à n_e). Cette fonction $L(T)$ présente donc un minimum, qui correspond à la température minimale à atteindre. Ce minimum est plus faible pour le couple D-T que pour le couple D-D ou T-T, d'où le choix de ce couple.

Annexe B

Dans cette annexe, nous complétons le chapitre II en fournissant les calculs permettant de retrouver les coefficients de Fresnel. Nous fournissons également les calculs permettant de retrouver la réflectivité de chaque couche d'une structure multicouche. Ce calcul par itération est à la base de la simulation des courbes de réflectivité d'empilement multicouche. Le facteur de Névo-Croce, permettant de simuler la rugosité, est également inclus.

Illustrons tout d'abord (**Figure B.1**) l'interaction d'une onde transverse électrique et magnétique lors d'un changement de milieu.

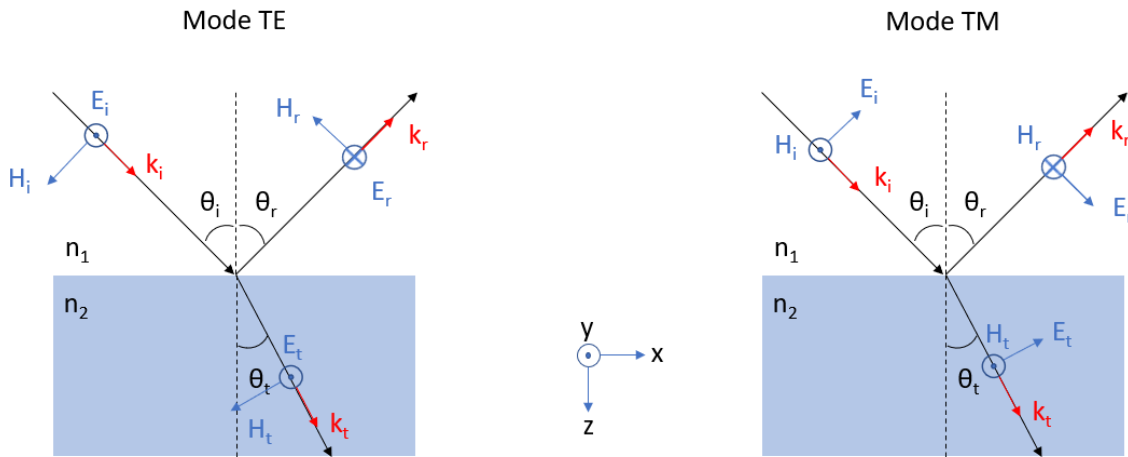


Figure B.1. Illustration des modes TE et TM de l'onde électromagnétique.

En appliquant les équations de Maxwell aux interfaces (continuité de la composante tangentielle du champ électrique et continuité de la composante normale du champ magnétique), nous obtenons le système d'équations suivant :

- Mode TE du champ E : $E_i + E_r = E_t$
- Mode TE du champ H : $-H_i \cos \theta_i + H_r \cos \theta_r = H_t \cos \theta_t$
- Mode TM du champ E : $H_i - H_r = H_t$
- Mode TM du champ H : $\cos \theta_i + E_r \cos \theta_r = E_t \cos \theta_t$

Les indices (i, r, t) correspondent aux champs incidents, réfléchis et transmis. En écrivant les coefficients de réflexion et de transmission comme les rapports entre les champs réfléchis, transmis et incident, nous obtenons les quatre équations de Fresnel :

Annexes

$$r_{TE} = \frac{E_r}{E_i} = \frac{n_1 \cos \theta_i - n_2 \cos \theta_t}{n_1 \cos \theta_i + n_2 \cos \theta_t} \quad (\text{éq. B.1.1})$$

$$t_{TE} = \frac{E_t}{E_i} = \frac{2n_1 \cos \theta_i}{n_1 \cos \theta_i + n_2 \cos \theta_t} \quad (\text{éq. B.1.2})$$

$$r_{TM} = \frac{H_r}{H_i} = \frac{n_2 \cos \theta_i - n_1 \cos \theta_t}{n_2 \cos \theta_i + n_1 \cos \theta_t} \quad (\text{éq. B.1.3})$$

$$t_{TM} = \frac{H_t}{H_i} = \frac{2n_1 \cos \theta_i}{n_2 \cos \theta_i + n_1 \cos \theta_t} \quad (\text{éq. B.1.4})$$

Il est par ailleurs possible de réécrire ce système d'équations en utilisant le vecteur de diffusion, défini par l'équation (éq. B. 2) :

$$Q = 2k \sin \alpha \quad (\text{éq. B. 2})$$

Après avoir effectué le changement de variable adéquat, nous obtenons :

$$r_{TE} = \frac{Q_i - Q_t}{Q_i + Q_t} \quad (\text{éq. B.3.1})$$

$$t_{TE} = \frac{2Q_i}{Q_i + Q_t} \quad (\text{éq. B.3.2})$$

$$r_{TM} = \frac{Q_i \frac{n_2}{n_1} - Q_t \frac{n_1}{n_2}}{Q_i \frac{n_2}{n_1} + Q_t \frac{n_1}{n_2}} \quad (\text{éq. B.3.3})$$

$$r_{TM} = \frac{2Q_t \frac{n_1}{n_2}}{Q_i \frac{n_2}{n_1} + Q_t \frac{n_1}{n_2}} \quad (\text{éq. B.3.4})$$

En repartant de l'équation de continuité des champs, nous pouvons déterminer les valeurs de réflexion et de transmission à travers un changement de milieu :

$$1 + r_{TE} = t_{TE} \quad (\text{éq. B.4.1})$$

$$1 + r_{TM} = \frac{n_2}{n_1} t_{TM} \quad (\text{éq. B.4.2})$$

$$R = |r|^2 \quad (\text{éq. B.4.3})$$

$$T = \frac{n_2 \cos \theta_t}{n_1 \cos \theta_i} |t|^2 \quad (\text{éq. B.4.4})$$

$$R + T + A = 1 \quad (\text{éq. B.4.5})$$

Appliquons à présent ces résultats pour le calcul de la réflectivité d'une couche mince (Figure B.2).

Annexes

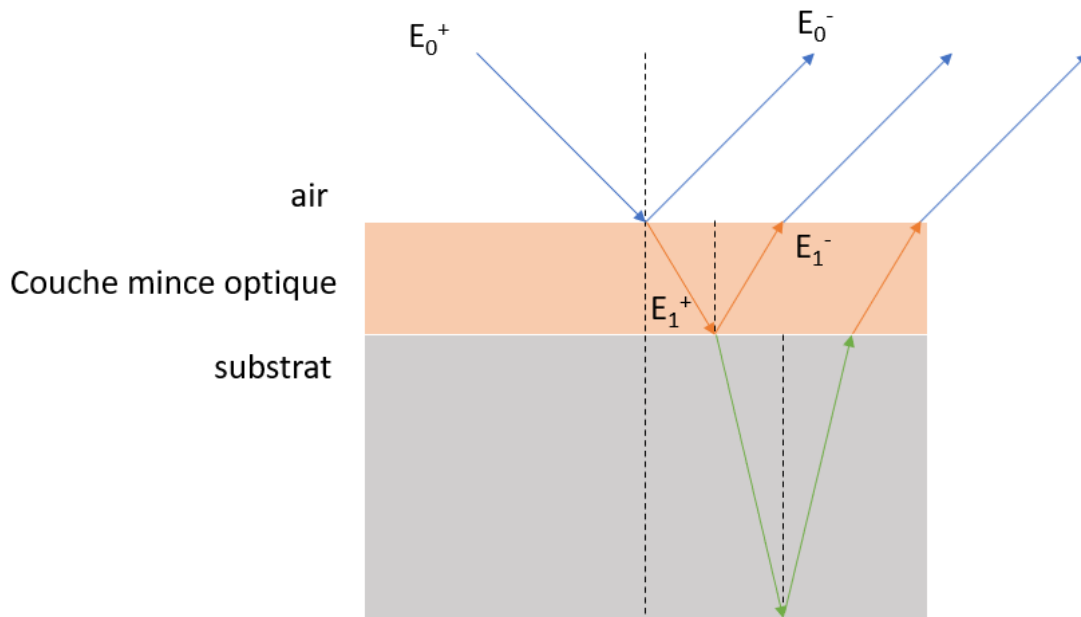


Figure B.2. Illustration du calcul de la réflectivité d'une couche optique.

Nous obtenons pour la réflectivité multiple :

$$r_{film} = r_{01} + t_{01}t_{10}r_{1s}p^2 + t_{01}t_{10}r_{10}r_{1s}^2p^4 + t_{01}t_{10}r_{10}^2r_{1s}^3p^6 + \dots$$

$$r_{film} = r_{01} + t_{01}t_{10}r_{1s}p^2\{1 + r_{10}r_{1s}p^2 + r_{10}^2r_{1s}^2p^4 + \dots\}$$

$$r_{film} = r_{01} + t_{01}t_{10}r_{1s}p^2 \sum_{m=0}^{\infty} (r_{10}r_{1s}p^2)^m$$

où $p = e^{iQd}$, le terme de déphasage.

Or, une série géométrique de raison q converge si et seulement si $|q| < 1$. Dans ce cas, la somme vaut :

$$\sum_{m=0}^{\infty} q^m = \frac{q}{1-q}$$

Nous obtenons donc :

$$r_{film} = r_{01} + t_{01}t_{10}r_{1s}p^2 \frac{1}{1 - r_{10}r_{1s}p^2}$$

Les conditions de continuité imposent :

$$r_{01} = -r_{10}$$

Annexes

$$t_{01}t_{10} = 1 - r_{01}^2$$

Nous obtenons ainsi la formule de réflectivité d'une couche mince :

$$r_{film} = \frac{r_{01} + r_{1s}p^2}{1 - r_{10}r_{1s}p^2} \quad (\text{éq. B.5.1})$$

Dans le cas d'une onde incidente perpendiculaire à la surface, la réflectivité du film mince se simplifie et vaut :

$$R = |r_{film}|^2 \approx \frac{\delta^2 + \beta^2}{4} \quad (\text{éq. B.5.2})$$

Passons à présent au calcul de la réflectivité d'un empilement multicouche. Pour cela, nous avons recours à la méthode récursive de Parratt. Écrivons :

$$k_j^2 = k_{z,j}^2 + k_{x,j}^2 = n_j^2 k^2 \quad (\text{éq. B.6.1})$$

La composante du vecteur d'onde selon l'axe z devient :

$$k_{z,j}^2 \cong k_z^2 - 2\delta_j k^2 + i2\beta_j k^2 \quad (\text{éq. B.6.2})$$

Réécrivons l'équation (éq. B.6.2) à l'aide du vecteur de diffusion :

$$Q_j = \sqrt{Q^2 - 8k^2\delta_j + i8k^2\beta_j} \quad (\text{éq. B.6.3})$$

Nous obtenons ainsi l'expression de la réflectivité à l'interface d'une couche $\{j, j-1\}$ en fonction de l'épaisseur d_j de la couche et du vecteur de diffusion Q_j :

$$r_{j,j-1} = \frac{r'_{j,j-1} + r'_{j-1,j-2}e^{iQ_j d_j}}{1 + r'_{j,j-1}r'_{j-1,j-2}e^{iQ_j d_j}} \quad (\text{éq. B.6.4})$$

Par itération de l'équation (éq. B.6.4) à chaque couche, nous pouvons calculer la réflectivité totale de l'empilement multicouche. Pour simuler la rugosité, il faudra multiplier la réflectivité $r_{j,j-1}$ par un facteur appelé facteur de Névo-Croce, défini par l'équation (éq. B.6.5) :

$$r'_{j,j-1} = r_{j,j-1} e^{-Q_j Q_{j-1} \sigma^2} \quad (\text{éq. B.6.5})$$

Où σ représente la rugosité, exprimée dans la même unité que l'épaisseur de la couche.

Références

- [1] A.S. Eddington, "The internal Constitution of the Stars.", *Nature*. 106 (2653): 14-20 (1920); <https://doi.org/10.1126/science.52.1341.233>
- [2] M.L.E. Oliphant, P. Harteck et E. Rutherford, "Transmutation Effects Observed with Heavy Hydrogen", *Nature* 133, 413 (1934); <https://doi.org/10.1038/133413a0>
- [3] J. Nuckolls, L. Wood, A. Thiessen et al, "Laser Compression of Matter to Super-High Densities: Thermonuclear (CTR) Applications.", *Nature* 239, 139-142 (1972); <https://doi.org/10.1038/239139a0>
- [4] Bernard Bigot, "ITER assembly phase: Progress toward first plasma", *Fusion Engineering and Design*, Volume 164, March 2021, 112207; <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2020.112207>
- [5] Thomas M. Spinka, "Fusion ignition at the National Ignition Facility (Conference Presentation)", *Proceedings Volume PC12577, High-power, High-energy Lasers and Ultrafast Optical Technologies; PC1257702* (2023); <https://doi.org/10.1117/12.2675321>
- [6] A. Einstein, "Ist die Trägheit eines Körpers von seinem Energieinhalt abhängig ?", (*Annalen der Physik*), 18:639 (1905); <https://doi.org/10.1002/andp.19053231314>
- [7] B. Remington et al., "Modeling astrophysical phenomena in the laboratory with intense lasers", *Science*, 1999, Volume 284, pp. 1488-1493; <https://doi.org/10.1126/SCIENCE.284.5419.1488>
- [8] I. Langmuir, "Oscillations in Ionized Gases", (*Proc. Natl Acad. Sci. USA* 14 627–637), 1928; <https://doi.org/10.1073/pnas.14.8.627>
- [9] W. Heisenberg, "Über den anschaulichen Inhalt der quantentheoretischen Kinematik und Mechanik", *Z. Physik* 43, 172–198 (1927); <https://doi.org/10.1007/BF01397280>
- [10] G. Gamow, "Zur Quantentheorie des Atomkernes", *Z. Physik* 51, 204-212 (1928); <https://doi.org/10.1007/BF01343196>
- [11] H. S. Bosch et G. M. Hale, "Improved formulas for fusion cross-sections and thermal reactivities ", 1993 *Nucl. Fusion* 33 1919; <https://doi.org/10.1088/0029-5515/32/4/I07>
- [12] J.D. Lawson, "Some Criteria for a Power Producing Thermonuclear Reactor ", 1957 *Proc. Phys. Soc. B* 70 6; <https://doi.org/10/1088/0370-1301/70/1/303>

- [13] J. H. Nuckolls, "Early steps toward inertial fusion energy (IFE) (1952 to 1962).", United States 1998; <https://doi.org/10.2172/658936>
- [14] J. Lindl, "Development of the indirect-drive approach to inertial confinement fusion and the target physics basis for ignition and gain", Phys. Plasmas 2, 3933-4024 (1995); <https://doi.org/10.1063/1.871025>
- [15] R. Betti et al., "Shock ignition of thermonuclear fuel with high areal density ", Phys Rev Lett. 2007 Apr 13;98(15):15001; <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.98.155001>
- [16] Max Tabak et al., "Ignition and high gain with ultrapowerful lasers", Phys. Plasmas 1, 1626-1634 (1994); <https://doi.org/10.1063/1.870664>
- [17] George H. Miller et al., "The National Ignition Facility: enabling fusion ignition for the 21st century ", Nucl. Fusion 44 (2004) S228-238; <https://doi.org/10.1088/0029-5515/44/12/S14>
- [18] E. I. Moses et al., "The National Ignition Facility: Transition to a User Facility ", Journal of Physics: Conference Series 688 (2016) 012073; <https://doi.org/10.1088/1742-6596/688/1/012073>
- [19] L Berzak Hopkins et al., "Toward a burning plasma state using diamond ablator inertially confined fusion (ICF) implosions on the National Ignition Facility (NIF) ", Plasma Phys. Control. Fusion 61 (2019) 014023 (10pp); <https://doi.org/10.1088/1361-6587/aad97e>
- [20] C. Lion, «The LMJ program: an overview», J.Phys. Conf Ser. 244, 012003 (2010); <https://doi.org/10.1088/1774-6596/244/1/012003>
- [21] M. Planck, "Zur Theorie des Gesetzes der Energieverteilung im Normalspektrum", Verhandl. Dtsch. Phys. Ges., 2, 237 (1900);
- [22] A. Einstein, "Zur Elektrodynamik bewegter Körper", Annalen der Physik. 17 (10): 891-921; <https://doi.org/10.1002/andp.19053221004>
- [23] W. C. Röntgen, "Sitzungsberichte" Med. Phys. Gesellschaft Würzburg 137 (1895);
- [24] L. Meitner, "Über die Entstehung der β -Strahl-Spektren radioaktiver Substanzen", Z. Physik 9, 131-144 (1922); <https://doi.org/10.1007/BF01326962>
- [25] P. Auger, "Sur les rayons β secondaires produits dans un gaz par des rayons X", C.R.A.S., vol. 177, pp. 169-171, 1923.

- [26] B. L. Henke, E. M. Gullikson, J. C. Davis, "X-Ray Interactions: Photoabsorption, Scattering, Transmission, and Reflection at $E = 50\text{--}30,000$ eV. $Z = 1\text{--}92$ ", Atomic Data and Nuclear Data Tables, Volume 54, Issue 2, July 1993, Pages 181-342; <https://doi.org/10.1006/adnd.1993.1013>
- [27] W. L. Bragg, "The Specular Reflection of X-rays", Nature 90, 410 (1912); <https://doi.org/10.1038/090410b0>
- [28] G. Bormann, "Bormann, G. Die Absorption von Röntgenstrahlen im Fall der Interferenz". Z. Physik **127**, 297-323 (1950); <https://doi.org/10.1007/BF01329828>
- [29] H. Koeppe, Dissertation, Universität Giessen (1923)
- [30] W. Deubner, "Versuche über die Reflexion von Röntgenstrahlen an einem künstlich hergestellten Schichtenkörper", Ann. Phys. (Leipzig), 5, (1930), p.261;
- [31] J. Dumond, J. P. Youtz, "An X-Ray Method of Determining Rates of Diffusion in the Solid State", J. Appl. Phys. 11, 357-365 (1940); <https://doi.org/10.1063/1.1712784>
- [32] A. F. Turner, "Some current developments in multilayer optical films", J. Phys. Radium 11, 444-460 (1950); <https://doi.org/10.1051/jphysrad:01950001107044400>
- [33] J. B. Dinklage, "X-Ray Diffraction by Multilayered Thin-Film Structures and Their Diffusion", J. Appl. Phys. 38, 3781-3785 (1967); <https://doi.org/10.1063/1.1710211>
- [34] E. Spiller, "Low-Loss Reflection Coatings Using Absorbing Materials", Appl. Phys. Lett. 20, 365-367 (1972); <https://doi.org/10.1063/1.1654189>
- [35] A. V. Vinogradov and B. Ya. Zeldovich, "X-ray and far uv multilayer mirrors: principles and possibilities", Appl. Opt. 16, 89 (1977); <https://doi.org/10.1364/AO.16.000089>
- [36] J. Kirz, H. Rarback, "Soft x-ray microscopes", Rev. Sci. Instrum. 56, 1-13 (1985); <https://doi.org/10.1063/1.1138464>
- [37] J. H. Underwood, T. W. Barbee Jr, C. Frieber, "X-ray microscope with multilayer mirrors", Appl. Opt. 1986 Jun 1;25(11):1730-2; <https://doi.org/10.1364/AO.25.001730>
- [38] C. Reverdin et al., "Measurement of x-ray laser beam divergence with CADIX, a time-resolved diagnostic tool using an insertable multilayer mirror ", Rev. Sci. Instrum. 63, 5112-5114 (1992); <https://doi.org/10.1063/1.1143455>
- [39] J. Underwood, M. Bruner, "X-ray Photographs of a Solar Active Region with a Multilayer Telescope at Normal Incidence", Science, 238, 61-64 (1987);

<https://doi.org/10.1126/science.238.4832.61>

[40] J. H. Underwood, T. W. Barbee Jr, "Layered synthetic microstructures as Bragg diffractors for X rays and extreme ultraviolet: theory and predicted performance", Appl. Opt. 1981 Sep 1;20(17):3027-34; <https://doi.org/10.1364/AO.20.003027>

[41] T. W. Barbee et al., "Molybdenum-silicon multilayer mirrors for the extreme ultraviolet", Appl. Opt. 24, 883 (1985); <https://doi.org/10.1364/AO.24.000883>

[42] F. Mezei, "Novel polarized neutron devices: supermirror and spin component amplifier", Communications on Physics 1, 81-85 (1976);

[43] L. G. Parratt, "Surface Studies of Solids by Total Reflection of X-Rays", Phys. Rev. 95, 359, (15 July 1954); <https://doi.org/10.1103/PhysRev.95.359>

[44] L. Nénot et P. Croce, "Caractérisation des surfaces par réflexion rasante de rayons X. Application à l'étude du polissage de quelques verres silicates", Rev. Phys. Appl. (Paris) 15, 761-779 (1980) ; <https://doi.org/10.1051/rphysap:01980001503076100>

[45] André Maréchal, "Etude des effets combinés de la diffraction et des aberrations géométriques sur l'image d'un point lumineux", Rev. Opt., vol. 2, 1947, p. 257-277

[46] Paul Kirkpatrick and A.V. Baez., "Formation of Optical Images by X-rays", Journal of the Optical Society of America, Vol.38, Issue 9, pp. 766-774 (1948); <https://doi.org/10.1364/JOSA.38.000766>

[47] J. Dyson, "Optics of the Focusing X-Ray Microscope", 1952 Proc. Phys. Soc. B 65 580; <https://doi.org/10.1088/0370-1301/65/8/307>

[48] R. Sauneuf et al., "Large-field high-resolution x-ray microscope for studying laser plasmas", Rev. Sci. Instrum. 68, 3412-3420 (1997); <https://doi.org/10.1063/1.1148302>

[49] Hans Wolter, "Spiegelsysteme streifenden Einfalls als abbildende Optiken für Röntgenstrahlen", Annalen der Physik, Volume 445, Issue 1-2, p. 94-114; <https://doi.org/10.1002/andp.19524450108>

[50] M. Young, "Pinhole Optics", Appl. Opt. Vol. 10, Issue 12, pp. 2763-2767 (1971); <https://doi.org/10.1364/AO.10.002763>

[51] Gene. H. McCall, "X-Ray Imaging in the Laser-Fusion Program", Proc. SPIE 0106, X-Ray Imaging, (29 August 1977); <https://doi.org/10.1117/12.955449>

[52] J. Brunol, R. Sauneuf, J. P. Gex, "Micro coded aperture imaging applied to laser plasma

diagnosis", *Optics Communications*, Volume 31, Issue 2, November 1979, Pages 129-134; [https://doi.org/10.1006/0030-4018\(79\)90287-6](https://doi.org/10.1006/0030-4018(79)90287-6)

[53] J. L. Soret, "Sur les phénomènes de diffraction produits par les réseaux circulaires", *Arch. Sci. Phys. Nat.*, vol.52 (1875);

[54] V. V. Aristov, A. I. Erko et V. V. Martynov, "Principles of Bragg-Fresnel multilayer optics", *Rev. Phys. Appl. (Paris)*, Volume 23, Numéro 10, octobre 1988, pages 1623-1630 ; <https://doi.org/10.1051/rphysap:0198800230100162300>

[55] D. L. Windt, "IMD—Software for modeling the optical properties of multilayer films", *Comput. Phys.* 12, 360-370 (1998); <https://doi.org/10.1063/1.168689>

[56] K. Klementiev, R. Chernikov, "Power scriptable ray tracing package xrt", *Proceedings Volume 9209, Advances in Computational Methods for X-Ray Optics III; 92090A* (2014); <https://doi.org/10.1117/12.2061400>

[57] L. G. Parratt, "Surface Studies of Solids by Total Reflection of X-Rays", *Phys. Rev.* 95, 359, Issue 8, (15 July 1954); <https://doi.org/10.1103/PhysRev.95.359>

[58] V. Veksler, "A new method of accelerating relativistic particles", 43 (8): 346-348, 1944;

[59] E. Ziegler, J. Hozowska, T. Bigault, L. Peverini, J. Y. Massonat, R. Hustache; "The ESRF BM05 Metrology Beamline: Instrumentation And Performance Upgrade." *AIP Conf. Proc.* 12 May 2004; 705 (1): 436-439. <https://doi.org/10.1063/1.1757827>

[60] M. Krumrey, G. Ulm, "High-accuracy detector calibration at the PTB four-crystal monochromator beamline", *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Volumes 467-468, Part 2, 21 July 2001, Pages 1175-1178; [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(01\)00598-8](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(01)00598-8)

[61] W. Görner, "BAMline: the first hard X-ray beamline at BESSY II", *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Volumes 467-468, Part 1, 21 July 2001, Pages 703-706; [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(01\)00466-1](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(01)00466-1)

[62] L. De Broglie (1924) XXXV. "A tentative theory of light quanta", *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 47:278, 446-458 <https://doi.org/10.1080/1478644240863378>

[63] M. Knoll, E. Ruska, "Beitrag zur geometrischen Elektronenoptik. I und II", *Annalen der Physik*, Volume 404, Issue 5, p. 607-640, 1932; <https://doi.org/10.1002/andp.19324040506>

- [64] M. Knoll, E. Ruska, "Das Elektronenmikroskop", Z. Physik 78, 318-339 (1932); <https://doi.org/10.1007/BF01342199>
- [65] A. Do et al., "Spectral response measurement of the National Ignition Facility Kirkpatrick-Baez microscope", Proceedings Volume 11114, Hard X-Ray, Gamma-Ray, and Neutron Detector Physics XXI; 1111414 (2019); <https://doi.org/10.1117/12.2529465>
- [66] Ph. Troussel et al., "Multilayer optics for monochromatic high-resolution X-ray imaging diagnostic in a broad photon energy range from 2 keV to 22 keV", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, Volume 767, 11 December 2014, Pages 1-4; <https://doi.org/10.1016/j.nima.2014.07.048>
- [67] J.-Ph Champeaux et al., "Development and realization of non-periodic W/Si multilayer mirrors for 5-14 keV X-ray plasma diagnostic", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment Volume 581, Issue 3, 1 November 2007, Pages 687-694; <https://doi.org/10.1016/j.nima.2007.06.119>
- [68] Ph. Troussel et al., "Development of supermirrors for high-resolution x-ray LMJ microscopes", Proceedings Volume 8139, Advances in X-Ray/EUV Optics and Components VI, 81390C (2011); <https://doi.org/10.1117/12.895944>
- [69] Yaran Li et al., "Basic principles and optical system design of 17.48 keV high-throughput modified Wolter x-ray microscope", Rev Sci Instrum. 2022 Sep 1;93(9):093526.; <https://doi.org/10.1063/5.0105015>
- [70] J.K. Vogel et al., "Design and raytrace simulations of a multilayer-coated Wolter x-ray optic for the Z machine at Sandia National Laboratories", Rev Sci Instrum. 89, 10G113 (2018); <https://doi.org/10.1063/1.5038811>
- [71] Wenjie Li et al., "Development of a quasi-coaxis dual-energy flat spectral response X-ray imaging instrument for measuring hotspot electron temperature", Opt Express. 2022 Mar 14;30(6):8777-8793.; <https://doi.org/10.1364/OE.454237>
- [72] S. F. Khan et al., "Implementing time resolved electron temperature capability at the NIF using a streak camera", Rev. Sci. Instrum. 89, 10K117 (2018); <https://doi.org/10.1063/1.5039382>
- [73] Tom Pardini et al., "Aperiodic Mo/Si multilayers for hard X-rays", Opt Express. 2016 Aug 8;24(16):18642-8; <https://doi.org/10.1364/OE.24.018642>
- [74] E.N. Zubarev et al., "Growth and crystallization of molybdenum layers on amorphous

silicon", *Thin Solid Films*, Volume 520, Issue 1, 2011, Pages 314-319, ISSN 0040-6090; <https://doi.org/10.1016/j.tsf.2011.06.056>

[75] A.L. Aquila et al., "Developments in realistic design for aperiodic Mo/Si multilayer mirrors" *Optics Express* Vol. 14, Issue 21, pp. 10073-10078 (2006); <https://doi.org/10.1364/OE.14.010073>

[76] S. Yulin et al., "Interlayer transition zones in Mo/Si superlattices", *J. Appl. Phys.* 92, 1216–1220 (2002); <https://doi.org/10.1063/1.1487919>

[77] D. Ijpes et al., "Increasing soft x-ray reflectance of short-period W/Si multilayers using B₄C diffusion barriers", *J. Appl. Phys.* 133, 025302 (2023); <https://doi.org/10.1063/5.0130677>

[78] Catherine Burcklen et al., "Depth-graded Mo/Si multilayer coatings for hard x-rays", *Opt Express*. 2019 Mar 4;27(5):7291-7306; <https://doi.org/10.1364/OE.27.007291>

[79] f H. Maury et al., "Interface characteristics of Mo/Si and B₄C/Mo/Si multilayers using non-destructive X-ray techniques", *Surface Science* 601 (2007) 2315-2322; <https://doi.org/10.1016/j.susc.2007.03.044>

[80] Julien Gautier et al., "Study of normal incidence of three-component multilayer mirrors in the range 20–40 nm," *Appl. Opt.* 44, 384-390 (2005); <https://doi.org/10.1364/AO.000384>

[81] A. A. Zameshin et al., "Interface formation in W/Si multilayers studied by Low Energy Ion Scattering", *Thin Solid Films* 724 (2021) 138569; <https://doi.org/10.1016/j.tsf/2021.138569>

[82] M. Brunel et al., "Structural characterization and thermal stability of W/Si multilayers", *Journal of Materials Research* 8, 2600-2607 (1993); <https://doi.org/10.1557/JMR.1993.2600>

[83] D.L. Windt et al., "Growth structure, and performance of depth-graded W/Si multilayers for hard x-ray optics", *J. Appl. Phys.* 88, 460–470 (2000); <https://doi.org/10.1063/1.373681>

[84] B. K. Gan et al., "Fabrication and characterization of ultra-thin tungsten-carbon (W/C) and platinum-carbon (Pt/C) multilayers for X-ray mirrors", *Applied Surface Science* 239 (2005) 237-245; <https://doi.org/10.1016/j.apsusc.2004.05.269>

[85] A. Majhi et al., "Understanding of stress and its correlation with microstructure near the layer continuous limit in nano-scaled multilayers", *J. Appl. Cryst.* (2019). 52, 332-343;

<https://doi.org/10.1107/S1600576719001092>

[86] David. J. Smith et al., "Characterization of ultrathin multilayers for applications in x-ray optics", January 1990 Conference: XIIth International Congress for Electron Microscopy;

[87] Bernard Vidal and J. Marfaing, "Comparison of ultrathin W-Si and W-C multilayers for x-ray optics", *Optical Engineering* 30(5), (1 May 1991); <https://doi.org/10.1117/12.55834>

[88] C.C. Walton et al., "X-ray Optical multilayers : microstructure limits on reflectivity at ultra-short periods", Volume 46, Issue 11, 1 July 1998, Pages 3767-3775; [https://doi.org/10.1016/S13596454\(98\)00083-4](https://doi.org/10.1016/S13596454(98)00083-4)

[89] D.L. Windt et al., "Optical constants for hard x-ray multilayers over the energy range $E = 35 - 180$ keV", *Proc. of SPIE Vol. 5168*; <https://doi.org/10.1117/12.505886>

[90] D. L. Windt et al., "W/SiC X-ray multilayers optimized for use above 100 keV", *Appl Opt.* 2003 May 1;42(13):2415-21.; <https://doi.org/10.1364/ao.42.002415>

[91] D. L. Windt, "Monochromatic mammography using scanning multilayer X-ray mirrors", *Rev Sci Instrum.* 2018 Aug;89(8):083702.; <https://doi.org/10.1063/1.5041799>

[92] Catherine Burcklen et al., "Aperiodic x-ray multilayer interference coatings with high reflectance and large field of view", *Proceedings Volume 10691, Advances in Optical Thin Films VI*; 106910U (2018); <https://doi.org/10.1117/12.2314257>

[93] E. Meltchakov et al., "Single and multi-channel Al-based multilayer systems for space applications in EUV range", *Proceeding SPIE 8777* (2013), 877747; <https://doi.org/10.1117/12.2036050>

[94] V. Gepper-Kleinrath et al., "Gamma-ray imaging of inertial confinement fusion implosions reveals remaining ablator carbon distribution", *Phys. Plasmas* 1 February 2023; 30 (2): 022703. <https://doi.org/10.1063/5.0122938>

[95] V. Koutznetsov et al., "A novel pulsed magnetron sputter technique utilizing very high target power densities", *Surface and Coatings Technology*, Volume 122, Issues 2-3, 15 December 1999, Pages 290-293; [https://doi.org/10.1016/S0257-8972\(99\)00292-3](https://doi.org/10.1016/S0257-8972(99)00292-3)

[96] Yan Yuan et al., "High power impulse magnetron sputtering and its applications", *Plasma Sci. Technol.* 20 (2018) 065501 (17pp); <https://doi.org/10.1088/2058.6272/aa9e48>

[97] Tetsuhide Shimizu et al., "Low temperature growth of stress-free single phase α -W

films using HiPIMS with synchronized pulsed substrate bias", *J. Appl. Phys.* 129, 155305 (2021); <https://doi.org/10.1063/5.0042608>

[98] Shuai Guo et al., "Modulation of optical and electrical properties of In₂O₃ films deposited by high power impulse magnetron sputtering by controlling the flow rate of oxygen", *Ceramics International* 45 (2019) 21590-21595; <https://doi.org/10.1016/j.ceramint.2019.07.154>

[99] Amod Kashyap et al., "Study on galling behaviour of HiPIMS deposited Mo/DLC multilayer coatings at ambient and elevated temperature", *Wear* 498-499 (2022) 204327; <https://doi.org/10.1016/j.wear.2022.204327>

[100] P. Mareš et al., "High deposition rate films prepared by reactive HiPIMS", *Vacuum* 191 (2021) 110329; <https://doi.org/10.1016/j.vacuum.2021.110329>

[101] M. Hála et al., "Reactive HiPIMS deposition of SiO₂/Ta₂O₅ optical interference filter", *Journal of Applied Physics*, vol. 116, no. 21, p. 213302, Dec. 2014; <https://doi.org/10.1063/1.4903285>

[102] Chin-Chiuan Kuo et al., "Effect of Voltage Pulse Width and Synchronized Substrate Bias in High-Power Impulse Magnetron Sputtering of Zirconium Films", *Coatings* 2021, 11, 7; <https://doi.org/10.3390/coatings11010007>

[103] Pedro Renato Tavares Avila et al., "On manufacturing multilayer-like nanostructures using misorientation gradients in PVD films", *Sci Rep* 9, 15898 (2019); <https://doi.org/10.1038/s41598-019-52226-1>

[104] Vasile Tiron et al., "Ultra-Short Pulse HiPIMS: A Strategy to Suppress Arcing during Reactive Deposition of SiO₂ Thin Films with Enhanced Mechanical and Optical Properties", *Coatings* 2020, 10, 633; <https://doi.org/10.3390/coatings10070633>

[105] T Shimizu et al., "Experimental verification of deposition rate increase, with maintained high ionized flux fraction, by shortening the HiPIMS pulse", *Plasma Sources Sci. Technol.* 30 (2021) 045006 (8pp); <https://doi.org/10.1088/1361-6595/abec27>

[ATTWOOD] D. Attwood and A. Sakdinawat, "X-Rays and extreme ultraviolet radiation : Principles and Applications"; <https://doi.org/10.1017/CBO9781107477629>

Titre : Développement de revêtements interférentiels pour des imageurs X à haute résolution

Mots clés : Miroirs multicouches, Optique XUV, Rayons X durs, Diagnostics X

Résumé : La FCI (fusion par confinement inertiel) est une voie privilégiée pour accéder expérimentalement aux conditions extrêmes de la matière, via l'implosion par laser d'une cible. Pour caractériser la symétrie d'implosion, un microscope de résolution micrométrique opérant dans le domaine des X durs est développé par le CEA (Commissariat à l'énergie atomique). TXI (Toroidal X-ray Imager), qui sera installé au NIF (National Ignition Facility), est un diagnostic X de type Wolter, où les miroirs coniques sont remplacés par des miroirs toriques. Étant un diagnostic multicanal, TXI fonctionnera à 8,7 keV, 13,0 keV et 17,5 keV. Son angle de rasance nominal est de 0,6°. Conformément à la loi de Bragg,

Les épaisseurs requises pour réfléchir ces énergies doivent être fines. Différentes formules de multicouches, alternances de deux matériaux permettant de réfléchir efficacement les énergies du domaine XUV, ont été optimisées, et la réponse optique générée a été simulée via l'utilisation d'un logiciel de tracé de rayon, jusqu'à trouver une combinaison de formules remplissant le cahier des charges de l'instrument. Les dépôts ont ensuite été réalisés par pulvérisation cathodique assistée par magnétron. Une pré-étude sur la technologie HiPIMS (high-power impulse magnetron sputtering) a été faite pour améliorer la qualité des dépôts, afin d'imager des énergies de 60 keV.

Title: Development of interferential coatings for X-rays imagers with a high resolution

Keywords: Multilayers Mirrors, XUV Optic, Hard X-rays, X-rays diagnostics

Abstract: ICF (inertial confinement fusion) is investigated to study extreme conditions of temperature and pressure, such as in the center of the stars, via the implosion of a target. To characterize the symmetry of implosion, which drives the performance of the experiment, an x-ray diagnostics with a micrometric resolution is developed by CEA (Commissariat à l'énergie atomique). TXI (Toroidal X-ray Imager) will be integrated on the NIF (National Ignition Facility). It is a Wolter-like, multi-channel diagnosis, working at 8.7 keV, 13.0 keV, and 17.5 keV. Its nominal grazing angle is 0.6 degrees, which allows us to reflect at very high energy, in accordance with Bragg's law.

However, it imposes the use of thin multilayers. A multilayer is an alternance of at least two materials that reflects with high efficiency in the XUV domain. Different formulas have been optimized, and their impact on the optical response of the microscope has been estimated using a raytracing code. The process was repeated until a good combination fulfilling TXI's criteria was found. The coatings were then deposited using direct current magnetron sputtering process. The last part is dedicated to the use of HiPIMS (high-power impulse magnetron sputtering) technology to improve the optical coatings quality, with the aim to design multilayers for a diagnostic working at energies up to 60 keV.