



**HAL**  
open science

# Développement d'un imageur à rayons X durci pour l'environnement radiatif du Laser Mégajoule

Adrien Rousseau

► **To cite this version:**

Adrien Rousseau. Développement d'un imageur à rayons X durci pour l'environnement radiatif du Laser Mégajoule. Physique des plasmas [physics.plasm-ph]. Ecole Polytechnique X, 2014. Français. NNT: . pastel-00980810

**HAL Id: pastel-00980810**

**<https://pastel.hal.science/pastel-00980810>**

Submitted on 22 Apr 2014

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

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

Thèse de doctorat de l'École Polytechnique

Spécialité :

**PHYSIQUE**

présentée par :

**Adrien Rousseau**

pour obtenir le titre de :

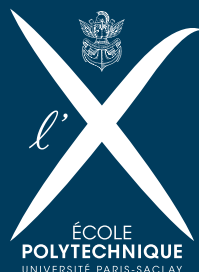
**DOCTEUR DE L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE**

Sujet de thèse :

**Développement d'un imageur à rayons X durci  
pour l'environnement radiatif du Laser Mégajoule**

soutenue le 24 Janvier 2014 devant le jury composé de :

M. Jean Larour, chargé de recherche au CNRS-LPP : directeur de thèse  
M. Stephane Darbon, expert CEA-DAM : encadrant CEA  
M. Franck Delmotte, maître de conférence à l'IOGS : rapporteur  
M. David Meyerhofer, professeur à l'Université de Rochester : rapporteur  
M. Sylvain Girard, professeur à l'Université de Saint-Etienne : examinateur  
M. Pierre Magnan, professeur à l'ISAE : examinateur  
M. Patrick Mora, professeur à l'Ecole Polytechnique : examinateur  
M. Philippe Paillet, expert CEA-DAM : examinateur





---

## Remerciements

Le travail présenté dans cette thèse a été financé par la Direction des Applications Militaires d'Île-de-France du Commissariat à l'Énergie Atomique et aux Énergies Alternatives et effectué au sein du Département de Conception et de Réalisation des Expérimentations. Je remercie M. Benso et M. Wrobel de m'y avoir accueilli.

Je tiens en premier lieu à exprimer ma profonde gratitude à mes encadrants, Jean Larour en tant que directeur de thèse et Stéphane Darbon en qualité d'encadrant CEA. Je les remercie chaleureusement pour la confiance qu'ils m'ont accordée au cours de ces trois années, ainsi qu'à leur soutien indéfectible. Merci pour l'autonomie qu'ils m'ont octroyée, pour leur aide dans les moments clés et leurs encouragements. Je remercie également l'ensemble des membres du jury :

- Patrick Mora, professeur à l'École Polytechnique, qui a accepté de présider le jury de thèse,
- Franck Delmotte, maître de conférences à l'Institut d'Optique Graduate School, pour son rôle de rapporteur,
- David Meyerhofer, professeur à l'Université de Rochester, qui a fait l'immense honneur de se déplacer depuis les États-Unis pour juger ce travail en qualité de rapporteur,
- Pierre Magnan, Professeur détaché à l'Institut Supérieur de L'Aéronautique et de l'Espace, pour avoir accepté de participer à ce jury de thèse,
- Sylvain Girard, professeur à l'Université de Saint-Etienne, pour avoir accepté de participer à ce jury de thèse, et
- Philippe Paillet, expert CEA, pour avoir également accepté de participer à ce jury de thèse.

Je souhaite également remercier René Wrobel pour l'ensemble des conseils qu'il m'a prodigués de manière toujours opportune et claire.

Je voudrais également remercier mon chimiste préféré Matthieu Hamel du CEA/LIST qui m'a plongé dans le monde odoriférant des scintillateurs organiques. Merci pour son implication sans faille et toujours en avance de phase dans les projets que nous avons menés.

Je souhaite également exprimer ma profonde reconnaissance à la "*dream team*" constitué par la collaboration CEA-ISAE-Université de Saint-Etienne, avec Vincent Goiffon, Sylvain Girard, Philippe Paillet, Olivier Duhamel, Mélanie Raine, Marc Gaillardin. Merci pour l'opportunité qui m'a été offerte de travailler avec eux sur la thématique des capteurs d'imagerie CMOS. J'espère les avoir convaincus que Supoptique ne se limitait pas à fournir en main d'œuvre certains lunetiers célèbres dont nous ne ferons pas la publicité ici.

Merci également à Bertrand Rossé qui m'a fait découvrir les vraies joies de la programmation et son comportement quantique. Merci à lui qui m'a (trop) souvent servi de "*Debugging Tool*".

N'oublions pas les personnes que j'ai été amené souvent à solliciter alors merci à DOM pour ses astuces expérimentales et l'intérêt qu'il a toujours montré à mes travaux, merci à Olivier Landoas et Tony Caillaud pour l'aide qu'il m'ont apporté sur les techniques d'imagerie neutronique, merci à Isabelle Masclet pour son expertise en conception optique, merci à Philippe Troussel qui le premier m'a fait confiance, merci à Jean-Luc Bourgade pour son aide et ses appuis outre atlantique.

Ces remerciements seraient incomplets sans également citer Alain Binet et son équipe qui ont toujours su nous aménager des campagnes expérimentales dans leur emploi du temps chargé et nous apporter leur soutien technique.

Remercions également Evgueni Meltchakov pour la réalisation du dépôt multicouche au laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique Graduate School.

Je tiens à remercier également le tout jeune docteur Denetiere, sa femme et le capitaine Descollonges pour leur soutien disons psychologique. Merci pour les bons moments passés en leur compagnie, pour leur bonne humeur et leur présence dans la dernière ligne droite.

Merci enfin à ma famille, mes amis, Bertrand et Orane en particulier, qui m'ont toujours fait confiance et qui m'ont soutenu dans ce projet.

Que toute personne involontairement oubliée soit également assurée de ma reconnaissance pour sa présence, son aide et son soutien.

# Table des matières

<b>I</b>	<b><i>Introduction</i></b>	<b>1</b>
<b>II</b>	<b><i>Étude bibliographique</i></b>	<b>9</b>
II.1	Les termes sources d'une installation laser de classe mégajoule . . . . .	11
II.1.1	L'ambiance nucléaire parasite . . . . .	11
II.1.1.1	Neutrons et gamma induits . . . . .	11
II.1.1.2	Le rayonnement X parasite de l'interaction laser-cavité . . . . .	14
II.1.2	Niveau de signal X attendu sur une installation de FCI . . . . .	15
II.1.3	L'impulsion électromagnétique générée par une installation laser de classe mégajoule . . . . .	16
II.2	Les équipements disponibles sur laser Mégajoule . . . . .	17
II.2.1	Le système d'insertion de diagnostic ou SID . . . . .	18
II.2.2	Les équipements de protection pour l'électronique . . . . .	19
II.2.2.1	Les protections rapprochées . . . . .	19
II.2.2.2	Les casemates . . . . .	20
II.3	État de l'art des dispositifs et méthodes d'imagerie pour rayons X . . . . .	20
II.3.1	Les optiques en transmission . . . . .	21
II.3.1.1	Les sténopés . . . . .	21
II.3.1.2	Les optiques réfractives . . . . .	24
II.3.1.3	Les optiques diffractives . . . . .	25
II.3.2	Les optiques en réflexion . . . . .	26
II.3.2.1	Les miroirs en incidence normale . . . . .	26
II.3.2.2	Les miroirs en incidence rasante . . . . .	27

II.4	Les transports d'images . . . . .	29
II.4.1	Principe du transport optique . . . . .	29
II.4.2	Dégradations engendrées par les environnements radiatifs sur les verres optiques . . . . .	30
II.5	Les analyseur optiques : cas particulier des caméras à images intégrales . .	32
II.5.1	L'étage d'obturation optique : l'amplificateur de luminance . . . . .	33
II.5.2	L'étage de détection : les caméras CCD et CMOS . . . . .	34
II.5.2.1	Principe des capteurs CCD . . . . .	34
II.5.2.2	Principe des capteurs CMOS . . . . .	36
II.5.2.3	Domages générés par les rayonnements ionisants sur les capteurs CCD et CMOS . . . . .	37
II.5.3	Les avantages des capteurs CMOS sur les capteurs CCD . . . . .	38
II.5.3.1	Les avantages liés à l'architecture . . . . .	38
II.5.3.2	Avantages liés à la technologie . . . . .	38
<b>III</b>	<b><i>Matériels et Méthodes</i></b>	<b>39</b>
III.1	Les moyens d'irradiation utilisés . . . . .	41
III.1.1	Le générateur X 160 kV . . . . .	41
III.1.2	Les irradiateurs . . . . .	42
III.1.2.1	L'accélérateur à électrons ELSA . . . . .	42
III.1.2.2	L'accélérateur à neutrons SAMES . . . . .	43
III.1.2.3	Le réacteur PROSPERO . . . . .	44
III.1.3	L'installation laser OMEGA du Laboratory for Laser Energetics . .	44
III.2	L'outil de simulation GEANT4 . . . . .	45
III.3	Gestion du volume de calcul pour les simulations GEANT4 : présentation d'un supercalculateur . . . . .	47
III.3.1	Présentation du CCRT . . . . .	47
III.3.2	Contraintes d'utilisation . . . . .	48

<b>IV</b>	<b><i>Démarche</i></b>	<b>51</b>
<b>1</b>	<b>Conception d'un système d'imagerie X à haute résolution spatiale et résistant à l'ambiance nucléaire du LMJ</b>	<b>53</b>
1.1	Sélection d'un système d'imagerie X pour la caractérisation du cœur d'implosion . . . . .	54
1.1.1	Mise en place de critères de sélection . . . . .	54
1.1.2	Choix technologiques retenus . . . . .	55
1.2	Vulnérabilité du système d'imagerie X sélectionné . . . . .	57
1.2.1	Étude théorique . . . . .	57
1.2.2	Étude expérimentale . . . . .	63
1.2.3	Conclusion . . . . .	66
1.3	Conception du système d'imagerie X . . . . .	67
1.3.1	Conception et réalisation d'un dépôt multicouche large bande 10 - 27 keV . . . . .	67
1.3.1.1	Définition des paramètres du dépôt multicouche . . . . .	67
1.3.1.2	Réalisation et caractérisation d'un prototype de dépôt multicouche . . . . .	69
1.3.2	Conception d'un microscope X haute résolution . . . . .	72
1.4	Bilan photométrique du système multivoies . . . . .	79
1.5	Bilan . . . . .	81
<b>2</b>	<b>Optimisation de scintillateurs organométalliques pour les besoins des diagnostics d'imagerie X durci du LMJ</b>	<b>83</b>
2.1	Identification des besoins . . . . .	83
2.2	Optimisation de scintillateurs organométalliques dopés au plomb pour les besoins LMJ . . . . .	85
2.2.1	Modification de la matrice plastique et validation du temps de réponse . . . . .	85
2.2.2	Optimisation du rendement de scintillation . . . . .	87
2.3	Développements supplémentaires sur les scintillateurs organométalliques . . . . .	88
2.3.1	Remplacement du dopage au plomb par un dopage au bismuth . . . . .	88
2.3.2	Développement de scintillateurs à décroissances lentes . . . . .	89



2.4	Bilan . . . . .	91
<b>3</b>	<b>Conception et étude du comportement de relais optiques en ambiance nucléaire extrême</b>	<b>93</b>
3.1	Conception d'un relai optique catadioptrique . . . . .	94
3.2	Conception d'un relai optique dioptrique durci . . . . .	99
3.2.1	Mesure de scintillation des verres sous irradiation . . . . .	99
3.2.2	Conception et réalisation d'un relai optique de 4 mètres . . . . .	104
3.3	Test de transport d'image en milieu radiatif . . . . .	106
3.3.1	Protocole expérimental de mesure . . . . .	107
3.3.2	Résultats de mesures réalisées sur les installations OMEGA et ELSA	110
3.3.3	Extrapolation au cas du Laser Mégajoule . . . . .	113
3.4	Bilan . . . . .	114
<b>4</b>	<b>Développement d'un schéma de détection capable de supprimer les perturbations transitoires des capteurs soumis à une ambiance nucléaire d'une installation de type mégajoule</b>	<b>117</b>
4.1	Élaboration d'une méthode de suppression de charges parasites sur les capteurs CMOS . . . . .	118
4.2	Premier test du mode <i>Global Reset</i> sur l'installation de FCI OMEGA . . . . .	121
4.2.1	Dispositif expérimental mis en place pour le test du mode <i>Global Reset</i> . . . . .	121
4.2.2	Première mondiale d'utilisation du mode <i>Global Reset</i> sur une installation de Fusion par Confinement Inertiel . . . . .	123
4.3	Mise en place d'un diagnostic d'imagerie X inséré sur OMEGA . . . . .	127
4.4	Discussion sur l'origine des charges rémanentes après l'utilisation du mode <i>Global Reset</i> . . . . .	136
<b>5</b>	<b>Modélisation du comportement de capteur de type APS dans une installation de FCI</b>	<b>139</b>
5.1	Mise en place d'une démarche pour la prédiction de perturbations transitoires	139
5.2	Détermination de l'environnement nucléaire sur l'installation OMEGA . . . . .	141
5.2.1	Choix de la géométrie . . . . .	141

---

5.2.2	Méthode de réduction de la variance mise en place . . . . .	144
5.2.3	Évaluation de l'environnement nucléaire sur l'installation OMEGA .	147
5.3	Simulation des effets transitoires . . . . .	149
5.4	Application de la modélisation au test du mode <i>Global Reset</i> sur OMEGA	153
<b>V</b>	<b><i>Discussion</i></b>	<b>159</b>
V.1	Discussion sur le système d'imagerie X . . . . .	161
V.2	Discussion sur la problématique du transport d'image . . . . .	161
V.3	Discussion sur le schéma de détection basé sur l'utilisation du <i>Global Reset</i> du capteur CMOS . . . . .	163
V.4	Identification d'une architecture possible de diagnostic résistant à l'am- biance nucléaire du Laser Mégajoule . . . . .	165
V.4.1	Architectures envisagées de diagnostics . . . . .	165
V.4.2	Evaluation de la tenue à l'ambiance nucléaire des diagnostics proposés	169
V.4.3	Performances finales du diagnostic retenu . . . . .	175
<b>VI</b>	<b><i>Conclusion</i></b>	<b>177</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>181</b>



# Table des figures

1	Schéma d'irradiation laser pour les expériences de Fusion par Confinement Inertiel appliqué sur une cible du Laser Mégajoule. . . . .	3
2	Images de cœur d'implosion obtenue à partir des neutrons de fusion ou à partir des photons X émis sur une installation de FCI. . . . .	4
3	Synoptique du système proposé pour l'architecture d'un diagnostic durci. Le développement de scintillateurs et de systèmes optiques visibles a partiellement été traité lors des travaux de G. Turk. . . . .	7
4	Sections efficaces des réactions de Fusion pour les trois voies principales de réaction. . . . .	11
5	Spectre neutronique caractéristique des réactions de fusion produites dans une installation de Fusion par Confinement Inertiel (simulation CEA). . . .	13
6	Evolution temporelle de la dose cumulée à 4 m du centre chambre de l'installation LMJ. Les photons $\gamma$ de fusion voyageant à la vitesse de la lumière déposent leur dose à des temps plus courts (courbe rouge) que les neutrons (courbe bleue). Ce rayonnement $\gamma$ est accompagné des photons produits par les réactions $(n,\gamma)$ qui accompagnent la propagation des neutrons. Lorsque les neutrons arrivent sur les parois de la chambre d'expérience, la dose croît brutalement : 90 % de la dose est déposée entre 100 et 300 ns. (Simulation CEA). . . . .	13
7	Niveau d'intensité X généré lors d'une expérience de FCI lors d'un tir laser de l'ordre de 1,6 MJ. Ces niveaux d'intensité ont été mesurés sur l'installation du NIF. . . . .	14
8	Évolution temporelle de l'intensité X du hohlraum et du cœur d'implosion. L'émission de la cavité est contemporaine de l'impulsion laser également représentée. . . . .	15

9	Évolution de l'énergie dissipée par l'implosion de la cible sous forme de photons X dans les bandes 10 - 20 keV et 20 - 100 keV en fonction du flux neutronique. On remarquera que l'énergie dissipée ne croît pas avec la même pente d'une bande énergétique à une autre. . . . .	16
10	Vue de l'installation LMJ. Une vue CAO d'un étage du hall d'expérience est également représentée. (Images CEA/DAM). . . . .	17
11	Vue CAO du système d'insertion de diagnostic (SID) du Laser Mégajoule. (Image CEA/DAM). . . . .	18
12	Vue CAO des équipements de protection pour faire face à l'environnement nucléaire du Laser Mégajoule. (Image CEA/DAM). . . . .	19
13	Vue CAO du volume alloué pour le transport d'image vers la protection rapprochée. La longueur totale du trajet pour atteindre le milieu de la protection rapprochée est de 7 mètres, dont 5 m ne sont pas protégés par un blindage. (Image CEA/DAM). . . . .	20
14	Vue CAO d'une casemate et du volume réservé pour le transport d'image de longueur 17 mètres depuis l'arrière du SID jusqu'à la casemate. Une distance supplémentaire de 3 mètres est nécessaire pour atteindre l'intérieure de la casemate portant à 20 mètres la longueur totale du relai. (Image CEA/DAM). . . . .	21
15	Schéma de principe d'imagerie par sténopé. . . . .	22
16	Schéma et photographie d'une lentille à bulles. (Source CEA/DAM). . . . .	24
17	Vue au microscope d'une Lentille à Zone de Fresnel (LZF). Elle se compose d'un réseau interférométrique de géométrie circulaire. . . . .	25
18	Schéma de principe d'un microscope de Schwarzschild. La combinaison de deux miroirs sphériques permet d'augmenter le signal collecté par le système optique. . . . .	27
19	Schéma de principe d'un microscope de Kirkpatrick-Baez (KB). . . . .	27
20	Schéma de principe d'un microscope de Kirkpatrick-Baez Amélioré (KBA). Les miroirs cylindriques sont associés par paire de sorte qu'ils aient le même centre de courbure. . . . .	28
21	Schéma de principe d'un transport d'image présentant un fort vignettage. . . . .	30
22	Schéma de principe d'un transport d'image sans vignettage grâce à l'utilisation d'une lentille de champ. . . . .	31
23	Schéma de principe d'un amplificateur de luminance. . . . .	33

24	’Evolution de l’efficacité quantique d’une photocathode en tantale en fonction de l’énergie du photon X dans le cas où les photons X impactent la photocathode en incidence normale. . . . .	34
25	Schéma de principe d’un pixel CCD. . . . .	35
26	Principe de lecture d’un capteur CCD. . . . .	35
27	Schéma de principe d’un pixel CMOS. . . . .	36
28	Caractéristiques des installations pour l’étude de la vulnérabilité des composants d’un diagnostic plasma. . . . .	41
29	Générateur à rayons X 160 kV (cliché CEA/DAM/DIF). . . . .	42
30	Hall d’expérience de l’accélérateur ELSA (cliché CEA/DAM/DIF). . . . .	42
31	Vue de la sortie de l’accélérateur SAMES (cliché CEA/DAM/VALDUC). . . . .	43
32	Le réacteur PROSPERO (cliché CEA/DAM/VALDUC). . . . .	44
33	Vue du hall d’expérience de l’installation laser OMEGA de l’université de Rochester (cliché LLE). . . . .	45
34	Vue des baies de calculs de la machine TITANE utilisée pour les simulations GEANT4 (cliché CEA/DAM/DIF). . . . .	48
35	Luminance spectrique des termes sources du cœur d’implosion et du hohlraum pour un tir laser à 1,62 MJ générant $5.10^{14}$ neutrons. . . . .	54
36	Schéma de principe du système multivoies proposé pour l’imagerie de cœur d’implosion dans les phases de fonctionnement à haut flux de neutron d’une installation mégajoule. Les miroirs hors axes forment l’image au centre du plan de détection, tandis que l’ouverture codée forme un anneau autour de cette voie centrale. . . . .	56
37	Quantification du mouvement de matière dans un miroir W/SiC. Les simulations GEANT4 permettent de déterminer l’énergie des noyaux de recul produits lors d’un bombardement neutronique. Suite au bombardement, 80 % des ions ont une énergie inférieure à 100 keV, représentée par la zone en bleue. Cette énergie est traduite en libre parcours moyen. Pour les énergies comprises entre 0 et 100 keV, les ions peuvent traverser plusieurs couches du miroir. . . . .	58
38	Vecteurs directeurs des ions générés par interaction neutronique. Deux directions d’émission privilégiées peuvent être identifiées : dans la direction de propagation des neutrons (zone centrale) et dans le plan normal à la direction de propagation des neutrons (halo périphérique). . . . .	59

39	Distribution de l'implantation des ions dans les différentes couches d'un miroir (l'exemple porte sur le miroir MP08080). Les ions tungstène incidents possèdent une énergie de 5 keV. Ces distributions ont été calculées au moyen du logiciel SRIM. . . . .	60
40	Densité d'atomes induite par une irradiation d'ion tungstène à 5 keV, représentatif d'un tir à gain sur le LMJ. Les niveaux de densité des matériaux des couches sont également indiqués en orange. On constate que la contamination induite par l'irradiation est de l'ordre de la dizaine de ppm. . . .	62
41	Profil de réflectivité théorique du miroir MP08080 en fonction de l'angle d'incidence du rayonnement X, dans les cas où l'indice optique est ou n'est pas modifié par une contamination. On ne constate aucun effet visible sur le pouvoir réflecteur du miroir ayant subi une irradiation neutronique équivalente à un tir à gain. . . . .	62
42	Représentation schématique de la démarche suivie par parties pour l'étude de la vulnérabilité des dépôts multicouches W/SiC. . . . .	63
43	Caractérisation du miroir multicouches W/SiC MP08080 avant et après irradiation X. Aucune modification n'a pu être observée pour une dose de 0,75 Gray. . . . .	64
44	Caractérisation de miroirs multicouches W/SiC avant (cercles noirs) et après irradiation neutronique (ligne rouge continue). Aucune modification n'a pu être observée pour des fluences supérieures aux fluences LMJ pour un miroir placé à 1 mètre du centre chambre et un tir à gain. . . . .	65
45	Principe de dimensionnement d'un multicouche sur la bande 10 - 27 keV. À partir d'une structure périodique présentant un pic de Bragg à 27 keV, l'épaisseur des couches est optimisée progressivement pour élargir le pic de Bragg. Cette méthode itérative est reproduite jusqu'à l'obtention d'une réflectivité constante sur la gamme énergétique visée. . . . .	68
46	Épaisseur des couches de tungstène (carré noir) et de carbure de silicium (cercle rouge) de la structure du miroir. Dans cette figure, la couche n° 1 correspond à la première couche impactée par le rayonnement X. . . . .	69

47	Profils de réflectivité théorique obtenus par les logiciels TFcalc et IMD. Le logiciel TFcalc permet de déterminer l'épaisseur des couches permettant d'atteindre des valeurs cibles indiquées par les cercles noirs. Comme le logiciel ne prend pas en compte intrinsèquement les défauts de rugosité, les valeurs cibles à atteindre doivent être surestimées, donnant au profil une croissance exponentielle. Le logiciel IMD permet de valider la structure établie sous TFcalc, car il prend en compte les défauts de rugosité. Il permet donc de vérifier que la réflectivité est constante à +/- 10 % sur la gamme spectrale 10 - 27 keV. . . . .	70
48	Évolution de la réflectivité en fonction de l'angle de rasance du miroir multicouche simulé sous IMD et du dépôt réalisé. La valeur simulée de la réflectivité du miroir, représentée par la courbe en bleue, est donnée en %, tandis que la mesure expérimentale du dépôt réalisé, en rouge, est donnée en unité arbitraire. Les échelles ont été adaptées pour une comparaison adéquate. . . . .	71
49	Profil de réflectivité du miroir multicouche dimensionné, mesuré sur la ligne de métrologie FCM du PTB et simulé sous TFcalc. On remarque un très bon accord entre la simulation et la mesure limitée toutefois à 11 keV. . . . .	72
50	Schéma de principe du microscope X à miroirs. Les plans tangentiels et sagittaux sont indiqués dans le plan d'imagerie. . . . .	73
51	Points du champ traité, en rouge, pour l'optimisation des courbures des miroirs toriques du microscope sous ZEMAX. L'optimisation est réalisée avec le même poids pour chacun de ces points. . . . .	75
52	Spot diagram établi sous ZEMAX dans le plan de la cible pour différents points du champ, accompagné des résolutions spatiales correspondantes. Seuls les points du champ vertical sont représentés ici ; leurs coordonnées sont données en $\mu\text{m}$ . . . . .	75
53	Évolution dans le champ de la résolution théorique, définie à 80 % de l'énergie encerclée, de la formule optique établie sous ZEMAX. La résolution sagittale est donnée par les points verts, tandis que la résolution tangentielle est donnée par les points rouges. Les gabarits correspondant aux valeurs limites à ne pas atteindre sont représentés par la zone grisée. . . . .	76
54	Évolution de la résolution spatiale dans le plan objet induite par un défaut d'inclinaison du premier miroir selon l'axe Ox. La dispersion des points s'explique par la divergence de la source utilisée pour réaliser le calcul. . . . .	77



55	Fonction de répartition de la résolution tangentielle établie par tirage aléatoire des défauts de positionnement des optiques grâce au logiciel Trace et pour différents points du champ vertical. . . . .	78
56	Évolution de la résolution spatiale en fonction du champ en prenant en compte les défauts d'alignement établis lors du tolérancement. On constate que la formule optique a une très bonne résolution de 5 $\mu\text{m}$ jusqu'à un champ de 200 $\mu\text{m}$ . Le champ se dégrade ensuite progressivement de manière dissymétrique lorsque le champ augmente. . . . .	79
57	Évolution avec le flux neutronique du niveau de signal dans le plan image, donnée en unité d'éclairement pour les deux voies d'imagerie dimensionnée. . . . .	80
58	Niveau de signal attendu sur la voie d'imagerie codée dans la bande 27 - 95 keV pour le cas d'un tir laser générant $5.10^{14}$ neutrons. Le niveau de signal est donné pour un élément de résolution de $40 \times 40 \mu\text{m}^2$ . . . . .	81
59	Vue CAO du système d'imagerie X conçu. L'ensemble des éléments optiques est inclu dans l'enveloppe du SID. . . . .	82
60	Enceinte endommagée par l'acide méthacrylique lors de la synthèse d'un scintillateur organométallique. La réaction de l'acide avec le joint donne du diméthacrylate de cuivre responsable de la couleur bleue observée (cliché CEA/DRT/LCAE). . . . .	85
61	Caractérisation temporelle d'un scintillateur basé sur la nouvelle matrice plastique. La caractérisation est obtenue par mesure de spectre résolu en temps sous excitation UV à 350 nm ce qui permet de simuler une excitation X. Le temps de décroissance est obtenu au maximum de l'émission lumineuse et s'élève à 12 ns. . . . .	86
62	Scintillateurs synthétisés pour l'optimisation du rendement de scintillation. Les deux scintillateurs de gauche présentent un dépôt réfléchissant en face arrière permettant de récupérer le rayonnement perdu, la scintillation étant isotrope. (Cliché CEA/DAM/DIF). . . . .	87
63	Mesure de spectre de scintillation sous excitation X à 40 keV pour les meilleurs scintillateurs synthétisés. La comparaison des spectres au spectre de référence du YAG :Ce dont le rendement de scintillation est connu ( $10\,000 \text{ ph.MeV}^{-1}$ ) permet d'établir le rendement des scintillateurs organométalliques. . . . .	88

64	Échantillons de scintillateurs à temps de décroissances longs. Le taux d'intégration en complexe d'euporium est croissant de droite à gauche (cliché CEA/DRT/LCAE). . . . .	90
65	Caractérisation spectrale et temporelle du scintillateur plastique dopé au complexe d'euporium. Ces caractérisations, étant voisines du composé organométallique seul, démontrent la non-dégradation du complexe d'euporium lors de la polymérisation. . . . .	90
66	Représentation d'un objectif Maksutov optimisé sous ZEMAX pour une position dans le champ objet située à 0 mm (en bleu), 7,07 mm (en vert) et 10 mm (en rouge) de l'axe optique. . . . .	95
67	Fonction de Transfert de Modulation (FTM) polychromatique dans le plan image de l'objectif Maksutov pour un champ objet de 0 mm (en bleu), 7,07 mm (en vert) et 10 mm (en rouge) de rayon. La limite de diffraction est indiquée en noir. . . . .	96
68	Spot diagram du Maksutov optimisé sous ZEMAX pour un champ objet de 0 mm, 7,07 mm et 10 mm, pour les trois longueurs d'onde étudiées 550 nm (en bleu), 600 nm (en rouge) et 700 nm (en vert). On constatera la présence de chromatisme de champ introduit par les lentilles en verre de l'objectif. . . . .	96
69	Représentation du relai optique de 7 mètres à base d'objectifs Maksutov optimisés sous ZEMAX pour un champ objet de 0 mm (en bleu), 7,07 mm (en vert) et 10 mm (en rouge) de rayon . . . . .	97
70	Spot diagram du relai optique à objectifs Maksutov optimisé sous ZEMAX pour un champ objet de 0 mm, 7,07 mm et 10 mm pour les trois longueurs d'onde étudiées 550 nm (en bleu), 600 nm (en rouge) et 700 nm (en vert). Pour des raisons de symétrie, le chromatisme de grandeur a disparu. . . . .	97
71	Fonction de Transfert de Modulation (FTM) polychromatique du relai optique complet dans le plan image pour un champ objet de 0 mm (en bleu), 7,07 mm (en vert) et 10 mm (en rouge) de rayon. La limite de diffraction est indiquée en noir. . . . .	98
72	Amplitude des aberrations du système catadioptrique conçu sous ZEMAX. L'aberration principale du système de 7 mètres de long est l'aberration sphérique qui dégrade fortement la résolution du système en bord de champ. . . . .	98

73	Diagramme d'Abbe des différents échantillons de verre testés sous irradiation. Les séparations de couleur verte délimitent les familles des verres selon la classification du fondeur Schott. . . . .	100
74	Dispositif expérimental mis en place sur l'installation OMEGA pour la mesure d'intensité lumineuse induite par rayonnement nucléaire. Le centre chambre où sont focalisés les 60 faisceaux laser, dans lequel la source neutronique se crée lors de l'implosion, est stylisé par le spot rajouté sur l'image.	100
75	Niveaux des signaux enregistrés pour le test de deux endoscopes de longueurs différentes exposés à un tir OMEGA de $1,6 \cdot 10^{13}$ neutrons. . . . .	101
76	Dynamique temporelle observée sur la mesure de débit de dose et la génération de lumière parasite dans les verres lors des campagnes à hauts flux de neutrons sur l'installation OMEGA. Sur cette installation 90 % de la dose est délivrée en 370 ns à 5 m du centre chambre. . . . .	102
77	Dispositif expérimental mis en place pour la mesure de spectrométrie de scintillation de verre sous rayonnement X d'énergie moyenne de 2 MeV et d'énergie maximale de 18 MeV. . . . .	102
78	Spectres de scintillation de verres sous irradiation X à 2 MeV d'énergie moyenne. Les mesures sont normalisées à la dose et au volume de verre irradié. . . . .	103
79	Relai optique entièrement conçu en verre optimisé sous le logiciel de tracé de rayon ZEMAX. . . . .	104
80	Fonction de transfert de modulation polychromatique du relai optique entièrement en verre pour un point en bord de champ. La FTM est donnée dans le plan tangentiel (en rouge) et sagittal (en bleu). La limite de diffraction est également indiquée. . . . .	106
81	Dispositif expérimental proposé pour la mesure de perte de induite par les relais optiques soumis au rayonnement ionisant de l'installation OMEGA. Le même système a été testé sur l'accélérateur ELSA. . . . .	108
82	Dispositif expérimental utilisé pour le test d'un relai catadioptrique de 4 mètres de long sur l'installation OMEGA lors de la campagne Neutron Derby.	109
83	Dispositif expérimental mis en place sur l'installation ELSA pour la mesure de perte de dynamique du prototype de relai optique tout verre de 4 mètres de long. Le faisceau ELSA est matérialisé en violet. La dose mesurée est indiquée en rouge au niveau des éléments optiques du transport d'image. .	109

84	Exemples de mesures réalisées sur un relai catadioptrique lors d'un tir ELSA menant à des effets visibles sur l'analyseur optique. Grâce aux masques positionnés aux interfaces optiques, différentes contributions peuvent être mesurées : la zone A correspond à la CCD seule, la zone B à la CCD et l'amplificateur de luminance, la zone C à l'analyseur optique couplé à tout le relai optique et la zone D à l'analyseur optique couplé au transport d'image limité à la lentille de champ. L'image de la zone E correspond à la mire de résolution permettant de contrôler l'alignement du banc optique. . . . .	110
85	Résultats des pertes de dynamique mesurées sur l'installation OMEGA lors de la campagne Neutron Derby 2012 et 2013 sur les relais optiques de type endoscope et de type catadioptrique (RC). . . . .	112
86	Évolution de la perte de dynamique induite par une irradiation homogène de relais optiques en fonction de la fluence neutronique. Les mesures sont représentées par des points tandis que les extrapolations sont données par les lignes continues. . . . .	112
87	Niveau de perturbations induit par les 3 types de relai optique, l'endoscope à fibre (en rouge), le relai dioptrique (en bleu), le relai catadioptrique (en vert), extrapolé au cas du LMJ pour un relai de 7 mètres de long. Différents cas de mesure sont illustrés, le cas où toute la perturbation est intégrée (trait plein), le cas où seule la perturbation générée dans les 100 premières nanosecondes est intégrée (pointillé), et le cas où une filtration spectrale passe bande 400 - 750 nm est ajoutée au cas précédent (pointillé dense). . . . .	114
88	Chronogramme d'acquisition d'une caméra CCD standard, d'une caméra CCD équipée de la fonction <i>Dump and Read</i> , et du schéma d'acquisition proposé avec un capteur CMOS équipé de la fonctionnalité <i>Global Reset</i> . . . . .	120
89	Dispositif expérimental mis en place à OMEGA pour le test du mode <i>Global Reset</i> en ambiance nucléaire caractéristique d'une installation de FCI. . . . .	122
90	Exemple d'image obtenue à l'aide d'un scintillateur à décroissance lente et d'une mire de résolution pour le mode d'acquisition standard (a) et le mode <i>Global Reset</i> (b). Ces images ont été enregistrées lors de la campagne « Neutron Derby » 2012 sur OMEGA. . . . .	124
91	Images obtenues par soustraction de la mire de résolution acquise en absence de perturbations nucléaires. Les pixels blancs témoignent des perturbations transitoires du capteur, les niveaux d'intensité étant identiques pour les deux exemples présentés. . . . .	125

92	Démarche pour la quantification du nombre de pixels perturbés par l'ambiance radiative. À partir d'images acquises en absence de perturbations nucléaires, on détermine un majorant du bruit statistique de la distribution de leur différence. On mesure alors la distribution de la différence d'une image perturbée et d'une image non perturbée : toute valeur d'intensité de de pixel supérieure au majorant préalablement établi est alors considérée comme caractéristique d'un pixel perturbé par l'environnement radiatif. . . . .	126
93	Évolution du nombre de pixels perturbés normalisé à un tir à $1.10^{13}$ neutrons en fonction du délai imposé au capteur avant le relâchement du <i>Global Reset</i> . . . . .	127
94	Exemple d'images attendues, obtenues par tracé de rayons, sur un champ de 1 mm caractéristique du capteur CMOS en supposant que le cœur d'implosion est une gaussienne de largeur à mi-hauteur de 50 $\mu\text{m}$ et que le scintillateur ne dégrade pas la résolution. La convolution de la source avec l'ouverture carrée du sténopé forme une image de géométrie gaussienne comme le montre le profil d'intensité d'une image dont la dimension caractéristique à mi-hauteur est de 99 $\mu\text{m}$ . . . . .	128
95	Diagnostic de vulnérabilité : architecture du diagnostic d'imagerie X pour le test du mode <i>Global Reset</i> à hautes fluences neutroniques. . . . .	129
96	Mise en place du diagnostic dans le TIM 3 de l'installation OMEGA. . . . .	130
97	Alignement du diagnostic d'imagerie par l'emploi d'une pointe de précision. . . . .	131
98	Images enregistrées lors de tir laser sur l'installation OMEGA par le capteur CMOS dans différents modes de fonctionnement. La présence de l'image parasite, délimitée par les points rouges, de la colle du scintillateur indique que celui-ci scintille sous l'excitation X du cœur d'implosion. . . . .	131
99	Caractéristiques du cœur d'implosion enregistré par le diagnostic GMXI lors du tir 69407 délivrant $1,3.10^{12}$ neutrons. . . . .	133
100	Géométrie mise en place sous APILUX pour évaluer la dégradation de la qualité d'imagerie sur le capteur CMOS causée par le défaut de plaquage du scintillateur. . . . .	134
101	Simulations APILUX illustrant la dégradation progressive de la qualité d'imagerie causée par le défaut de plaquage du scintillateur sur le capteur CMOS. L'augmentation de l'épaisseur de colle se traduit par une homogénéisation de l'éclairement du capteur. On remarquera, que comme pour nos mesures expérimentales, un motif circulaire correspondant au point de colle est visible. . . . .	135

102	Évolution qualitative du courant d'obscurité observée sur les images de noir lors des tirs laser sur l'installation OMEGA. La fluence cumulée après 13 tirs s'élève à $2,69.10^9$ n.cm <sup>-2</sup> . . . . .	136
103	Mise en évidence de l'absence de constante de temps d'origine électrique, responsable des charges rémanentes observées au temps long sur l'installation OMEGA. . . . .	137
104	Protocole mis en place pour la modélisation multi-échelle des perturbations transitoires d'un capteur CMOS soumis à l'ambiance radiative d'une installation de FCI. . . . .	140
105	Vue CAO du hall d'expérience de l'installation OMEGA. . . . .	142
106	Position et géométrie du détecteur parfait. L'angle solide de détection, compte tenu de la géométrie et de la position du capteur, est de 30 mSr. . . . .	142
107	Modélisation de la géométrie de l'installation OMEGA sous GEANT4. Les murs délimitant le hall d'expérience ont été codés mais sont rendus transparents dans cette visualisation pour rendre compte de la géométrie interne du hall. La localisation du détecteur est indiquée par le carré rouge. . . . .	144
108	Évolution après optimisation de différents paramètres du temps de calcul évalué sur un processeur quadricœur cadencé à 2,93 GHz. Ce temps est normalisé au nombre de neutrons envoyés. . . . .	145
109	Spectre de la source neutronique positionnée au centre de la chambre OMEGA évalué au moyen du code hydrodynamique FCI2 et du code de transport de neutrons DIANE. Les principales réactions caractéristiques du spectre sont également indiquées. . . . .	148
110	Spectre nucléaire simulé sur GEANT4 à partir de la géométrie modélisée. Les spectres sont donnés pour $1.10^8$ neutrons émis par la source. . . . .	149
111	Géométrie du pixel simulé sous GEANT4. Le pixel, arrangé de façon isolée ou de façon matricielle, est constitué d'un substrat de silice d'une épaisseur de 300 μm sur lequel est déposée une couche de silicium de 8 μm. . . . .	149
112	Distribution expérimentale et simulée du nombre d'électrons générés après une irradiation à $7.10^6$ n.cm <sup>-2</sup> sur OMEGA pour un capteur CMOS positionné à 5 mètres du centre chambre. Pour un pixel simulé unique, seule l'allure de la distribution est significative. . . . .	151
113	Évolution du nombre d'évènements non vides enregistrés en fonction de la dimension de la matrice de pixels modélisée. La durée de simulation est également indiquée. . . . .	152

114	Évolution du nombre de pixels perturbés ou saturés en fonction de la fluence neutronique à partir des données expérimentale et simulé. Les résultats de simulation sont donnés pour deux valeurs d'efficacité de collection 100 % et 40 %.	152
115	Les valeurs sont données pour $1.10^8$ neutrons émis dans $4 \pi$ stéradians.	154
116	Comparaison de l'évolution de l'efficacité de suppression des perturbations transitoires du capteur CMOS et du nombre relatif des particules ionisantes impactant le capteur durant la phase de <i>Global Reset</i> . La meilleure représentativité est obtenue lorsque les neutrons et les photons $\gamma$ sont simultanément pris en compte, notamment pour des phases de <i>Global Reset</i> courtes. Les erreurs statistiques sont également représentées.	156
117	Comparaison de l'évolution de l'efficacité de suppression des perturbations transitoires du capteur APS mesurée sur OMEGA et simulée. Le faible nombre d'événements mesurés sur le capteur APS ne permet pas de conclure du fait d'une importante erreur statistique. La simulation semble toutefois confirmer une dépendance de l'efficacité de suppression des parasites avec la durée de <i>Global Reset</i> .	157
118	Positionnement du dépôt multicouche du microscope étudié dans le cadre des travaux de cette thèse (en rouge) par rapport à l'état de l'art des diagnostics d'imagerie X sur LMJ	162
119	Transport d'image de 24 m de longueur conçu pour le diagnostic visier du LMJ. La longueur de ce relai permet d'atteindre les casemates qui peuvent fournir un blindage supplémentaire à l'analyseur optique.	164
120	Première architecture possible de diagnostic durci pour le Laser Mégajoule. Le système d'imagerie X image la cible sur un amplificateur de luminance X qui convertit lentement le rayonnement X en rayonnement visible grâce à un écran luminophore P43. Le signal est directement détecté par le capteur CMOS 1 $\mu$ s après l'implosion de la cible. Cette architecture ne permet pas un fonctionnement au delà de $1.10^{15}$ neutrons.	166
121	Seconde architecture possible de diagnostic durci pour le Laser Mégajoule. Le système d'imagerie X image la cible sur un amplificateur de luminance X qui convertit lentement le rayonnement X en rayonnement visible grâce à un écran luminophore P43. Le signal est transféré vers le détecteur CMOS et acquis 1 $\mu$ s après l'implosion de la cible. L'enregistrement est précédé d'une phase de <i>Global Reset</i> sur le capteur CMOS pour supprimer le bruit généré par l'impulsion nucléaire.	167

122	Troisième architecture possible de diagnostic durci pour le Laser Mégajoule. Le système d'imagerie X image la cible sur un scintillateur rapide qui convertit le rayonnement X en rayonnement visible. Le signal est transféré vers l'analyseur optique constitué d'un amplificateur de luminance et d'un détecteur CMOS. L'image est acquise 1 $\mu$ s après l'implosion de la cible grâce à la décroissance lente de l'émission de l'écran luminaire de l'amplificateur. L'enregistrement est précédé d'une phase de Global Reset sur le capteur CMOS pour supprimer le bruit généré par l'impulsion nucléaire.	168
123	Géométrie GEANT4 du système d'insertion de diagnostic pour la détermination de l'environnement nucléaire aux premiers instants d'une expérience de FCI.	169
124	Distribution spectrale des photons $\gamma$ produit par les réactions $(n,\gamma)$ impactant l'arrière du SID dans les 60 et 100 premières nanosecondes d'une expérience de FCI, pour une surface de $300 \times 300$ mm <sup>2</sup> .	170
125	Niveaux de signal utile et de parasite induit par la perturbation nucléaire dans les cas où la mesure est réalisée dans les 100 (limite supérieure) ou 60 (limite inférieure) premières nanosecondes d'une expérience de FCI. L'évolution des niveaux de signal des voies d'imagerie et du fond est donnée en entrée de l'amplificateur avant l'amplification du signal. Le niveau de scintillation parasite de la galette de micro-canaux est quant à lui donné en entrée du détecteur.	172
126	Évolution de la qualité d'imagerie de la voie à sténopé annulaire en fonction du flux neutronique. Pour les phases de fonctionnement à bas flux de neutrons, l'image est dominée par un rapport signal sur bruit très défavorable à cause de la faiblesse de nombre de photons enregistrés. La qualité d'imagerie croit alors jusqu'à un optimum puis décroît car le fond continue parasite est trop important pour permettre une déconvolution sans perte de résolution. Cette dégradation de l'image arrive plus rapidement lorsque l'intégration du signal est réalisée sur 100 ns.	173
127	Niveaux de signal utile et parasite induits par la perturbation nucléaire dans les cas où la mesure est réalisée au moyen d'un amplificateur de luminance sensible au rayonnement X positionné à 11 mètres du centre chambre.	174
128	Schéma de principe du diagnostic ARTEMIX.	176





# Première partie

## *Introduction*



Depuis les premières réactions de fusion observées sur le laser L5 en 1969 [1], les expériences de Fusion par Confinement Inertiel (FCI) visent à reproduire en laboratoire les conditions de pression et de température nécessaires à la fusion de deux isotopes de l'hydrogène, le deutérium (D) et le tritium (T). C'est le cas, en particulier, sur les installations de classe mégajoule du National Ignition Facility (NIF) [2] ou du Laser Mégajoule (LMJ) [3, 4].

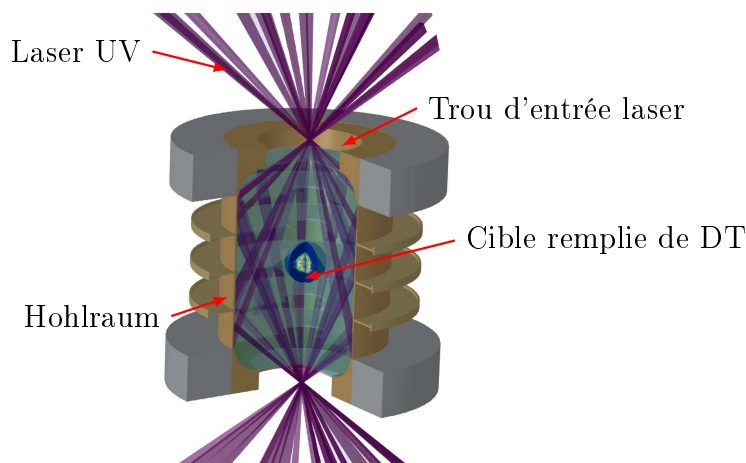
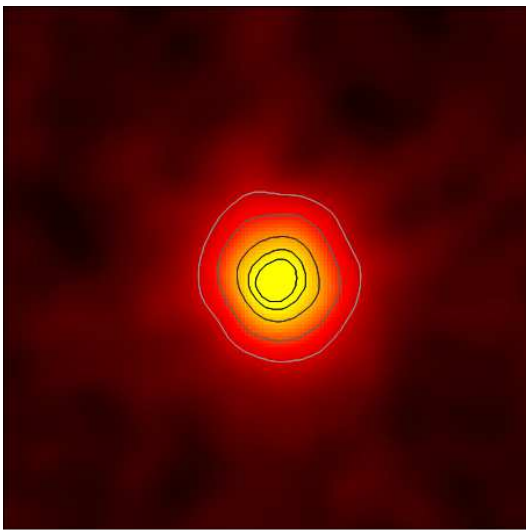


FIGURE 1 – Schéma d'irradiation laser pour les expériences de Fusion par Confinement Inertiel appliqué sur une cible du Laser Mégajoule.

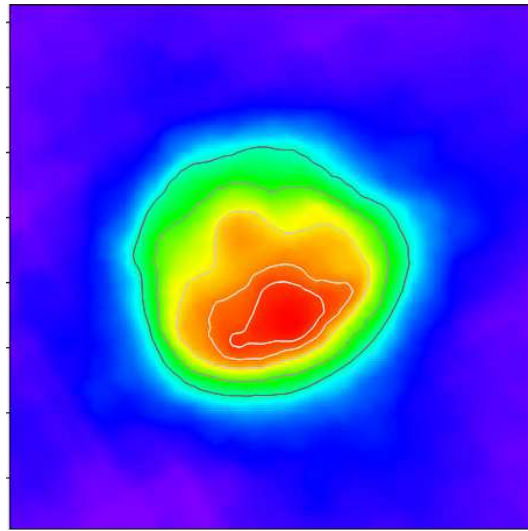
Dans ces installations, des ouvertures aménagées dans une cavité en or appelée "hohlraum" permettent d'y faire pénétrer des faisceaux laser (figure 1). L'interaction du laser avec les parois de la cavité crée un plasma qui réémet une fraction de l'énergie laser sous forme de rayonnement X [5]. C'est ce rayonnement qui permet d'imploser une microcapsule de forme sphérique rempli du mélange fusible équimolaire de deutérium et de tritium. La compression du milieu fusible jusqu'à une température élevée (entre 3 et 4 keV) et l'atteinte d'une densité surfacique suffisante ( $0,3 \text{ g/cm}^2$ ) permet alors aux particules alpha, produits de réaction de fusion, de chauffer le combustible, de générer une onde de chaleur et ainsi d'amorcer les réactions de fusion dans le combustible froid qui entoure le point chaud. Ce point de fonctionnement est appelé ignition.

Au cours de la phase de convergence de la capsule, la cible peut se déformer pour trois raisons principales [6]. D'une part la cible peut présenter des imperfections liées à sa fabrication, tels des défauts de rugosités, de sphéricité voire d'homogénéité, qui pourront être amplifiées et conduire à la rupture de sa structure. D'autre part, dans l'hypothèse où la vitesse d'implosion dépend de l'intensité absorbée, une inhomogénéité d'éclairement de la cible par le rayonnement X peut provoquer un écrasement de celle-ci suivant un ou plusieurs axe(s) [7]. Enfin, la mise en vitesse du microballon par l'ablateur sous sa forme plasma va engendrer l'apparition d'aiguilles de matières lourdes en direction du

combustible peu dense, causées par des instabilités hydrodynamiques, qui vont aboutir à des régimes d'écoulement turbulent à l'intérieur de la cible [8], modifiant radicalement sa géométrie. Il est donc nécessaire d'identifier l'origine des déformations du microballon à l'aide d'images du cœur d'implosion, correspondant au volume de la cible à l'instant de compression maximale, afin d'apporter les corrections adéquates en vue de la réussite des expériences de fusion. Cette image peut être obtenue à partir des produits de fusion comme les neutrons de 14 MeV (figure 2a), par les photons X émis par le cœur si sa température est suffisamment élevée, ou encore à partir des photons X émis par l'ablateur porté à haute température (figure 2b).



(a) Image de cœur d'implosion obtenue grâce aux neutrons de fusion de 14 MeV (mesure CEA/DAM/DIF).



(b) Image de cœur d'implosion obtenue grâce au rayonnement X produit par l'ablateur de la cible (Mesure LLE).

FIGURE 2 – Images de cœur d'implosion obtenue à partir des neutrons de fusion ou à partir des photons X émis sur une installation de FCI.

L'imagerie neutronique peut répondre à ce besoin d'imagerie [9]. L'objectif fixé à cette méthode est de réaliser l'image de la cible avec les neutrons de fusion de 14 MeV avec une **résolution** spatiale inférieure à la dizaine de micromètres. L. Disdier a ainsi mis en place un **diagnostic** d'imagerie neutronique à base d'ouverture codée [10]. Des images du cœur asymétrique d'une taille de 40  $\mu\text{m}$  et 80  $\mu\text{m}$  à mi-hauteur ont pu être acquises sur l'installation de FCI OMEGA avec une résolution expérimentalement mesurée de 20  $\mu\text{m}$ . Cette méthode ne donne cependant accès qu'à la géométrie très interne du cœur d'implosion où siègent principalement les réactions de fusion du point chaud [11]. Par ailleurs, des modèles hydrodynamiques, appliqués à des cibles sans gain thermonucléaire, ont montré que les images des neutrons diffusés dans le combustible dense et froid pouvaient mettre

---

en évidence l'absence de combustion du deutérium et du tritium dans certaines régions entourant le point chaud central. Ces images des neutrons rétrodiffusés fournissent ainsi une preuve directe de l'efficacité de la compression du mélange fusible. C'est pour cette raison qu'un second diagnostic d'imagerie neutronique, utilisant à nouveau une ouverture codée, a également été étudié par L. Disdier. Le Los Alamos National Laboratory (LANL) a notamment mis en œuvre cette technique sur le NIF. L'image, enregistrée cette fois-ci avec des neutrons diffusés dans le milieu froid de température 1 keV, a permis de décrire le cœur d'implosion jusqu'à une taille de 200  $\mu\text{m}$ . Cependant le taux de neutrons diffusés dans ce milieu, appelé Down Scattered Ratio (DSR) dans la littérature [12], excède actuellement difficilement les 5 % sur l'installation laser NIF. Le signal à enregistrer s'en trouve alors très affaibli. De plus, les neutrons diffusés ayant une énergie moindre (entre 10 et 12 MeV) que les neutrons de fusion, ces derniers sont détectés alors que les neutrons de 14 MeV majoritaires ont déjà interagi avec le système de détection. L'imagerie neutronique des neutrons diffusés souffre donc de l'image rémanente du point chaud dans le système de détection. Enfin, cette méthode est indirecte car elle nécessite des traitements de déconvolution numérique poussés, ce qui peut entacher d'incertitudes les images finales obtenues : en effet, dans le but de collecter un maximum de signal ou d'améliorer le rapport signal sur bruit, l'imagerie neutronique passe par des méthodes d'imagerie codée nécessitant des algorithmes de déconvolution. Cette méthode d'imagerie indirecte présente également l'inconvénient de donner des résultats dépendants de la géométrie de l'ouverture sélectionnée.

Pour ces différentes raisons, l'imagerie neutronique n'est pas la seule à diagnostiquer la qualité d'implosion de la cible. Elle est secondée notamment par l'imagerie X du microballon soit grâce à l'émission propre du cœur de la cible portée à haute température en fin d'implosion, soit au moyen d'une radiographie sondant la densité du plasma. Les diagnostics d'imagerie X doivent cependant faire face à un environnement nucléaire intense résultant des produits de fusion. En effet, le flux de neutrons de 14 MeV émis dans  $4\pi$  stéradians lors de la combustion varie de  $10^{13}$  à  $5 \cdot 10^{18}$  lorsque l'ignition thermonucléaire et le gain sont atteints. Ce fond radiatif peut, selon son niveau, avoir des effets non négligeables sur les éléments composant le diagnostic, qu'ils soient optiques ou électroniques [13]. Depuis les années 2000, un travail de fond a été initié sur la problématique de la vulnérabilité des diagnostics d'imagerie soumis aux agressions nucléaires. Ce travail a permis de fournir des données de base sur des éléments constituant les diagnostics et notamment les dispositifs d'enregistrement d'images. Grâce à ce travail, une stratégie a été mise au point notamment par J-L. Bourgade et al. [14] et commence à être mise en œuvre sur le NIF. Elle consiste à éloigner le capteur d'imagerie de la source de perturbations. Ce schéma de détection profite de la différence de temps de vol entre les photons X voyageant à la vitesse de la lumière et les neutrons énergétiques. Des premières tentatives

de démonstration de la capacité à durcir un diagnostic d'imagerie X ont été mises en œuvre au NIF grâce au diagnostic ARIANE [15, 16]. Ce diagnostic utilise une matrice de sténopés qui image l'implosion de la bille de DT agrandie 25 fois sur un détecteur de type caméra à image intégrale [17]. Il est possible grâce à cet analyseur optique d'activer l'amplification du signal au moment de l'arrivée des photons X et de la désactiver lors de l'impact des neutrons de fusion, protégeant ainsi le système de détection. Pour les phases de fonctionnement à hautes émissions neutroniques (supérieur à  $10^{15}$  neutrons), l'image visible générée par l'écran luminophore est transférée à l'aide d'un relai optique puis enregistrée par caméra à transfert de charges (Charge-Coupled Device ou CCD) blindée.

Citons enfin les travaux de G. Turk [18, 19], qui a également proposé de profiter de l'ambiance nucléaire réduite des premiers instants d'une expérience de FCI. La solution préconisée, résumée en figure 3, consiste à réaliser l'image du cœur d'implosion à l'aide d'un système d'imagerie X puis de la convertir au moyen d'un scintillateur rapide (10 ns de temps de décroissance) dans le domaine visible. Cette image est alors transférée au moyen d'un transport d'image de plusieurs mètres de longueur vers une zone blindée où est positionné un analyseur optique. Ces travaux se sont focalisés sur le développement de scintillateurs rapides et sur la conception du relai optique. En effet, les scintillateurs commerciaux existant ne permettaient pas de combiner un fort rendement de scintillation sous rayonnement X et un faible temps de réponse. L'étude du relai optique en milieu nucléaire a permis de mettre au jour le principal défi à relever dans la conception d'un transport d'image durci : réduire la quantité de verre du système optique pour réduire la scintillation parasite (de type rayonnement Cerenkov) du transport sous rayonnement ionisant, sans trop dégrader la résolution spatiale du diagnostic. Cependant, les résultats obtenus en termes de résolution spatiale et de sensibilité pour ce premier système prototype étaient incompatibles avec un diagnostic d'imagerie à haute résolution.

En résumé, deux méthodes d'imagerie complémentaires permettent de réaliser l'image de cœur d'implosion. Elles ont été testées sur des installations de FCI et ont permis d'acquérir des images d'implosion avec de hautes résolutions spatiales. Toutefois les énergies traitées ou les dimensions de cœur diagnostiquées sont trop limitées pour les applications visées. La fiabilité des images obtenues par déconvolution n'est pas assurée, compte tenu de la diversité des algorithmes utilisés. Enfin, la survie des diagnostics d'imagerie X n'est pas garantie expérimentalement car les émissions neutroniques atteintes actuellement sur les installations ne dépassent pas les  $3.10^{15}$  neutrons. D'autre part, certains aspects dans les développements des diagnostics durcis n'ont pas été traités comme par exemple les systèmes d'imagerie X qui se limitent à des sténopés dont leur luminosité décroît fortement avec l'augmentation de leur résolution.

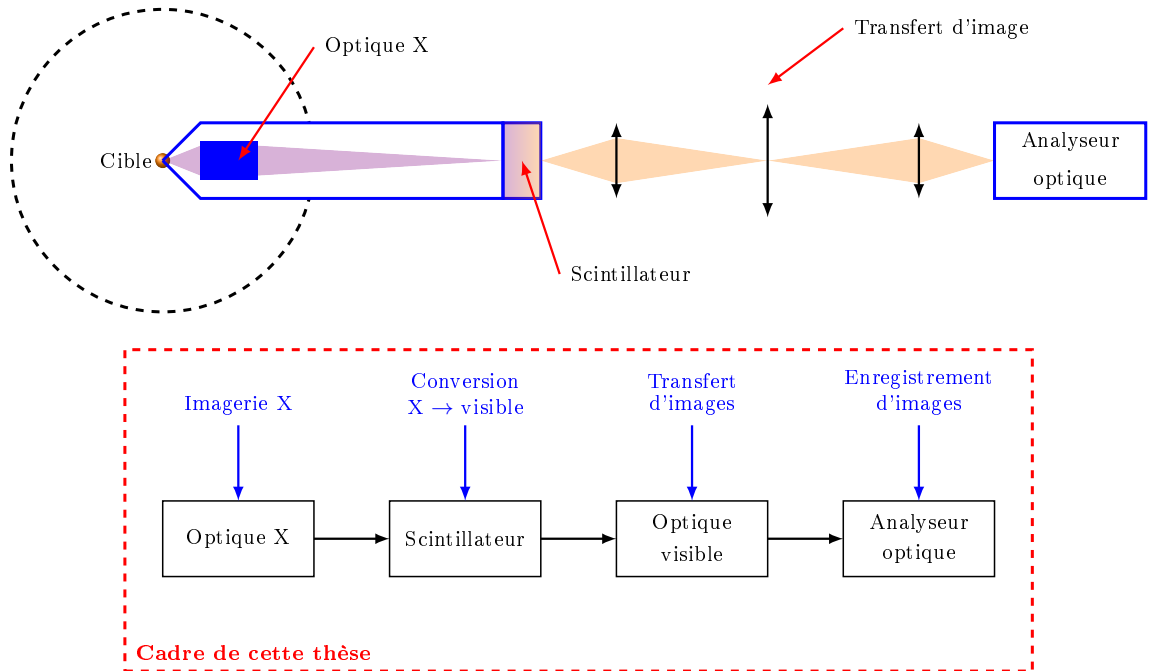


FIGURE 3 – *Synoptique du système proposé pour l’architecture d’un diagnostic durci. Le développement de scintillateurs et de systèmes optiques visibles a partiellement été traité lors des travaux de G. Turk [18, 19].*

Le bilan présenté précédemment justifie l’étude que nous avons réalisée. Elle consiste à concevoir un système d’imagerie permettant de réaliser et d’enregistrer une image de rayonnement X d’énergie supérieure à 10 keV de la cible à haute résolution spatiale, de l’ordre de  $10\ \mu\text{m}$ , et d’en garantir la survie dans l’ambiance nucléaire du laser mégajoule jusqu’à des émissions neutroniques d’au moins  $10^{16}$  neutrons.

Le cadre général de notre démarche est présenté dans le synoptique décrit en figure 3. Dans un premier temps nous avons conçu une architecture optique X capable d’une part d’imager des rayons X d’énergie supérieure à 10 keV, d’autre part d’avoir une résolution spatiale de l’ordre de  $5\ \mu\text{m}$ , et enfin de garantir sa tenue à l’ambiance nucléaire. Pour cela nous avons sélectionné, parmi les technologies disponibles, les plus adaptées à la gamme d’énergie visée. Nous avons ensuite vérifié la survie du système proposé afin de garantir la possibilité de réaliser une image X en ambiance nucléaire. Enfin nous avons dimensionné le système optique X afin de réaliser l’imagerie dans l’espace alloué sur l’installation et de garantir les performances spatiales. Pour enregistrer cette image X il était nécessaire de la convertir en image visible. Nous avons développé un scintillateur capable de convertir rapidement le rayonnement X en rayonnement visible sans dégrader la résolution spatiale. L’usage de ce scintillateur permet d’éloigner le capteur de la source de perturbations nucléaires. Nous avons ensuite traité la fonction de transport. Pour cela nous avons di-



mensionné des relais optiques de plusieurs mètres de longueur permettant de transférer l'image visible généré par le scintillateur vers une zone radioprotégée où est réalisée la détection. Nous avons ensuite étudié le comportement de ces transports d'images en ambiance nucléaire extrême afin d'identifier le plus tolérant aux radiations afin de l'utiliser dans l'environnement nucléaire du Laser Mégajoule. À ce stade, les perturbations au niveau du capteur, où est réalisée l'acquisition n'ayant pas été traitées, nous avons développé un schéma de détection capable de supprimer un maximum de perturbations transitoires en ambiance nucléaire. Ce schéma a notamment été mis en œuvre sur une installation laser d'étude de la FCI à deux reprises. La nature des résultats des tests du nouveau schéma de détection nous a mené à modéliser le comportement du capteur afin de prédire dans des conditions expérimentales connues les perturbations rémanentes sur le capteur. Cette étape a été réalisée au moyen de simulations numériques sur supercalculateur.

Grâce à cette démarche par partie, et aux méthodes de simulations numériques employées, nous avons pu déterminer une architecture de diagnostic permettant d'atteindre notre objectif.

Deuxième partie

*Étude bibliographique*



## II.1 Les termes sources d'une installation laser de classe mégajoule

### II.1.1 L'ambiance nucléaire parasite

#### II.1.1.1 Neutrons et gamma induits

La compression du mélange de deutérium et de tritium rend les réactions de fusion, résumées en tableau 1, possibles alors que ces noyaux sont chargés positivement. L'effet tunnel, établi par la mécanique quantique, nous apprend en effet que la probabilité de fusion est non nulle alors même que la vitesse communiquée aux noyaux n'est pas suffisante pour franchir la barrière de répulsion coulombienne. Cette probabilité, exprimée en termes de section efficace, est la plus élevée pour la voie de réaction deutérium + tritium (DT).

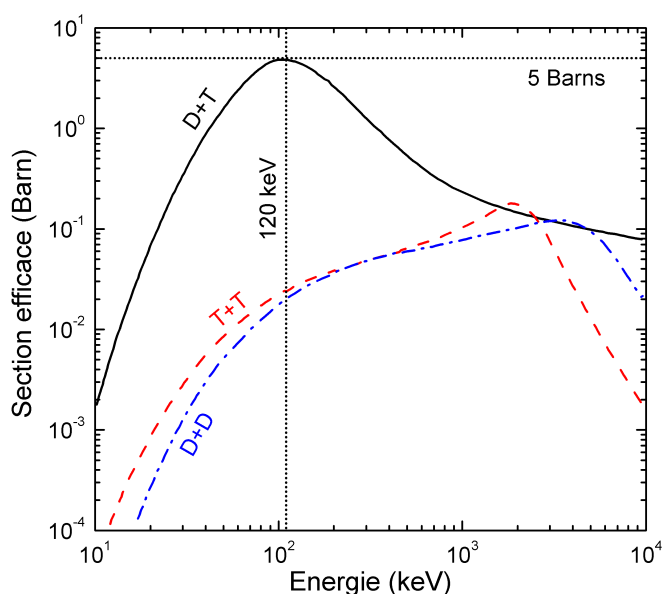


FIGURE 4 – Sections efficaces des réactions de Fusion pour les trois voies principales de réaction (source "The Physics of Inertial Fusion" [20]).

Cette voie de réaction DT, privilégiée, correspond de surcroît à l'énergie relative des noyaux la plus faible, 120 keV, de sorte que les conditions de pression et de température nécessaires à sa réalisation sont plus aisées à réunir.

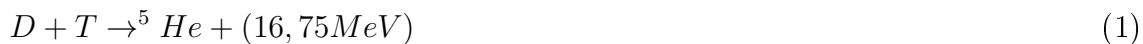
Les principales réactions produisant des neutrons primaires sont résumées en tableau 1. Une fraction des neutrons primaires de 14,1 MeV provenant de la réaction DT peut diffuser élastiquement sur le combustible et arriver ainsi à une énergie comprise entre 6 et 10

MeV. La fraction subissant cette diffusion est proportionnelle à la densité surfacique du combustible.

Réaction	$\sigma$ (100 keV) (barn)	Q (MeV)
$D + T \rightarrow \alpha + n$	3,43	17,6
$D + D \rightarrow T + p$	$3,3 \cdot 10^{-2}$	4,04
$D + D \rightarrow {}^3\text{He} + n$	$3,7 \cdot 10^{-2}$	3,27
$T + T \rightarrow \alpha + 2n$	$3,4 \cdot 10^{-2}$	11,3

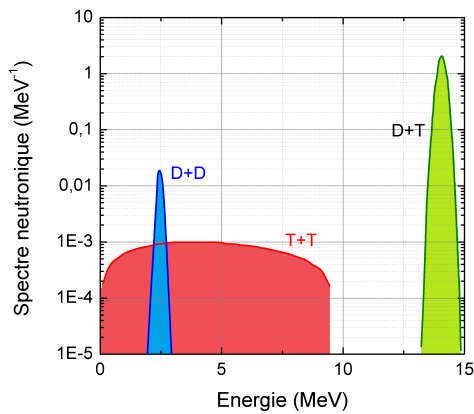
TABLE 1 – Réactions de fusions : section efficace de réaction pour une énergie du centre de masse de 100 keV et énergie cinétique  $Q$  libérée par la réaction (source "The Physics of Inertial Fusion" [20]).

Le spectre neutronique typique (figure 5b) de l'environnement nucléaire du LMJ est composé du spectre primaire (figure 5a) et des neutrons diffusés par la périphérie du cœur dense et froide mais également sur les éléments mécaniques de l'installation. Les neutrons produits lors des réactions de fusion sont accompagnés par des photons  $\gamma$  de fusion issus de la réaction

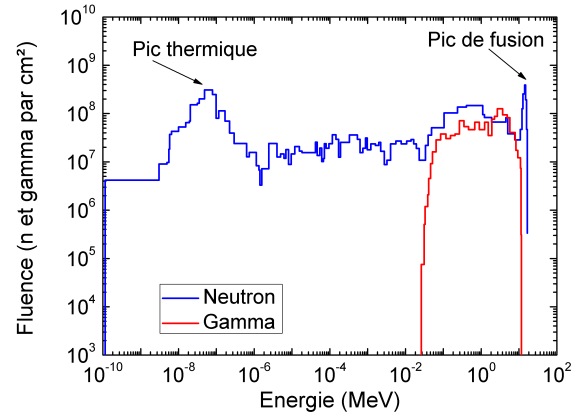


Le taux de réaction des photons  $\gamma$  de fusion (16,75 MeV) est  $10^5$  fois plus faible que le taux de production des neutrons de 14,1 MeV, cependant le spectre  $\gamma$  (figure 5b) est enrichi des photons issus des réactions (n, $\gamma$ ). Notons que les réactions de fusion pourront produire jusqu'à  $5 \cdot 10^{18}$  neutrons de 14,1 MeV en  $10^{-10}$  s.

Si le débit de dose (neutrons et  $\gamma$ ) en dehors de la chambre d'expérience a une durée typique de l'ordre de la centaine de nanosecondes, la dose intégrée dépend elle essentiellement du temps de vol des particules et en particulier de la thermalisation des neutrons dans l'installation. Nous avons représenté en figure 6 l'évolution temporelle de cette dose à 4 m du centre chambre pour un tir laser générant  $1 \cdot 10^{16}$  neutrons. On constate qu'environ 10 % de la dose totale est délivrée dans les 100 premières nanosecondes par les photons  $\gamma$ . Puis, les neutrons de 14 MeV, voyageant à une vitesse de  $5 \cdot 10^7$  m.s<sup>-1</sup>, atteignent la peau de chambre et de génèrent une bouffée de photons  $\gamma$  de sorte que 90 % de la dose est déposée en 300 ns. On comprend alors que pour conserver un rapport signal sur bruit favorable, il est nécessaire de réaliser l'acquisition de l'image d'implosion de la cible entre 0 et 100 nanosecondes. On peut remarquer également que si l'image peut être acquise 60 ns après l'implosion, la dose cumulée intégrée à 11 mètres de la cible lors de l'acquisition de l'image est réduite à quelques pourcents de la dose totale cumulée.



(a) Spectre neutronique primaire issu des trois voies de réaction principales de fusion.



(b) Spectre nucléaire simulé intégré dans le temps caractéristique du Laser Mégajoule pour un tir à  $10^{16}$  neutrons.

FIGURE 5 – Spectre neutronique caractéristique des réactions de fusion produites dans une installation de Fusion par Confinement Inertiel (simulation CEA).

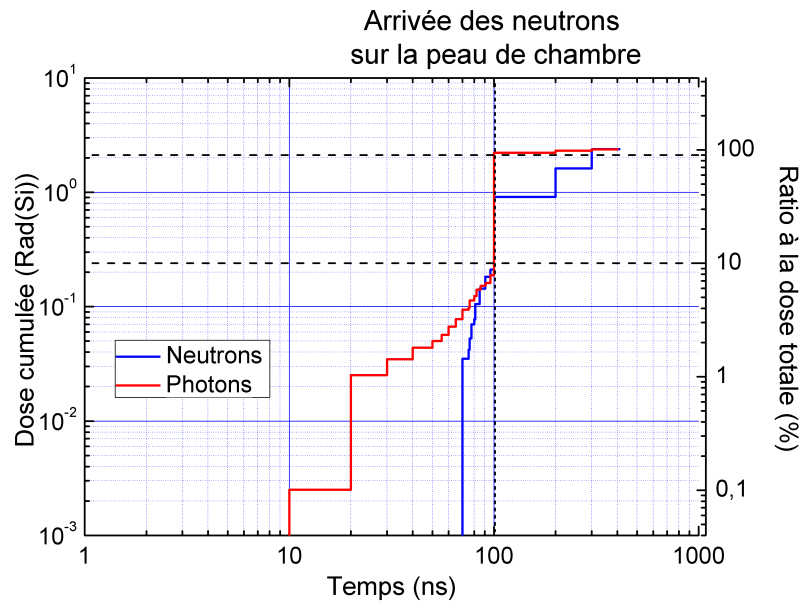


FIGURE 6 – Evolution temporelle de la dose cumulée à 4 m du centre chambre de l'installation LMJ. Les photons  $\gamma$  de fusion voyageant à la vitesse de la lumière déposent leur dose à des temps plus courts (courbe rouge) que les neutrons (courbe bleue). Ce rayonnement  $\gamma$  est accompagné des photons produits par les réactions  $(n,\gamma)$  qui accompagnent la propagation des neutrons. Lorsque les neutrons arrivent sur les parois de la chambre d'expérience, la dose croît brutalement : 90 % de la dose est déposée entre 100 et 300 ns. (Simulation CEA).

### II.1.1.2 Le rayonnement X parasite de l'interaction laser-cavité

L'usage d'une cavité de conversion doit assurer une bonne symétrie d'implosion de la cible. L'émission proche d'un corps noir résultant de l'interaction du laser avec les parois de la cavité est, par nature, uniforme et isotrope et donc totalement adaptée aux implosions sphériques. L'implosion de la cible de DT est obtenue en illuminant la cavité avec des fluences comprises entre 500 et 1000  $TW/cm^2$ , ce qui est le cas lorsque le hohlraum atteint une température de 250 - 300 eV. Les différentes campagnes expérimentales menées sur les grandes installations laser, OMEGA et NIF, ont mis en évidence des températures voisines de 300 eV, grâce aux diagnostics de spectrométries Dante et DMX [21, 22]. Cette émission thermique, approximée par la loi de Planck, se réalise aux prix de l'ablation progressive des parois d'or et l'apparition d'un plasma en expansion. L'accélération des électrons du plasma d'or par les instabilités laser-plasma et leur décélération dans les parois de la cavité vont par la suite provoquer une émission X plus dure dite de freinage (Bremsstrahlung) qui s'écarte de la loi d'émission d'un corps noir. Elle est contemporaine du maximum de l'impulsion laser. Les différentes caractéristiques de ce rayonnement de freinage, et plus particulièrement son intensité (figure 7), ont pu être mesurées au moyen des deux diagnostics américains EHXI et FFLEX [23, 24] sur l'installation laser du National Ignition Facility.

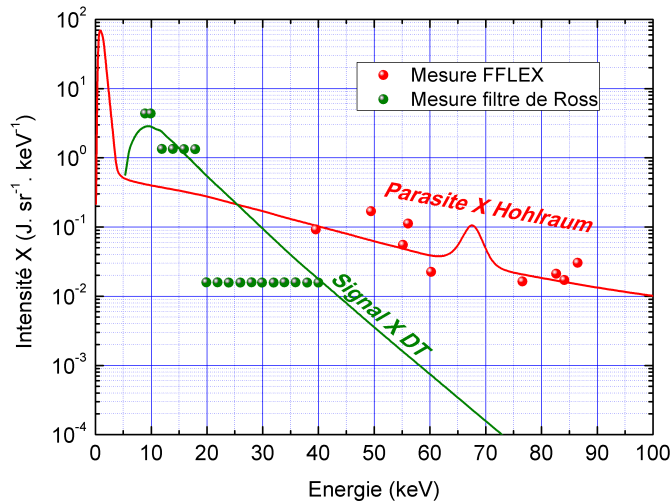


FIGURE 7 – Niveau d'intensité X généré lors d'une expérience de FCI lors d'un tir laser de l'ordre de 1,6 MJ. Ces niveaux d'intensité ont été mesurés sur l'installation du NIF [23, 24].

Le rayonnement émis par la cavité va constituer un fond continu parasite perturbant la qualité d'imagerie d'implosion. Cette émission X du hohlraum est séparée temporellement de l'impulsion X émise par le cœur par quelques nanosecondes (figure 8). Les scintillateurs développés pour les diagnostics d'imagerie lors des travaux de G. Turk [19] présentent des

temps de réponse plus longs que quelques nanosecondes. Il n'est donc pas possible de s'affranchir de ce fond parasite. C'est pourquoi, l'émission du hohlraum doit être prise en compte dans la conception des diagnostics. Une réduction significative du contraste est en particulier prévisible si la bande spectral d'imagerie n'est pas judicieusement choisie. On remarquera que si l'intensité émise par la cavité semble bien plus élevée que l'intensité émise par le microballon, il faut toutefois relever que la surface d'émission de la cavité, de l'ordre du  $\text{cm}^2$ , est bien supérieur à la zone d'émission du cœur d'implosion de l'ordre de  $8000 \mu\text{m}^2$ .

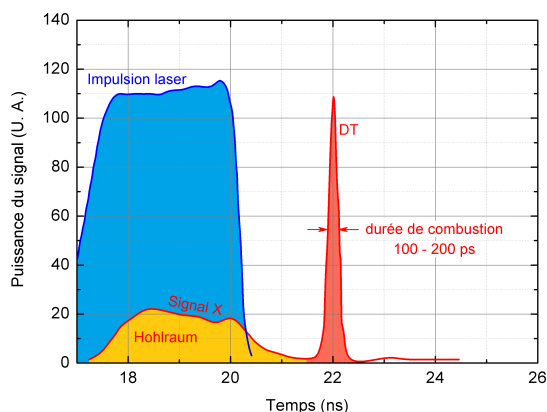


FIGURE 8 – Évolution temporelle de l'intensité X du hohlraum et du cœur d'implosion. L'émission de la cavité est contemporaine de l'impulsion laser également représentée.

## II.1.2 Niveau de signal X attendu sur une installation de FCI

Durant la phase finale de l'implosion, la masse de combustible atteint une température suffisamment élevée pour émettre une très grande quantité de rayonnement X. Le rayonnement de freinage, ou Bremsstrahlung, est le principal mécanisme d'émission de rayonnement dans un plasma complètement ionisé. Il décrit donc assez fidèlement l'émission X du microballon lors de la combustion. Cette émission de rayonnement X atteint un maximum autour de 10 keV lorsque la cible se s'allume pas. La couche encore dense de l'ablateur en plastique atténue fortement l'émissivité aux faibles énergies, tandis que la chute exponentielle aux hautes énergies suit la loi d'émission Bremsstrahlung avec une dépendance avec la température électronique du plasma comprise typiquement entre 3 et 4 keV [25]. Cette émission de rayons X a pu être décrite sur le NIF [25] par les mesures du diagnostic américain à filtre de Ross. Une matrice de sténopés, couplée à un jeu de filtres et d'un film photo-stimulable, permet d'imager la cible de DT dans des bandes spectrales différentes et par la suite de remonter au spectre du microballon (figure 7). Si l'intensité du signal obtenu dépend de la densité électronique et de la température



du plasma thermonucléaire, le niveau de signal ne croit pas aussi rapidement que le flux neutronique. Nous avons représenté en figure 9 l'évolution de l'énergie X émise dans deux bandes énergétiques à partir de [26] en fonction du nombre de neutrons émis. On constate que l'évolution du niveau de signal dépend de la bande énergétique considérée.

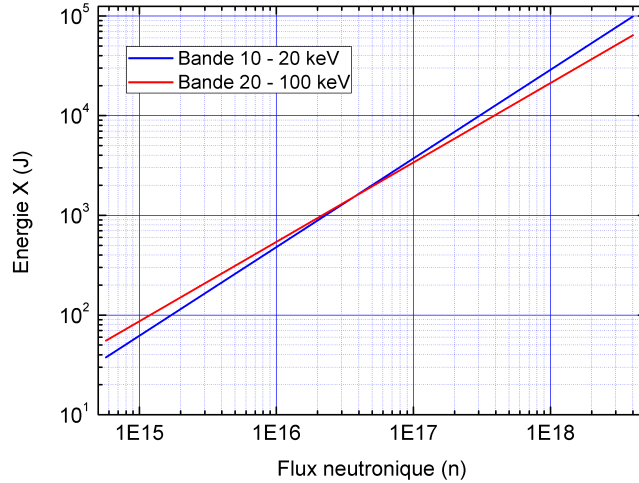


FIGURE 9 – Évolution de l'énergie dissipée par l'implosion de la cible sous forme de photons X dans les bandes 10 - 20 keV et 20 - 100 keV en fonction du flux neutronique. On remarquera que l'énergie dissipée ne croit pas avec la même pente d'une bande énergétique à une autre. (Source [26]).

### II.1.3 L'impulsion électromagnétique générée par une installation laser de classe mégajoule

Une Impulsion ÉlectroMagnétique, ou IEM, causée par l'interaction de l'énergie laser avec la cible est produite quelque soit le tir laser. En absence de neutron, l'impulsion électromagnétique est en partie induite par le courant généré par l'accélération du nuage électronique du plasma de la cible. Le calcul de cette source de courant est difficile à mener à partir des équations du plasma car il implique des phénomènes aux temps longs. Une autre source d'impulsion électromagnétique provient de l'interaction de l'impulsion X et gamma avec les éléments mécaniques de la chambre. En effet, les effets photo-électriques et Compton peuvent induire de forts courants transitoires capables d'engendrer une impulsion électromagnétique intense. Comme les hublots laser nécessaires au transport des faisceaux laser à l'intérieur de la chambre d'expérience sont constitués d'un matériau isolant, cette impulsion n'est pas confinée à son intérieur. Elle se propage ainsi aisément dans l'ensemble du hall d'expérience. Des mesures d'impulsion électromagnétique sur l'installation laser OMEGA ont montré que le champ décroît lentement comme l'inverse de la

distance au centre chambre [27]. Pour des tirs laser à très hauts flux de neutrons, les neutrons et les photons  $\gamma$  qui arrivent à s'échapper de la chambre représentent une importante énergie dissipée dans le hall d'expérience en quelques dizaines de nanosecondes. L'IEM générée dans ce cas de figure n'a jamais pu être observée puisqu'aucune installation laser ne délivre encore suffisamment de neutrons. Cette impulsion aura des effets importants sur tous les composants électroniques et les connections électriques placés à l'intérieur ou à l'extérieur des protections prévues dans l'installation. Il est pourtant possible de réduire les effets de l'IEM en connectant l'ensemble des éléments électroniques et électriques à un niveau équipotentiel au moyen d'une grille métallique aussi fine que possible elle même reliée à la masse par un chemin résistif le plus faible possible.

## II.2 Les équipements disponibles sur laser Mégajoule

Nous décrivons dans cette section l'environnement du Laser Mégajoule. Le hall d'expérience, dont une vue de Conception Assistée par Ordinateur (CAO) est donnée en figure 10, présente une hauteur de 42 m et un diamètre de 33 m. Outre la chambre d'expérience, constituée d'une sphère de 5 mètres de rayon en aluminium blindé avec 70 cm de béton boré, il présente différents équipements accessibles pour le diagnostic. Ces équipements conditionnent en particulier les caractéristiques du système d'imagerie X ou visible, la localisation des systèmes de détection et leurs protections associées et par conséquent les limites de fonctionnement du diagnostic durci.

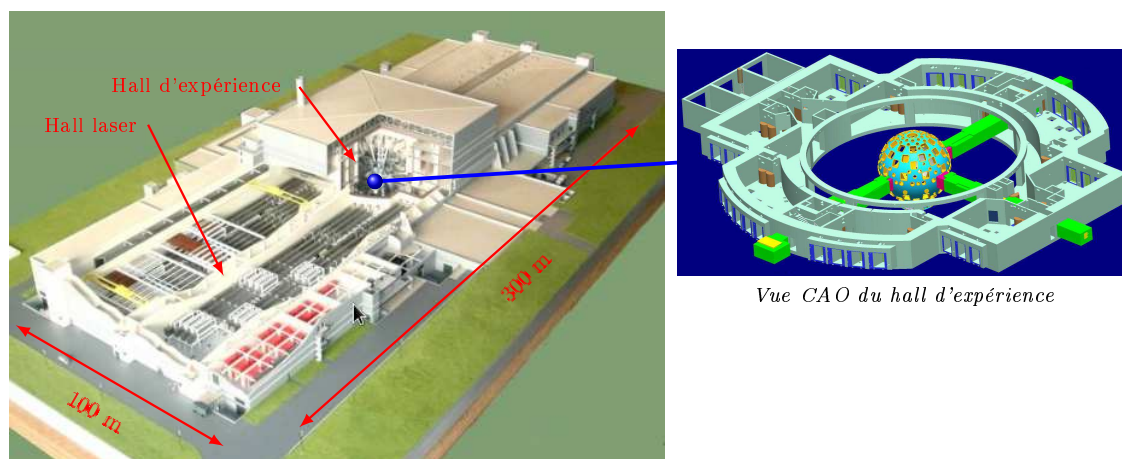


FIGURE 10 – Vue de l'installation LMJ. Une vue CAO d'un étage du hall d'expérience est également représentée. (Images CEA/DAM).

### II.2.1 Le système d'insertion de diagnostic ou SID

Pour disposer d'un maximum de flexibilité dans la conduite des expériences, la plupart des diagnostics sera introduit dans la chambre d'expérience à l'aide d'un Système d'Insertion de Diagnostics (SID). Il comprend tous les éléments mécaniques permettant d'introduire le diagnostic à la distance de la cible désirée et d'assurer son pointage. Il assure également le confinement vis à vis des contaminations nucléaires.

Le tir effectué, les diagnostics seront ramenés dans la partie arrière des SID (sas), où, après fermeture des vannes à vide et l'ouverture vers l'extérieur des trappes d'accès, ils pourront être reconfigurés ou remplacés pour le tir suivant. Actuellement, le SID présente une masse unitaire d'environ 6 tonnes et il est composé principalement d'acier et d'aluminium. Pour le cas particulier des diagnostics d'imagerie à rayons X, dans l'hypothèse où celui-ci fonctionne en radiographie, au moins trois axes de visée vers la cible sont prévus : un axe au pôle nord de la chambre d'expérience et deux à l'équateur.

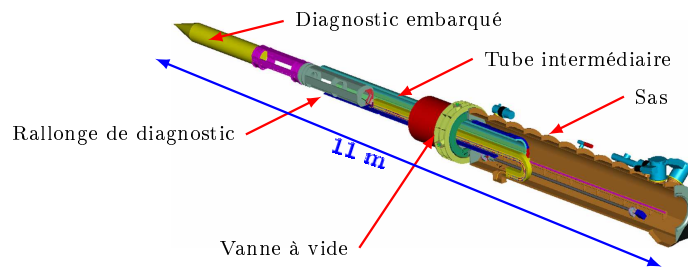


FIGURE 11 – Vue CAO du système d'insertion de diagnostic (SID) du Laser Mégajoule. (Image CEA/DAM).

Le diagnostic est lui-même monté sur une extension dénommée rallonge de diagnostic, guidée dans un tube intermédiaire et entraînée par une motorisation pour le déplacement dans le tube interne. D'une longueur totale de 10,5 mètres correspondant à l'extension maximale entre l'arrière du SID et la sphère d'exclusion de 50 cm de rayon autour du centre chambre imposée pour la protection contre les éclats, le système d'insertion de diagnostic impose une distance maximale entre la cible et le plan d'imagerie de 11 mètres. Cet encombrement limitera donc le grandissement accessible par le système d'imagerie X qui sera par conséquent limité au maximum à 21.

## II.2.2 Les équipements de protection pour l'électronique

Deux structures différentes (figure 12) ont été prévues pour protéger l'électronique ainsi que les systèmes d'acquisition face à l'agression nucléaire. Pour les phases de fonctionnement générant jusqu'à  $10^{16}$  neutrons, des protections rapprochées ont été prévues. Pour les tirs à très hauts flux neutroniques les enregistreurs seront positionnés à l'intérieur de protections plus efficaces mais plus éloignées appelées casemates.

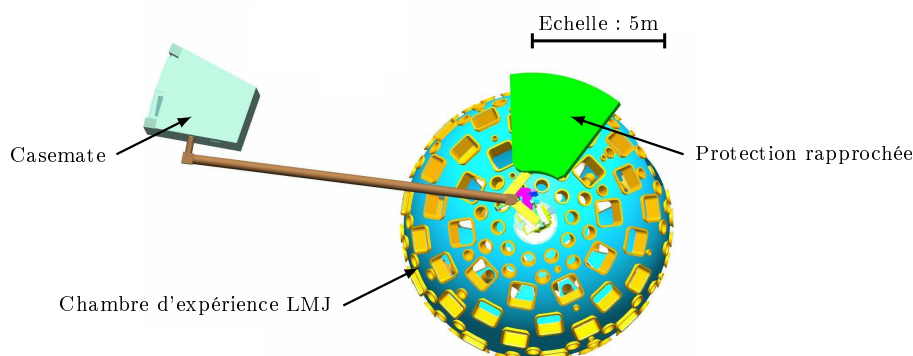


FIGURE 12 – Vue CAO des équipements de protection pour faire face à l'environnement nucléaire du Laser Mégajoule. (Image CEA/DAM).

### II.2.2.1 Les protections rapprochées

Les protections rapprochées sont des plateformes renforcées localisées à 12 m du centre chambre, d'une surface au sol de  $7 \text{ m}^2$ , pouvant supporter un poids de blindage maximum de 28 tonnes. Des passages ont été réservés pour acheminer les images formées à l'arrière du SID vers la protection rapprochée (figure 13). On retiendra que la distance moyenne à parcourir entre l'arrière du SID et le milieu de la protection rapprochée est de l'ordre de 7 m dont 5 m ne sont pas protégés par le blindage de la protection rapprochée. Cette distance imposera donc la longueur du transport d'image à réaliser et qui sera présenté au chapitre 3. Nous retiendrons également que grâce aux études menées au CEA [28] et au NIF [29] sur les blindages des diagnostics durcis, il est possible, grâce à 3 tonnes de blindage de polypropylène et de plomb, de réduire la fluence neutronique totale d'un facteur 66. On supposera dans la suite qu'il est possible d'atténuer d'un facteur 100 la fluence neutronique incidente grâce à un blindage un peu plus lourd.

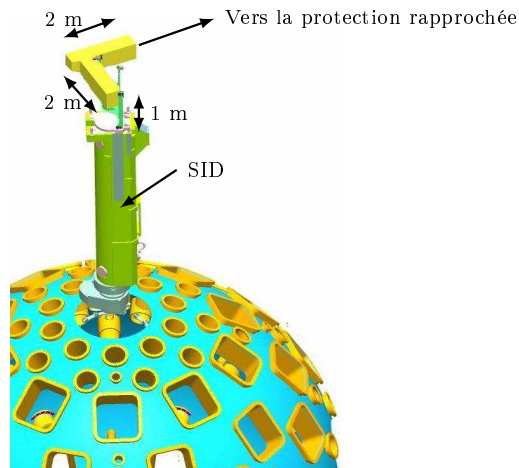


FIGURE 13 – Vue CAO du volume alloué pour le transport d'image vers la protection rapprochée. La longueur totale du trajet pour atteindre le milieu de la protection rapprochée est de 7 mètres, dont 5 m ne sont pas protégés par un blindage. (Image CEA/DAM).

### II.2.2.2 Les casemates

Au nombre de huit, ce sont de larges volumes situés à l'intérieur de la salle d'expérience, destinés à protéger des systèmes d'acquisition de données ne pouvant pas être trop éloignés de la cible lors des expériences produisant les flux neutroniques les plus forts. Ces casemates sont constituées de murs en béton boré à 0,2 % dont l'épaisseur atteint 75 cm en face de la chambre d'expérience et 40 cm sur les flancs. Elles sont rapportées sur le mur de la salle d'expériences sur une hauteur de 4 étages et situées radialement de façon régulière sur le pourtour de la salle d'expériences. D'une surface au sol de  $8 \text{ m}^2$  et distante de l'axe de la chambre d'environ 14 m elle permettent de réduire la fluence d'un facteur 1000 [13]. Tout comme dans le cas des protections rapprochées, on pourra acheminer une image formée à l'arrière du SID au moyen d'un volume alloué pour le transport d'image (figure 14). On retiendra que le trajet à parcourir depuis l'arrière du SID jusqu'à la casemate est de l'ordre de 20 mètres.

## II.3 État de l'art des dispositifs et méthodes d'imagerie pour rayons X

Nous nous intéressons ici aux dispositifs permettant de former des images dans le domaine des rayons X. Ce domaine est une bande spectrale particulière puisque l'indice

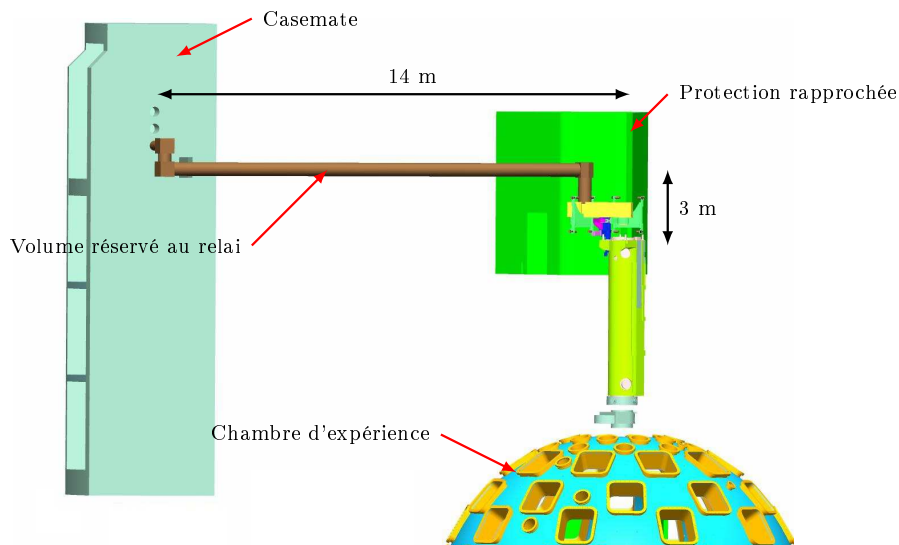


FIGURE 14 – Vue CAO d’une casemate et du volume réservé pour le transport d’image de longueur 17 mètres depuis l’arrière du SID jusqu’à la casemate. Une distance supplémentaire de 3 mètres est nécessaire pour atteindre l’intérieur de la casemate portant à 20 mètres la longueur totale du relai. (Image CEA/DAM).

optique d’un matériau est défini par

$$n = 1 - \delta + i\beta \quad (2)$$

Où  $n$  est l’indice optique complexe,  $\delta$  une constante très faible ( $10^{-3}$  à  $10^{-5}$ ) et  $\beta$  l’indice d’absorption du milieu. Cet indice présente une partie réelle inférieure à l’unité. Il découle de cet indice des systèmes optiques dérivés de ceux utilisés dans le domaine visible mais adaptés à cette particularité (notamment pour les optiques basées sur les lois de Snell-Descartes). Nous faisons ici une liste non exhaustive des techniques couramment employées ou en phase de développement afin de justifier en chapitre 1 les choix de concepts retenus.

## II.3.1 Les optiques en transmission

### II.3.1.1 Les sténopés

Cette technique d’imagerie est historiquement la plus ancienne puisqu’elle remonte au moins à Aristote. C’est également la méthode la plus simple et la plus robuste dans sa mise en œuvre : elle repose sur une simple plaque, opaque au rayonnement, percée d’un trou de forme généralement circulaire permettant de laisser passer le signal lumineux utile (figure 15).

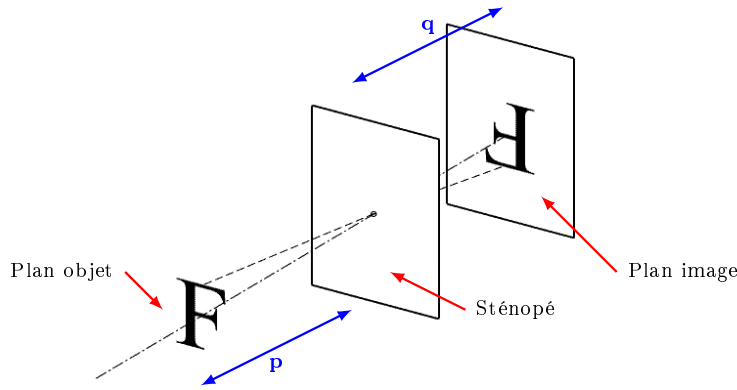


FIGURE 15 – Schéma de principe d'imagerie par sténopé.

La résolution d'un sténopé est directement reliée à la dimension de l'ouverture percée. Une description plus avancée des limitations d'un système d'imagerie par sténopé a été établie par Lord Rayleigh afin de prendre en compte les phénomènes de diffraction. En effet, la principale méthode pour améliorer la résolution du sténopé consiste à réduire drastiquement le diamètre de l'ouverture. Cependant, la diminution de cette ouverture induit, outre une diminution du signal collecté, l'apparition de figures de diffraction, comme par exemple une tache d'Airy pour le cas d'une ouverture circulaire, qui dégraderont alors la réponse percussive du système optique. La résolution optimale d'un sténopé simple,  $\sigma_{optimal}$ , établie à partir des travaux de Rayleigh est donnée par

$$\sigma_{optimal} = \sqrt{\frac{p}{E} \left( \frac{3}{G} + 3 \right)} \quad (3)$$

Où  $\sigma_{optimal}$  est exprimée en  $\mu\text{m}$ ,  $p$  est la distance en mm séparant le sténopé de l'objet à imager, appelée distance frontale,  $G$  est le grandissement optique défini par le ratio  $q/p$  où  $q$  est la distance séparant le sténopé du plan image, et  $E$  l'énergie des photons X en keV. De cette formule il en découle que la résolution du sténopé est limitée par les photons de basses énergies car les phénomènes de diffraction n'interviennent que dans les cas où la dimension de l'ouverture est voisine de la longueur d'onde du photon. La dimension  $D$  de l'ouverture correspondante est alors donnée par la formule

$$D = \sqrt{\frac{3 \times p \times G}{E \times (G + 1)}} \quad (4)$$

Pour adapter ce système optique aux hautes énergies, il est nécessaire d'atténuer fortement le rayonnement X en dehors de la zone d'ouverture. C'est pour cette raison que

les matériaux employés pour réaliser ces systèmes optiques présentent souvent un numéro atomique  $Z$  élevé (comme le tungstène) qui permet de limiter l'épaisseur afin de ne pas trop limiter le champ. Pour atténuer encore plus efficacement le rayonnement, les concepteurs sont parfois amenés à épaissir la plaque opaque au rayonnement pour améliorer le rapport signal sur bruit [30] donnant naissance à une optique X appelée sténopé à haut rapport d'aspect. On notera toutefois que pour des rapports d'aspect (ratio entre l'épaisseur de la plaque opaque et la dimension caractéristique de l'ouverture) supérieur à 100 il est technologiquement difficile et coûteux de réaliser de telles ouvertures. Cette technique reste cependant la plus utilisée dans les diagnostics d'imagerie d'implosion de cible sur l'installation laser du NIF.

Le principal inconvénient de cette méthode réside dans la très faible collection de flux liée à la petitesse de l'ouverture. Le flux transmis par ce type de système optique est de l'ordre de quelques milliardièmes du flux incident. Les multi-sténopés codés ou ouverture codée ont été développés afin de s'affranchir de cette limitation. Cette technique repose sur la multiplication des ouvertures et permet d'augmenter sensiblement la transmission de signal X. Cependant, d'après la théorie du signal, l'image obtenue ( $I_{mes}$ ) est le résultat d'une composante de bruit additionnée de la convolution, notée  $\otimes$ , de la source par la réponse impulsionnelle  $R_{imp}$  du système d'imagerie, exprimée mathématiquement par la formule 5.

$$I_{mes} = R_{imp} \otimes Source + Bruit \quad (5)$$

Pour retrouver l'objet source, il est alors nécessaire de déconvoluer l'image acquise. Afin de se prémunir d'artefact de déconvolution, on préfère aux techniques habituelles de traitement d'image dans le domaine de Fourier, des méthodes de déconvolution reposant sur des produits de corrélation de  $\mathbb{R}$  dans  $\mathbb{R}$  [31]. Cette méthode nécessite malgré tout des systèmes d'imagerie dont l'autocorrélation de la réponse impulsionnelle  $R_{imp}$  est voisine de la fonction 2D de Dirac. En effet la corrélation, notée  $\odot$ , de l'image par la réponse impulsionnelle donne d'après la formule

$$R_{imp} \odot (R_{imp} \otimes Source + Bruit) = Source \otimes (R_{imp} \odot R_{imp}) + (R_{imp} \odot Bruit) \quad (6)$$

$$= Source + (R_{imp} \odot Bruit) \quad (7)$$

Dans l'hypothèse où le bruit peut être réduit au moyen d'un filtre adéquat, il en résulte alors :

$$R_{imp} \otimes I_{mes} \simeq Source \quad (8)$$

Evidemment, il n'existe pas d'ouverture dont la fonction d'autocorrélation est la fonction 2D de Dirac. Il est toutefois possible de s'en approcher comme par exemple pour les

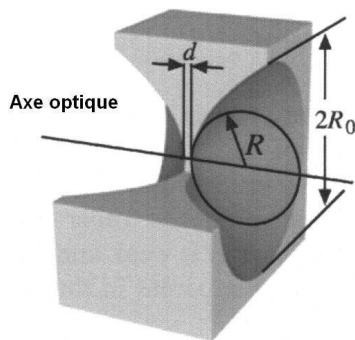


ouvertures de type aléatoire également appelées RA pour Random Array, des ouvertures de forme choisie, comme par exemple une ouverture de forme triangulaire utilisée sur NIF ou les ouvertures annulaires très utilisées en imagerie neutronique. Les multi-sténopés non redondants comme les masques de type « Mura » [32] sont calculés pour que la fonction d'autocorrélation soit la plus proche possible de la fonction de Dirac. Tout comme pour le cas des sténopés simples, ces multi-sténopés doivent présenter de hauts rapports d'aspect pour améliorer de rapport signal sur bruit.

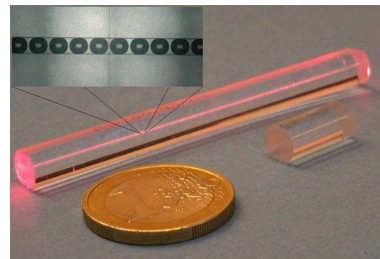
Or la multiplication d'ouvertures est technologiquement difficile à réaliser. De plus, nous l'avons dit en introduction, le principal inconvénient de cette méthode réside dans l'usage de traitement informatique qui rend la déconvolution de l'image dépendante des algorithmes employés.

### II.3.1.2 Les optiques réfractives

Comme nous l'avons vu précédemment, la partie réelle de l'indice optique dans la matière est inférieure à 1. Pour réaliser une lentille réfractive focalisant le rayonnement X, la forme de la lentille sera, contrairement au domaine visible, biconcave et constituée d'un matériau présentant un indice optique le plus éloigné de l'unité (figure 16a). Une lentille seule n'est toutefois pas suffisante pour focaliser efficacement les rayons X.



(a) Schéma d'une lentille réfractive unitaire permettant de focaliser le rayonnement X.



(b) Photographie d'une lentille à bulles. Pour s'adapter au diagnostic plasma il est nécessaire d'empiler une succession de lentilles unitaires.

FIGURE 16 – Schéma et photographie d'une lentille à bulles. (Source CEA/DAM).

Pour adapter la focale de la lentille réfractive au cas des diagnostics plasma, la solution consiste à empiler une succession de lentilles (figure 16b). Les premières lentilles réfractives ont initialement été réalisées dans des couches successives d'aluminium, de béryllium ou de

bore dans lesquelles sont imprimés des profils paraboliques. Actuellement, dans la solution utilisée dans un diagnostic d'imagerie tel que IXDGC1t [33], en développement pour le Laser Mégajoule, les lentilles réfractives sont constituées de résine Epoxy dans lesquelles sont injectées  $N$  microbulles d'air à profil sphérique de rayon  $R$ . La focale  $f$  résultante de la lentille est alors donnée par la formule

$$f = \frac{R}{2\delta N} \quad (9)$$

Comme l'écart à l'unité  $\delta$  de l'indice optique dépend fortement de la longueur d'onde comme l'inverse de son carré, les lentilles réfractives présentent le principal inconvénient de présenter un fort chromatisme dégradant alors la résolution du système optique. Ce chromatisme est en général réduit grâce à l'utilisation d'une filtration énergétique de façon à rendre le rayonnement le plus monoénergétique possible en amont de la lentille.

### II.3.1.3 Les optiques diffractives

Une alternative aux lentilles réfractives repose sur l'utilisation d'optiques interférentielles de type Lentille à Zones de Fresnel (LZF). Ces lentilles sont conçues comme un réseau de géométrie circulaire (figure 17) constitué alternativement de cercles de rayon  $r_i$  opaques et transparents au rayonnement  $X$ , dont les interférences constructives sont localisées en un point focal. On notera que le rayon  $r_i$  est donné de manière approximative par la relation

$$r_i = \sqrt{i} \times r_1 \quad (10)$$

où  $r_1$  désigne le rayon de la première zone.

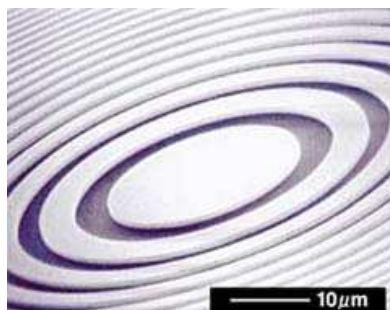


FIGURE 17 – Vue au microscope d'une Lentille à Zone de Fresnel (LZF). Elle se compose d'un réseau interférométrique de géométrie circulaire.

La résolution  $\sigma$  de ce type de lentille est donnée par la première annulation de l'intensité dans le plan d'imagerie, qui dans le cas d'une source ponctuelle est une tache d'Airy soit :

$$\sigma = 1,22 \times \Delta r \quad (11)$$

où  $\Delta r$  représente la distance séparant les deux dernières zones.

Cette relation n'illustre cependant pas la limitation principale des lentilles de Fresnel, à savoir la présence d'un fort chromatisme. En effet, la focale d'une lentille de Fresnel évoluant comme l'inverse de la longueur d'onde, on peut démontrer par la relation

$$\left| \frac{\Delta f}{f} \right| = \left| \frac{\Delta \lambda}{\lambda} \right| \quad (12)$$

que l'imagerie polychromatique dégrade la résolution spatiale par l'apparition de multiples foyers alignés sur l'axe de la LZF. Ainsi, tout comme le cas des lentilles réfractives, il faut veiller à rendre le rayonnement le plus monochromatique possible en amont du système d'imagerie et cela au détriment du flux transmis avant d'envisager une application sur de l'imagerie plasma [34, 35, 36].

On pourra mentionner que ce système a été étendu au cas des miroirs dits de Bragg-Fresnel [37]. Comme ceux-ci présentent des caractéristiques très semblables aux lentilles de Fresnel, nous ne décrirons pas plus ces systèmes.

## II.3.2 Les optiques en réflexion

### II.3.2.1 Les miroirs en incidence normale

Une méthode permettant d'augmenter la collection de flux est basée sur l'utilisation du microscope de Schwarzschild (figure 18), notamment utilisée sur des installations de type synchrotron. Ce microscope combine deux miroirs sphériques de grandes tailles permettant d'augmenter l'angle solide de détection et par conséquent d'augmenter le signal.

Cependant, ce type de miroir fonctionne en incidence normale et la faible réflectivité des surfaces dans le domaine X implique une perte de signal substantielle. La raison est que la valeur de l'indice de réfraction complexe est proche de l'unité pour tous les matériaux. Il en découle que l'intensité réfléchie est comprise entre  $10^{-2}$  et  $10^{-4}$  de l'intensité incidente. Une manière de compenser cette faible réflectivité consiste à utiliser des miroirs en incidence rasante.

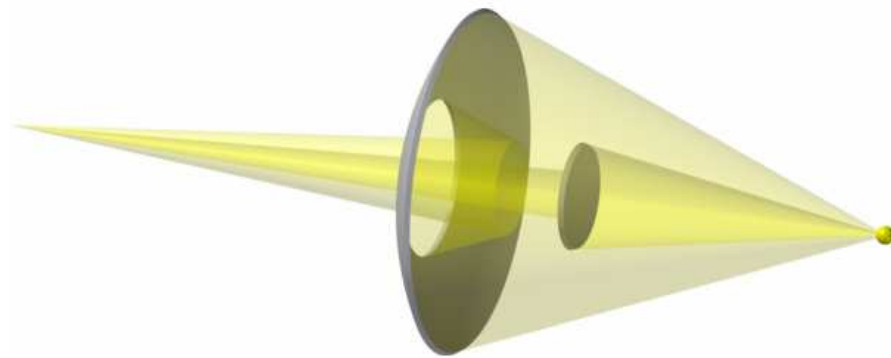


FIGURE 18 – Schéma de principe d'un microscope de Schwarzschild. La combinaison de deux miroirs sphériques permet d'augmenter le signal collecté par le système optique.

### II.3.2.2 Les miroirs en incidence rasante

L'utilisation d'optique en incidence rasante est très difficile à cause de l'astigmatisme introduit par l'écart à l'incidence normale. La plupart des microscopes X à miroirs prennent donc en compte la différence de focale selon le plan d'incidence du rayonnement considéré. Le flux collecté par ces systèmes à miroirs est en général 300 fois supérieur au signal transmis par les sténopés.

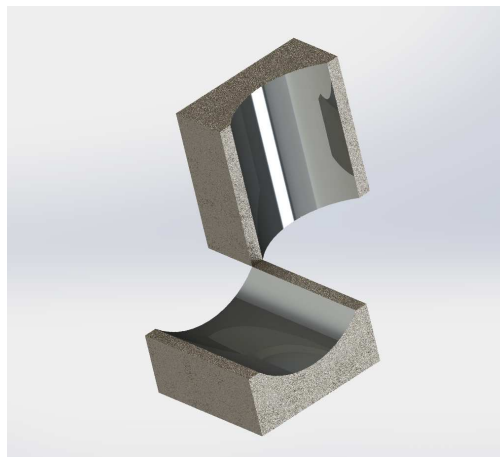


FIGURE 19 – Schéma de principe d'un microscope de Kirkpatrick-Baez (KB).

En 1948, Kirkpatrick et Baez donnent naissance au premier microscope à miroirs X [38]. Deux miroirs de courbure cylindrique sont croisés afin de focaliser le rayonnement X dans les deux dimensions. Si ce microscope, abrégé en KB, présente une excellente collection de flux et une bonne résolution spatiale au centre du champ, la courbure de

champ introduite par les miroirs cylindriques dégrade fortement la résolution en bord de champ.

Pour corriger cette courbure de champ, des seconds miroirs cylindriques ont été associés au KB précédent (figure 20) de sorte que chaque paire de miroirs ait un centre de courbure commun. Ce type de système, créé au CEA par Richard Sauneuf [39] et appelé KBA (pour KB amélioré), n'a cependant pas permis d'atteindre des résolutions spatiales inférieures à  $10\ \mu\text{m}$  à cause des défauts de rugosité des miroirs et de leurs grands nombres.

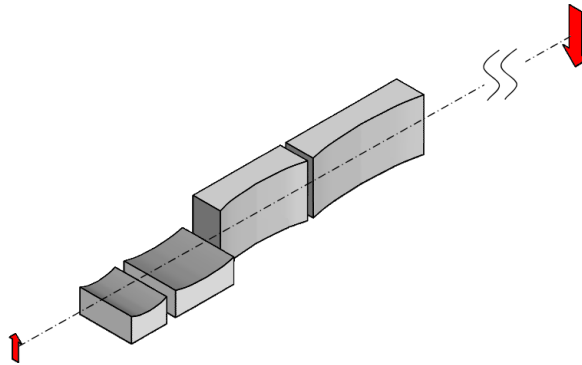


FIGURE 20 – Schéma de principe d'un microscope de Kirkpatrick-Baez Amélioré (KBA). Les miroirs cylindriques sont associés par paire de sorte qu'ils aient le même centre de courbure.

Le microscope de Wolter a permis de combiner les avantages des microscopes précédents grâce à la combinaison astucieuse de deux miroirs courbés dans les deux dimensions. Chacun des miroirs compense la courbure de champ introduit par son homologue. Si la surface idéale des miroirs doit être une quadrique, celle-ci a été approximée par Pascal Munch [40] par une surface torique donnant naissance au microscope de type pseudo-wolter. Si par le passé ce type de microscope a montré des résolutions inférieures à  $5\ \mu\text{m}$  [41], une application récente des travaux de D. Dennetière a montré des résolutions inférieures à  $7\ \mu\text{m}$  sur un champ de  $1\ \text{mm}$  avec des incidences de  $0,45^\circ$  [42].

La bande énergétique de fonctionnement de ces systèmes optiques peut être traitée de trois manières différentes. Il est possible d'utiliser directement les miroirs grâce à l'utilisation d'un matériau réflecteur unique utilisé en réflexion totale [43]. D'après les lois de Snell-Descartes, il est possible de réfléchir le rayonnement X pour une incidence rasante inférieure à un angle d'attaque limite fixé en première approximation par  $\sqrt{2\delta}$ . Comme  $\delta$  dépend de l'inverse du carré de la longueur d'onde, l'angle critique dépend également de la longueur d'onde du faisceau X incident. En d'autres termes, il existe une énergie de coupure au delà de laquelle les photons X ne sont pas réfléchis. Cette énergie de coupure sera d'autant plus faible que le numéro atomique du matériau réflecteur sera

faible. Cette énergie de coupure est limitée à une dizaine de keV pour des angles de rance de l'ordre de  $0,35^\circ$  ce qui explique que cette méthode est surtout employée pour des imageurs à basse énergie [41]. Pour réfléchir les photons d'énergie supérieure, il est nécessaire d'utiliser des miroirs multicouches [44]. Les multicouches sont des structures constituées d'une alternance de couches de matériaux de numéro atomique  $Z$  élevé et faible. La taille caractéristique de ces couches individuelles est de l'ordre du nanomètre et elles sont obtenues par pulvérisation cathodique ou évaporation sur un substrat poli de très faible rugosité. Ces structures fonctionnent comme des réflecteurs interférentiels dans le domaine des rayons X. Comme nous l'avons vu précédemment, l'intensité réfléchie en incidence normale par un matériau de façon standard dans le domaine X est de l'ordre de  $10^{-2}$  à  $10^{-4}$ . En considérant à présent l'amplitude réfléchie, définie comme la racine carré de l'intensité, l'amplitude est de l'ordre de  $1/10$  ou  $1/100$ . Autrement dit, si avec un empilement d'une dizaine de couches (ou une centaine) on arrive à additionner en phase ces amplitudes réfléchies, la réflectivité de la structure tend alors vers l'unité en négligeant les phénomènes d'absorption. C'est le principe des multicouches.

Le profil de réflectivité du miroir dépendra de l'arrangement des couches de matériaux. Un arrangement périodique des couches permet d'assimiler le miroir à un réseau cristallin. L'intensité réfléchie suit alors la loi de Bragg. Un arrangement aperiodique des couches peut être également assimilé comme un réseau de Bragg mais de période variable en profondeur. Il découle de ce type d'arrangement une réflectivité large bande permettant d'étendre la gamme spectrale d'imagerie au delà de la réflexion totale.

## II.4 Les transports d'images

Nous avons vu en introduction que l'architecture du diagnostic durci proposé présentait un transport d'images visibles sur une longueur de plusieurs mètres. Nous présentons dans cette section le principe de fonctionnement d'un transport d'image ainsi que les principales problématiques de vulnérabilité de ce type de système optique en présence d'un environnement nucléaire.

### II.4.1 Principe du transport optique

Sous l'appellation transport d'image, ou relai optique, on désigne un système optique dont le rôle est de relayer une image d'un point à un autre. L'objet du transport est de former une image par un premier objectif qui sera reprise par un second objectif. Le transport de l'image doit s'effectuer en altérant le moins possible la qualité de l'image initiale. On distingue en général trois catégories d'objectifs :

- les objectifs dioptriques pour lesquels la lumière ne subit que les lois de la réfraction de Snell-Descartes.
- Les systèmes catoptriques pour lesquels les rayons lumineux subissent uniquement des réflexions.
- Enfin, les objectifs catadioptriques pour lesquels la lumière subit et la réfraction et les lois de réflexion.

Dans un schéma de principe volontairement exagéré représenté en figure 21, le flux lumineux du bord de champ n'est pas du tout collecté par le second objectif. Il y a un fort vignettage. Afin que le second objectif collecte le maximum de flux, on positionne près du plan d'image intermédiaire une lentille, appelée lentille de champ, qui permet de conjuguer la pupille de sortie du premier objectif avec la pupille d'entrée du second objectif comme illustré en figure 22.

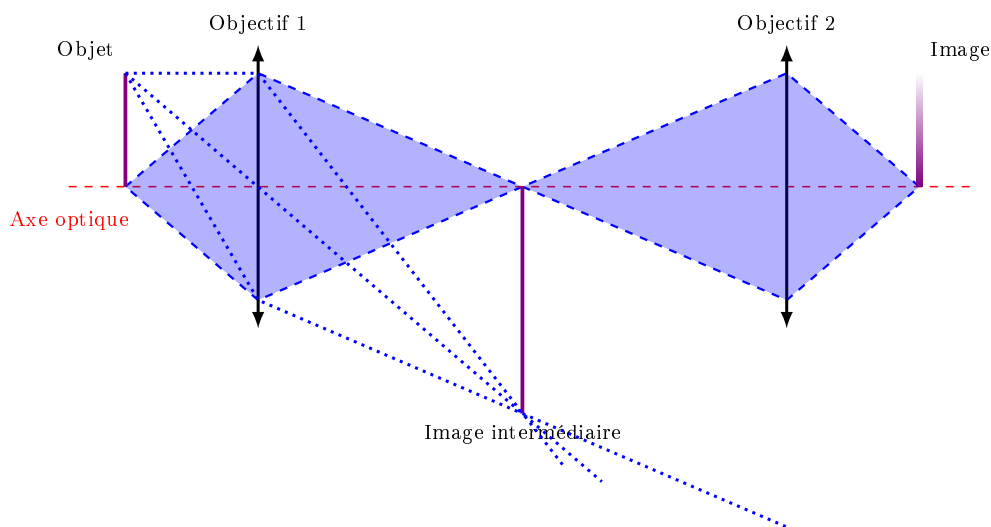


FIGURE 21 – Schéma de principe d'un transport d'image présentant un fort vignettage.

Idéalement, cette lentille doit être placée dans le plan image. Mais, dans ce cas, l'image des surfaces de la lentille se superpose à l'image de l'objet à observer, ce qui peut dégrader la qualité image (présence de défaut, de poussière...). Les lentilles de champ seront donc positionnées proches des images intermédiaires.

## II.4.2 Dégradations engendrées par les environnements radiatifs sur les verres optiques

La conception du relai optique qui sera décrite en chapitre 3 doit prendre en compte les perturbations engendrées par l'environnement nucléaire, notamment à cause de la présence d'éléments en verre. En effet, les déplacements atomiques et les ruptures de liaisons

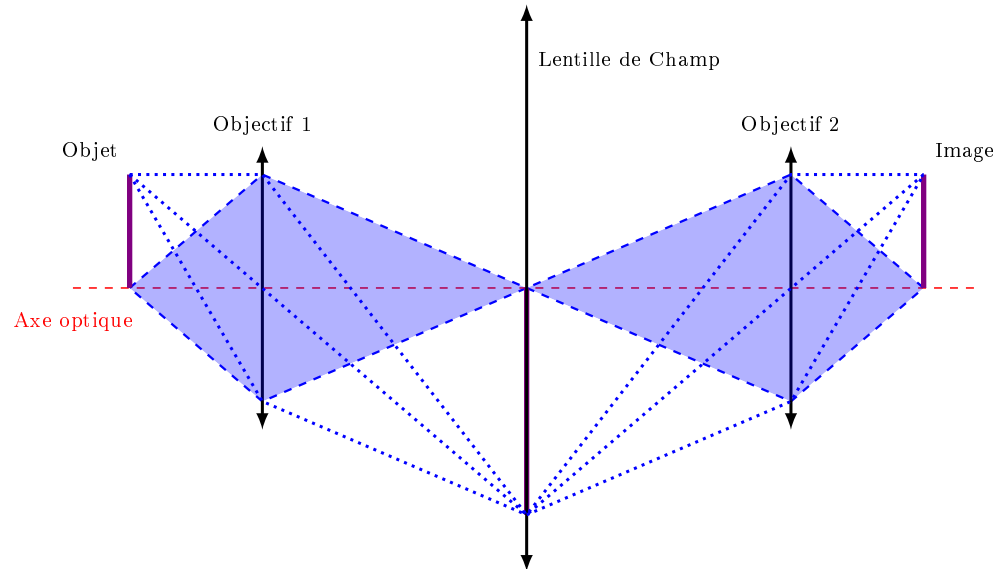


FIGURE 22 – Schéma de principe d'un transport d'image sans vignettage grâce à l'utilisation d'une lentille de champ.

ou ionisations provoquées à l'échelle atomique par l'irradiation de verres entraînent la formation de défauts ponctuels dont les caractéristiques dépendent de la nature et de l'énergie de la particule incidente.

Ces centres de défauts perturbent le diagramme d'énergie de l'échantillon de verre irradié en créant localement des niveaux d'énergie métastables permis dans la bande interdite. La répartition spatiale des défauts dans la masse, leur durée de vie allant de  $10^{-11}$  à  $10^{-9}$  seconde pour les plus rapides, ainsi que leurs caractéristiques énergétiques, conditionnent le comportement macroscopique d'un échantillon de verre. Il est possible d'identifier trois effets macroscopiques résultant de l'exposition de verres aux rayonnements ionisants [45].

- **L'atténuation induite par irradiation** ou **RIA** (Radiation-Induced Attenuation) consiste en une augmentation de l'atténuation linéique du verre faisant suite à une irradiation. Cela réduit en particulier la capacité de transmission du verre pouvant mener jusqu'à son opacification totale, rendant le transfert d'image impossible. Les pires niveaux de pertes présentés dans la littérature [46] donnent des valeurs d'atténuation induite de l'ordre de  $1000 \text{ dB.km}^{-1}.\text{Gy}^{-1}$ . En considérant 1 mètre de verre cumulé, qui est un majorant, on obtient pour un tir à gain à  $1.10^{18}$  neutrons, soit 1,33 Gy à 11 mètres du centre chambre, une perte induite de 1,33 dB, ce qui représente 25,8 % de perte en transmission. Cette valeur est atteinte pour des hypothèses extrêmement majorantes. On prendra soin dans notre conception de réduire la quantité de verre au strict minimum, ce qui justifie que la problématique d'atténuation induite n'ait pas été traitée dans cette thèse.



- **L'émission induite par irradiation** ou **RIE** (Radiation-Induced Emission) regroupe l'ensemble des phénomènes de génération de lumière parasite (effet Cerenkov ou luminescence) dans le verre, qui, en se superposant au signal utile, conduit à une élévation du fond lumineux. Cette lumière parasite peut conduire à une perte totale de l'information spatiale de l'image en saturant par exemple le système d'acquisition d'image.
- **La densification** de la silice constituant le verre peut également intervenir sous irradiation. Sachant que cet effet n'apparaît qu'à des niveaux de doses très élevées sur une irradiation neutronique, il ne sera absolument pas traité dans le reste de ce mémoire.

## II.5 Les analyseur optiques : cas particulier des caméras à images intégrales

Nous avons vu précédemment l'ensemble des dispositifs permettant de focaliser une image dans un plan d'imagerie. Une fois l'image formée, il est nécessaire de l'enregistrer au moyen d'un système de détection adapté. Dans le cas des diagnostics durcis, nous avons vu en introduction que la détection devait être effectuée au maximum dans les cent premières nanosecondes d'une expérience. Cela implique l'utilisation d'un système d'obturation rapide et efficace. Les obturateurs mécaniques étant intrinsèquement lents, leur usage ne peut être envisagé ici. Seule l'utilisation d'obturateur électro-optique permet de répondre au besoin des diagnostics de manière générale nécessitant des temps d'exposition courts (10 - 100 ns). On regroupe, sous le terme d'analyseur optique, l'association d'un système d'obturation électro-optique et d'un détecteur sensible au rayonnement visible. On peut citer parmi les plus utilisés : la Caméra à Balayage de Fente (CBF) [], le tube à dilatation temporelle [47] ou encore la Caméra à Image Intégrale (CII). Pour nos applications, pour lesquelles l'obturation optique est essentielle, nous nous focaliserons sur le cas des CII. Ces caméras se composent d'un amplificateur de luminance couplé à une caméra de type CCD. Très récemment, grâce aux progrès réalisés dans les technologies CMOS, le remplacement de la caméra CCD par une caméra CMOS de type *Active Pixel Sensor* (APS) a été envisagé. Nous présenterons dans cette partie les principes généraux de fonctionnement des différents éléments constitutifs d'une CII, puis nous les qualifierons selon différents critères :

- sensibilité au rayonnement ;
- bruit intrinsèque ;
- résolution spatiale ;
- vulnérabilité au rayonnement ionisant.

Cette présentation nous permettra d'évaluer la résolution attendue du diagnostic, de déterminer les limites de fonctionnement du système dans l'ambiance nucléaire de l'installation LMJ. Elle nous permettra de faire un choix quant à la technologie de détecteur à sélectionner : CCD ou CMOS.

### II.5.1 L'étage d'obturation optique : l'amplificateur de luminance

Un amplificateur de luminance permet de convertir des photons incidents X ou visibles en électrons au moyen d'une photocathode. La tension pulsée entre la photocathode et l'entrée de la galette de micro-canaux (GMC) permet de faire jouer le rôle d'obturateur à l'amplificateur de luminance. Les électrons sont amplifiés dans une galette de micro-canaux qui peut être alimentée de 0 à 900 V pour en faire varier le gain. Ces électrons sortent de la galette de micro-canaux et sont accélérés par une tension de 6 kV, puis à nouveau convertis en photons visibles par l'écran luminophore de sortie (type P11, P20 ou P43 en général). Le rendement de cathodo-luminescence est de l'ordre de 40 photons.électron<sup>-1</sup>. Ces photons ainsi créés sont enregistrés par un détecteur visible comme une caméra CCD ou CMOS intégrant le signal pendant plusieurs millisecondes voire centaines de millisecondes.

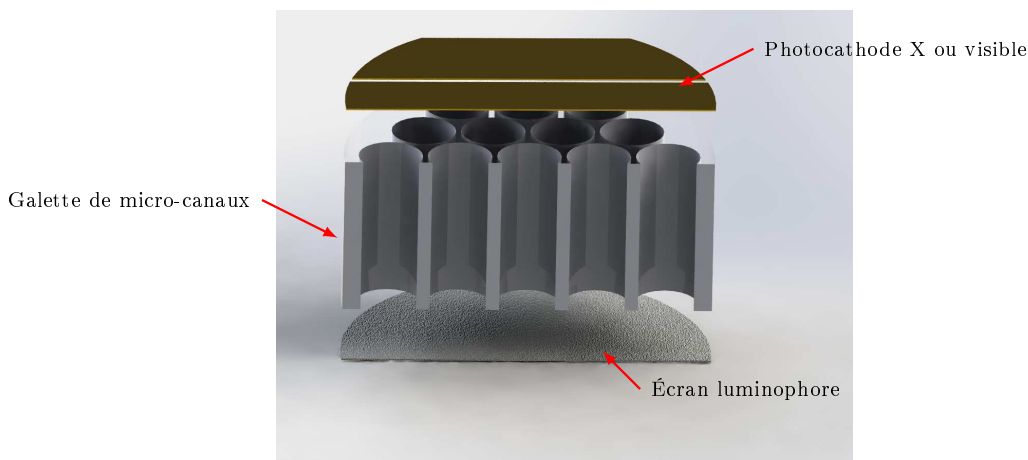


FIGURE 23 – Schéma de principe d'un amplificateur de luminance.

La nature de la photocathode permet de rendre sensible l'amplificateur au photon X ou visible. Pour une photocathode S20, et une tension d'alimentation de la galette de 900 V, le gain photonique de l'amplificateur est de l'ordre de 1307 photons.photon<sup>-1</sup> pour un écran luminophore P43.

Pour les photocathodes X, la limite de sensibilité en énergie est en général fixée à la dizaine de keV. Pour établir en partie [V](#) le niveau de signal en sortie des amplificateurs

de luminance à rayons X, on utilise le rendement quantique illustré en figure 24 pour une photocathode en tantale [48] qui permet en théorie une détection jusqu'à 100 keV. Ce rendement quantique croît lorsque les photons X impactent la photocathode avec une incidence rasante. Ce rendement quantique de la photocathode X peut être amélioré d'un facteur 10 lorsque les photons ont une incidence de  $5^\circ$  par rapport à la surface de la photocathode [48].

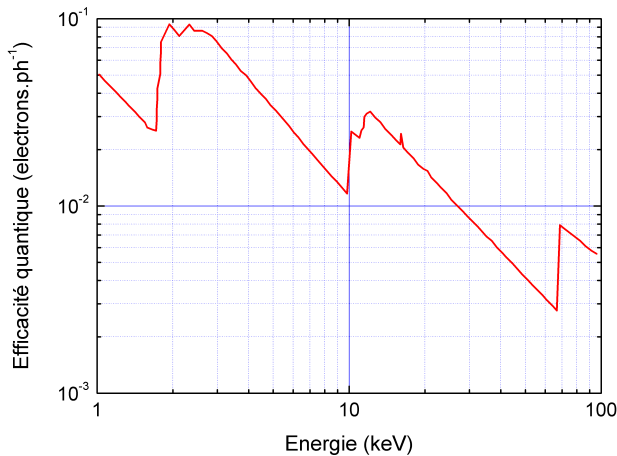


FIGURE 24 – Évolution de l'efficacité quantique d'une photocathode en tantale en fonction de l'énergie du photon X dans le cas où les photons X impactent la photocathode en incidence normale. (Source [48]).

La vulnérabilité des amplificateurs de luminance a préalablement été étudiée en interne mais uniquement dans le cas où la galette de micro canaux était alimentée en continu.

## II.5.2 L'étage de détection : les caméras CCD et CMOS

### II.5.2.1 Principe des capteurs CCD

Nous nous intéressons ici uniquement au cas d'une caméra CCD dite "*Full Frame Transfert*" dont la surface utile de détection couvre l'intégralité du capteur. Le capteur CCD comprend une juxtaposition de photopacités élémentaires, appelées pixels, assemblées en matrice (figure 25).

Son mode de fonctionnement comprend trois étapes.

- Une phase de vidange perpétuelle de la matrice appelée "*Continuous Clean*".
- Une phase d'exposition, au cours de laquelle les photopacités (figure 25) sont polarisées en inverse au moyen d'une grille, ce qui permet au substrat en silicium dopé P de créer une zone de déplétion où les porteurs de charges sont absents. C'est

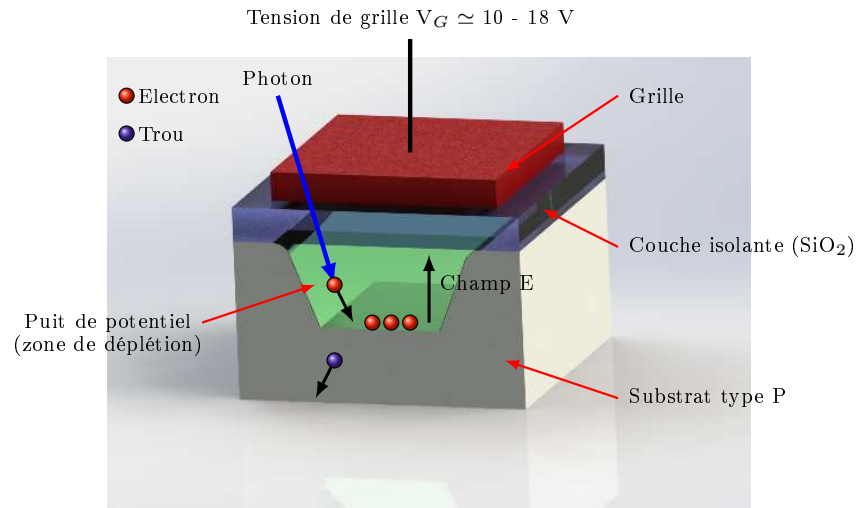


FIGURE 25 – Schéma de principe d'un pixel CCD.

cette zone qui est sensible au rayonnement incident car l'interaction d'un photon avec le milieu génère des paires électrons-trous, pour peu que son énergie soit supérieure au seuil du silicium de 3,6 eV. Les charges générées migrent ensuite par l'action d'un champ électrique  $E$  vers les bords du pixel assimilé à une capacité électrique.

- Une phase de relecture au cours de laquelle, une fois l'image acquise, les charges stockées doivent être mesurées. L'application d'une horloge verticale permet un transfert des charges ligne par ligne vers le registre de lecture. Une horloge horizontale haute cadence de quelques MHz permet le transfert pixel à pixel des électrons vers la diode de relecture. Ce transistor assure la conversion des charges en un signal de tension qui est alors amplifié par un préamplificateur.

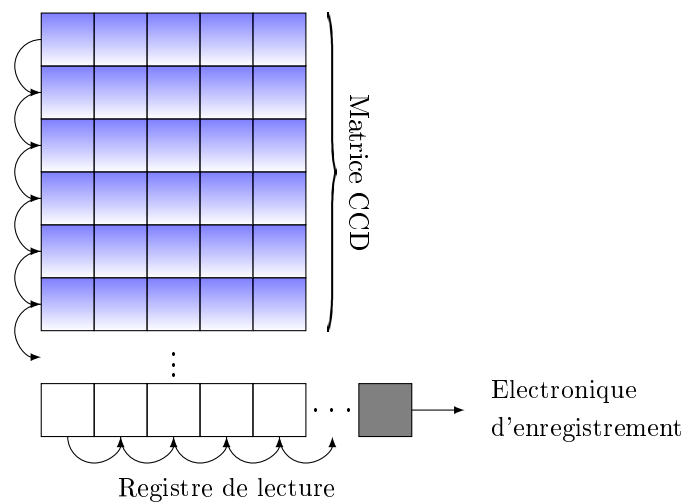


FIGURE 26 – Principe de lecture d'un capteur CCD.

Cette méthode garantit un transfert des charges presque parfait avec une efficacité de 0,999999. Comme il n'existe pas d'obturation électronique, c'est l'amplificateur de luminance qui stoppe l'illumination du détecteur afin que le capteur n'intègre pas de signal parasite lors du transfert des charges.

### II.5.2.2 Principe des capteurs CMOS

Dans le capteur d'imagerie de type CMOS, l'élément de base sensible au rayonnement du détecteur, appelé pixel, est constitué d'une photodiode polarisée en inverse. En général, la jonction PN de la photodiode est réalisée sur un substrat P sur lequel est implantée en surface une zone fortement dopée N. Il résulte de cette association une zone de déplétion dépourvue de porteur libre, également appelée zone de charge d'espace, qui s'étale majoritairement dans la zone P. Lorsqu'un photon, visible dans notre cas, vient impacter cette photodiode (figure 27) il génère des paires électrons-trous par interaction photo-électrique. La localisation des charges photogénérées dépend principalement de la longueur d'onde de la lumière incidente. Les photons de fortes énergies auront tendance à déposer leur énergie sous forme de charges en surface dans la zone dopée N tandis que les photons de faibles énergies interagiront plus profondément dans le pixel. Les charges sont alors collectées grâce à l'action d'un champ électrique intense. Dans le cas où l'interaction photonique a lieu dans la zone P ou N, les charges générées sont diffusées par les porteurs minoritaires et peuvent ainsi également être collectées par l'action de champ électrique.

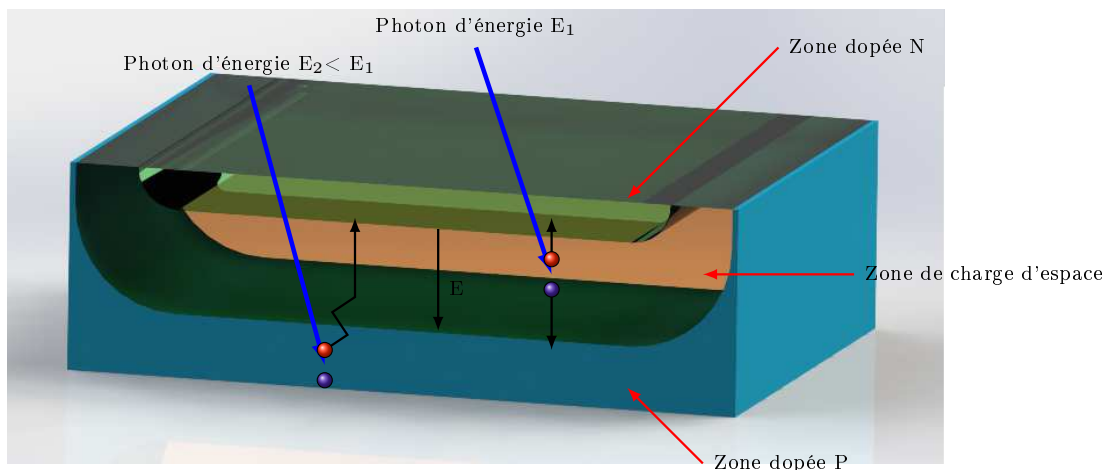


FIGURE 27 – Schéma de principe d'un pixel CMOS.

Contrairement au cas des capteurs CCD, la photodiode ne couvre pas intégralement la surface du pixel. Le facteur de remplissage défini comme la part de surface couverte par l'élément photosensible ne peut également les 100 %. Il en résulte qu'une partie des charges photogénérées n'est pas collectée.

La méthode de lecture du capteur APS est également différente du capteur CCD. En effet, contrairement au capteur CCD qui nécessite des transferts de charges de pixel en pixel jusqu'au registre de relecture, les pixels sont lus de manière individuelle. Pour cela, la première étape consiste à adresser le pixel que l'on souhaite relire puis il est connecté au circuit de lecture. De cette façon, si un pixel est endommagé de manière permanente, il n'affectera pas ses voisins.

### II.5.2.3 Dommages générés par les rayonnements ionisants sur les capteurs CCD et CMOS

Les dommages causés aux capteurs par les rayonnements ionisants peuvent se classer selon quatre catégories [49] :

- **Les dommages par déplacement** rassemblent les mécanismes et interactions introduisant des défauts structurels au niveau cristallin. Ces défauts sont introduits par le déplacement d'atomes hors de leur position d'équilibre faisant suite à une collision avec un ion, un électron, un proton ou un neutron provenant soit directement de la source d'irradiation soit de réactions secondaires. L'introduction de ces défauts perturbe la périodicité du cristal, engendrant la formation de nouveaux niveaux d'énergie dans la bande interdite. Les propriétés électriques et/ou optiques du matériau semi-conducteur s'en trouvent alors fortement modifiées. Ces modifications incluent : l'amélioration de la génération de paires électrons-trous grâce aux niveaux d'énergies intermédiaires, ce qui affecte le taux de recombinaison des porteurs de charges ; un effet de compensation pour les donneurs ou les accepteurs ; l'apparition momentanée de pièges de porteurs ; un accroissement de la diffusion des porteurs [50] ; l'augmentation du nombre d'effets tunnels. À l'échelle du composant cela se traduit au niveau électrique par des modifications de courants de fuite, de gains, de l'efficacité de transfert de charges pour les capteurs CCD, de résistance, de courant d'obscurité [51] et de la mobilité des porteurs de charges [52].
- **Les dommages par effet de dose** témoignent de l'endommagement progressif des composants semi-conducteurs du fait d'une exposition prolongée à des rayonnements ionisants. Pour le composant CMOS, la perte d'énergie par ionisation dans la silice génère des paires électrons-trous qui ont intrinsèquement des mobilités différentes. Une fraction de ces paires se recombine donnant naissance à un photocourant tandis que les électrons restant migrent en direction des interfaces. La faible mobilité des trous ainsi que la présence de pièges à une interface SiO<sub>2</sub>/Si entraîne le piégeage des trous dans la couche de silice, donnant au piège une charge positive.
- **Les effets singuliers** surviennent lorsqu'un neutron, un proton ou un ion énergétique unique heurte une région sensible d'un circuit électronique. Les dommages

engendrés peuvent être temporaires telles que des erreurs logiciel, qui peuvent être corrigées par la réécriture des cellules mémoires affectées, ou permanents comme la formation de thyristors parasites menant à une mise en court-circuit du circuit électronique et à sa destruction.

- **Les effets transitoires** sont engendrés par les photons fortement énergétiques qui peuvent induire une ionisation augmentant spontanément le photocourant du système. Cette hausse brutale entraîne un comportement transitoire dans les circuits et le système, pouvant compromettre leur bon fonctionnement.

## II.5.3 Les avantages des capteurs CMOS sur les capteurs CCD

### II.5.3.1 Les avantages liés à l'architecture

La technologie CCD est bien plus sensible au rayonnement ionisant que les capteurs d'imagerie CMOS. En effet, l'efficacité de transfert des charges se dégrade fortement avec la dose [53] notamment à cause de transferts de pixel à pixel qui n'existent pas sur les détecteur APS. Cela se traduit par une dégradation de l'image acquise par une caméra CCD car un pixel peut laisser une trainée sur ses proches voisins lors de la lecture de la trame. D'autre part, le mode de lecture du capteur rend ce dernier intrinsèquement vulnérable. En effet nous avons vu précédemment que certain type de dommage pouvait engendrer des défauts sur le transfert des charges ou sur la génération de courant parasite. Il en résulte qu'un pixel défectueux peut bloquer une colonne entière, voire toute la trame si le défaut est positionné dans le registre de relecture.

### II.5.3.2 Avantages liés à la technologie

Le principal défaut de la technologie CCD est qu'il est quasi impossible d'intégrer sur la puce des fonctions de lecture, de séquençement, de conversion Analogique-Numérique, de traitement, du fait des développements spécifiques qu'ils impliquent, engendrant au passage des coûts de développement et de fabrication très élevés. A l'inverse, la technologie CMOS bénéficie des procédés de fabrication des microprocesseurs et des mémoires, ce qui implique des faibles coûts et des réalisations massives permettant une grande diffusion de la technologie.

Troisième partie

*Matériels et Méthodes*





### III.1 Les moyens d'irradiation utilisés

Nous présentons dans cette partie l'ensemble des installations utilisées dans nos travaux. Ces équipements ont servi pour l'essentiel à la caractérisation des scintillateurs développés en chapitre 2 et pour l'évaluation de la vulnérabilité des éléments du diagnostic d'imagerie. Ils comprennent un générateur X, des accélérateurs et des réacteurs. A titre comparatif nous avons représenté en figure 28 les caractéristiques dose/débit de dose des accélérateurs et réacteurs utilisés pour les études de vulnérabilité ainsi que celles du LMJ. On constate qu'en dehors des installations OMEGA et ELSA, les irradiateurs permettent uniquement de reproduire les doses intégrées.

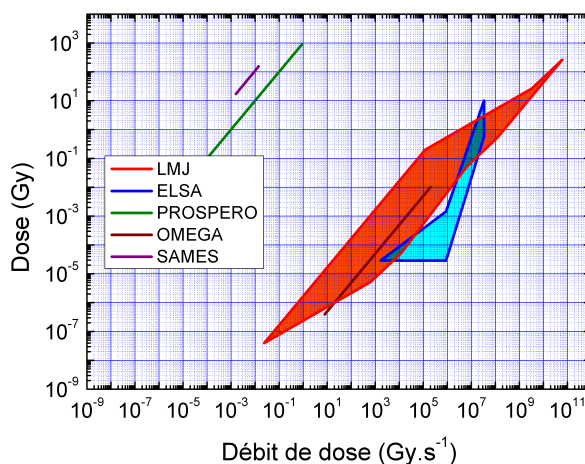


FIGURE 28 – Caractéristiques des installations pour l'étude de la vulnérabilité des composants d'un diagnostic plasma.

#### III.1.1 Le générateur X 160 kV

Le rayonnement X généré par le générateur 160 kV (figure 29) est obtenu par un dispositif appelé tube de Coolidge. On applique une haute tension de l'ordre de quelques dizaines de kilovolts entre un filament de tungstène et une anode en cuivre. Un courant de court-circuit de quelques ampères dans le filament de tungstène permet de générer un courant de fuite entre le filament et l'anode dû aux électrons accélérés par le fort champ électrique. Les électrons accélérés arrivent au niveau du nuage électronique des atomes de l'anode et sont freinés par répulsion coulombienne en émettant des photons sur une large gamme spectrale. Ce type de rayonnement est appelé Bremsstrahlung ou plus simplement rayonnement de freinage. À cette émission continue s'ajoutent des raies de fluorescence caractéristique des niveaux d'énergie accessibles du matériau constitutif de l'anode.



FIGURE 29 – Générateur à rayons X 160 kV (cliché CEA/DAM/DIF).

## III.1.2 Les irradiateurs

### III.1.2.1 L'accélérateur à électrons ELSA

L'installation ELSA (Étude LaSer Accordable) [54] a été créée au début des années 90 afin d'étudier et de maîtriser les technologies d'un Laser à Électrons Libres (LEL) de puissance basé sur un accélérateur linéaire radiofréquence. De nos jours, elle est exclusivement employée en tant que source impulsionnelle d'électrons ou de rayonnement X dur d'énergie comprise entre 1 et 18 MeV (figure 30).



FIGURE 30 – Hall d'expérience de l'accélérateur ELSA (cliché CEA/DAM/DIF).

Dans un photo-injecteur, une photocathode éclairée par laser produit un faisceau d'électrons par photo-émission. Les électrons sont accélérés en quelques centimètres par une cavité d'extraction radiofréquence à 144 MHz jusqu'à atteindre une énergie relativiste de 2,5 MeV. Trois cavités accélératrices radiofréquences à 433 MHz communiquent l'énergie finale maximale de 19 MeV au faisceau d'électrons. Enfin, une ligne de transport guide

les électrons dans le hall d'expérience. Une cible de tantale, de 1,2 mm d'épaisseur et inclinée à 45 ° de l'axe du faisceau, convertit l'énergie électronique en énergie photonique par rayonnement de freinage. Trois modes de fonctionnement permettent de faire varier la dose et le débit de dose de l'accélérateur.

- Le mode micro-impulsion dans lequel une seule impulsion laser d'une durée de 30 ps est isolée et génère un paquet d'électrons. La dose délivrée est l'ordre de 30  $\mu\text{Gy}$  pour un débit de dose de  $1.10^6 \text{ Gy.s}^{-1}$ .
- Le mode macro-impulsion, dans lequel un train de micro-impulsions (jusqu'à 20000) impacte la cible de tantale délivrant jusqu'à 240 Gy en 140  $\mu\text{s}$ .
- Le mode cycle où les macros impulsions sont reproduites à une fréquence de l'ordre de 10 Hz pour un débit moyen de  $3 \text{ Gy.s}^{-1}$ .

### III.1.2.2 L'accélérateur à neutrons SAMES

SAMES [55] est un accélérateur du site de Valduc permettant la production de neutrons de 14 MeV. Il est constitué d'une source de deutérium à l'état gazeux et d'un générateur électrostatique produisant un champ électrique accélérateur de 400 kV. Des ions deutérium sont produits par un générateur haute fréquence puis extraits au moyen d'une électrode. Ils sont ensuite accélérés par le champ électrique pour atteindre une énergie cinétique de 300 keV. Ces ions sont alors utilisés pour bombarder une cible en titane imprégnée de tritium. Les neutrons de 14 MeV sont ainsi générés par l'intermédiaire de la réaction 13 :



FIGURE 31 – Vue de la sortie de l'accélérateur SAMES (cliché CEA/DAM/VALDUC).

### III.1.2.3 Le réacteur PROSPERO

PROSPERO [56] est un réacteur expérimental qui permet de produire un spectre neutronique de fission dégradé principalement pour l'étude d'agression nucléaire sur les composants électroniques. Pour cela, il se compose d'un cœur cylindrique réparti en deux blocs d'uranium  $^{235}$  entourés d'un réflecteur en uranium appauvri capoté par une épaisse couche d'acier. Trois barres de contrôle traversent le réflecteur et permettent le pilotage du réacteur en explorant le voisinage de l'état critique en neutrons retardés. Il opère de manière continue et avec une puissance stable comprise entre 3 mW et 3 kW. Les neutrons produits à des fluences typiques de quelques  $10^{12}$  n.cm $^{-2}$  ont une énergie maximale caractéristique des réactions de fission de l'ordre du MeV.



FIGURE 32 – Le réacteur PROSPERO (cliché CEA/DAM/VALDUC).

### III.1.3 L'installation laser OMEGA du Laboratory for Laser Energetics

Opérationnelle depuis 1995, OMEGA (figure 33) est l'une des principales installations laser de recherche du Laboratory for Laser Energetics (LLE) de l'université de Rochester. Avec ses 60 faisceaux laser UV à 351 nm, cette infrastructure permet de transporter jusqu'à 30 kJ sur cible. Sur cette installation les deux modes d'implosion sont possibles. Cependant, l'attaque indirecte (semblable au LMJ) ne permet pas sur OMEGA d'utiliser tous les faisceaux laser. En revanche, lors de campagnes de tirs spécifiques générant les plus hauts flux de neutrons appelées *Neutron Derby*, les 60 faisceaux sont "focalisés" directement sur la cible de DT, permettant une émission dans les  $4\pi$  stéradians de  $5.10^{13}$  neutrons. Comme la compression de la cible ne conduit pas à une très forte élévation de la densité surfacique  $\rho R$  du fait de sa nature gazeuse, le spectre de neutron de fusion est

sensiblement égal au spectre primaire présenté en figure 5a. La chambre d'expérience, d'un diamètre de 3 mètres, est constituée de matériau léger (aluminium). Par conséquent, la dose est faiblement atténuée. La dose typique délivrée par un tir à quelques  $10^{13}$  neutrons est de l'ordre du mRad, voire de la dizaine de mRad, à 5 mètres du centre chambre. Les simulations, pour un tir à  $10^{16}$  neutrons sur LMJ, montrent que la dose intégrée, dans l'environnement immédiat d'un inserteur de diagnostic et dans les 100 premières nanosecondes, est de l'ordre de la dizaine de mRad. L'installation OMEGA est donc un outil adéquat pour reproduire le terme source de perturbations attendues dans les 100 premières nanosecondes.

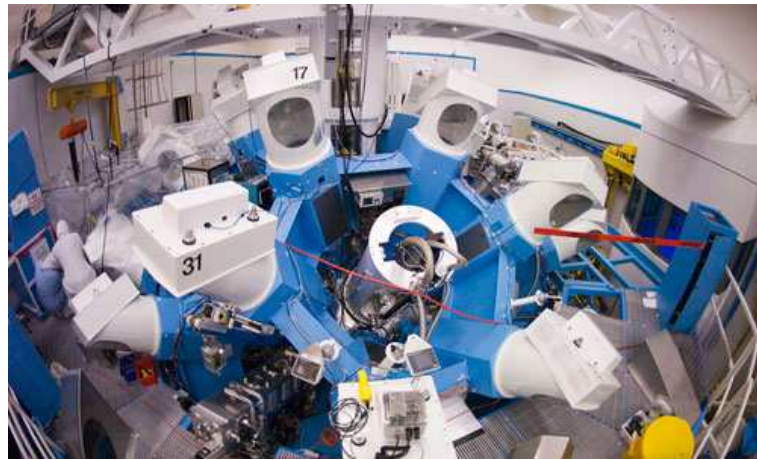


FIGURE 33 – Vue du hall d'expérience de l'installation laser OMEGA de l'université de Rochester (cliché LLE).

## III.2 L'outil de simulation GEANT4

GEANT4 (GEometry ANd Tracking) est un outil de simulation [57] développé par le CERN pour le transport des particules dans la matière par une méthode Monte-Carlo. Ses applications englobent la physique des hautes énergies, la physique nucléaire, la physique des accélérateurs mais également les domaines médicaux et spatiaux. Il regroupe tous les outils nécessaires à la modélisation des détecteurs : géométrie, simulation du passage des particules à travers la matière, réponse de détecteurs, visualisation, interface utilisateur... GEANT4 est le premier outil à utiliser le langage de programmation C++ et les méthodes de programmation orientées objet, ce qui permet une très grande transparence de la physique implémentée et rend possible la validation de résultats expérimentaux. Le principe de la méthode Monte Carlo est de simuler le transport individuel d'une particule puis d'enregistrer les interactions de celle-ci avec le milieu étudié. L'historique de la particule

est suivie depuis sa naissance jusqu'à sa disparition (absorption dans le milieu ou fuite hors du milieu). La particule est définie par ses coordonnées, son vecteur de propagation et son énergie. Son interaction avec les atomes du milieu se traduit sous forme de matrices de probabilités calculées à partir de la densité, des matériaux constitutifs du milieu et de la donnée des sections efficaces (totales ou partielles). Réaliser une simulation GEANT4 requiert les données géométriques (du milieu), énergétiques (de la particule) et les sections efficaces d'interaction. Pour les sections efficaces, GEANT4 se base sur des tables disponibles dans des bibliothèques telles que ENDF (Evaluated Nuclear Data Files) ou ENDL (Evaluated Nuclear Data Library) qui ont été élaborées par le centre de données du laboratoire de Brookhaven (New York).

Le développement des simulations et leur utilisation s'effectue en plusieurs étapes qui doivent être entièrement gérées par l'utilisateur, qui programmera leur application en C++ à partir de modules mis à disposition par GEANT4.

La première étape est la définition de l'environnement de la simulation. Elle consiste à définir les volumes géométriques mis en jeu, à commencer par l'univers, c'est-à-dire les limites de l'espace contenant la totalité de la simulation. On entend par volume géométrique l'ensemble des formes géométriques pouvant contenir de la matière ou des dispositifs de détection. Ensuite, on définit les volumes ou géométries dites solides. On associe alors à un volume géométrique un matériau possédant des propriétés statistiques globales concernant l'interaction avec les particules. On définit alors toutes les variables (densité, indice optique, composition atomique etc.) permettant aux modules physiques de déterminer les sections efficaces applicables. Finalement, on réalise la géométrie finale, dite géométrie physique, qui consiste en le placement relatif des différents volumes mis en jeu à l'intérieur de l'univers.

Une fois les éléments macroscopiques définis et placés, il faut borner les possibilités offertes aux éléments microscopiques, c'est-à-dire les particules. Il faut définir leurs propriétés, ou les récupérer dans les banques de données physiques et établir la liste des effets physiques possibles pour chacune d'entre elles. La plupart des effets physiques possibles pour tous types de particules jusqu'à des énergies qui sortent largement du cadre de notre étude sont codés avec précision par des spécialistes. Les effets physiques doivent être traités différemment suivant qu'ils opèrent une diffusion (effet Compton, diffusion Thomson, réfraction, réflexion...), une absorption (effet photo-électrique, absorption d'électrons lents) ou une génération de particules (effet de paire, ionisation, Bremsstrahlung...).

Il faut également définir la source. La ou les sources permettent l'introduction des particules primaires dans la simulation. Il importe de bien définir la géométrie de la source (ponctuelle, surfacique ou volumique), et le faisceau de particules émis (forme et étendue). L'utilisateur est libre de désigner les particules émises, leur nombre et leur ré-

---

partition énergétique. On peut alors lancer la simulation. On réalise un nombre choisi de courses, c'est-à-dire d'activations de la source, provoquant la diffusion des particules primaires dans la matière dont découle un grand nombre d'interactions. Les données relatives à chaque particule sont stockées et triées par événement (ensemble de la simulation), par course (activation de la source et diffusion de toutes les particules secondaires issues de cette activation), par trace (suivi d'une particule) et par pas (mouvement élémentaire d'une particule entre deux calculs). Les modules responsables du rassemblement des résultats permettent de récupérer les données avec un tri choisi par l'utilisateur. Il est possible de récupérer les données par étape de simulation, par propriété de particule (nom, charge, énergie etc.), par volume ou par type d'interaction. Pour pouvoir réaliser toutes ces classifications, il faut bien prendre garde aux effets mis en jeu.

### III.3 Gestion du volume de calcul pour les simulations GEANT4 : présentation d'un supercalculateur

#### III.3.1 Présentation du CCRT

Le CCRT [58], ou Centre de Calcul pour la Recherche et la Technologie, est une installation ayant pour objectif de satisfaire les besoins de ressources informatiques pour les simulations numériques du CEA et de ses partenaires. Ses supercalculateurs sont notamment ouverts à des partenariats entre la recherche et l'industrie. Le CCRT comprend deux machines, Airain et Titane, donnant accès à différentes architectures de calculateurs de type parallèles ou vectoriels.

La machine utilisée pour les simulations GEANT4 est dénommée Titane (figure 34) qui est un cluster hybride Intel/Nehalem et un serveur GPU (Graphic Processeur Unit). Cette association permet d'avoir une puissance crête totale de 300 Tflops répartie pour deux tiers sur le serveur GPU et le tiers restant sur les processeurs Intel Nehalem quadri-cœurs cadencés à 2,93 GHz. L'environnement de développement comprend un compilateur Intel C++ , C, Fortran et un analyseur de performance. L'environnement LINUX compris sur cette machine permet d'utiliser aisément GEANT4 qui reste un logiciel compilé en langage C++. Évidemment, les utilisateurs n'ont pas accès à toute la puissance de calcul mais à un nombre de processeurs mis à disposition temporairement selon des critères explicités ci-dessous.





FIGURE 34 – Vue des baies de calculs de la machine TITANE utilisée pour les simulations GEANT4 (cliché CEA/DAM/DIF).

### III.3.2 Contraintes d'utilisation

Un certain nombre de spécificités d'utilisation du centre de calcul rend son utilisation différente de l'utilisation d'un ordinateur personnel simple processeur. Le CCRT est un outil mis à la disposition d'une communauté et donc relié aux différents utilisateurs par une organisation de type réseau. Les différents partenaires peuvent accéder au CCRT directement depuis un ordinateur local, présent dans leur entreprise, par le biais de protocoles internet. Ces protocoles sont associés à des commandes différentes, ce qui peut faire varier la facilité d'utilisation. Une fois identifié et connecté au CCRT, le partenaire a accès au réseau entre les machines et donc aux différents espaces mémoires qui lui sont alloués. Les fichiers présents sur l'ordinateur local peuvent être transférés sur un espace de gestion de données "home". Ensuite, la partie à exécuter est transférée dans un espace de travail "work" sur lequel les programmes sont compilés et soumis pour exécution. Les transferts de fichier de la machine locale à la machine distante (Titane dans notre cas) se font par un protocole "sftp" qui comporte un certain nombre de contraintes : il n'y a pas de mémorisation des dernières lignes de commande entrées et les fichiers sont transférés un à un, ce qui rend l'utilisation de compresseurs de dossier indispensable. Les sessions sont ouvertes pour un seul dossier local sans possibilité de navigation sur la machine locale. Les opérations internes à la machine distante se font avec des protocoles "ssh", plus faciles d'utilisation. Il est nécessaire de jongler entre les espaces home et work pour les activités d'exécution et d'archivage. La compilation est également compliquée par le fait que certains appels de données et de logiciels d'environnement (GEANT4, Root, etc...) doivent être adaptés à l'architecture de la machine distante.

Chacun des protocoles d'exécution "job" est déclaré en précisant le temps de calcul estimé et le nombre de processeurs demandé. Afin d'optimiser les temps de calcul, un gestionnaire de tâche range les différents "jobs" dans des listes d'attente et répartit les

Nom de la liste	Durée de calcul maximale	Nombre de processeurs maximum
test	30 min	64
mono	48 h	1
prodext	24 h	512
longprodext	72 h	1024

TABLE 2 – *Définition des différentes listes d'attente couramment utilisées sur la machine TITANE.*

tâches entre les processeurs quand ils se libèrent. Plus un protocole est consommateur de temps et de processeurs, plus l'attente peut être importante. Cela renforce l'intérêt de la réduction du temps de calcul. Une liste de différentes queues d'attente classiquement utilisée est donnée en tableau 2.

Chacun des partenaires a un quota d'utilisation des machines ainsi que des contraintes sur les listes d'exécution autorisées. L'utilisateur peut avoir accès en temps réel au nombre de demandes en attente, en cours d'exécution, au nombre de processeurs et à la durée estimée de chacun des jobs recensés, ce qui permet une bonne transparence de la gestion des processus. Si le temps de calcul excède le temps estimé, le processus est arrêté et les résultats intermédiaires détruits. La méthode d'estimation du temps de calcul prend alors toute son importance. Pour les simulations simples, il est préférable de rester dans le cadre de la liste test, qui permet déjà un volume de calcul raisonnable concilié à un temps d'attente négligeable. L'estimation du temps permet d'évaluer le nombre d'événements maximal par processeur permis par les contraintes de la liste test (c'est-à-dire correspondant à moins de 30 minutes de calcul).



# Quatrième partie

## *Démarche*



# Chapitre 1

## Conception d'un système d'imagerie X à haute résolution spatiale et résistant à l'ambiance nucléaire du LMJ

---

Comme nous l'avons indiqué en introduction, la première étape de la conception d'un diagnostic durci d'imagerie X consiste à concevoir le système optique permettant de réaliser l'image du cœur d'implosion à une distance de 11 mètres du centre chambre, à l'arrière du Système d'Insertion de Diagnostic (SID). Le cœur d'implosion ayant une taille caractéristique de l'ordre de la centaine de micromètres, on considère que pour caractériser idéalement la qualité d'implosion, le diagnostic complet doit pouvoir résoudre une dizaine de points dans le plan de la cible. Pour atteindre ce but, nous avons alloué la moitié de la résolution souhaitée au système d'imagerie X. L'objectif que nous nous sommes fixés, présenté dans ce chapitre, est de concevoir un système d'imagerie permettant de résoudre 5  $\mu\text{m}$  dans le plan de la cible dans un champ de 200  $\mu\text{m}$ .

La démarche a consisté à sélectionner l'architecture optique permettant d'atteindre cet objectif de résolution, à partir de l'étude des termes sources de rayonnement X émis la cible et la cavité en or, et des technologies existantes pour l'imagerie X présentées en bibliographie.

Une des technologies retenue, basée sur l'utilisation de miroirs multicouches, a ensuite été éprouvée sur une ambiance nucléaire caractéristique d'un laser mégajoule afin de garantir son utilisation jusqu'à un tir laser générant jusqu'à  $10^{16}$  neutrons. La démonstration de la robustesse de cette méthode d'imagerie nous a alors conduits à adapter cette dernière à la bande spectrale sélectionnée, puis à concevoir les optiques permettant d'atteindre l'objectif de résolution tout en s'adaptant aux contraintes liées à l'espace li-

mité accessible dans le SID. Enfin, nous avons évalué le bilan photométrique du système d'imagerie conçu.

## 1.1 Sélection d'un système d'imagerie X pour la caractérisation du cœur d'implosion

### 1.1.1 Mise en place de critères de sélection

Afin d'identifier les technologies d'imagerie X pour la conception du diagnostic, nous avons établi une série de critères à respecter. Le système d'imagerie X doit pouvoir imager le cœur d'implosion grâce à son émission propre. En effet, nous avons vu en bibliographie que le terme source X de la cible pouvait s'étendre sur plusieurs dizaines de keV. La bande énergétique d'imagerie a été déterminée à partir des intensités lumineuses émises par la cible et par la cavité en or. Comme ces deux sources ont des surfaces émissives différentes, nous avons converti ces intensités en luminances spectrales, indiquées en figure 35 pour un tir laser générant  $5.10^{14}$  neutrons. En considérant que l'image est acceptable lorsque le contraste entre le fond continu, lié à la cavité, et le signal utile émis par la cible était d'au moins 50 %. La limite haute de la bande spectrale du diagnostic se situe autour de 95 keV. La limite basse de fonctionnement, à 10 keV, est déterminée quant à elle par l'épaisseur de paroi du hohlraum en or de l'ordre de  $30 \mu\text{m}$  à traverser par le signal.

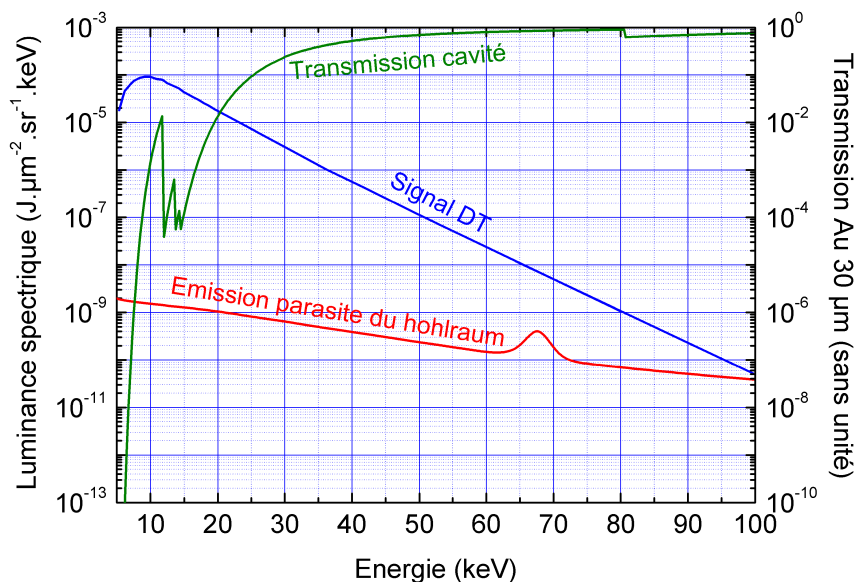


FIGURE 35 – Luminance spectrique des termes sources du cœur d'implosion et du hohlraum pour un tir laser à  $1,62 \text{ MJ}$  générant  $5.10^{14}$  neutrons.

Le système X sélectionné doit donc permettre de réaliser l'image du cœur d'implosion dans une large bande spectrale s'étalant de 10 à 95 keV. Afin de se prémunir des signaux parasites, l'architecture X doit également maximiser la collection de flux permettant d'améliorer le rapport signal sur bruit tout en conservant une haute résolution spatiale.

### 1.1.2 Choix technologiques retenus

A partir des critères présentés précédemment nous avons pu retenir deux technologies. Ces dernières ont été identifiées par éliminations progressives des autres méthodes jugées incompatibles ou inadaptables au regard des critères établis.

L'imagerie par contraste de phase n'a pas été retenue pour deux raisons. La première est qu'elle se limite à une imagerie par radiographie, or, le diagnostic d'imagerie doit fonctionner, nous l'avons vu, en émission propre de la cible. La seconde est qu'elle suppose l'utilisation de sources de radiographie à hautes énergies, encore en phases d'étude [59, 60]. Les méthodes d'imagerie X utilisant les optiques en transmission comme, les lentilles réfractives ou les lentilles à zones de Fresnel, ont également été rejetées car le diagnostic suppose une imagerie polychromatique. Comme la résolution spatiale de ces dispositifs souffre d'aberrations chromatiques, leur utilisation est en effet inenvisageable si une résolution de 5  $\mu\text{m}$  dans le plan objet est nécessaire. Enfin, les sténopés ont également été rejetés à cause de leur faible collection de flux pour un diamètre aussi faible que celui nécessaire pour les 5  $\mu\text{m}$  demandés.

Nous avons donc privilégié les systèmes X à miroirs et l'imagerie codée. Pour les systèmes à miroirs, seule la solution nécessitant des dépôts multicouches aperiodiques fonctionnant en incidence rasante permet de réaliser une imagerie X résolue spatialement sur une large bande spectrale. En effet, il a été démontré récemment dans la thèse de D. Denetière qu'une résolution de l'ordre de quelques micromètres était atteignable par ces systèmes jusqu'à une énergie de l'ordre de 20 keV. Cette technologie a montré [61] également une grande robustesse face aux fortes luminosités rencontrées par les diagnostics d'imagerie plasmas créés par laser. Cependant, il paraissait difficile de réaliser l'imagerie de la cible sur toute la bande 10 - 95 keV car cette énergie haute aurait nécessité des angles de rasances beaucoup trop faibles. Afin de maintenir des angles d'incidence acceptable, nous avons limité la bande spectrale d'imagerie par miroirs à la gamme 10 - 27 keV. Pour réaliser l'imagerie de la cible dans la plage énergétique complémentaire 27 - 95 keV, nous avons retenu le choix de l'imagerie codée. L'architecture globale résultant de ce choix correspondait par conséquent à un système multivoies.

L'encombrement étant limité à l'intérieur du SID, la solution a consisté à utiliser une



imagerie codée de type annulaire pour permettre l'association des deux voies de mesures. En effet, comme les systèmes à miroirs sont des dispositifs hors axe, il est possible de positionner le long de l'axe de propagation directe du rayonnement un sténopé permettant de réaliser une imagerie annulaire. La zone centrale de l'anneau formé par l'image étant a priori dépourvue d'information utile, il est alors possible de l'utiliser pour le microscope X à miroirs comme représenté en figure 36.

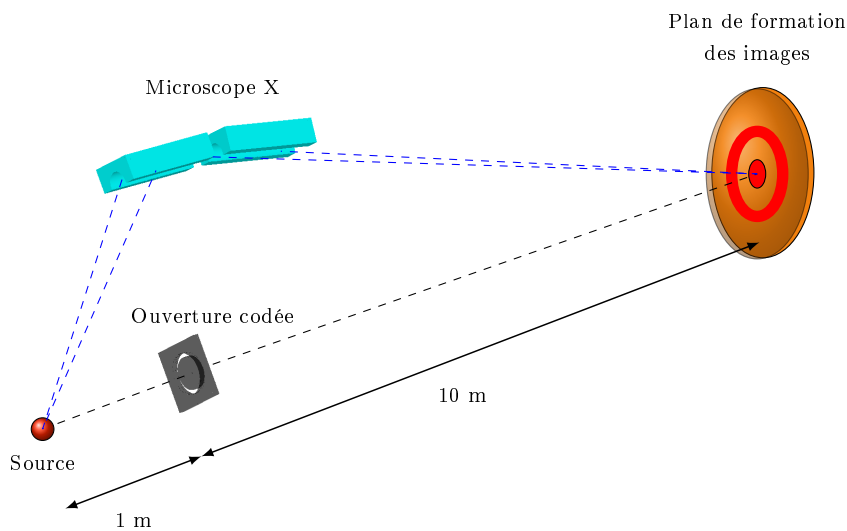


FIGURE 36 – Schéma de principe du système multivoies proposé pour l'imagerie de cœur d'implosion dans les phases de fonctionnement à haut flux de neutron d'une installation mégajoule. Les miroirs hors axes forment l'image au centre du plan de détection, tandis que l'ouverture codée forme un anneau autour de cette voie centrale.

Cette association présente l'avantage de pouvoir comparer une image directe à celle obtenue après un processus de déconvolution numérique (les deux voies d'imagerie visualisant le même objet avec "seulement" une énergie de rayonnement différente). Nous ne détaillerons pas le dimensionnement de l'ouverture codée de géométrie annulaire, car aucun développement particulier n'a été réalisé pour cette voie d'imagerie bien que la réalisation mécanique d'un tel système optique ne soit pas aisée. D'autre part, aucun aspect de vulnérabilité n'a pu être identifié pour cet objet en dehors des collimateurs classiquement utilisés pour protéger le plan d'imagerie des photons X très durs directs. Nous indiquerons simplement en section 1.4 le bilan photométrique de cette voie d'imagerie. En revanche, la voie d'imagerie 10 - 27 keV fait l'objet des développements présentés dans les paragraphes suivants.

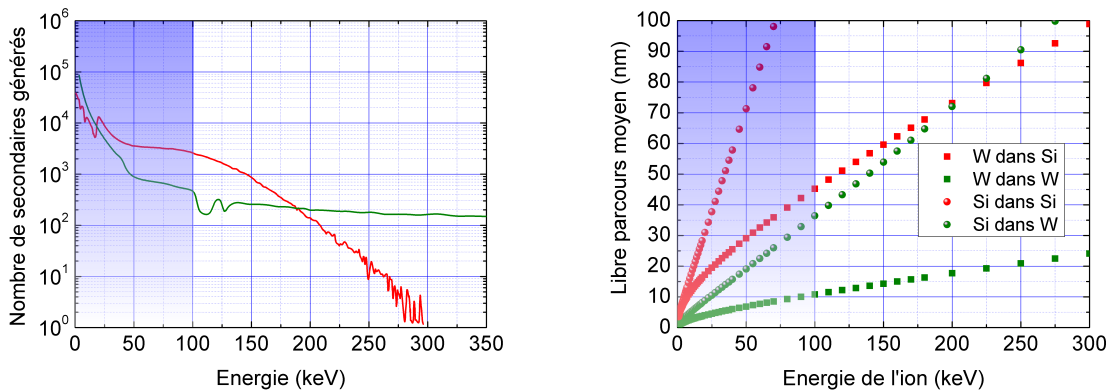
## 1.2 Vulnérabilité du système d'imagerie X sélectionné

Nous avons vu précédemment que le choix d'une solution reposant sur des miroirs multicouches a été retenu car sa robustesse sur des installations laser a été démontrée, notamment pour des revêtements multicouches de tungstène et de carbure de silicium. La problématique d'échauffement des matériaux, causé par l'intense éclairage X sur le miroir, a été traitée dans la littérature [61]. En revanche, très peu d'études portent sur le comportement des miroirs soumis à un bombardement neutronique : seuls les miroirs massifs semblent avoir été étudiés. Les études menées sur un miroir en molybdène [62], exposé à des fluences près de  $10^6$  fois supérieures aux fluences caractéristiques d'une installation mégajoule, nous apportent toutefois un éclairage sur l'effet d'un bombardement neutronique. L'irradiation modifie l'état de surface du miroir par l'apparition d'amas de matière dégradant la rugosité du miroir. En d'autres termes, le bombardement d'un miroir par des neutrons peut potentiellement engendrer des mouvements de matière. Ceux-ci ont pour origine la génération de noyaux de recul lors de l'interaction avec les neutrons incidents. L'agression neutronique se traduit alors par une agression ionique induite par la production des noyaux chargés positivement.

Des agressions par bombardement ionique ont également été étudiées sur des structures multicouches pour des applications de résistance de matériaux aux agressions des réacteurs. Malheureusement, les miroirs traités ne présentaient que des structures périodiques et les études se focalisaient sur des couples de matériaux métalliques, pour l'essentiel non miscibles : Cu/Nb, W/Ni, Cu/W ou Mo/Cu [63, 64]. Deux autres combinaisons, les couples TiN/B-C-N amorphe et le couple AlN/TiN ont également été traités [65]. Tous ces couples de matériaux ont montré une certaine résistance aux agressions ioniques, particulièrement les couples de métaux non miscibles qui ont la capacité de "guérir" des lacunes atomiques ou des implantations d'atomes étrangers dans des couches voisines. En revanche, aucune étude à notre connaissance n'a été réalisée pour un couple métal/semi-conducteur de type W/SiC que nous envisageons pour nos applications. Nous proposons ici d'étudier la vulnérabilité des miroirs multicouches soumis à un bombardement neutronique.

### 1.2.1 Étude théorique

Pour réaliser cette étude, nous avons d'abord quantifié le déplacement des noyaux de recul produits à la suite d'une irradiation neutronique. Ce calcul préliminaire devait permettre de révéler ou non une pollution de matériau lourd, le tungstène, dans du léger et réciproquement. Une série de simulations a été réalisée en plusieurs étapes pour rendre compte de l'intensité du mouvement de matière. Dans un premier temps, nous avons déterminé le spectre des noyaux de recul produits lors d'une irradiation neutronique au



(a) Spectre simulé sous GEANT4 des noyaux de recul générés lors du bombardement d'une cible de tungstène (en rouge) ou de silicium (en vert) par des neutrons de 14 MeV.

(b) Libre parcours moyen simulé sous SRIM des ions de tungstène représentés par des carrés et silicium représentés par des ronds sur des cibles de tungstène (en vert) et de silicium (en rouge).

FIGURE 37 – Quantification du mouvement de matière dans un miroir W/SiC. Les simulations GEANT4 permettent de déterminer l'énergie des noyaux de recul produits lors d'un bombardement neutronique. Suite au bombardement, 80 % des ions ont une énergie inférieure à 100 keV, représentée par la zone en bleue. Cette énergie est traduite en libre parcours moyen. Pour les énergies comprises entre 0 et 100 keV, les ions peuvent traverser plusieurs couches du miroir.

moyen du code GEANT4. Comme nous l'avons décrit au paragraphe III.2, ce code permet de suivre l'historique des particules secondaires générées par bombardement neutronique et d'enregistrer l'énergie des produits d'interaction. Dans cette simulation, un faisceau monodirectionnel de neutrons de 14 MeV irradie une monocouche de tungstène. Afin de ne pas biaiser artificiellement le libre parcours moyen des particules, nous avons surdimensionné l'épaisseur d'une couche, au point d'atteindre une épaisseur de 1  $\mu\text{m}$ . Nous avons alors enregistré l'énergie des noyaux de recul, dont le spectre est présenté en figure 37a. L'analyse du spectre montre que 80 % des noyaux de recul ont une énergie comprise entre 0 et 100 keV. Cette énergie a ensuite été traduite en distance parcourue par l'ion généré dans la matière afin d'identifier son lieu d'implantation. Cette étude a été réalisée avec le logiciel SRIM (Stopping and Range of Ion in Matter) [66], un ensemble de programmes qui permet d'évaluer l'arrêt des ions dans la matière par un traitement des collisions entre les ions incidents et les atomes de la matrice cible. Pour le logiciel SRIM, la cible est considérée comme amorphe, ce qui est en général représentatif des matériaux constituant un miroir multicouches. Le matériau cible est ainsi constitué d'atomes répartis aléatoirement, séparés d'une distance moyenne caractéristique de la distance interatomique du matériau.

Nous avons ainsi calculé l'évolution, représentée en figure 37b, du range des ions générés

par le bombardement neutronique en fonction de l'énergie des ions incidents. On a alors constaté que les ions pouvaient sans difficulté traverser plusieurs nanomètres de matière. En d'autres termes, la diffusion de matière pouvait avoir lieu sur plusieurs couches d'un miroir interférentiel. Ce résultat, bien qu'inquiétant au premier abord, doit toutefois être nuancé.

En effet, les simulations GEANT4 menées sur le tungstène ont montré que, pour  $1.10^8$  neutrons de 14 MeV incidents, près de 739 000 ions sont générés, soit une efficacité de génération de 0,74 %. Dans l'hypothèse majorante où tous les noyaux de recul sont implantés dans la même couche de silicium d'une épaisseur de 1,2 nm, une irradiation de  $1.10^{12}$  n.cm<sup>-2</sup> engendrerait une pollution de la couche de moins de 3 particules par million (ppm). Nous allons par la suite montrer la validité de cette hypothèse. Nous avons d'abord relevé le vecteur directeur d'émission des noyaux de recul dans la simulation GEANT4 précédente.

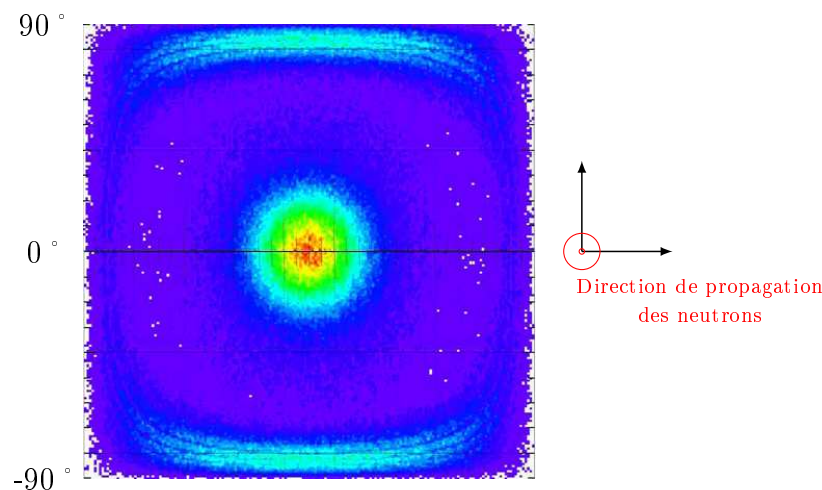
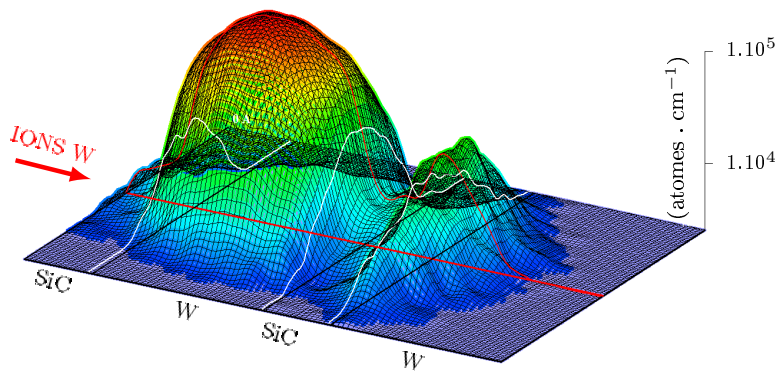


FIGURE 38 – Vecteurs directeurs des ions générés par interaction neutronique. Deux directions d'émission privilégiées peuvent être identifiées : dans la direction de propagation des neutrons (zone centrale) et dans le plan normal à la direction de propagation des neutrons (halo périphérique).

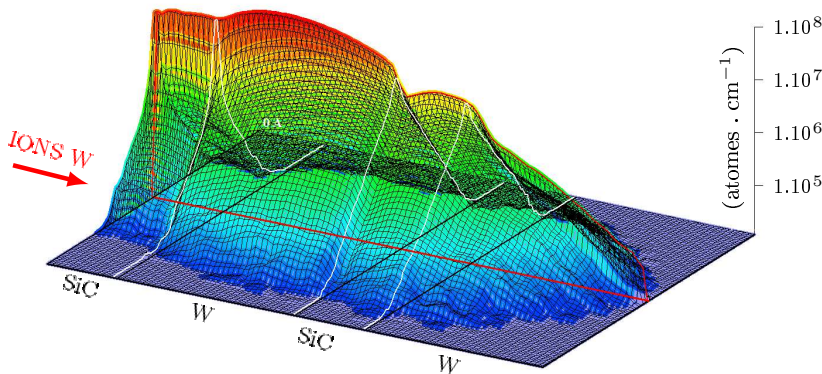
Ces vecteurs, représentés en figure 38, montrent qu'il existe des directions privilégiées d'émission des particules secondaires. En effet, les noyaux de recul sont produits soit dans la direction de propagation des neutrons, soit dans la direction orthogonale à la direction de propagation des neutrons.

Pour ces directions d'émission privilégiées, nous avons réalisé un second jeu de simulations SRIM. Nous avons entré la structure constituée d'une alternance de couches de tungstène et de carbure de silicium d'une épaisseur de 2,77 nm et 1,12 nm respectivement pour le premier miroir, et 5,31 nm et 2,63 nm respectivement pour le second miroir

irradiés. Ces structures ont été choisies afin de correspondre aux miroirs qui ont été retenus pour l'étude expérimentale détaillée plus loin (miroirs dénommés respectivement MP08080 et MP08081). Nous avons propagé, à la normale des surfaces de ces miroirs, des ions de tungstène d'une énergie de 5 keV correspondant à l'énergie médiane du spectre présenté en figure 37a. A la suite de ces simulations, nous avons localisé le lieu d'implantation (figure 39a) des ions incidents dans le multicouche, ainsi que celui des atomes de silicium et de carbone dispersés par la propagation des ions de tungstène (figure 39b). On constate que les ions de tungstène s'implantent préférentiellement dans les couches de tungstène.



(a) Distribution normalisée à la fluence ionique des atomes de tungstène dans la structure du miroir MP08080.



(b) Distribution normalisée à la fluence ionique de tous les noyaux de recul dans la structure du miroir MP08080.

FIGURE 39 – Distribution de l'implantation des ions dans les différentes couches d'un miroir (l'exemple porte sur le miroir MP08080). Les ions tungstène incidents possèdent une énergie de 5 keV. Ces distributions ont été calculées au moyen du logiciel SRIM.

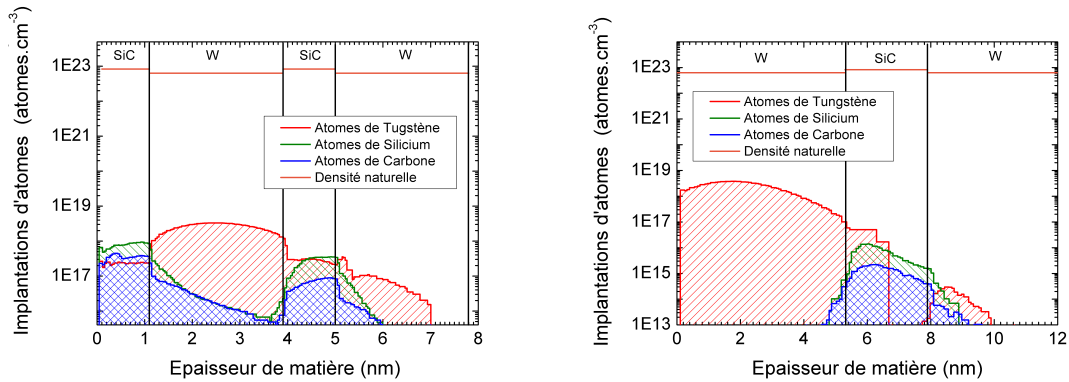
Grâce à ces résultats de simulation, nous avons pu déterminer la densité des différents atomes de tungstène, de silicium et de carbone dans les différentes couches des miroirs, induite par une irradiation neutronique de  $1.10^{13}$  n.cm<sup>-2</sup> correspondant à l'irradiation d'un miroir positionné à 1 mètre du centre chambre lors d'un tir à gain générant  $1.10^{18}$  neutrons. Cette distribution, illustrée en figure 40, a pu alors être comparée aux densités naturelles des couches du dépôt. On remarque ainsi que la pollution des couches par un matériau étranger est de l'ordre du ppm, voire de la dizaine de ppm. On notera que ces niveaux correspondent au degré de pollution qu'on observe classiquement dans les cibles de dépôt pour couches minces.

A partir de ces densités, nous avons alors calculé les indices optiques des matériaux pollués à partir des données des coefficients de diffusion grâce à la formule :

$$n = 1 - \frac{r_e}{2\pi} \lambda^2 \sum_i n_i f_i \quad (1)$$

ou  $r_e$  désigne le rayon de l'électron,  $\lambda$  la longueur d'onde,  $n_i$  le nombre d'atomes de type  $i$  par unité de volume, et  $f_i$  le facteur complexe de diffusion atomique de l'espèce  $i$ . En considérant la pire contamination observée en simulation, de l'ordre de 10 ppm de tungstène dans les couches de carbure de silicium, nous avons évalué l'indice résultant de ce dopage. Nous avons calculé le profil du pouvoir réflecteur à 8,048 keV du miroir MP08080 en fonction de l'angle d'incidence du rayonnement X à partir des indices calculés, et nous l'avons comparé au cas où l'indice optique n'est pas modifié du fait du dopage au tungstène. Nous pouvons ainsi constater en figure 41 qu'une contamination de l'ordre de la dizaine de ppm n'induit pas de modification du profil de réflectivité.

Cette étude théorique nous a permis de mettre en évidence l'absence de modification du profil de réflectivité induit par un bombardement neutronique équivalent à un tir à gain. Cependant, nous avons voulu confronter ces résultats théoriques à des mesures expérimentales.



(a) Densité d'atomes induite par une irradiation d'ion tungstène à 5 keV représentatif d'un tir à gain sur le LMJ dans le cas du miroir MP08080.

(b) Densité d'atomes induite par une irradiation d'ion tungstène à 5 keV représentatif d'un tir à gain sur le LMJ dans le cas du miroir MP08081.

FIGURE 40 – Densité d'atomes induite par une irradiation d'ion tungstène à 5 keV, représentatif d'un tir à gain sur le LMJ. Les niveaux de densité des matériaux des couches sont également indiqués en orange. On constate que la contamination induite par l'irradiation est de l'ordre de la dizaine de ppm.

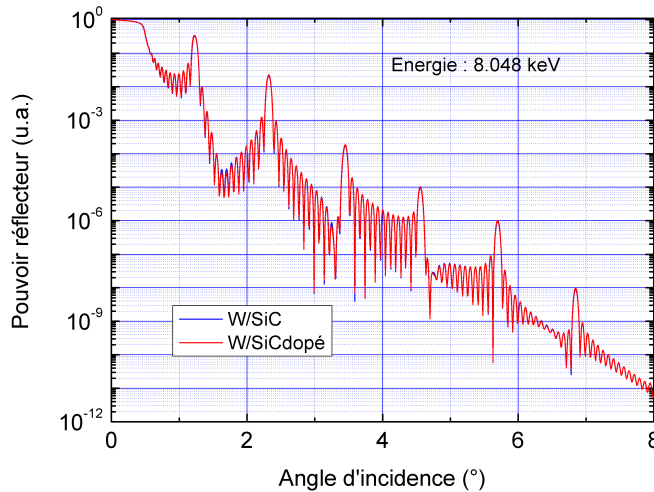


FIGURE 41 – Profil de réflectivité théorique du miroir MP08080 en fonction de l'angle d'incidence du rayonnement X, dans les cas où l'indice optique est ou n'est pas modifié par une contamination. On ne constate aucun effet visible sur le pouvoir réflecteur du miroir ayant subi une irradiation neutronique équivalente à un tir à gain.

## 1.2.2 Étude expérimentale

Afin de confirmer nos conclusions précédentes, nous avons décidé de mener en parallèle une étude expérimentale sur la vulnérabilité des miroirs multicouches à partir de dépôts existants et présentant le duo de matériaux tungstène/carbure de silicium.

A l'heure actuelle, seules deux installations, le NIF et OMEGA, permettent de délivrer un environnement nucléaire caractéristique d'une installation mégajoule. Cependant, les flux neutroniques atteints jusqu'à présent ( $5 \cdot 10^{15}$  neutrons sur NIF) ne permettent pas de reproduire les fluences attendues sur les miroirs pour des tirs à quelques  $10^{16}$  neutrons.

L'étude expérimentale de la vulnérabilité des miroirs a donc été menée par parties en combinant les moyens d'essai du CEA. Comme il s'agissait d'identifier un éventuel rôle des neutrons dans la modification de la réflectivité des miroirs, cette démarche par partie devait identifier les neutrons comme source de parasite. En effet, il n'existe pas de générateur neutrons sans production de rayonnement  $\gamma$ , ne serait-ce que par l'interaction des neutrons avec leur environnement proche. C'est pourquoi nous avons dissocié les irradiations  $\gamma$  (sur l'accélérateur ELSA générateur de rayonnement X) et les irradiations neutrons (sur l'accélérateur SAMES et le réacteur PROSPERO).

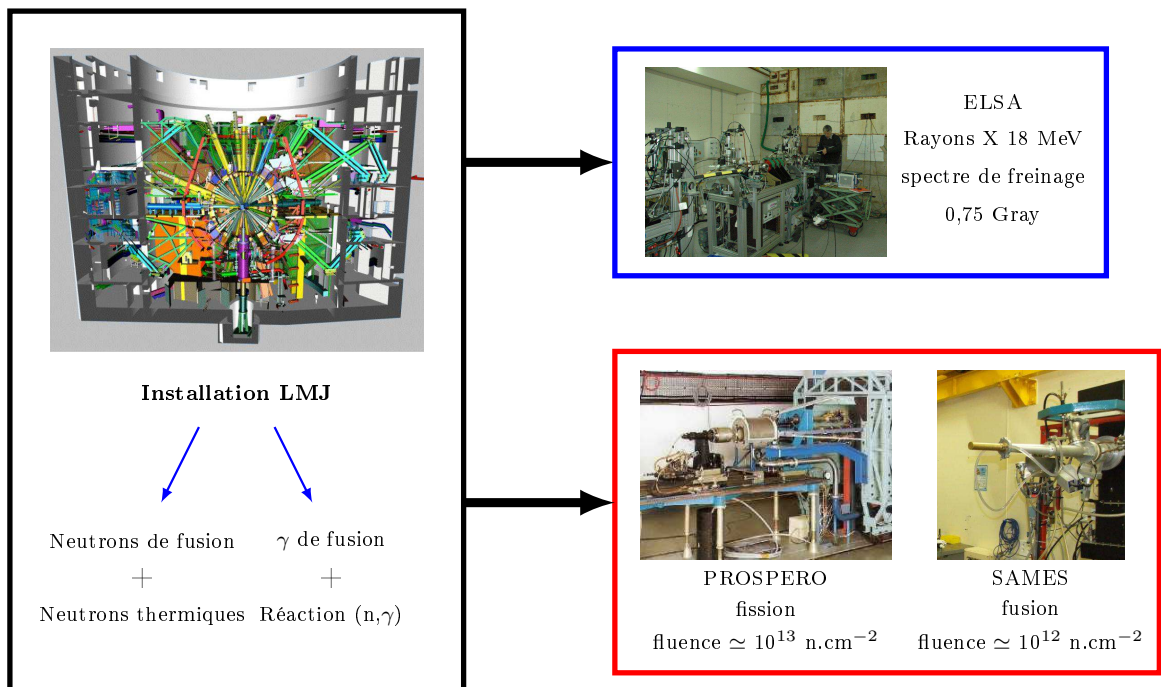


FIGURE 42 – Représentation schématique de la démarche suivie par parties pour l'étude de la vulnérabilité des dépôts multicouches W/SiC.

Avant toute irradiation de miroir, nous avons effectué une mesure de leur pouvoir réflecteur en fonction de l'angle de rasance du rayonnement à une énergie de 8,048 keV. Une



mesure de l'évolution de la réflectivité en fonction de l'angle de rasance (scan angulaire) post irradiation a alors été réalisée pour révéler d'éventuelles modifications de réflectivité. Ce type de mesure permet en effet d'identifier les différentes couches ainsi que leur indice optique respectif. Ainsi une modification d'épaisseur de couche ou d'indice témoignant d'une dégradation du miroir suite à l'irradiation devait se traduire par une modification de la courbe de réflectivité angulaire.

Une fois les courbes de réflectivités angulaires établies pour les différents miroirs, ceux-ci ont été irradiés séparément sur les différentes installations.

Un miroir a été irradié à une dose de rayonnement X équivalent au rayonnement  $\gamma$  de 0,75 Gray sur l'installation ELSA en quelques minutes, puis il a été exposé à une fluence de  $1.10^{12}$  n.cm<sup>-2</sup> sur l'accélérateur SAMES. Un second miroir a enfin été exposé à une fluence de  $1.10^{13}$  n.cm<sup>-2</sup> sur le réacteur PROSPERO. Ces niveaux de fluences ont été établis pour correspondre aux niveaux attendus sur un miroir positionné à 1 mètre du centre chambre pour un tir à gain à  $1.10^{18}$  neutrons. Pour la dose  $\gamma$ , le temps d'irradiation du miroir étant limité par comparaison au niveau d'irradiation souhaité, nous avons réduit la dose équivalente à un tir produisant  $5.10^{16}$  neutrons. On notera que seul les effets de dose sont étudiés ici puisque, comme nous l'avons vu en partie *Matériels et méthodes*, aucune de ces installations ne permet de reproduire le débit de dose accessible sur une installation mégajoule. La comparaison des courbes de réflectivité angulaire, pré et post irradiation établies en figure 43 et 44, a montré l'absence d'effet d'une irradiation aussi bien neutronique que  $\gamma$ .

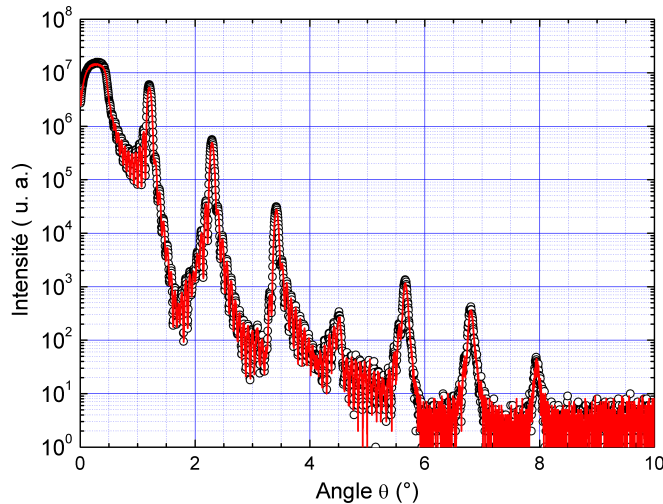
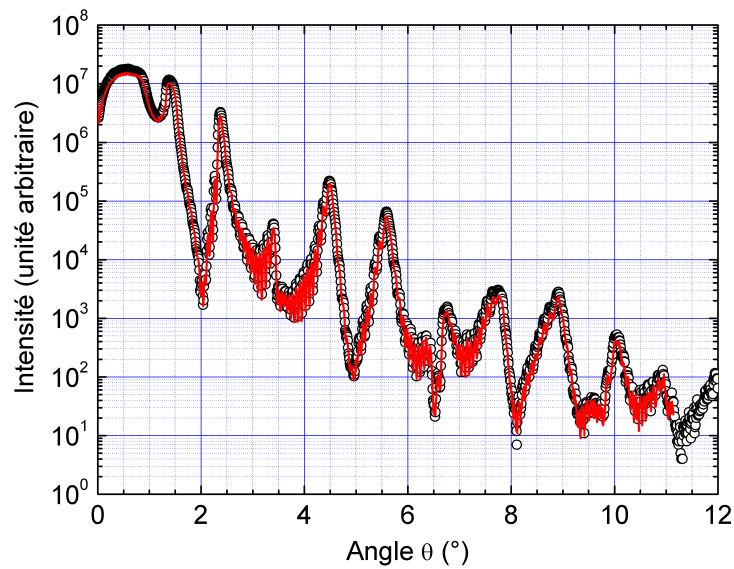
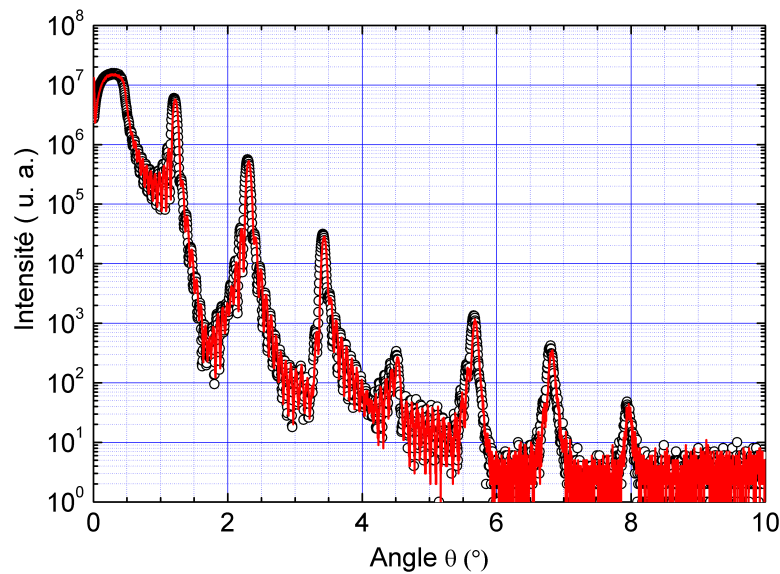


FIGURE 43 – Caractérisation du miroir multicouche W/SiC MP08080 avant et après irradiation X. Aucune modification n'a pu être observée pour une dose de 0,75 Gray.



(a) Caractérisation du miroir MP08081 avant et après une irradiation sur l'installation PROSPERO produisant des neutrons de fission de 0,75 MeV. Dans ce cas, le miroir a été soumis à une fluence de  $1.10^{13}$  n.cm<sup>2</sup>.



(b) Caractérisation du miroir MP08080 avant et après une irradiation sur l'installation SAMES produisant des neutrons de fusion de 14 MeV. Dans ce cas, le miroir a été soumis à une fluence de  $1.10^{12}$  n.cm<sup>2</sup>.

FIGURE 44 – Caractérisation de miroirs multicouches W/SiC avant (cercles noirs) et après irradiation neutronique (ligne rouge continue). Aucune modification n'a pu être observée pour des fluences supérieures aux fluences LMJ pour un miroir placé à 1 mètre du centre chambre et un tir à gain.

### **1.2.3 Conclusion**

Nous avons ainsi démontré, par la simulation et par l'expérience, que les perturbations induites par un bombardement neutronique étaient négligeables pour le couple W/SiC jusqu'à des fluences neutroniques équivalentes à un tir à gain.

Cette technologie ayant démontré sa grande tolérance aux rayonnements neutroniques, nous avons alors pu lancer la conception d'un microscope X basé sur le couple W/SiC pour imager l'implosion de la cible de DT dans la bande 10 - 27 keV.

## 1.3 Conception du système d'imagerie X

Le système d'imagerie X, et notamment le microscope à miroirs, est un système optique unique dans la mesure où aucun microscope ne monte si haut en énergie. Une étape de conception est donc nécessaire afin d'adapter le concept existant à la bande 10 - 27 keV, tout en prenant en compte les contraintes spatiales liées à l'environnement du SID.

Le système proposé doit pouvoir être inséré dans le SID en prenant en compte l'espace disponible à l'intérieur de celui-ci.

L'étape de conception passe en premier lieu par le dimensionnement du dépôt multicouche travaillant en incidence rasante, ce qui doit permettre d'étendre la gamme spectrale à de plus hautes énergies.

Dans un second temps, nous avons conçu le microscope au moyen de logiciels de tracé de rayons. Cette étape consiste en particulier à déterminer les focales des miroirs toriques, et, par conséquent, leurs courbures afin de réaliser l'image à 11,2 mètres de la cible avec un grandissement de 9. Cet ensemble a alors été optimisé, afin de réduire les aberrations optiques et d'atteindre une haute résolution spatiale.

La position mécanique des miroirs X présentant une certaine imprécision, la résolution spatiale théorique donnée par les logiciels de conception est en réalité dégradée du fait des défauts d'alignement. Une étude des défauts tolérables a alors été menée, ce qui nous a permis de donner une valeur de résolution spatiale réaliste.

### 1.3.1 Conception et réalisation d'un dépôt multicouche large bande 10 - 27 keV

#### 1.3.1.1 Définition des paramètres du dépôt multicouche

Pour le domaine X, le choix des matériaux constitutifs du multicouche est en général optimisé pour maximiser la réflectivité.

C'est le cas lorsqu'un des matériaux, appelé espaceur, est peu absorbant tandis que l'autre, appelé réflecteur, l'est au contraire fortement. Dans notre démarche, nous avons fait le choix de ne pas réaliser une telle optimisation sur les matériaux. En effet, la principale problématique, une fois le couple identifié, réside dans les défauts de rugosité, présents aux interfaces entre matériaux, qui modifient fortement le profil de réflectivité dans la bande spectrale désirée. Comme ces défauts sont liés à de très nombreux facteurs indépendants tels que les paramètres de dépôts employés, leur étude est très souvent longue.

Nous avons choisi le couple tungstène/carbure de silicium car, d'une part il présente

un fort contraste d'indice et d'autre part il bénéficie d'autres études, dont celle portant sur l'amplitude des défauts de rugosité  $\sigma$  qui a été évaluée  $4 \text{ \AA}$  [67]. A partir de ce couple, nous avons dû étendre la bande spectrale aux hautes énergies. Pour cela, l'angle de rasance  $\theta$  des rayons X sur le miroir doit être le plus faible possible. Celui-ci a été fixé à  $0,35^\circ$  afin de limiter l'étendue des miroirs à une longueur de 20 cm.

Pour optimiser notre dépôt, nous avons utilisé le programme TFcalc[68]. Ce programme permet de déterminer les épaisseurs de couches d'une structure périodique ou aperiodique par minimisation d'une fonction de mérite. La structure de départ était constituée d'un dépôt périodique de 30 couches présentant un pic de Bragg à 27 keV. Nous avons élargi progressivement ce pic en optimisant l'épaisseur des couches afin d'obtenir une réflectivité constante de 20 % sur la bande 10 - 27 keV, comme le montre la figure 45.

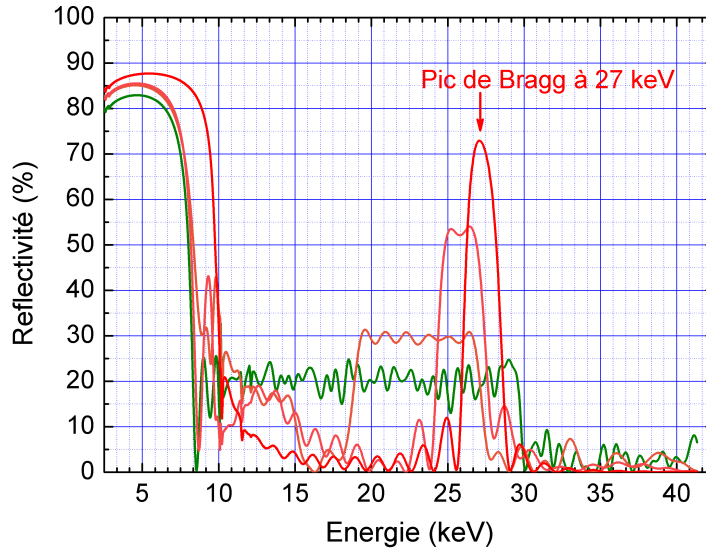


FIGURE 45 – Principe de dimensionnement d'un multicouche sur la bande 10 - 27 keV. À partir d'une structure périodique présentant un pic de Bragg à 27 keV, l'épaisseur des couches est optimisée progressivement pour élargir le pic de Bragg. Cette méthode itérative est reproduite jusqu'à l'obtention d'une réflectivité constante sur la gamme énergétique visée.

Cependant, le logiciel TFcalc ne prend pas en compte intrinsèquement les défauts de rugosité dans les calculs d'optimisation de couches. Or, ces défauts ont tendance à faire chuter la réflectivité du miroir  $R_{rugosite}$  aux hautes énergies  $E$ , de manière exponentielle comme l'indique la formule de Debye Waller [69]

$$\frac{R_{rugosite}}{R_{parfait}} = \exp\left(-\frac{4\pi \sin(\theta) \sigma E}{hc}\right)^2 \quad (2)$$

où  $R_{parfait}$  représente la réflectivité d'un miroir sans défaut de rugosité,  $h$  la constante de Planck égale à  $4,13.10^{-15} \text{ eV.s}$ ,  $c$  la célérité de la lumière dans le vide, et  $E$  l'énergie

des photons exprimée en eV. Pour dimensionner notre dépôt, nous avons donc dû majorer les valeurs de réflectivité à atteindre du facteur  $\exp\left(+\frac{4\pi\sin(\theta)\sigma E}{hc}\right)^2$  (figure 47a), afin de compenser la chute de réflectivité induite par la rugosité.

Nous avons alors mené notre optimisation de couches en imposant une épaisseur de 3 nm à la première couche, constituée de carbure de silicium, afin de servir de couche de protection. Nous avons également imposé une épaisseur minimum de couche de 8 Å afin de pouvoir contrôler de manière certaine l'épaisseur de couche déposée expérimentalement. Une fois ce calcul optimisé sur TFcalc, nous avons vérifié que la réflectivité du multicouche était constante sur la bande 10 - 27 keV. Pour cela, nous avons utilisé le logiciel IMD [70], qui, contrairement à TFcalc, permet de prendre en compte les défauts de rugosité. Ainsi le profil de la structure du multicouche, que nous avons illustré en figure 46, a été introduit dans ce second logiciel.

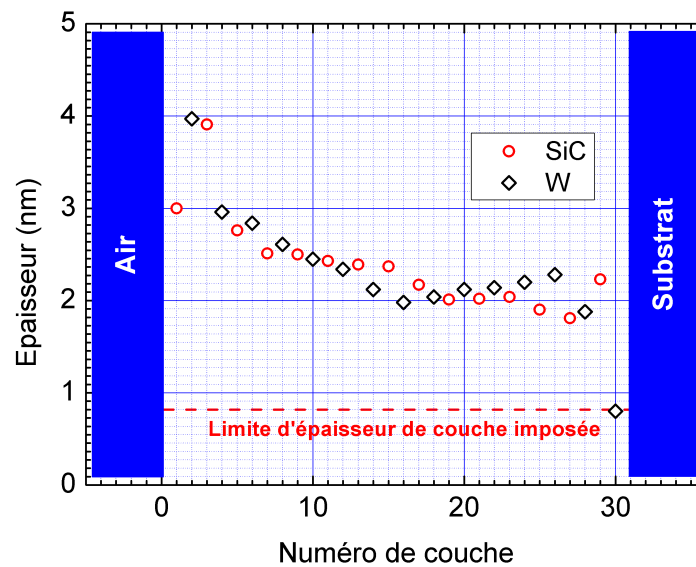
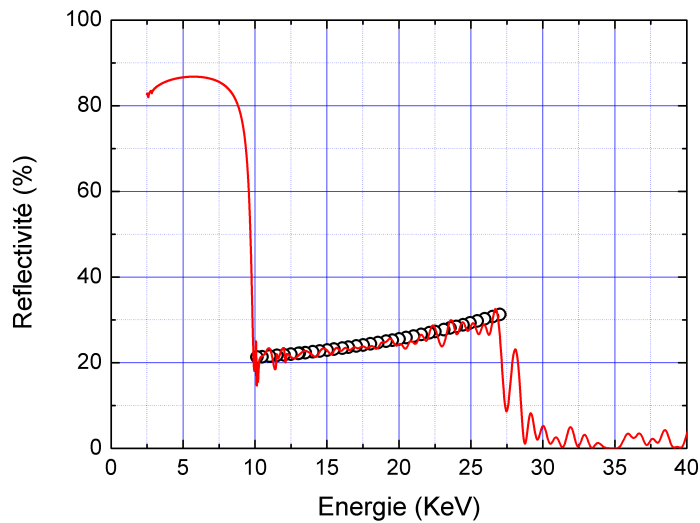


FIGURE 46 – Épaisseur des couches de tungstène (carré noir) et de carbure de silicium (cercle rouge) de la structure du miroir. Dans cette figure, la couche n° 1 correspond à la première couche impactée par le rayonnement X.

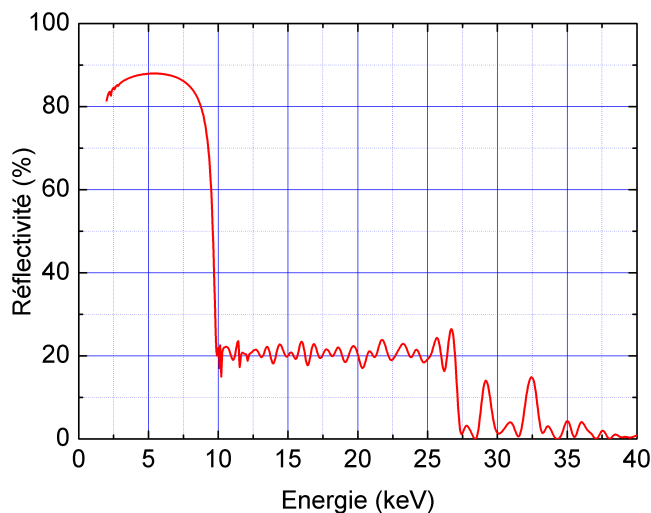
A partir des mesures de rugosité, établie à 4 Å, nous avons pu tracer l'allure de la réflectivité en fonction de l'énergie des rayons X incidents (figure 47b), et valider de cette façon le multicouche à réaliser.

### 1.3.1.2 Réalisation et caractérisation d'un prototype de dépôt multicouche

Suite à cette validation, nous avons lancé la réalisation d'un prototype de ce dépôt multicouche. Celui-ci a été déposé par pulvérisation cathodique magnétron par le Laboratoire



(a) Reflectivité obtenue sous TFcalc en surestimant la valeur de reflectivité aux hautes énergies pour prendre en compte les défauts de rugosité.



(b) Reflectivité obtenue sous IMD, pour la structure de couche établie sous TFcalc.

FIGURE 47 – Profils de réflectivité théorique obtenus par les logiciels TFcalc et IMD. Le logiciel TFcalc permet de déterminer l'épaisseur des couches permettant d'atteindre des valeurs cibles indiquées par les cercles noirs. Comme le logiciel ne prend pas en compte intrinsèquement les défauts de rugosité, les valeurs cibles à atteindre doivent être surestimées, donnant au profil une croissance exponentielle. Le logiciel IMD permet de valider la structure établie sous TFcalc, car il prend en compte les défauts de rugosité. Il permet donc de vérifier que la réflectivité est constante à  $\pm 10\%$  sur la gamme spectrale 10 - 27 keV.

Charles Fabry de l'Institut d'Optique, au moyen d'un bâti MP800 de la société Plassys [71] qui est particulièrement adapté à la réalisation de miroirs multicouches d'épaisseur très fine [72]. Afin de valider le dépôt expérimentalement, celui-ci a été réalisé sur un substrat poli en silice de 1 pouce de la société Winlight présentant une rugosité inférieure à 3 Å. Durant le processus de dépôt, une pression d'argon de 2 mTorr a été établie dans l'enceinte de dépôt afin de contrôler la vitesse de dépôt, permettant d'atteindre des défauts de rugosité de 4 Å. Par la suite, nous avons évalué la qualité du dépôt réalisé au moyen d'un réflectomètre à rayons X fonctionnant en incidence rasante. Nous avons établi la courbe de réflectivité du miroir en faisant varier l'angle d'incidence des rayons X et en mesurant l'intensité réfléchie (montage  $\theta, 2\theta$ ). Cette mesure (figure 48) a été obtenue pour la raie  $K\alpha$  du cuivre d'énergie égale à 8,048 keV. En comparant la réflectivité mesurée à celle théorique du miroir obtenue sous IMD, on a pu constater un très bon accord entre le dépôt réalisé et la formule établie pour des incidences rasantes allant de 0,1 à 1,5°.

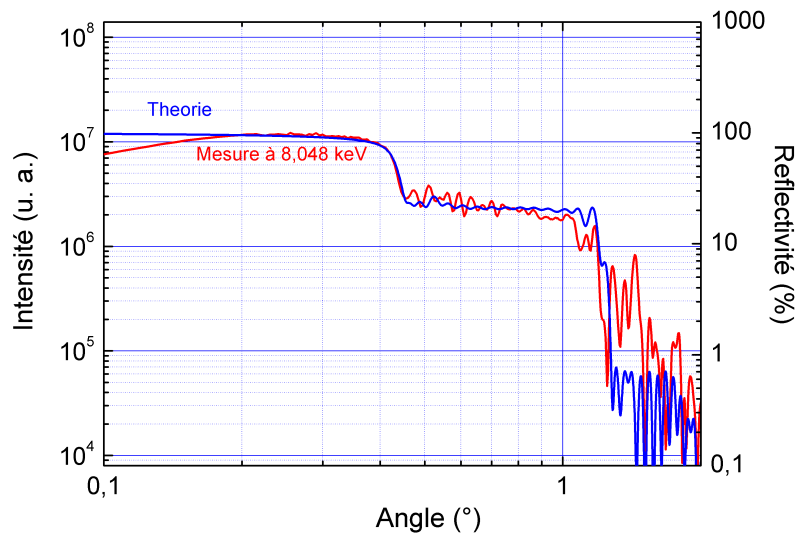


FIGURE 48 – Évolution de la réflectivité en fonction de l'angle de rasance du miroir multicouche simulé sous IMD et du dépôt réalisé. La valeur simulée de la réflectivité du miroir, représentée par la courbe en bleue, est donnée en %, tandis que la mesure expérimentale du dépôt réalisé, en rouge, est donnée en unité arbitraire. Les échelles ont été adaptées pour une comparaison adéquate.

La mesure de réflectivité en fonction de l'angle de rasance, bien qu'elle soit nécessaire pour déterminer la conformité du dépôt réalisé avec la simulation, n'est cependant pas suffisante. En effet, le faisceau de rayonnement étant mono-énergétique, il ne permet de caractériser le miroir que pour les indices optiques à la longueur d'onde du faisceau. Comme cet indice varie avec l'énergie, il est nécessaire de caractériser le dépôt sur toute la gamme spectrale 10 - 27 keV de fonctionnement du miroir. Pour cela, nous avons réalisé



une mesure de réflectivité du miroir sur la ligne synchrotron FCM de métrologie X du PTB. La limite énergétique de la ligne se situant à 11 keV, nous avons réalisé une mesure de réflectivité à un angle de rasance de  $0,35^\circ$  uniquement sur la partie basse énergie du miroir. Les mesures, présentées en figure 49, ont dû être corrigées du vignettage induit par la petite taille de l'échantillon mesuré. La comparaison de cette caractérisation au profil de réflectivité témoigne d'un très bon accord simulation-expérience. Cette mesure, couplée au scan angulaire du miroir, nous permet de conclure quant à la qualité du dépôt réalisé par l'Institut d'Optique. Cependant, la caractérisation du miroir multicouche aux hautes énergies (supérieures à 11 keV), non réalisée à l'heure actuelle, devra être menée pour valider de manière définitive le concept du multicouche dimensionné.

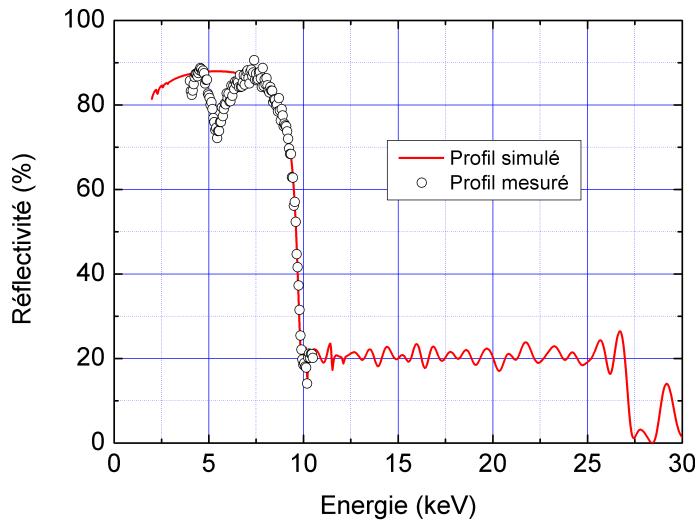


FIGURE 49 – Profil de réflectivité du miroir multicouche dimensionné, mesuré sur la ligne de métrologie FCM du PTB et simulé sous TFCalc. On remarque un très bon accord entre la simulation et la mesure limitée toutefois à 11 keV.

### 1.3.2 Conception d'un microscope X haute résolution

Comme nous l'avons vu en II.3.2.2, les microscopes de type pseudo-Wolter, composés de deux miroirs toriques, ont été dimensionnés pour atteindre une résolution spatiale inférieure à  $5\ \mu\text{m}$  dans un champ carré de  $1 \times 1\ \text{mm}^2$ . Comme le dépôt réfléchissant multicouche que nous avons réalisé fonctionne pour une incidence  $\theta$  de  $0,35^\circ$ , le microscope doit pouvoir fonctionner pour de telles incidences rasantes. Or, pour de tels angles, quelque soit le système optique utilisé, les aberrations optiques dégradent fortement la résolution spatiale du système d'imagerie. Nous avons donc entamé la conception de la

formule optique permettant d'imager la cible sur un champ circulaire de 500  $\mu\text{m}$  de diamètre, avec une résolution suffisante pour imager au moins une dizaine de points du cœur de la cible. En d'autres termes, nous avons toléré une dégradation progressive de la résolution spatiale du microscope avec le champ. Comme la résolution globale du diagnostic doit être de l'ordre d'une dizaine de micromètres, la résolution du microscope acceptable que nous avons fixée était de l'ordre de 5  $\mu\text{m}$  pour un champ de 200  $\mu\text{m}$ .

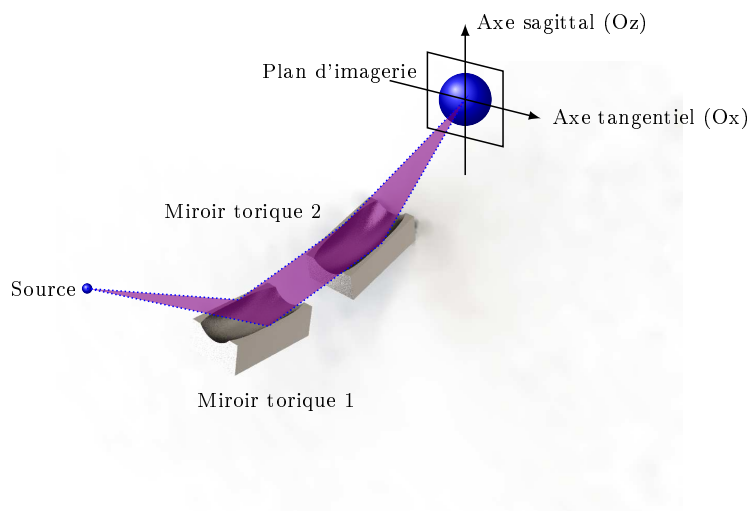


FIGURE 50 – Schéma de principe du microscope X à miroirs. Les plans tangentiels et sagittaux sont indiqués dans le plan d'imagerie.

Pour définir la formule optique du microscope à miroirs dont nous rappelons le schéma de principe en figure 50, nous avons procédé en plusieurs étapes. Nous avons commencé par dimensionner les deux miroirs toriques de manière classique [40]. Le microscope a en effet été approximé par une combinaison de deux lentilles minces de mêmes focales tangentielles et sagittales  $f_{miroir} = \frac{R_{sagittale}}{2\sin(\theta)} = \frac{R_{tangentielle}\sin(\theta)}{2}$ , et distantes de la longueur  $e$  séparant les deux miroirs toriques. Nous avons imposé la position du premier miroir à 1 mètre du centre chambre, de façon à l'éloigner de la source sans trop dégrader le grandissement de la formule optique. Il en résulte que les positions de toutes les optiques sont figées. En supposant que  $e \ll 2f_{miroir}$ , le système a pu alors être considéré comme une lentille simple unique positionnée au milieu des miroirs dont la focale  $f_{microscope}$  est donné par la formule :

$$f_{microscope} = \frac{f_{miroir}^2}{2f_{miroir} - e} \quad (3)$$

La lentille équivalente étant séparée de la cible par une distance  $p$  égale à 1,1 m et l'image se formant à la distance  $q$  de 10,1 m, le grandissement  $\frac{q}{p}$  du système était donc

de 9,2. À partir de la formule :

$$\frac{1}{p} + \frac{1}{q} = \frac{1}{f_{\text{microscope}}}$$

Nous avons obtenu :  $f_{\text{microscope}} = 9920$  mm.

Nous avons pu résoudre l'équation du second degré établie à partir de l'équation 3 :

$$f_{\text{miroir}}^2 - f_{\text{miroir}}f_{\text{microscope}} + ef_{\text{microscope}} = 0 \quad (4)$$

Cette équation présentait deux solutions possibles :

$$\begin{cases} f_{\text{miroir}1} = 1,88 \text{ m} \\ f_{\text{miroir}2} = 106 \text{ mm} \end{cases}$$

Comme la seconde solution ne remplit pas la condition  $e \ll 2f_{\text{miroir}}$ , celle-ci a été éliminée. À partir de la donnée de la focale  $f_{\text{miroir}1} = 1,88$  m, nous avons pu alors déterminer les rayons sagittal  $R_{\text{sagittal}}$  et tangential  $R_{\text{tangential}}$  des miroirs toriques du microscope :

$$\begin{cases} R_{\text{sagittal}} = 23 \text{ mm} \\ R_{\text{tangential}} = 154 \text{ m} \end{cases}$$

Par la suite, nous avons entré les paramètres des miroirs établis grâce à l'approximation des lentilles dans un logiciel commercial de tracé de rayons : ZEMAX. Puis nous avons optimisé la formule optique préalablement calculée par l'équation 4 afin que les aberrations optiques des miroirs se compensent au mieux. Pour cela nous avons minimisé la résolution spatiale donné par l'intermédiaire du *spot diagram*<sup>1</sup> pour différents points du champ illustrés en figure 51. Ces points ont été établis de sorte que les couronnes de champ associées aient une surface égale. Cette étape est nécessaire afin que l'optimisation soit réalisée avec le même poids pour chaque point de champ traité.

L'optimisation a été réalisée en faisant varier les rayons tangentiels des miroirs. Afin d'éviter tout risque de déformation de type distorsion, nous n'avons pas réalisé d'optimisation sur les rayons sagittaux. Cependant, nous avons fait en sorte qu'ils suivent l'évolution des rayons tangentiels afin que les plans focaux image sagittal et tangential soient confondus. Enfin, nous avons ajouté à la formule optique un collimateur d'un diamètre de 300  $\mu\text{m}$  positionné à 50 cm en amont du premier miroir afin de réduire les aberrations optiques.

La résolution de la formule optique ainsi mise en place sous ZEMAX est indiquée pour les différents points du champ présentés en figure 52. Le principal inconvénient

---

1. Un spot diagram représente l'image théorique dans le plan d'imagerie obtenue à partir d'un nombre limité de faisceaux lumineux monochromatiques sans pondération et supposés être envoyés au travers d'un système optique qu'on souhaite caractériser.

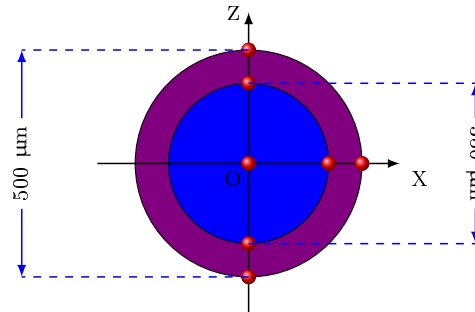


FIGURE 51 – Points du champ traité, en rouge, pour l'optimisation des courbures des miroirs toriques du microscope sous ZEMAX. L'optimisation est réalisée avec le même poids pour chacun de ces points.

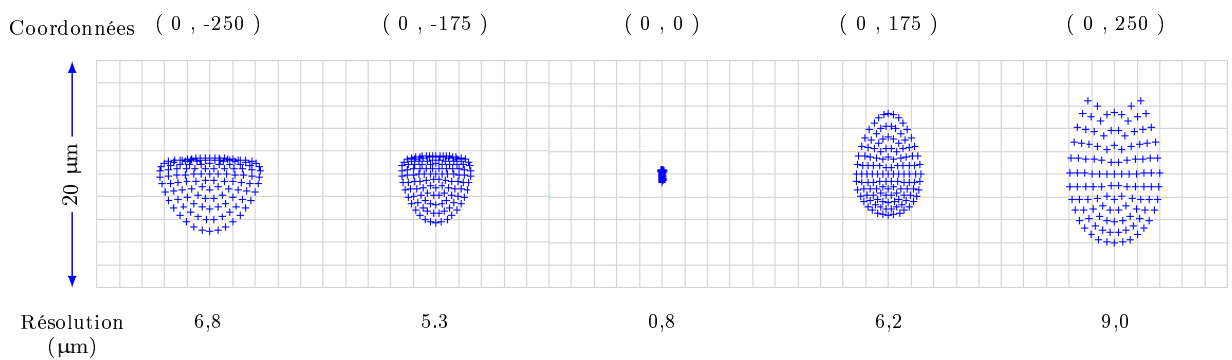
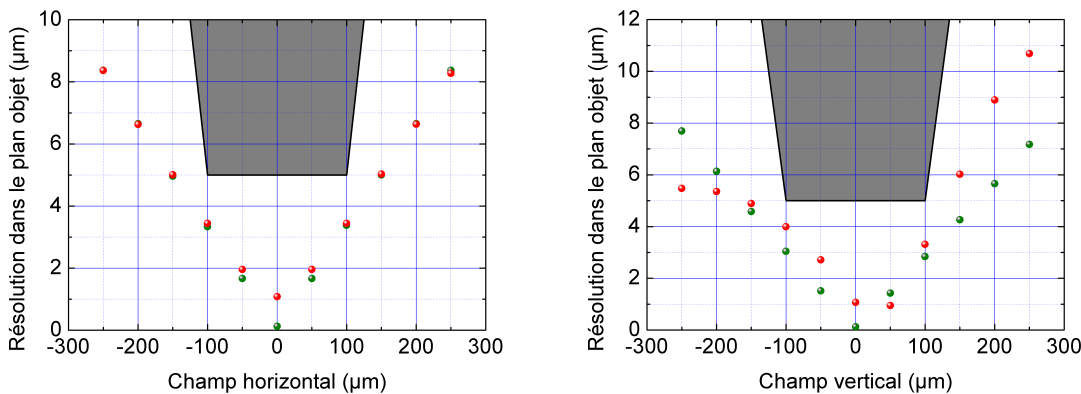


FIGURE 52 – Spot diagram établi sous ZEMAX dans le plan de la cible pour différents points du champ, accompagné des résolutions spatiales correspondantes. Seuls les points du champ vertical sont représentés ici ; leurs coordonnées sont données en μm.

de la méthode du *spot diagram* pour la détermination de la résolution d'un système optique est qu'elle surestime toujours la résolution spatiale. En effet, comme les rayons ne sont pas pondérés pour cette méthode, nous n'avons accès qu'à la tache image du point source purement géométrique sans information d'intensité. Or, pour notre application, la résolution d'un système optique est définie à 80 % de l'énergie encerclée dans la tache image. Un module de ZEMAX, *Encircled Energy*, permet d'obtenir ce calcul. Cependant, pour les optiques en incidence rasante, cette fonction donne des résultats aberrants près de 10 000 fois supérieurs aux valeurs de résolution établies par la méthode du *spot diagram*. Nous avons donc utilisé un second logiciel de tracé de rayons plus adapté, le logiciel TRACE, développé par la société CAMINOTEC pour les applications des rayonnements X. Grâce à ce logiciel, nous avons tracé l'évolution théorique de la résolution définie à 80 % de l'énergie encerclée en fonction du champ. Cette évolution, donnée en figure 53, remplit correctement les objectifs fixés de résolution ; le gabarit définissant les valeurs de résolutions interdites au système d'imagerie étant également représenté.



(a) Évolution de la résolution dans le champ horizontal. Pour des raisons de symétrie des optiques selon le plan Oyz, l'évolution de la résolution dans le champ horizontal est parfaitement symétrique.

(b) Évolution de la résolution théorique dans le champ vertical. Contrairement au champ horizontal, il n'existe pas de relation de symétrie ; la résolution du champ évolue de manière dissymétrique. La chute de la résolution en bord de champ est purement artificielle puisqu'elle correspond à un problème de vignettage.

FIGURE 53 – Évolution dans le champ de la résolution théorique, définie à 80 % de l'énergie encerclée, de la formule optique établie sous ZEMAX. La résolution sagittale est donnée par les points verts, tandis que la résolution tangentielle est donnée par les points rouges. Les gabarits correspondant aux valeurs limites à ne pas atteindre sont représentés par la zone grisée.

Cette résolution correspond à une formule optique "parfaite", sans défaut de rayons de courbures des miroirs et sans défaut de positionnement des optiques. Pour tenir compte de ces derniers, nous avons réalisé une étude de tolérancement, grâce à la fonction "diag-

nostic" du logiciel TRACE qui permet de faire varier aléatoirement un ou plusieurs paramètres de la formule optique dans une plage fixée par l'utilisateur et de calculer la résolution associée à cette variation. Pour réaliser ce tolérancement, nous avons procédé en deux étapes. Dans un premier temps, nous avons évalué l'évolution de la résolution du microscope en faisant varier un seul paramètre parmi lesquels : les rayons de courbures des miroirs, les défauts de positionnement en translation, les défauts de positionnement en rotation des optiques pour 4 points du champ :  $\pm 250 \mu\text{m}$  dans le champ horizontal et  $\pm 250 \mu\text{m}$  dans le champ vertical. Nous donnons un exemple de ces évolutions pour un défaut d'inclinaison de miroir en figure 54.

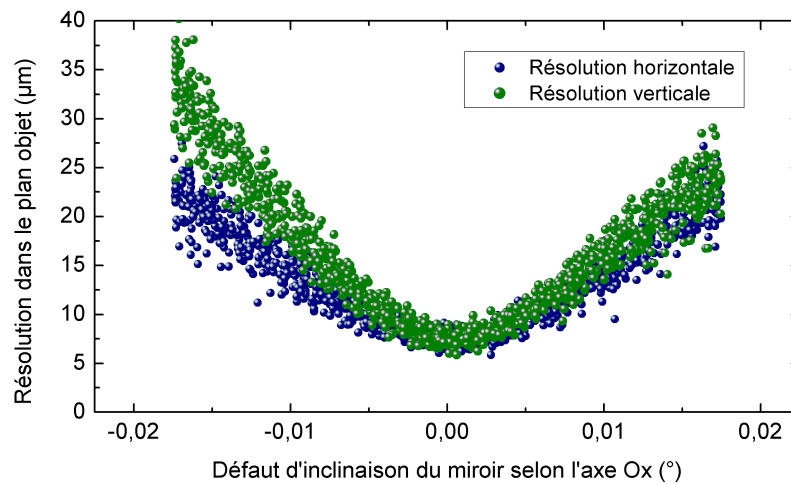


FIGURE 54 – Évolution de la résolution spatiale dans le plan objet induite par un défaut d'inclinaison du premier miroir selon l'axe Ox. La dispersion des points s'explique par la divergence de la source utilisée pour réaliser le calcul.

Nous avons alors établi un critère pour déterminer une première plage de défauts admissibles. Nous avons considéré que le défaut tolérable correspond au défaut qui ne dégrade pas la résolution du système idéal de plus de 30 % de sa valeur. Cette étape à elle seule ne suffit pas à déterminer les défauts acceptables pour notre formule optique puisqu'elle néglige les éventuels couplages entre défauts. Nous avons dû nous assurer, dans un second temps, qu'à partir des défauts préalablement déterminés, la résolution du système optique n'était pas trop dégradée lorsque tous les défauts étaient pris simultanément en compte.

Nous avons supposé que ces défauts étaient aléatoires, indépendants les uns des autres, issus d'un tirage équiprobable autour de la position idéale. Nous avons calculé la résolution du microscope en tirant aléatoirement tous les défauts dans la gamme préalablement établie parmi  $2^{16}$  configurations. La résolution spatiale de la formule optique étant alors répartie de manière aléatoire, nous avons pu tracer sa fonction de répartition présentée en

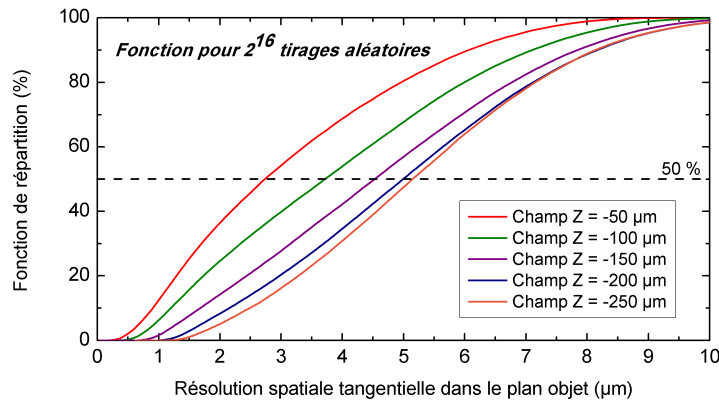
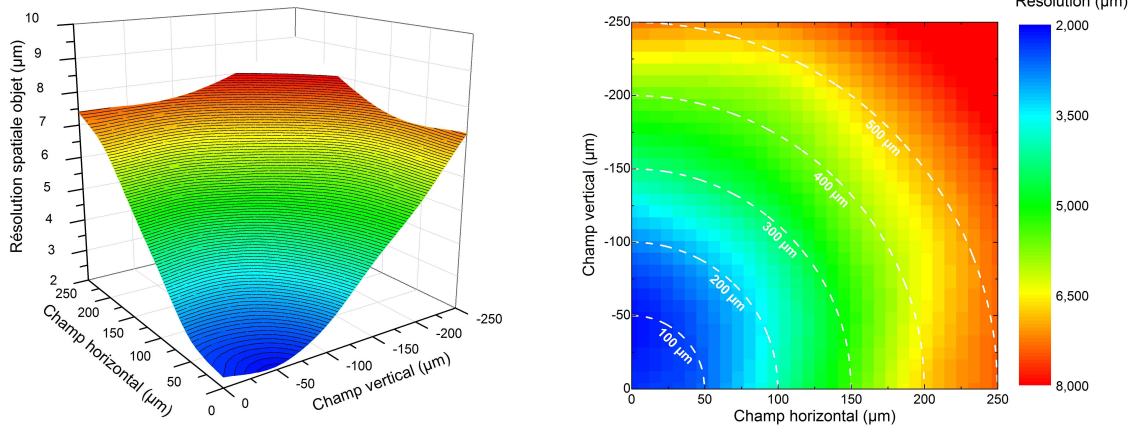


FIGURE 55 – Fonction de répartition de la résolution tangentielle établie par tirage aléatoire des défauts de positionnement des optiques grâce au logiciel Trace et pour différents points du champ vertical.

Type de défaut	Collimateur	Miroir torique 1 et 2
Translation selon x	50 µm	10 µm
Translation selon y	250 µm	250 µm
Translation selon z	50 µm	5 µm
Rotation autour de x	0,05 °	0,005 °
Rotation autour de y	néant	0,025 °
Rotation autour de z	0,05 °	0,0025 °

TABLE 3 – Tolérances sur la position des optiques du microscope établie sous le logiciel de tracé de rayon TRACE. On constatera qu'aucune tolérance n'est nécessaire sur la rotation du collimateur autour de l'axe y pour des raisons de symétrie circulaire du collimateur.

figure 55 : nous avons alors considéré que la résolution atteignable du système optique était donnée à 50 % de cette fonction. Dans le cas où la résolution du système optique présentait une résolution supérieure à la résolution cible, nous avons effectué de manière itérative une réduction de la plage de défauts admissibles jusqu'à ce qu'à ce que la résolution apparaisse comme satisfaisante. L'ensemble des tolérances ainsi établi par cette étude est résumé en tableau 3. Afin de vérifier la dégradation progressive de la résolution sur tout le champ objet, nous avons étendu le calcul de résolution en tenant compte des tolérances à un échantillonnage du champ. Le résultat est présenté en figure 56 sous forme d'une évolution tridimensionnelle et de sa projection bidimensionnelle démontre une résolution de 5 µm atteignable sur un champ circulaire de 200 µm.



(a) Représentation en 3D de l'évolution de la résolution spatiale dans le champ objet en fonction du champ. Seul le quart du champ est représenté. (b) Projection de l'évolution de la résolution spatiale dans le champ objet en fonction du champ. Les courbes d'isochamp ont été rajoutées en blanc.

FIGURE 56 – Évolution de la résolution spatiale en fonction du champ en prenant en compte les défauts d'alignement établis lors du tolérancement. On constate que la formule optique a une très bonne résolution de 5 μm jusqu'à un champ de 200 μm. Le champ se dégrade ensuite progressivement de manière dissymétrique lorsque le champ augmente.

## 1.4 Bilan photométrique du système multivoies

Nous avons conçu précédemment un système d'imagerie multivoies permettant de réaliser l'image du cœur d'implosion dans une gamme spectrale encore peu utilisée dans des diagnostics plasmas et avec une résolution spatiale de l'ordre de 5 μm. Afin de réaliser le bilan photométrique complet du diagnostic, nous avons besoin d'évaluer le niveau de signal attendu dans le plan image. Pour le microscope à miroir, le niveau d'éclairement  $E$ , exprimé en  $\text{MeV}\cdot\text{cm}^{-2}$ , est donné par la formule :

$$E = \frac{L\Omega \times R^2}{G^2} \quad (5)$$

où  $L$  est la luminance X générée par la cible de DT,  $\Omega$  est l'angle solide de détection correspondant à l'ouverture du microscope obtenue par le collimateur de 300 μm de diamètre, soit 283 nSr,  $R$  est la réflectivité d'un miroir du microscope (20 %) et  $G$  est le grandissement du microscope (égal à 9).

A partir des données des termes sources mesurées sur le NIF (pour un tir émettant  $5,7 \cdot 10^{14}$  neutrons) et simulées pour un tir à gain que nous avons présentées en bibliographie II.1.2, nous pouvons donner l'éclairement dans le plan de la cible en supposant que la



source est un disque de 100  $\mu\text{m}$  de diamètre. L'évolution de l'éclairement de la voie à miroirs dans le plan image en fonction du flux neutronique est représentée en figure 57.

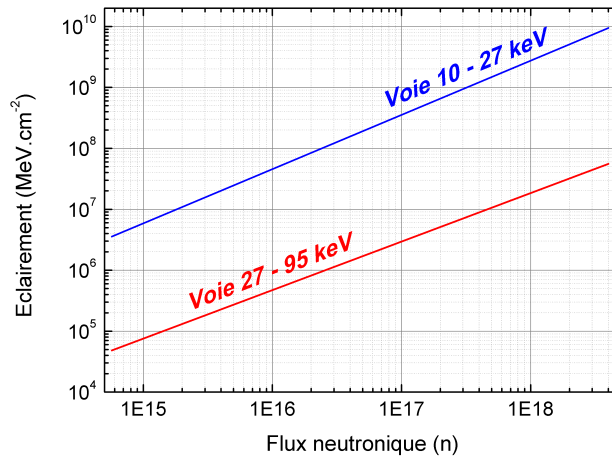


FIGURE 57 – Évolution avec le flux neutronique du niveau de signal dans le plan image, donnée en unité d'éclairement pour les deux voies d'imagerie dimensionnée.

En ce qui concerne la voie X-dur à ouverture annulaire, nous avons évalué l'éclairement au moyen d'une simulation Monte-Carlo sur le code GEANT4. Pour cela la géométrie de l'ouverture permettant d'imager un champ de 500  $\mu\text{m}$  avec un grandissement de 10 a été implémentée. L'éclairement dans le plan image a été calculé à partir de l'image d'une source de diamètre 100  $\mu\text{m}$ , illustré en figure 58. La source proprement dite émettait un spectre photonique X similaire à celui présenté en figure 35, mais se limitant à la bande spectrale 27 - 95 keV. Le résultat a alors été extrapolé au tir mégajoule générant entre  $5 \cdot 10^{14}$  et  $5 \cdot 10^{18}$  neutrons. Le résultat de ces calculs est également présenté en figure 57. On pourra constater que la voie à miroir est 80 fois plus lumineuse que la voie à ouverture codée. Cela implique que le dimensionnement des éléments en aval du système d'imagerie X (scintillateur, relai optique,...) sera conditionné essentiellement par la voie d'imagerie X-durs. On tolérera toutefois que cette voie ne soit activée que pour les tirs à très hauts flux neutroniques. Un équilibrage des deux voies d'imagerie est toutefois possible par l'ajout d'une filtration adaptée et/ou la diminution de l'ouverture de la voie à miroirs. Cette réduction d'ouverture permet non seulement de diminuer le flux collecté mais également d'améliorer la résolution spatiale.

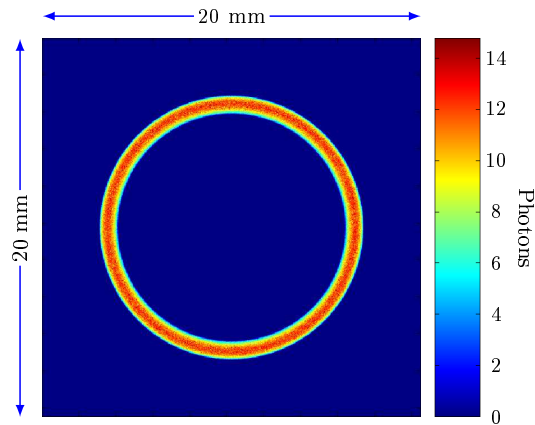


FIGURE 58 – Niveau de signal attendu sur la voie d'imagerie codée dans la bande 27 - 95 keV pour le cas d'un tir laser générant  $5.10^{14}$  neutrons. Le niveau de signal est donné pour un élément de résolution de  $40 \times 40 \mu\text{m}^2$ .

## 1.5 Bilan

Nous avons présenté dans ce chapitre les éléments de conception d'un système d'imagerie X multivoies permettant de réaliser l'image du cœur d'implosion de la cible de DT à 11 mètres du centre chambre. Cette architecture se compose d'une voie à miroirs, couvrant la bande spectrale 10 - 27 keV avec une résolution de  $5 \mu\text{m}$  dans un champ circulaire de  $200 \mu\text{m}$ , et d'une voie à ouverture codée annulaire pour les rayons X d'énergie comprise entre 27 et 95 keV.

Le dimensionnement de la voie à miroirs est notamment passé par des calculs de dépôt multicouches pour étendre la gamme spectrale accessible jusqu'ici limité à 22 keV. La conception a notamment été validée partiellement grâce à la réalisation d'un dépôt multicouche par l'Institut d'Optique, à sa caractérisation angulaire à une énergie de 8 keV et à la mesure de réflectivité du miroir jusqu'à 11 keV sur la ligne FCM du PTB. Des mesures complémentaires sur la ligne BAMline du PTB ou sur la ligne Métrologie X-dur de SOLEIL devront valider définitivement le dimensionnement du dépôt multicouche.

Nous nous sommes assurés, tant théoriquement qu'expérimentalement, que les miroirs interférentiels pouvaient résister à une agression neutronique au moins jusqu'à un flux équivalent à un tir à gain sur une installation mégajoule. L'ensemble des voies d'imagerie est représenté partiellement dans la vue CAO donnée en figure 59, qui montre que le système dimensionné est intégrable dans un volume alloué dans le SID pour le bloc d'imagerie X.

A ce stade, nous avons montré la possibilité d'imager le cœur d'implosion dans un environnement nucléaire extrême à 11 mètres du centre chambre. Il est à présent nécessaire

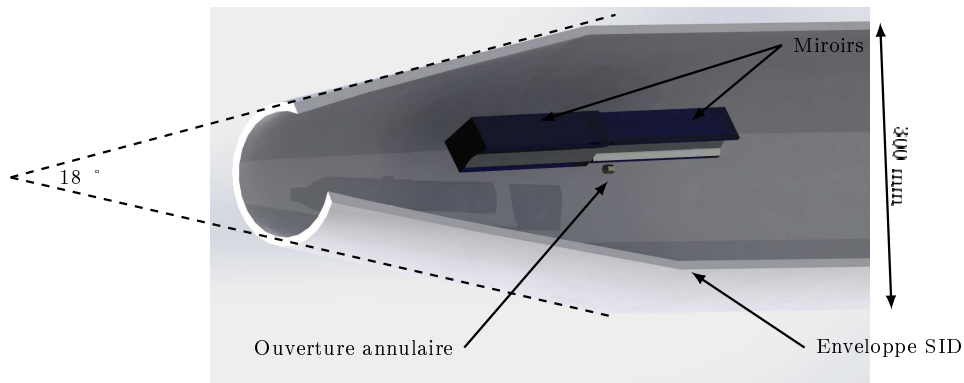


FIGURE 59 – Vue CAO du système d'imagerie X conçu. L'ensemble des éléments optiques est inclu dans l'enveloppe du SID.

de détecter cette image sans endommager le système de détection et sans dégrader la résolution.

Pour protéger les analyseurs optiques ayant une fonction de détection, nous avons vu en bibliographie qu'il existe dans le hall d'expérience du LMJ des espaces appelés « protection rapprochée » ayant la capacité de supporter plusieurs dizaines de tonnes de blindage. Comme ces espaces sont séparés de l'arrière du SID (où est formée l'image) de plusieurs mètres, il faut pouvoir transporter le signal à détecter vers les protections rapprochées. La déviation du rayonnement X étant peu aisée, nous avons donc opté pour une conversion du signal utile en rayonnement visible plus facilement transportable au travers de relais optiques. La conversion de photons X en photons visibles est notamment assurée au moyen de scintillateur dont le développement fait l'objet du chapitre suivant.

# Chapitre 2

## Optimisation de scintillateurs organométalliques pour les besoins des diagnostics d'imagerie X durci du LMJ

---

Nous avons conçu au chapitre précédent un système optique X permettant de former une image à 11 mètres du centre de la chambre d'expérience. Pour que cette image soit détectée, il est nécessaire de la transporter vers une protection rapprochée où le système de détection est positionné. Comme il est difficile de transporter une image sur plusieurs mètres de longueur sans perte de signal importante, nous devons convertir le signal X en signal visible plus aisément transportable au moyen d'un relai optique. C'est le rôle du scintillateur que nous proposons d'optimiser dans ce chapitre.

### 2.1 Identification des besoins

Dans le cadre du développement d'un diagnostic d'imagerie X résolu spatialement, le scintillateur, positionné à l'arrière du SID, ne doit pas trop dégrader la résolution spatiale. Pour cela, l'effet photo-électrique doit être l'interaction dominante des photons X avec le scintillateur, car le libre parcours moyen des électrons est bien plus faible que celui des photons X diffusés par effet Compton. Or, pour la gamme d'énergie visée comprise entre 10 et 100 keV, l'effet photo-électrique n'est dominant que si le numéro atomique effectif  $Z_{eff}$  du scintillateur est supérieur à 20. De plus, dans le cas particulier de l'imagerie résolue spatialement, il faut optimiser deux paramètres antagonistes :

- Le seuil de détection impose de maximiser l'épaisseur du scintillateur, pour augmenter la probabilité d'absorption du rayonnement X et par conséquent augmenter

le rendement lumineux.

- La résolution spatiale quant à elle exige de réduire l'épaisseur du scintillateur afin de limiter les phénomènes de diffusion de la lumière visible.

Les cristaux inorganiques répondent en général à cette optimisation. Cependant, afin de permettre l'enregistrement d'une image avant l'arrivée des perturbations nucléaires 100 ns après le tir laser, le scintillateur doit également présenter un temps de décroissance court, de l'ordre de 10 ns. Ce temps de déclin rapide empêche alors l'utilisation de scintillateurs inorganiques qui, du fait de leur structure cristalline, présentent, dans leur grande majorité, des temps de décroissance supérieurs à 100 ns. De plus, les rares scintillateurs inorganiques rapides, émettent préférentiellement dans la partie bleue du spectre visible. La qualité d'imagerie s'en trouve alors réduite car les phénomènes de luminescence parasite des relais optiques, l'émission Cerenkov en particulier, ne peuvent plus être filtrés sans perte du signal utile. Il en résulte qu'une émission de scintillation décalée vers le rouge doit être privilégiée. Enfin, nous avons vu dans le chapitre précédent que la voie annulaire présentait le plus faible niveau de signal X. C'est donc cette voie d'imagerie qui va imposer le rendement lumineux de scintillation. En supposant que le scintillateur absorbe 95 % du rayonnement X, que le relai optique présente une ouverture de F/3 et qu'il ne présente pas de perte, un rendement de 1200 ph.MeV<sup>-1</sup> est nécessaire afin que quelques photons impactent un pixel de 20 × 20 μm<sup>2</sup> en entrée d'analyseur optique.

Si la plupart des scintillateurs inorganiques présentent des rendements de scintillation élevés, il est en revanche très difficile de réduire leur temps de déclin à cause de leur nature cristalline. En revanche, les scintillateurs organiques permettent de nous prémunir des effets de l'ambiance nucléaire grâce à leur rapidité de réponse mais ils souffrent d'émission lumineuse préférentielle dans l'UV et le bleu et d'un faible  $Z_{eff}$ .

Une solution a cependant été apportée lors des travaux de G. Turk [19]. Celle-ci consiste à utiliser une matrice plastique dopée en métaux lourds comme le plomb dans laquelle est disséminée une cascade de trois fluorophores permettant de transférer l'émission lumineuse de la matrice de l'UV vers le rouge [73]. Cette association permet de combiner la rapidité des scintillateurs organiques avec l'augmentation du  $Z_{eff}$  grâce à l'ajout de plomb.

Cette solution n'est malheureusement pas optimale car les rendements de scintillation sont toujours très faibles (de l'ordre de quelques 100 ph.MeV<sup>-1</sup>). D'autre part, la polymérisation de la matrice plastique à lieu en présence d'acide méthacrylique qui est fortement corrosif comme l'illustre la figure 60. Cet acide est responsable de la destruction d'enceintes dans lesquelles sont réalisés les scintillateurs rendant problématique la synthèse de ces scintillateurs de façon industrielle. De plus, il est également responsable de pollution non maîtrisée et non désirée des scintillateurs synthétisés. Nous proposons donc d'optimiser ce scintillateur organométallique afin de répondre à nos besoins. Ce travail a été réalisé en collaboration avec le Laboratoire Capteurs et Architectures Electroniques

de la Direction Recherche et Technologie du CEA.

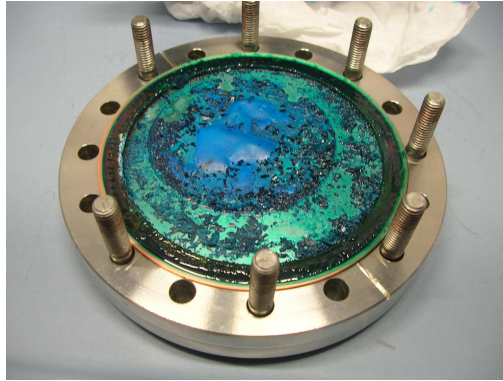


FIGURE 60 – Enceinte endommagée par l'acide méthacrylique lors de la synthèse d'un scintillateur organométallique. La réaction de l'acide avec le joint donne du diméthacrylate de cuivre responsable de la couleur bleue observée (cliché CEA/DRT/LCAE).

## 2.2 Optimisation de scintillateurs organométalliques dopés au plomb pour les besoins LMJ

Pour réaliser cette optimisation nous avons réalisé une démarche par parties afin de traiter chaque problème technologique de manière individuelle. La première étape de cette démarche a consisté à mettre en place une nouvelle matrice plastique afin de supprimer l'utilisation d'acide méthacrylique. Puis dans un second temps nous avons traité la problématique du rendement lumineux de scintillation.

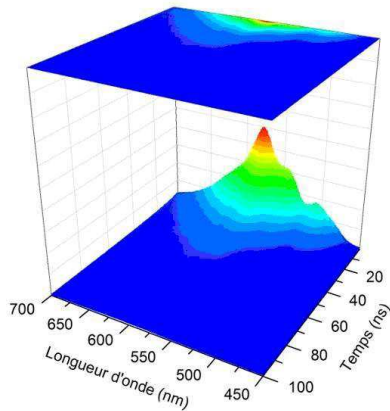
### 2.2.1 Modification de la matrice plastique et validation du temps de réponse

Nous avons vu précédemment que l'usage d'acide méthacrylique lors de la phase de polymérisation était responsable non seulement de la destruction des enceintes dans lesquelles était réalisée la synthèse des scintillateurs, mais également de pollutions non maîtrisées. Nous avons donc décidé de supprimer son utilisation et par conséquent de modifier la matrice plastique dopée au plomb. La nouvelle matrice ainsi que le processus de fabrication faisant l'objet de protection intellectuelle, nous ne rentrerons pas dans le détail de sa composition. Toutefois, le changement de matrice plastique impose nécessairement un changement de niveau d'énergie accessible et, par conséquent, des durées de vie associées différentes de celles de la matrice précédente. Il en découle que le temps de décroissance du

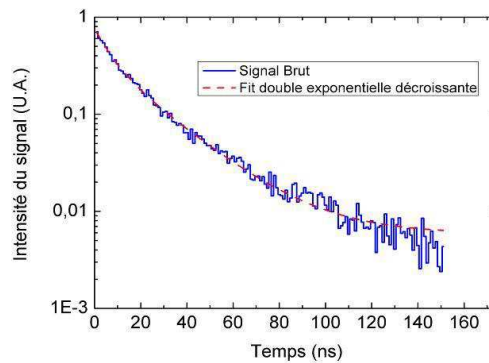
scintillateur peut être modifié. Nous avons donc dû contrôler que le temps de décroissance du scintillateur restait voisin des 10 ns visées. Pour ce faire, nous avons réalisé en partenariat avec le Laboratoire Hubert Curien de l'université Jean Monnet à Saint-Etienne, une mesure de spectre résolu en temps (figure 61). Cette mesure nous permet de déterminer la constante de temps de décroissance pour une longueur d'onde d'émission donnée. En absence de rayonnement X accessible sur le banc, nous avons excité le scintillateur sous un faisceau de photons UV à 350 nm permettant de d'exciter la matrice plastique de manière analogue aux photons X. Si cette analogie est discutable et notamment la représentativité des photons UV de faible énergie (3,54 eV) avec un faisceau X de forte énergie (10 -100 keV) deux points peuvent être notés :

- Un temps de décroissance d'un scintillateur plastique, même dopé, supérieur à 50 ns est exceptionnel.
- Si l'ajout d'un dopant comme le plomb dans la matrice réduit l'émission lumineuse de scintillation (phénomène de "quenching" présenté plus loin), il accélère également les processus d'émission lumineuse [74].

Nous avons ainsi pu vérifier que le temps de déclin s'élevait à 12 ns en approchant le signal à 575 nm par une double exponentielle décroissante.



(a) Spectre résolu en temps sous excitation UV à 350 nm d'un scintillateur présentant la nouvelle matrice plastique. (l'échelle verticale est l'intensité lumineuse en unités arbitraires).



(b) Profil d'intensité au maximum d'émission à 575 nm du scintillateur. Le signal est approché par une double exponentielle décroissante.

FIGURE 61 – Caractérisation temporelle d'un scintillateur basé sur la nouvelle matrice plastique. La caractérisation est obtenue par mesure de spectre résolu en temps sous excitation UV à 350 nm ce qui permet de simuler une excitation X. Le temps de décroissance est obtenu au maximum de l'émission lumineuse et s'élève à 12 ns.

Nous avons pu, grâce à cette mesure, valider l'utilisation de la nouvelle matrice plastique pour nos futurs développements portant en particulier sur l'amélioration du rendement de scintillation.

## 2.2.2 Optimisation du rendement de scintillation

La précédente version du scintillateur souffrait, nous l'avons dit, d'un faible rendement de scintillation (de l'ordre de  $100 \text{ ph.MeV}^{-1}$ ). Pour atteindre notre objectif de  $1200 \text{ ph.MeV}^{-1}$ , nous avons procédé en 3 étapes successives. Dans un premier temps, nous avons optimisé la concentration en plomb intégré dans le scintillateur. En effet si son incorporation est nécessaire pour augmenter le  $Z_{eff}$  du scintillateur et garantir l'absorption du rayonnement, son ajout dans la matrice est également préjudiciable à l'émission lumineuse. En effet, la présence de plomb induit la formation de sites où les énergies d'excitation sont perdues de manière non radiative, diminuant en conséquence l'efficacité de scintillation. Ce phénomène appelé "*quenching*" dans la littérature [75] est pour le plomb en tout cas difficilement contournable. Un compromis entre absorption du rayonnement et émission lumineuse a donc dû être trouvé. Au moyen de mesures comparatives sur générateur X avec un scintillateur de référence YAG :Ce, nous avons pu déterminer qu'une concentration de plomb de 10 % en masse constituait ce compromis.

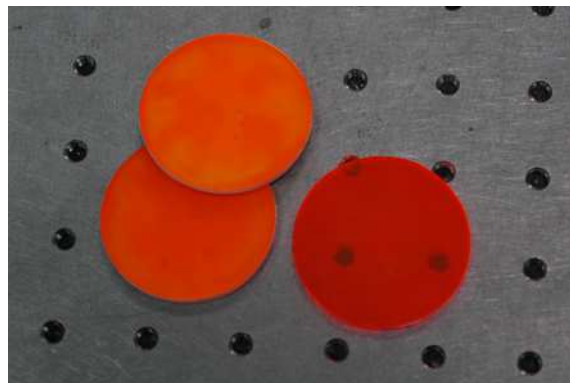


FIGURE 62 – Scintillateurs synthétisés pour l'optimisation du rendement de scintillation. Les deux scintillateurs de gauche présentent un dépôt réfléchissant en face arrière permettant de récupérer le rayonnement perdu, la scintillation étant isotrope. (Cliché CEA/DAM/DIF).

Dans un second temps, nous avons optimisé la concentration des différents fluorophores, responsables du décalage spectral vers le rouge, afin d'améliorer les transferts d'énergie entre ces derniers. Si le rendement lumineux s'en est trouvé augmenté, le rendement de scintillation n'était cependant toujours pas suffisant. C'est pourquoi nous avons ajouté un dépôt réfléchissant sur l'une des faces du scintillateur, comme illustré en fi-



gure 62. L'ajout de ce réflecteur permet en effet de récupérer le rayonnement visible généré en direction du centre chambre du scintillateur, la scintillation étant un phénomène isotrope. La comparaison des spectres (figure 63) de scintillation sous rayonnement X à une énergie maximale de 40 keV a permis d'établir le rendement lumineux des scintillateurs ainsi optimisés. Si l'ajout d'un réflecteur modifie quelque peu l'allure finale du spectre, ce qui s'explique par des interactions supplémentaires du spectre initial avec les différents fluorophores, l'amélioration du rendement de scintillation est notable et s'élève à  $1200 \text{ ph.MeV}^{-1}$ .

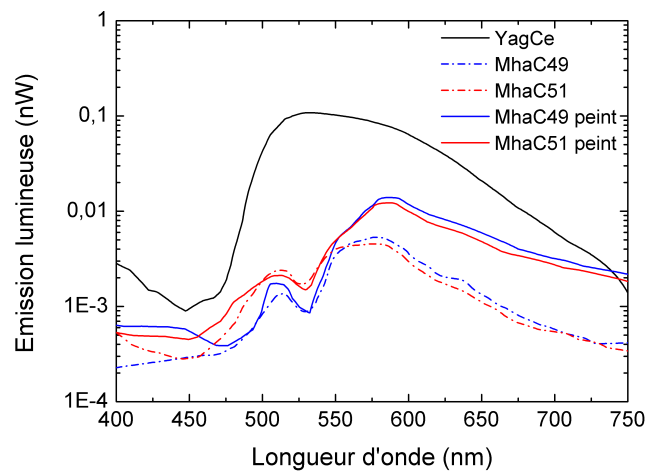


FIGURE 63 – Mesure de spectre de scintillation sous excitation X à 40 keV pour les meilleurs scintillateurs synthétisés. La comparaison des spectres au spectre de référence du YAG :Ce dont le rendement de scintillation est connu ( $10\,000 \text{ ph.MeV}^{-1}$ ) permet d'établir le rendement des scintillateurs organométalliques.

## 2.3 Développements supplémentaires sur les scintillateurs organométalliques

### 2.3.1 Remplacement du dopage au plomb par un dopage au bismuth

Comme nous l'avons expliqué en 2.2.2, le dopage des scintillateurs plastiques en plomb est dommageable au rendement de scintillation à cause du phénomène de "quenching". Une solution envisagée lors de nos travaux de synthèse consiste à remplacer le dopage en plomb par un dopage en bismuth. L'utilisation de bismuth a un double intérêt :

- Le bismuth étant un élément plus « lourd » ( $Z=83$ ) que le plomb ( $Z=82$ ), son utilisation permet à taux d'intégration équivalente d'augmenter le  $Z_{eff}$  du scintillateur de 1,2 %.
- Le pouvoir de "quenching" du bismuth n'est pas connu, il est donc possible que l'émission lumineuse ne soit pas ou peu perturbée par sa présence.

C'est pour cette raison qu'une autre version de matrice a été établie afin de permettre ce dopage en bismuth. Cependant, lors des premiers essais réalisés, nous avons pu mettre en évidence une réduction du rendement de scintillation du fait de son utilisation. Nous avons pu contrebalancer cet effet en jouant sur la concentration des fluorophores dispersés dans la matrice. Nous avons alors établi le rendement de scintillation de cette nouvelle version de scintillateur à l'aide d'une mesure de fronts Compton. En comparant cette mesure à celle obtenue sur le scintillateur de référence EJ-200 ( $10\,000\text{ ph.MeV}^{-1}$ ) nous avons pu déterminer un rendement de  $5600\text{ ph.MeV}^{-1}$  pour les nouveaux scintillateurs développés. Ce rendement rend le scintillateur au bismuth bien plus intéressant que le scintillateur au plomb en terme d'intensité lumineuse. Cependant, la mesure de temps de décroissance doit encore confirmer un temps de réponse court pour valider son utilisation sur une installation de classe mégajoule. En effet, comme nous l'avons vu la modification de la matrice plastique peut modifier le temps de déclin du scintillateur.

### 2.3.2 Développement de scintillateurs à décroissances lentes

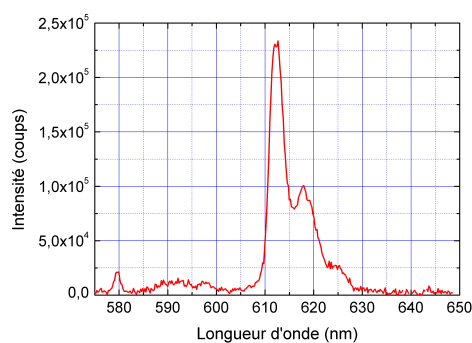
Nous avons vu précédemment que le temps de réponse du scintillateur dépendait essentiellement des fluorophores dispersés dans la matrice plastique car la matrice présente un temps de déclin court. Or cette matrice étant « a priori » chimiquement neutre, n'importe quel fluorophore peut être utilisé. Sachant que le complexe lanthanide de Tris(dibenzoylméthane)mono(1,10-phénantroline)europium(III) présente une transition énergétique à 610 nm dont la constante de temps est de  $470\text{ }\mu\text{s}$  [76], c'est ce dernier que nous avons utilisé pour synthétiser un scintillateur lent plastique. Un échantillon présentant un taux d'incorporation de 5 % du complexe d'euporium en masse a ainsi été réalisé (figure 64) puis a été caractérisé spectralement et temporellement sous excitation UV. La longueur d'onde d'excitation de 370 nm a été choisie afin d'exciter directement la matrice plastique de manière analogue à une irradiation sous X. La caractérisation spectrale a été obtenue au moyen d'un spectro-fluorimètre tandis que la mesure de temps de décroissance a été déterminée grâce à un photomultiplicateur à haute impédance. L'ensemble de ces deux mesures illustrées en figure 65, témoigne de la non-dégradation du complexe d'euporium lors de la phase de polymérisation. En effet, le spectre de raies observé est caractéristique du Tris(dibenzoylméthane)mono(1,10-phénantroline)europium(III), de plus le temps de décroissance de  $404\text{ }\mu\text{s}$  établi est très voisins de celui du complexe d'euro-

pium. On pourra noter que la modification du temps de vie du niveau accessible n'est pas étonnante, les niveaux d'énergie accessibles ainsi que leurs durées de vie ont pu en effet être modifiés par la proximité de la matrice plastique.

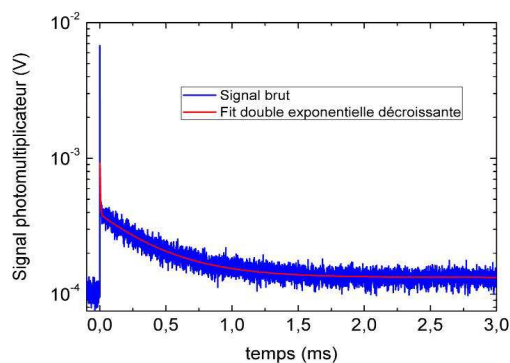


FIGURE 64 – Échantillons de scintillateurs à temps de décroissances longs. Le taux d'intégration en complexe d'euporium est croissant de droite à gauche (cliché CEA/DRT/LCAE).

En conclusion, la réalisation de ce prototype permet de mettre en évidence l'universalité de la matrice organométallique développée au cours de ces travaux. Elle permet en effet d'obtenir un scintillateur sur mesure en fonction des caractéristiques désirées en longueur d'onde d'émission et en temps de décroissance. Plus particulièrement, le scintillateur à décroissance lente trouvera son application dans le nouveau schéma détection développé en chapitre 4.



(a) Spectre d'émission du scintillateur dopé au complexe d'euporium sous excitation UV à 370 nm. La raie d'émission voisine de 610 nm est caractéristique du complexe organométallique seul.



(b) Mesure sur un photomultiplicateur à haute impédance du temps de déclin du scintillateur dopé au complexe d'euporium sous excitation impulsionnelle à 370 nm. Le scintillateur présente une constante de temps longue de 404  $\mu$ s.

FIGURE 65 – Caractérisation spectrale et temporelle du scintillateur plastique dopé au complexe d'euporium. Ces caractérisations, étant voisines du composé organométallique seul, démontrent la non-dégradation du complexe d'euporium lors de la polymérisation.

## 2.4 Bilan

Au cours de nos travaux de synthèse, nous avons développé une nouvelle matrice plastique sur mesure permettant d'obtenir un scintillateur sur mesure. Cette matrice nous permet d'avoir aussi bien un scintillateur rapide avec un rendement lumineux de  $1200 \text{ ph.MeV}^{-1}$  nécessaire aux applications sur diagnostic d'imagerie durcie, que des scintillateurs lents. Les développements visant à remplacer le plomb par du bismuth permettent d'augmenter fortement le rendement de scintillation à  $5600 \text{ ph.MeV}^{-1}$  tout en augmentant le pouvoir d'arrêt du scintillateur. Ces développements nous permettent donc de générer une image visible utile à partir d'une image X avec suffisamment de signal. Nous devons à présent transporter cette image vers la protection rapprochée afin de l'enregistrer. C'est l'objet des relais optiques développés dans le chapitre suivant.



## Chapitre 3

# Conception et étude du comportement de relais optiques en ambiance nucléaire extrême

---

Les scintillateurs développés et réalisés au chapitre 2 nous ont permis de convertir l'image X focalisée sur un scintillateur en image visible. Nous devons à présent transporter cette image de diamètre 20 mm vers l'enregistreur situé dans la protection rapprochée distante de 7 mètres afin de l'enregistrer. C'est la fonction dévolue au relai optique.

Le relai optique doit combiner différentes qualités : il doit collecter efficacement les photons visibles afin de maximiser le signal ; il doit ensuite conserver la résolution spatiale globale du diagnostic ; et, enfin, la lumière parasite générée par l'ambiance nucléaire doit être minimisée afin de ne pas réduire la dynamique accessible de l'analyseur.

De précédents travaux [19] ont proposé une solution permettant de réduire les effets de l'environnement nucléaire sur la perte de dynamique. La solution préconisée repose sur la minimisation du volume de verre en combinant deux objectifs à miroirs Cassegrain utilisés en configuration 2f-2f. Afin que le second objectif collecte le maximum de flux, on positionne près du plan d'image intermédiaire une lentille, appelée lentille de champ, qui permet de conjuguer la pupille de sortie du premier objectif avec la pupille d'entrée du second objectif. Pourtant, malgré la réduction des aberrations sphériques par l'utilisation de surface asphérique, la résolution finale du système proposé atteint les 96  $\mu\text{m}$  pour un champ de 12 mm, soit près de la moitié du champ nécessaire pour notre application. En d'autres termes, malgré une architecture volontairement durcie au rayonnement ionisant, cette solution ne peut être mise en place car l'allocation de résolution au transport d'image atteint à elle seule la résolution finale du diagnostic ramenée dans le plan de la cible (en

prenant en compte le grandissement de 9 du système d'imagerie X).

Nous proposons donc dans ce chapitre de concevoir différents relais optiques assurant un transport sur plusieurs mètres de longueur, combinant une bonne résolution spatiale, une bonne collection de flux et une faible génération de lumière parasite induite en ambiance nucléaire.

Deux voies de conception optique ont été explorées : la voie dioptrique et la voie catadioptrique. Pour cette dernière nous sommes partis des travaux existants de G. Turk préconisant l'utilisation d'objectif Cassegrain et de surface asphérique. La vulnérabilité de ces deux transports a été étudiée et confrontée au cas d'un endoscope à fibre. Comme l'endoscope comprend la plus grande quantité de verre, il constitue un majorant de la lumière générée par un transport d'image en milieu nucléaire. A la suite de cette étude un compromis entre la résolution spatiale du relai et la génération de signal parasite sous rayonnement ionisant a été identifié.

### 3.1 Conception d'un relai optique catadioptrique

L'utilisation d'objectifs Cassegrain seuls ne permet pas de transporter une image sur 7 mètres sans altérer la qualité de l'image transportée et ce malgré l'emploi de miroirs asphériques. L'ajout de dioptries en verre dans les objectifs à miroirs semble donc inévitable. Sur un plan économique, les surfaces asphériques ont un coût presque 10 fois supérieur aux surfaces coniques équivalentes standard. Leur suppression doit donc être envisagée. En conséquence, nous avons décidé de concevoir et d'optimiser le transport d'image précédemment établi [19] en remplaçant les objectifs Cassegrain par des objectifs Maksutov. Le relai optique devait en particulier être conçu pour améliorer la résolution spatiale d'au moins un facteur 5 (10  $\mu\text{m}$  visés) sur un champ deux fois plus grand (soit 20 mm).

Pour réaliser cet objectif, nous avons utilisé le logiciel de conception optique ZEMAX qui permet d'optimiser une architecture optique par l'utilisation d'une fonction de mérite imposée par le concepteur. La fonction de mérite que nous avons utilisée est une fonction du logiciel qui permet de réduire au maximum la taille du *spot diagram*. Le processus d'optimisation étant fondamentalement instable (solutions divergentes ou non réalisables) lorsque le nombre de surfaces à optimiser est élevé, nous avons fait le choix de réaliser l'optimisation par parties en concevant dans un premier temps un seul objectif. Cette méthode permet de réduire les dioptries à traiter et, par conséquent, le nombre de variables.

Pour concevoir cet objectif, nous avons procédé de la manière suivante :

- La formule optique de départ était constituée d'objectifs Cassegrain permettant de

réaliser l'image à 3,5 m d'un objet positionné derrière un hublot en verre, assurant l'interface air-vide du SID, de 150 mm de diamètre et de 15 mm d'épaisseur.

- L'ouverture de l'objectif a été fixée à 4 afin de collecter le plus de photons visibles possible.
- Trois lentilles de correction en verre ont été ajoutées à l'objectif initial.
- Enfin nous avons optimisé la formule finale, représentée en figure 66, en modifiant de manière itérative et séparément la courbure des miroirs et les paramètres des dioptries en verres.

L'optimisation de la formule a été réalisée pour trois points du champ : un point en centre champ, un point à 7,07 mm du centre champ et un point à 10 mm du centre champ. Ces points ont été déterminés pour avoir le même poids lors des calculs par la méthode du tracé de rayons. L'ajout de dioptries en verre induit des aberrations chromatiques : c'est pour cette raison que l'optimisation de l'objectif a été réalisée pour trois longueurs d'ondes de la bande d'émission des scintillateurs que nous avons synthétisés en chapitre 2 : 550 nm, 600 nm et 700 nm.

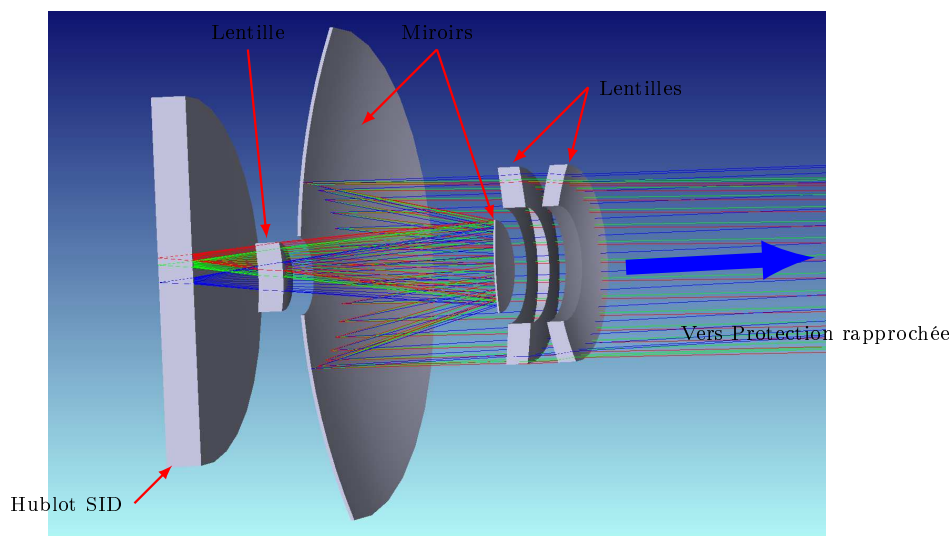


FIGURE 66 – Représentation d'un objectif Maksutov optimisé sous ZEMAX pour une position dans le champ objet située à 0 mm (en bleu), 7,07 mm (en vert) et 10 mm (en rouge) de l'axe optique.

La résolution de l'objectif a été déterminée à partir de la Fonction de Transfert de Modulation (FTM) polychromatique calculée par ZEMAX dans les plans sagittaux et tangentiels du plan image (figure 67). Cette résolution s'élève à  $2 \text{ pl.mm}^{-1}$  à 50 % de la FTM en bord de champ. Comme l'objectif travaille avec un grandissement de 12, cette résolution ramenée dans le plan objet du scintillateur est donc égale à  $24 \text{ pl.mm}^{-1}$ , représentant une résolution de  $21 \mu\text{m}$ .



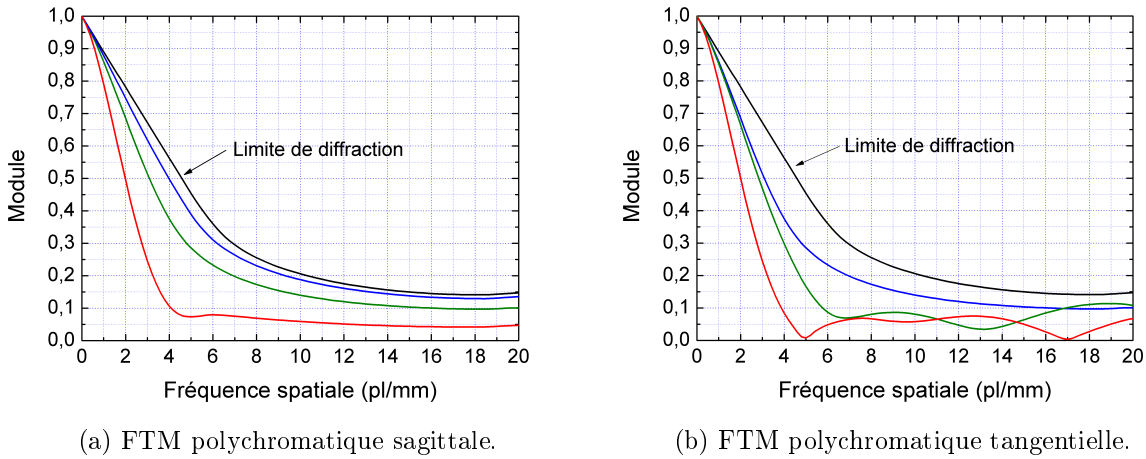


FIGURE 67 – Fonction de Transfert de Modulation (FTM) polychromatique dans le plan image de l'objectif Maksutov pour un champ objet de 0 mm (en bleu), 7,07 mm (en vert) et 10 mm (en rouge) de rayon. La limite de diffraction est indiquée en noir.

En analysant le "spot diagram" donné en figure 68, on constate qu'une partie de la résolution du système polychromatique proposé s'explique par un chromatisme de grandeur puisque, pour les trois longueurs d'onde traitées dans le calcul, les points images se séparent dans le champ. Ce chromatisme de grandeur est peu dommageable à la résolution finale du transport d'image, car d'après le principe de retour inverse, celui-ci devrait être corrigé par le second objectif Maksutov. Nous avons donc jugé cette configuration d'objectif satisfaisante. Il ne restait alors plus qu'à dimensionner le relai optique de 7 mètres de longueur à partir de cet objectif Maksutov et d'une lentille de champ à optimiser.

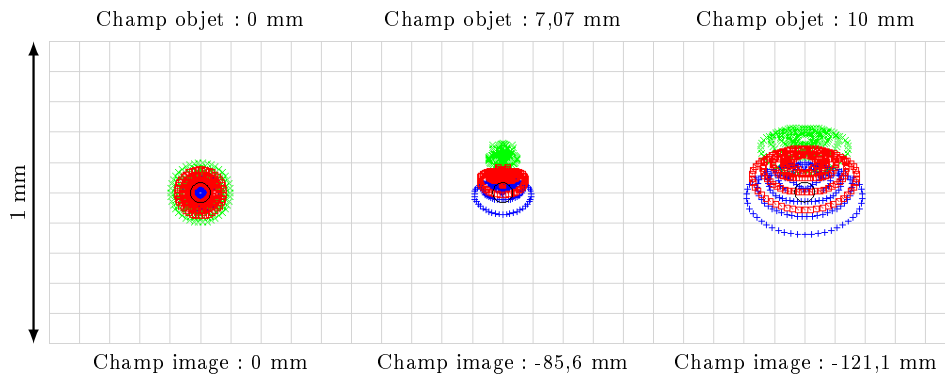


FIGURE 68 – Spot diagram du Maksutov optimisé sous ZEMAX pour un champ objet de 0 mm, 7,07 mm et 10 mm, pour les trois longueurs d'onde étudiées 550 nm (en bleu), 600 nm (en rouge) et 700 nm (en vert). On constatera la présence de chromatisme de champ introduit par les lentilles en verre de l'objectif.

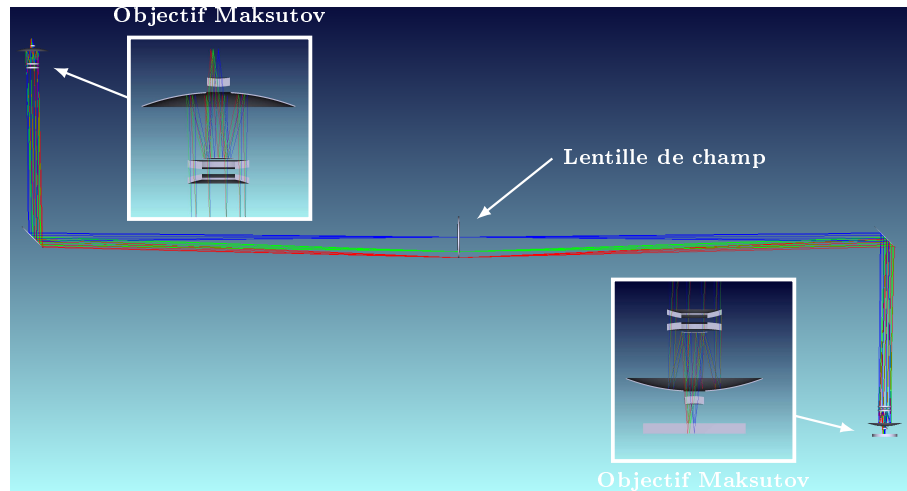


FIGURE 69 – Représentation du relai optique de 7 mètres à base d'objectifs Maksutov optimisés sous ZEMAX pour un champ objet de 0 mm (en bleu), 7,07 mm (en vert) et 10 mm (en rouge) de rayon

Cette seconde étape a également été effectuée au moyen du logiciel de tracé de rayon ZEMAX et nous avons représenté en figure 69 le relai optique final conçu. L'analyse du *spot diagram* (figure 70) a confirmé que le second objectif corrigeait effectivement le chromatisme de grandeur que nous avons observé pour l'objectif Cassegrain seul. La résolution du relai complet, déterminée à 50 % de la FTM donnée en figure 71, s'élève alors à  $20 \text{ pl.mm}^{-1}$  dans le plan tangentiel alors que celle-ci se dégrade à  $11 \text{ pl.mm}^{-1}$  dans le plan sagittal. Cette dégradation de la résolution spatiale est causée par l'aberration sphérique majoritaire dans le système proposé, comme le révèle l'histogramme des aberrations indiqué en figure 72.

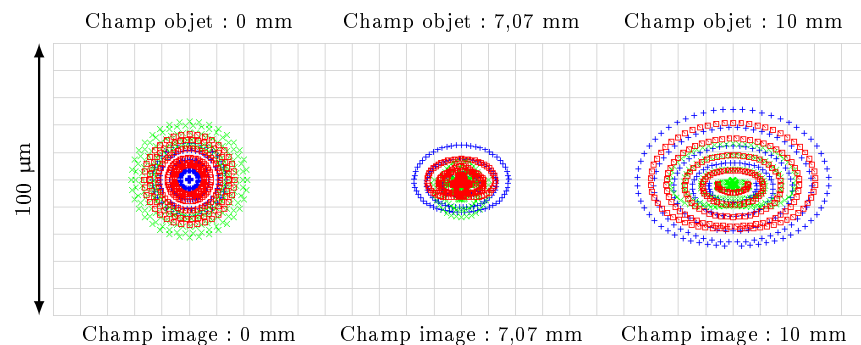


FIGURE 70 – *Spot diagram* du relai optique à objectifs Maksutov optimisé sous ZEMAX pour un champ objet de 0 mm, 7,07 mm et 10 mm pour les trois longueurs d'onde étudiées 550 nm (en bleu), 600 nm (en rouge) et 700 nm (en vert). Pour des raisons de symétrie, le chromatisme de grandeur a disparu.

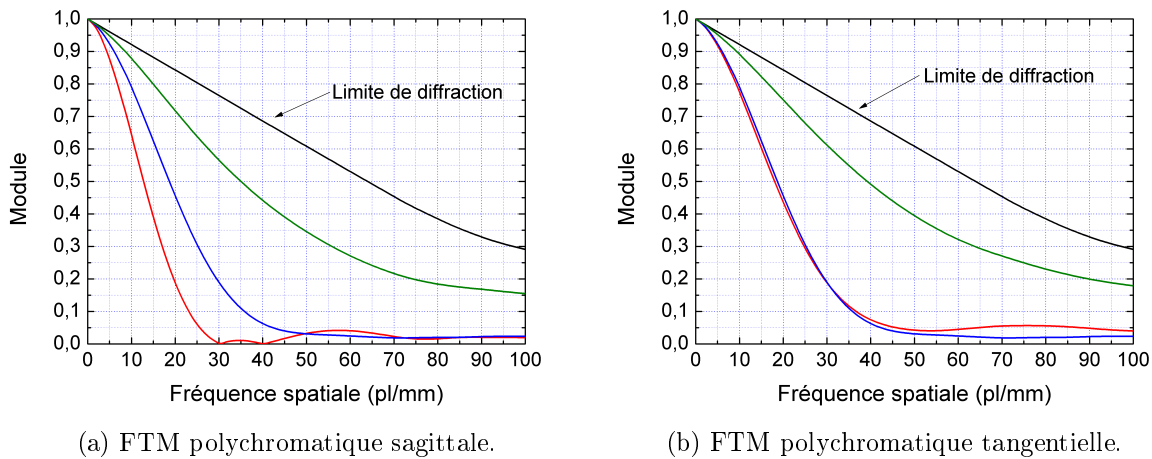


FIGURE 71 – Fonction de Transfert de Modulation (FTM) polychromatique du relai optique complet dans le plan image pour un champ objet de 0 mm (en bleu), 7,07 mm (en vert) et 10 mm (en rouge) de rayon. La limite de diffraction est indiquée en noir.

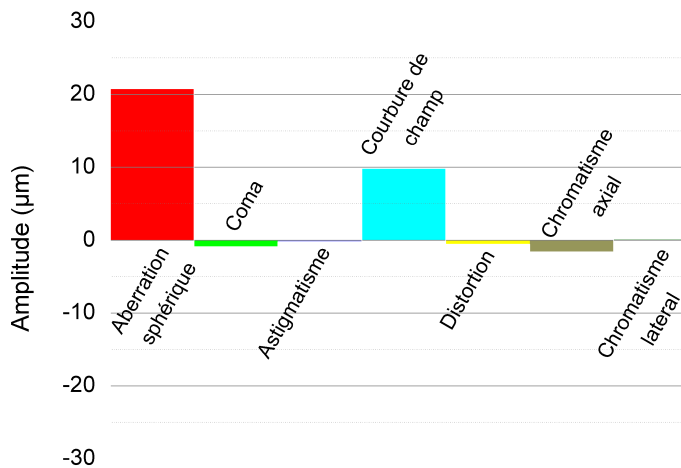


FIGURE 72 – Amplitude des aberrations du système catadioptrique conçu sous ZEMAX. L'aberration principale du système de 7 mètres de long est l'aberration sphérique qui dégrade fortement la résolution du système en bord de champ.

En conclusion, nous sommes parvenus à améliorer grandement la résolution du relai optique de 7 mètres de long en diminuant la résolution du système à  $45 \mu\text{m}$  sur un champ deux fois plus grand que ce qui avait été proposé auparavant [19]. Cependant, malgré nos efforts, cette résolution était toujours supérieure à notre objectif situé en dessous des  $10 \mu\text{m}$  de résolution spatiale. Or le schéma que nous avons proposé semblait atteindre les limites de ses possibilités. Nous avons donc dû revoir notre façon de concevoir un relai optique de plusieurs mètres de long en imaginant un transport d'image complètement dioptrique.

## 3.2 Conception d'un relai optique dioptrique durci

Pour concevoir ce système, nous sommes partis du principe que, comme la dose décline au fur et à mesure que l'on s'éloigne de la cible, le relai optique peut être conçu de manière dissymétrique. Nous avons considéré que la quantité de verre devait être minimisée au plus proche de la cible de DT, quitte à autoriser une masse de verre plus importante dans un objectif côté détecteur pour corriger au mieux les aberrations optiques. Cet objectif devait ainsi profiter de la décroissance de la dose du fait de l'éloignement au centre chambre et de la protection apportée par le blindage présent autour de l'analyseur optique. Les phénomènes de scintillation doivent donc être amoindris du fait de doses plus faibles.

L'intensité de la scintillation étant fortement corrélée à la composition chimique des verres, nous avons donc dans un premier temps identifié les verres vulnérables afin de les supprimer de toute architecture optique. Comme peu de données existent sur la scintillation des verres optiques en ambiance nucléaire pulsée, nous avons mené une étude sur les phénomènes de luminescence des verres couramment utilisés en conception optique.

### 3.2.1 Mesure de scintillation des verres sous irradiation

Parmi les candidats de verre susceptibles d'entrer dans la composition d'un relai optique, nous en avons retenu 15 qui correspondent aux plus couramment utilisés en conception optique, et qui décrivent la quasi totalité du diagramme d'Abbe (figure 73).

Ces échantillons ont été testés auprès de l'installation OMEGA lors des campagnes à hauts flux de neutrons : *Neutron Derby*. Pour reproduire les doses neutroniques et  $\gamma$  présentes lors des 100 premières nanosecondes d'une expérience de FCI sur une installation de classe mégajoule (figure 6), les échantillons ont été positionnés à 5 mètres du centre chambre.

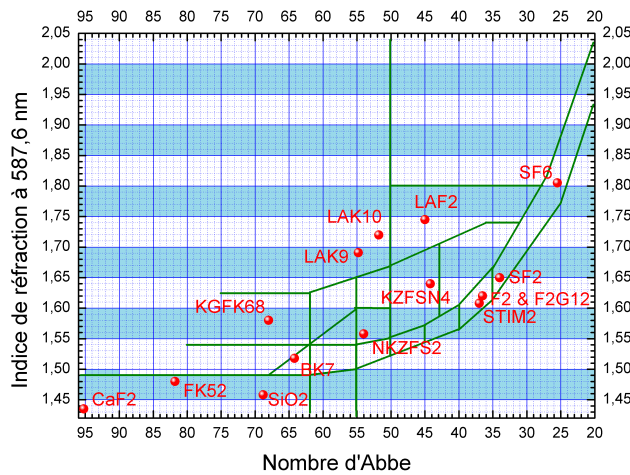


FIGURE 73 – Diagramme d'Abbe des différents échantillons de verre testés sous irradiation. Les séparations de couleur verte délimitent les familles des verres selon la classification du fondeur Schott.

L'évolution temporelle de l'énergie lumineuse générée par les différents échantillons lors du dépôt de la dose a été mesurée au moyen de photomultiplicateurs (PM). Ces mesures ont été corrélées à la mesure du débit de dose afin d'identifier des phénomènes de scintillation prompte, comme par exemple l'effet Cerenkov, ou des phénomènes de luminescence présentant de longues rémanences.

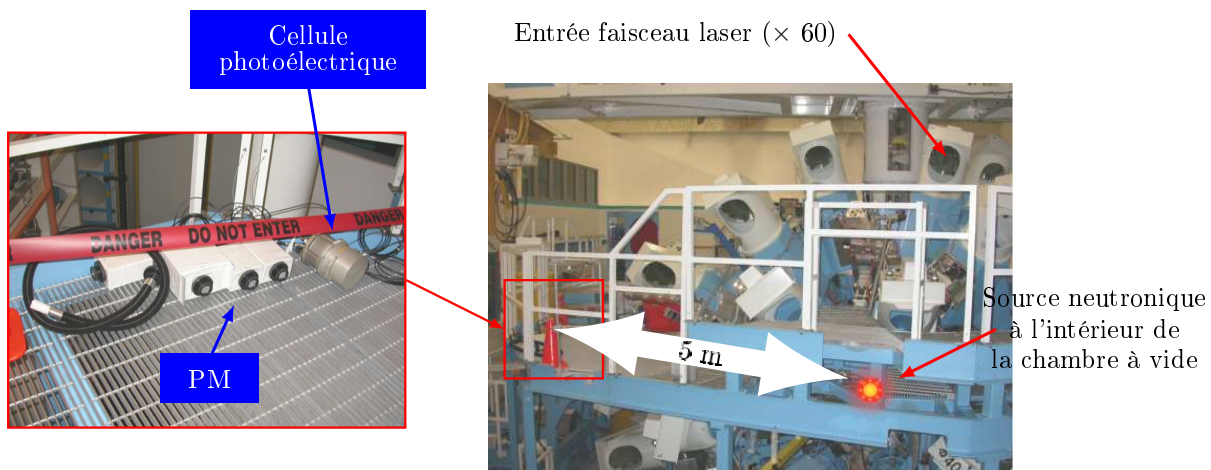


FIGURE 74 – Dispositif expérimental mis en place sur l'installation OMEGA pour la mesure d'intensité lumineuse induite par rayonnement nucléaire. Le centre chambre où sont focalisés les 60 faisceaux laser, dans lequel la source neutronique se crée lors de l'implosion, est stylisé par le spot rajouté sur l'image.

Afin de mesurer l'évolution du débit de dose au niveau de nos échantillons, nous avons utilisé une cellule photoélectrique rapide calibrée munie d'un bloc de scintillateur NE102, dont le temps de réponse global est de 2 ns (figure 74). Grâce à ce dispositif, nous avons pu établir que la quantité de lumière générée par un échantillon de verre était au premier ordre proportionnelle au volume de l'échantillon testé. Nous avons mis ce phénomène en évidence grâce à la mesure d'intensité lumineuse réalisée sur deux endoscopes à fibres de la société Schott de longueurs différentes : 1,2 et 2,2 mètres. En intégrant la mesure de puissance de lumière induite par irradiation, illustrée en figure 75, on constate que l'énergie lumineuse générée par l'endoscope de 1,2 mètres, qui s'élève à 25,5 nJ, est près de 1,7 fois plus faible que pour l'endoscope de 2,2 mètres qui, elle, s'élève à 44,3 nJ pour un volume 1,8 fois plus élevé.

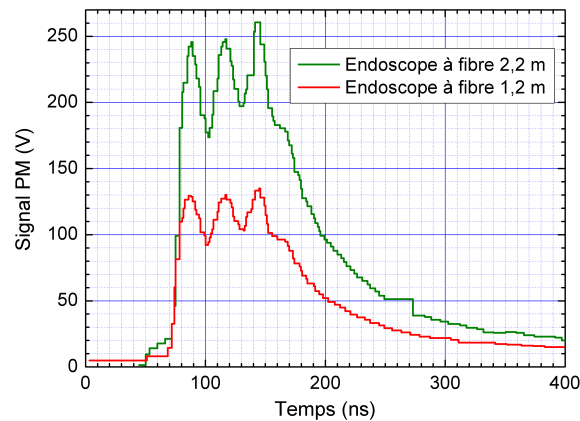
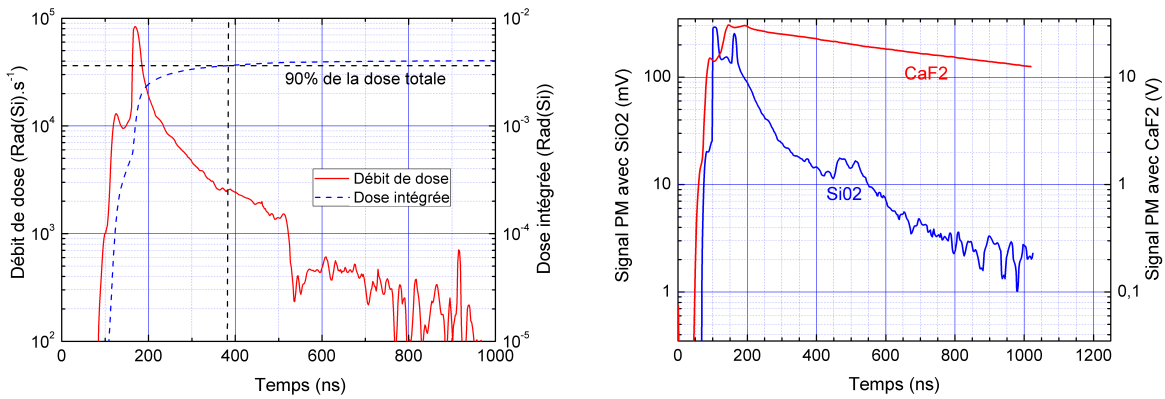


FIGURE 75 – Niveaux des signaux enregistrés pour le test de deux endoscopes de longueurs différentes exposés à un tir OMEGA de  $1,6 \cdot 10^{13}$  neutrons.

Nous avons pu aussi révéler le comportement d'un verre en particulier, le  $\text{CaF}_2$  ou fluorine, qui s'est distingué de l'ensemble des verres testés pour deux raisons. La première, c'est l'intensité lumineuse générée par ce verre qui est la plus élevée de toutes. En effet, comme l'indiquent les niveaux d'intensité illustrés en figure 76b, la fluorine génère près de 100 fois plus de lumière "parasite" que la silice pure. Deuxièmement, les processus mis en jeu lors de la scintillation du verre sont des phénomènes à décroissance lente. La fluorine semble par conséquent être un très mauvais candidat pour la conception d'un relai optique durci. Or, le  $\text{CaF}_2$ , qui présente une très forte dispersion (nombre d'Abbe élevé), est couramment utilisé pour la correction du chromatisme dans la conception de transport optique uniquement en verre. La réponse des détecteurs dépendant de la longueur d'onde, la donnée seule des mesures d'énergie n'était pas suffisante. Ces dernières devaient être couplées à des mesures de spectres.



(a) Débit de dose mesuré, tous rayonnements ionisants confondus, à 5 mètres du centre chambre OMEGA pour un tir à  $1.10^{13}$  neutrons. (b) Signaux des PM obtenus pour deux échantillons de verre positionnés à 5 mètres du centre chambre OMEGA pour le même tir à  $1.10^{13}$  neutrons.

FIGURE 76 – Dynamique temporelle observée sur la mesure de débit de dose et la génération de lumière parasite dans les verres lors des campagnes à hauts flux de neutrons sur l'installation OMEGA. Sur cette installation 90 % de la dose est délivrée en 370 ns à 5 m du centre chambre.

Les spectres absolus de la luminescence des verres ont été évalués sur l'installation ELSA. Le dispositif expérimental est schématisé en figure 77. Pour diminuer le bruit de l'ambiance radiative, le spectromètre équipé de sa caméra CCD est déporté hors du faisceau X d'ELSA. Un blindage en plomb permet de protéger le capteur de la caméra.

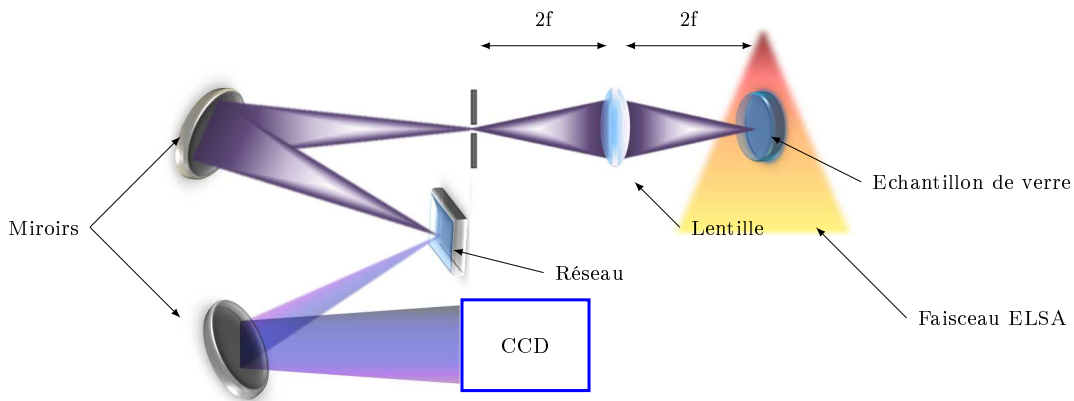
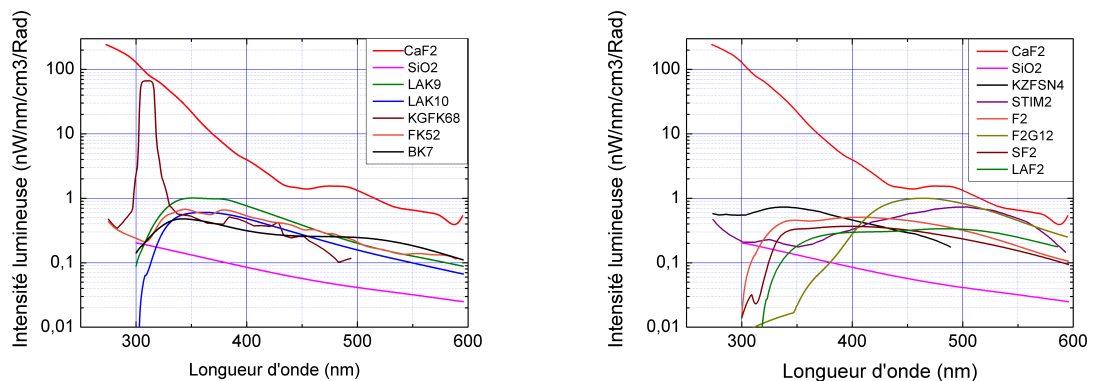


FIGURE 77 – Dispositif expérimental mis en place pour la mesure de spectrométrie de scintillation de verre sous rayonnement X d'énergie moyenne de 2 MeV et d'énergie maximale de 18 MeV.

Pour réaliser la mesure, nous avons imagé les échantillons de verre exposés au faisceau d'irradiation au moyen d'une lentille utilisée en configuration 2f-2f à l'entrée du spectromètre. Cette lentille était également positionnée en dehors du faisceau d'irradiation, afin que la mesure ne soit pas parasitée par la scintillation du verre de la lentille. L'ouverture de la lentille a été choisie de façon à s'assurer que celle-ci soit plus faible que celle du spectromètre pour garantir la collection intégrale du flux de lumière parasite générée par l'échantillon testé. Les mesures de spectres de scintillation étaient couplées à des mesures de dose de rayonnement X, réalisées au moyen de films photostimulables calibrés. La connaissance des conditions de mesures, couplée à la mesure de dose et à l'étalonnage du spectromètre réalisé au préalable, nous a permis de déterminer les spectres de scintillation présentés en figure 78.



(a) Spectres de scintillation de verre de type crown. (b) Spectres de scintillation de verre de type flint. Les verres CaF2 et SiO2 sont identifiés comme limite haute et basse respectivement. Les verres CaF2 et SiO2 sont également indiqués comme limite haute et basse respectivement.

FIGURE 78 – Spectres de scintillation de verres sous irradiation X à 2 MeV d'énergie moyenne. Les mesures sont normalisées à la dose et au volume de verre irradié.

L'analyse de ces spectres de scintillation confirme la forte propension du CaF2 à scintiller sous irradiation et dans des proportions non compatibles avec l'effet Cerenkov seul. Pour l'ensemble des verres testés, en dehors de la fluorine, nous constatons qu'il n'existe pas de forte disparité sur l'intensité des phénomènes d'émission induite par rayonnement ionisant.

En effet, ceux-ci se situent entre 1 et 10 fois l'intensité émise par la silice pure correspondant au niveau le plus bas que nous ayons pu observer à partir de 400 nm. La conception d'un relai optique devra donc prendre en compte cette faible disparité.

On pourra également relever que les verres couramment vendus dans le commerce comme radiotolérants ne le sont pas en termes de scintillation parasite. En effet, le F2G12, verre radiotolérant équivalent au F2, tend sensiblement vers un comportement proche du



CaF<sub>2</sub> pour les longueurs d'onde supérieures à 400 nm. Cela n'a rien d'étonnant puisque ces verres sont tolérants au rayonnement ionisant dans le sens où ils s'opacifient moins rapidement que les verres standards. Or, pour réduire cette opacification, les industriels dopent leurs verres au cérium, composé chimique connu pour ses propriétés scintillantes puisqu'il rentre dans la composition chimique de nombreux scintillateurs comme le Yag :Ce [77]. Nous avons donc décidé d'éviter l'utilisation des verres radiotolérants dans la conception du relai optique, d'autant que l'opacification n'est pas un effet prépondérant dans nos applications. On notera enfin que la chute de la scintillation des verres dans le domaine UV ne témoigne pas nécessairement de phénomène d'atténuation induite puisque ces chutes s'expliquent par la transmission optique naturelle des verres testés. De plus ce n'est pas dans cette gamme spectrale que sera utilisé notre transport optique.

### 3.2.2 Conception et réalisation d'un relai optique de 4 mètres

Comme nous l'avons dit précédemment, la conception du relai dioptrique repose sur le principe de la décroissance de la dose avec l'éloignement de la cible. Puisque nous n'avons pas identifié de verres particulièrement tolérants aux rayonnements ionisants, nous avons confirmé, par les études de scintillation parasite, la nécessité d'un relai asymétrique pour réduire au maximum la masse de verre au plus proche de la source de rayonnements.

Afin de pouvoir tester la vulnérabilité de ce relai sur l'accélérateur ELSA et sur l'installation laser OMEGA, nous avons limité l'encombrement du transport d'image à une longueur de 4 mètres.

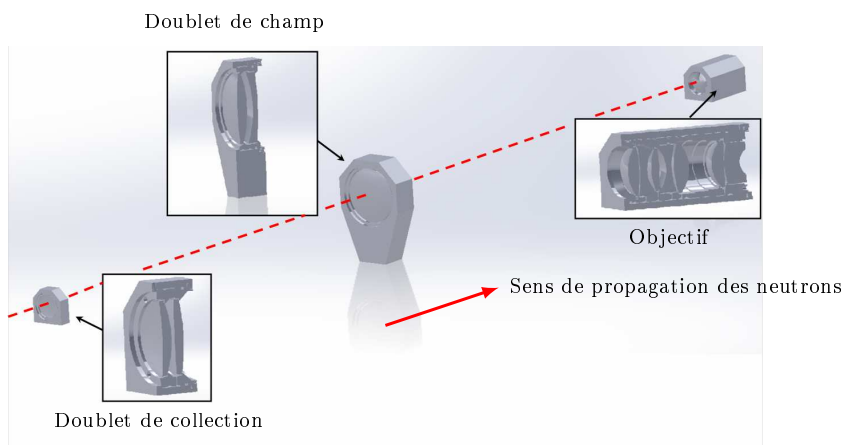


FIGURE 79 – Relai optique entièrement conçu en verre optimisé sous le logiciel de tracé de rayon ZEMAX.

Pour concevoir le relai optique, nous avons donc conçu un premier "objectif", consti-

tué initialement d'une lentille unique permettant d'ouvrir le plus possible (ouverture à F/3) le transport d'image pour optimiser le flux de lumière collectée. Cet objectif réalise l'image du cœur convertie dans le domaine visible par le scintillateur au niveau d'une lentille de champ. Enfin, un dernier objectif, de type Petzval, corrige l'ensemble des aberrations optiques du système proposé. Pour réduire la lumière parasite générée par le relai, dicté par notre choix de ne pas utiliser de verres radiotolérants, nous avons limité à de la silice pure la composition du premier objectif et de la lentille de champ. Nous avons toutefois toléré l'utilisation du BK7. Pour la conception du dernier objectif nous avons seulement interdit l'utilisation du CaF2 et du F2G12 que nous avons jugé trop vulnérables. Pour réduire les aberrations optiques à corriger par le dernier objectif, nous avons remplacé le premier objectif et la lentille de champ par des doublets. L'optimisation du relai a alors été réalisée de manière classique sur le logiciel de tracé de rayon ZEMAX par l'intermédiaire d'une fonction de mérite basée sur la réduction du *spot diagram*. Le relai optique ainsi conçu est illustré en figure 79. Ses performances optiques ont également été évaluées au moyen de la fonction de transfert de modulation polychromatique illustré en figure 80. Nous avons pu alors constater tout l'intérêt d'un relai optique entièrement en verre puisqu'il autorise une résolution de  $100 \text{ pl.mm}^{-1}$ , soit  $5 \text{ }\mu\text{m}$ , sur un champ de 20 mm. Compte tenu du grandissement de 9 du système optique à rayons X, cette résolution théorique, hors système d'imagerie X, ramenée dans le plan de la cible s'élève à  $0,56 \text{ }\mu\text{m}$ . Ainsi, la conception du relai le rend complètement "transparent" dans la résolution spatiale finale du diagnostic, contrairement au relai catadioptrique qui y contribue au moins pour moitié. Nous avons lancé la réalisation du prototype de relai optique sur ces bases afin de confirmer, d'une part les qualités optiques, et, d'autre part, de mesurer expérimentalement les perturbations engendrées par un environnement nucléaire. La caractérisation optique du relai s'est limitée à la mesure de résolution spatiale du transport d'image de 4 mètres dans le domaine visible. Pour réaliser cette mesure, nous avons utilisé une mire de résolution positionnée dans le plan objet du transport d'image réalisée. Un système de détection positionné dans le plan image nous a permis de visualiser les motifs de la mire jusqu'à  $50 \text{ pl.mm}^{-1}$  soit  $10 \text{ }\mu\text{m}$ .

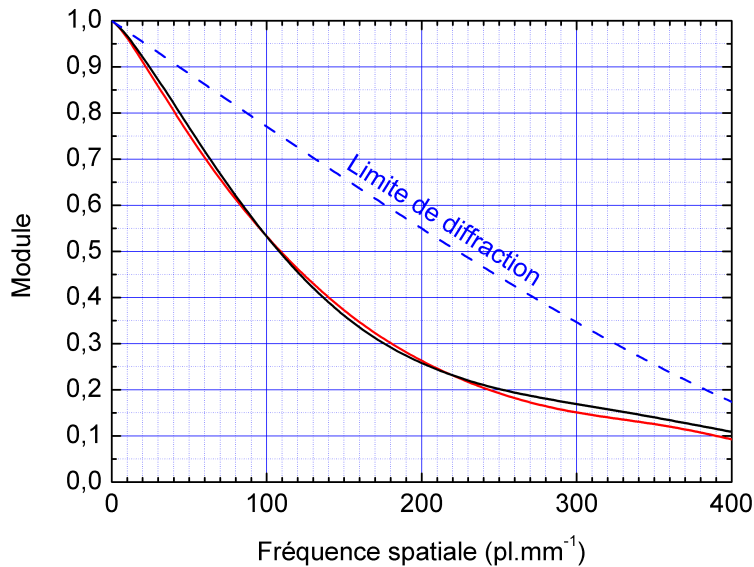


FIGURE 80 – Fonction de transfert de modulation polychromatique du relai optique entièrement en verre pour un point en bord de champ. La FTM est donnée dans le plan tangentiel (en rouge) et sagittal (en bleu). La limite de diffraction est également indiquée.

### 3.3 Test de transport d'image en milieu radiatif

Pour valider le transport précédemment décrit, nous avons réalisé une étude comparative afin d'identifier le meilleur compromis entre performance optique et résistance à l'agression nucléaire. Au cours de cette étude expérimentale, trois cas ont été traités dans les mêmes conditions de mesure :

- Le cas du relai dioptrique que nous avons conçu et réalisé.
- Le cas du relai catadioptrique dont les performances en termes de scintillation parasite ont déjà été démontrées [19].
- Enfin le cas d'un endoscope à fibres, dont l'emploi a notamment été envisagé sur les diagnostics durcis du NIF, et dont l'étude constitue un cas intéressant puisqu'il présente la quantité maximale de verre que peut présenter un relai optique. On doit donc s'attendre à ce que ce type de système constitue un majorant de la perte de dynamique induite par l'irradiation. On relèvera que l'étude de la scintillation parasite de l'endoscope a fait l'objet d'une collaboration CEA-NIF [78, 79] au cours de cette thèse.

Nous présentons ici cette étude comparative.

### 3.3.1 Protocole expérimental de mesure

Pour réaliser la mesure des pertes de dynamique induite par la scintillation parasite des transports d'images, nous avons établi le dispositif expérimental décrit par la suite et représenté en figure 81. Afin de garantir qu'une image visible était transportée par le relai sur plusieurs mètres, nous avons simulé l'ensemble du diagnostic d'imagerie depuis la source de lumière visible, le scintillateur, jusqu'à l'analyseur optique. L'analyseur optique était constitué :

- D'un amplificateur de luminance PHOTEK présentant une entrée à pavé de fibres optiques et une photocathode de type S20. L'écran de sortie est un écran lumino-phore de type Gadox également nommé P43. Son usage était nécessaire pour deux raisons. Premièrement, dans le cas d'un schéma de détection rapide, l'amplificateur joue le rôle d'obturateur optique rapide. Deuxièmement dans le cas où le signal parasite engendré par le relai optique est très faible l'amplificateur de luminance permet une amplification bien supérieure aux capacités d'une caméra CCD seule.
- D'une caméra CCD *back illuminated* fibrée et refroidie par air, dont la dynamique de codage s'étend sur 16 bits de 0 à 65535 LSB.

Le transport d'images à tester était alors inséré entre l'analyseur optique et le scintillateur, de sorte qu'une mire placée en sortie du scintillateur soit imagée sur le plan d'acquisition de l'analyseur optique. Cet ensemble est placé dans le hall d'expérience de l'installation Omega du LLE, à 5 mètres du centre chambre (figures 82a), ou dans celui de l'accélérateur ELSA (figure 83). Le scintillateur ne pouvant pas être excité par un terme source de rayonnement X, notamment sur OMEGA, nous avons excité ce dernier au moyen d'une LED pulsée, synchronisée avec l'émission neutronique, dont la longueur d'onde d'émission était de 340 nm. Un capotage optique protégeait enfin la chaîne de mesure de toute source de lumière parasite comme illustré en figure 82b. Enfin, nous avons fait en sorte que l'ensemble du diagnostic simulé soit synchronisé afin que toutes les perturbations induites par l'impulsion nucléaire des différentes installations soient intégrées par le système de mesure.

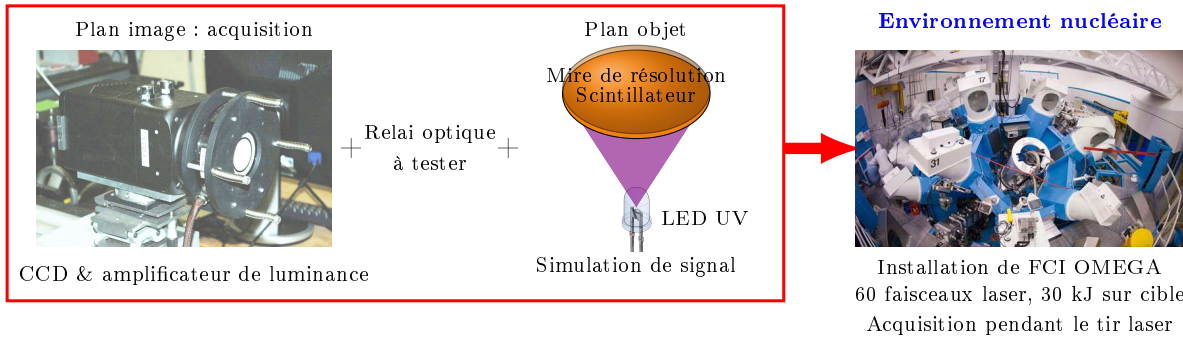
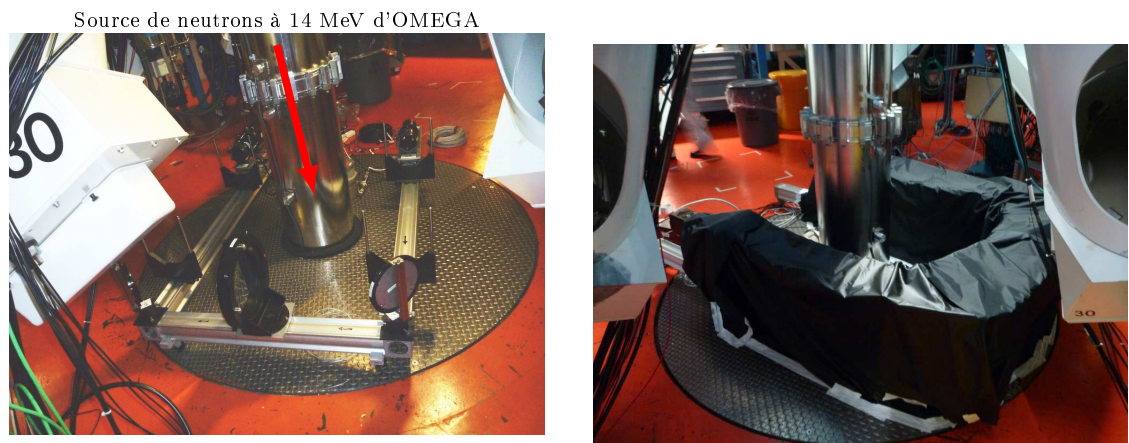


FIGURE 81 – Dispositif expérimental proposé pour la mesure de perte de induite par les relais optiques soumis au rayonnement ionisant de l'installation OMEGA. Le même système a été testé sur l'accélérateur ELSA.

Pour faciliter l'interprétation des données et discriminer la contribution de chacun des éléments dans le signal recueilli par la caméra CCD, nous avons placé tout au long du trajet optique des feuilles d'aluminium noirci faisant office de masque pour les photons visibles. Pour le cas de l'endoscope, nous avons défini 3 zones dans l'image finale : une première correspondant à la caméra CCD seule, une seconde à la CCD couplée à l'amplificateur de luminance et une troisième à la CCD couplée à l'amplificateur de luminance et au relai optique à tester. Pour l'étude des relais dioptriques et catadioptriques, une quatrième zone a été ajoutée aux trois précédentes. En effet, comme la lentille de champ est positionnée à proximité d'un plan d'imagerie dans ces relais, l'ajout d'un masque à cet emplacement permet de quantifier la proportion de perte de dynamique induite par chaque élément optique du transport d'image pris individuellement.

Lors d'un bombardement neutronique, les défauts permanents induits par l'environnement nucléaire au niveau du capteur CCD peuvent être responsables d'une hausse du courant d'obscurité sur la caméra. C'est la raison pour laquelle nous nous sommes assurés que l'élévation des niveaux observés n'était pas liée à ces défauts permanents. Pour cela, des images de noir étaient réalisées en absence de perturbations nucléaires avant et après chaque tir laser sur OMEGA et ELSA. Leur comparaison a ainsi permis de négliger la contribution des dommages permanents du capteur sur les phénomènes transitoires de perte de dynamique que nous souhaitons observer.



(a) Banc optique positionné à environ 5 mètres du centre chambre d'OMEGA.

(b) Capotage du banc optique au moyen de drap noir « laser » pour l'isoler de l'ambiance lumineuse parasite de l'installation (propagation des faisceaux laser libre sur OMEGA).

FIGURE 82 – Dispositif expérimental utilisé pour le test d'un relai catadioptrique de 4 mètres de long sur l'installation OMEGA lors de la campagne Neutron Derby.

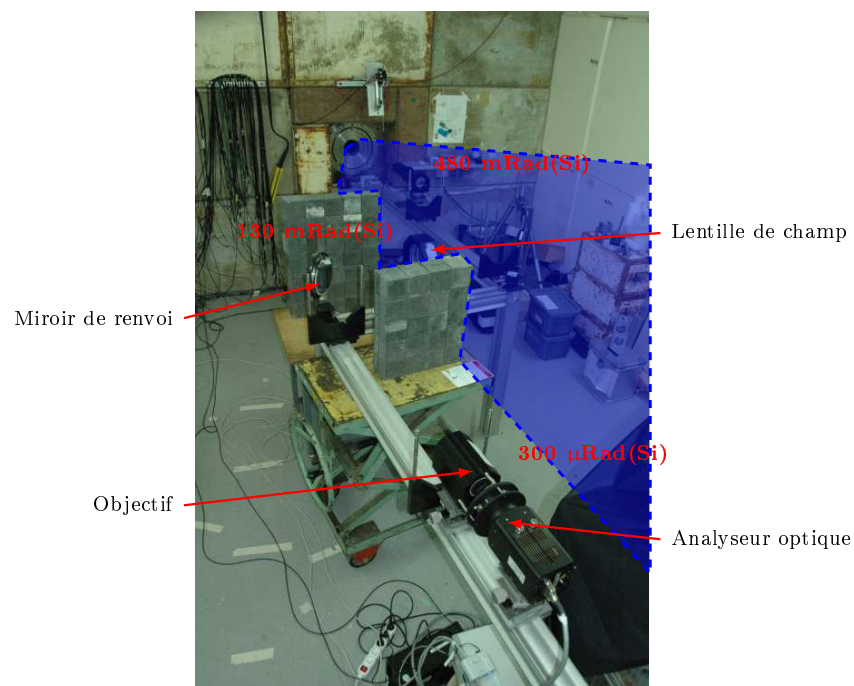
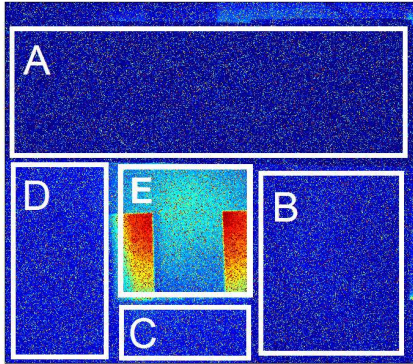
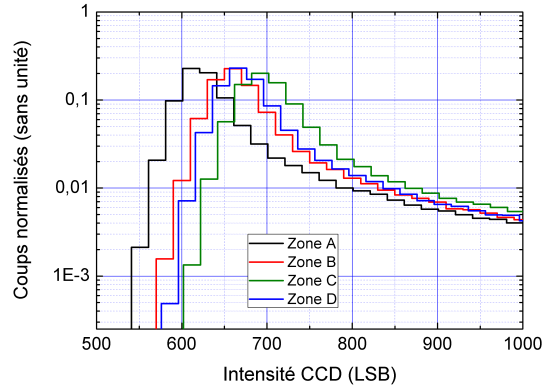


FIGURE 83 – Dispositif expérimental mis en place sur l'installation ELSA pour la mesure de perte de dynamique du prototype de relai optique tout verre de 4 mètres de long. Le faisceau ELSA est matérialisé en violet. La dose mesurée est indiquée en rouge au niveau des éléments optiques du transport d'image.

### 3.3.2 Résultats de mesures réalisées sur les installations OMEGA et ELSA



(a) Exemple d'image acquise lors de l'étude du relai catadioptrique sur l'accélérateur ELSA. Les différentes zones sont identifiables. La zone lumineuse au centre de l'image permet de vérifier l'alignement du relai.



(b) Histogrammes normalisés des différentes zones identifiées. On remarquera le décalage progressif des histogrammes vers les hautes valeurs d'intensité avec l'ajout progressif des éléments optiques, témoignant d'une perte de dynamique. L'offset de la caméra CCD n'est pas retranchée.

FIGURE 84 – Exemples de mesures réalisées sur un relai catadioptrique lors d'un tir ELSA menant à des effets visibles sur l'analyseur optique. Grâce aux masques positionnés aux interfaces optiques, différentes contributions peuvent être mesurées : la zone A correspond à la CCD seule, la zone B à la CCD et l'amplificateur de luminance, la zone C à l'analyseur optique couplé à tout le relai optique et la zone D à l'analyseur optique couplé au transport d'image limité à la lentille de champ. L'image de la zone E correspond à la mire de résolution permettant de contrôler l'alignement du banc optique.

Les mesures réalisées lors de nos différentes campagnes expérimentales, sur ELSA ou lors des *Neutron Derby* à OMEGA, ont montré des effets visibles de l'impulsion nucléaire sur le système de mesure. Des différences de niveaux d'éclairement, visibles en figure 84, sont clairement identifiables sur les différentes zones exposées.

Pour mesurer la perte de dynamique induite par la scintillation parasite, étudier le niveau moyen des différentes zones est insuffisant. En effet, la mesure du niveau moyen surestime nécessairement la perte de dynamique, car elle prend en compte les pixels « chauds » produits par le dépôt d'énergie d'une particule ionisante dans un pixel. Outre le fait que ces événements sont intrinsèques au capteur, il s'agit très souvent d'éléments localisés à quelques pixels, et doivent être traités comme un bruit de type "poivre et sel" et non comme une perte de dynamique qui est une perturbation de tous les pixels. Pour s'en convaincre, considérons le raisonnement suivant. Supposons qu'un capteur de 100 pixels

mesure sur tous ses pixels une élévation de 1 niveau du fait de la lumière parasite générée en amont de celui-ci, et qu'en même temps l'interaction directe de l'ambiance nucléaire génère 10 pixels chauds saturés à 65535. En prenant la moyenne, on évalue la perte de dynamique à 10 %, alors que le capteur n'a qu'une perte de dynamique très inférieure au pourcent. Pour mesurer la perte de dynamique, nous avons plutôt analysé les histogrammes normalisés des différentes zones, dont nous donnons un exemple en figure 84b. On constate alors, selon les zones considérées, un décalage progressif des distributions vers les niveaux élevés. C'est ce décalage que nous avons jugé représentatif de la perte de dynamique, et non la valeur moyenne. En le mesurant et en le normalisant à la dynamique accessible par le capteur, nous avons mesuré l'évolution de la perte de dynamique, causée par les différents éléments du "diagnostic" simulé, avec la dose produite par les installations ELSA et OMEGA.

Lors de nos campagnes expérimentales sur OMEGA, le nombre de neutrons de 14 MeV produits lors des expériences d'implosion en attaque directe était compris, en général, entre  $10^{12}$  et quelques  $10^{13}$  neutrons émis dans  $4\pi$ . A 5 mètres du centre chambre, nous avons donc une fluence neutrons de l'ordre de  $3.10^5$  à  $3.10^6$  n.cm<sup>2</sup>, ce qui est jusqu'à présent la source la plus proche des niveaux qui seront obtenus lors de la phase d'allumage sur le LMJ (environ  $10^{16}$  n/4  $\pi$ , soit  $3.10^9$  n.cm<sup>-2</sup> à 5 mètres). Pour l'installation ELSA, qui délivre uniquement une dose X multi-MeV, nous avons traduit la dose en fluence neutronique équivalente à une installation laser mégajoule à partir des données dosimétriques que nous avons présentées en bibliographie. Ainsi, l'ensemble des résultats de mesures indiqués en figure 85 est donné pour des fluences neutrons. Comme cela est indiqué, les conditions de mesures, notamment de gain, pouvaient être différentes d'un relai à un autre. C'est pourquoi, à partir de ces mesures et de l'étalonnage du gain de l'amplificateur de luminance réalisé au préalable, nous avons extrapolé la perte de dynamique de la caméra CCD, en absence de gain, induite par la scintillation parasite des relais optiques seuls.

Pour le cas particulier du relai dioptrique, comme son test a été réalisé uniquement sur l'installation ELSA, l'irradiation n'a pu être réalisée de manière homogène sur la lentille de champ et le premier objectif, comme en témoigne les mesures de dosimétrie présentées en figure 83. Grâce au masque positionné au niveau de la lentille de champ, nous avons évalué la part de chacun des éléments optiques dans la perte de dynamique mesurée. Nous avons ainsi déterminé que la perte de dynamique était liée à hauteur de 43 % à la lentille de champ, et à 57 % pour l'objectif le plus proche de la source de perturbation nucléaire. En résumé, l'évolution de la perte de dynamique induite par les différents relais optiques pour une irradiation homogène des éléments optiques est donné en figure 86 en fonction de la fluence.



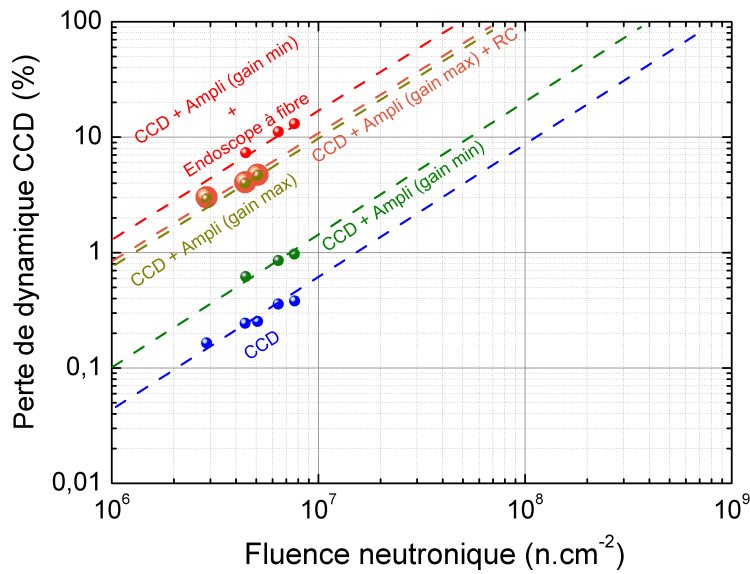


FIGURE 85 – Résultats des pertes de dynamique mesurées sur l'installation OMEGA lors de la campagne Neutron Derby 2012 et 2013 sur les relais optiques de type endoscope et de type catadioptrique (RC).

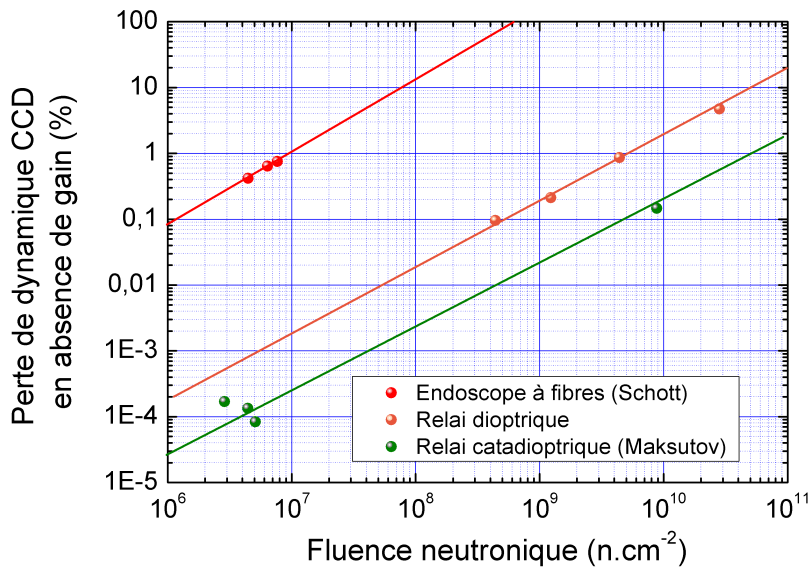


FIGURE 86 – Évolution de la perte de dynamique induite par une irradiation homogène de relais optiques en fonction de la fluence neutronique. Les mesures sont représentées par des points tandis que les extrapolations sont données par les lignes continues.

### 3.3.3 Extrapolation au cas du Laser Mégajoule

A partir de ces résultats, nous avons calculé le niveau de signal parasite induit par les relais au cas particulier du Laser Mégajoule, pour lequel le relai optique présente une longueur de 7 mètres pour atteindre la protection rapprochée.

Nous avons supposé que la quantité de verre était identique au cas des relais de 4 mètres pour les relais dioptriques et catadioptriques, alors que pour l'endoscope nous avons considéré que seuls 5 mètres de relai étaient exposés aux rayonnements ionisants, les 2 autres mètres restant étant protégés par le blindage de la protection rapprochée. La fluence étant quasiment identique sur toute la longueur du relai optique dans l'installation, nous avons décidé de donner une gamme de perte de dynamique correspondant à une irradiation homogène de l'endoscope dans le cas des fluences extrêmes rencontrées par celui-ci. Les emplacements des objectifs et de la lentille de champ des deux autres transports étant connus, nous avons donné pour ces deux cas les pertes de dynamique induites à partir des données locales de fluence. Nous avons de cette manière pu donner l'évolution de la perte de dynamique induite par les différents types de transport d'image en fonction du flux neutronique. Nous avons considéré différentes configurations de mesure. Dans le premier cas, toute la perturbation est enregistrée. Dans le second cas, seule la perturbation générée dans les 100 premières nanosecondes d'une expérience de FCI est intégrée. Enfin, dans le dernier cas, une filtration spectrale passe bande entre 400 - 750 nm est ajoutée à la détection dans les temps courts.

Dans les cas où la mesure est réalisée aux temps courts (inférieurs à la centaine de nanosecondes), la dose déposée dans les relais optiques est de l'ordre de 10 % de la dose totale délivrée lors du tir laser (Cf. partie II.1.1 en bibliographie). Par conséquent, cette méthode de mesure permet de faire chuter le niveau de signal parasite d'un facteur 10. Pour le cas où une filtration spectrale est ajoutée, nous avons calculé l'intensité du signal parasite en supposant que le spectre d'émission suit la loi de l'émission Cerenkov, compte tenu des mesures de scintillation présentées précédemment. L'ajout de cette filtration a un intérêt notable puisqu'elle permet de faire chuter l'intensité incidente sur le système de détection d'un facteur 2,85 supplémentaire.

L'évolution du signal parasite en fonction de l'intensité du flux neutronique a enfin été exprimée en photons par pixel CCD de  $20 \times 20 \mu\text{m}^2$  en supposant que le détecteur présente un rendement de 21 photons par LSB. Cette évolution, donnée en figure 87, nous permet de conclure quant au choix de la solution optique la plus adaptée. Ainsi, notre extrapolation au LMJ démontre la très grande vulnérabilité de l'endoscope à fibre puisque, en l'absence de système amplificateur couplé à un capteur de type CCD le niveau de saturation est atteint avec un éclairage de l'ordre de  $1.10^5 \text{ ph.pixel}^{-1}$ . Ainsi, pour un tir à  $10^{16}$  neutrons, toute la dynamique est occupée par le signal parasite généré par

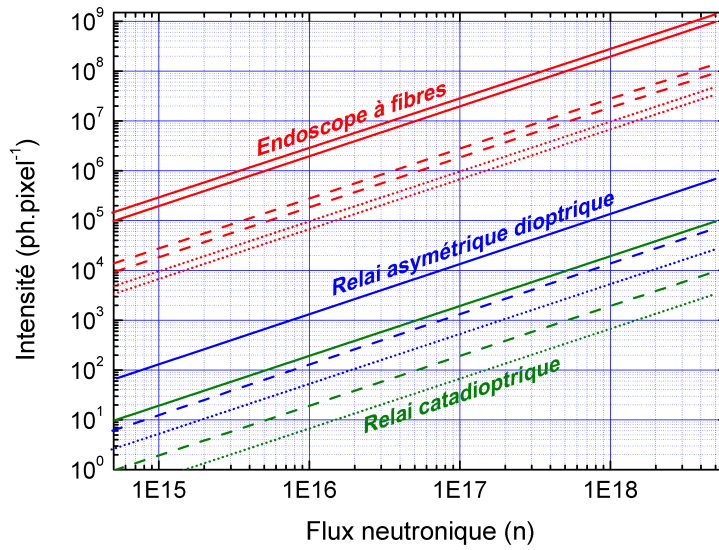


FIGURE 87 – Niveau de perturbations induit par les 3 types de relai optique, l’endoscope à fibre (en rouge), le relai dioptrique (en bleu), le relai catadioptrique (en vert), extrapolé au cas du LMJ pour un relai de 7 mètres de long. Différents cas de mesure sont illustrés, le cas où toute la perturbation est intégrée (trait plein), le cas où seule la perturbation générée dans les 100 premières nanosecondes est intégrée (pointillé), et le cas où une filtration spectrale passe bande 400 - 750 nm est ajoutée au cas précédent (pointillé dense).

l’endoscope. Cette limite sera réduite à des flux neutroniques plus bas dans le cas où un gain serait nécessaire pour réaliser l’image du cœur d’implosion. En revanche, comme cela avait déjà été démontré [19], le cas du relai catadioptrique est très intéressant puisqu’il présente le niveau de scintillation parasite le plus faible. Cependant une partie de ce faible niveau de signal parasite s’explique par la faible collection de flux intrinsèque aux objectifs à miroirs. Le relai catadioptrique est en effet ouvert à  $F/4$  et la présence d’une obturation centrale des objectifs de l’ordre de 30 % de l’ouverture réduit fortement la collection de lumière parasite. Enfin, le cas du relai dioptrique que nous avons dimensionné est également riche d’enseignement. En effet la perte de dynamique est 1200 fois plus faible que le cas de l’endoscope et à peine 8 fois plus élevé que le cas catadioptrique. Comme le relai dioptrique que nous avons conçu a une bien meilleure résolution spatiale que le transport catadioptrique, il constitue un très bon compromis entre les performances optiques et la robustesse à l’agression nucléaire d’une installation mégajoule.

### 3.4 Bilan

Nous avons conçu un relai optique permettant de transporter une image sur 4 mètres avec une résolution spatiale théorique de  $5 \mu\text{m}$ . Compte tenue du grandissement optique

du système d'imagerie X en amont du transport d'image, le relai optique contribue à hauteur de  $0,55 \mu\text{m}$  dans la résolution spatiale du diagnostic complet dans le plan de la cible de DT. Ce transport d'image a été testé en ambiance nucléaire et a démontré sa tolérance aux rayonnements ionisants, puisque la perte de dynamique induite par la scintillation parasite est à peine 8 fois supérieure au relai le moins scintillant et 1200 fois plus faible qu'un endoscope.

Le concept de relai constitue donc un excellent compromis entre résolution spatiale et faible génération de lumière parasite. Dans l'hypothèse où une version de 7 mètres est réalisable, il est donc possible, sans trop perdre de dynamique sur l'analyseur optique, de transporter une image depuis le SID jusqu'à la protection rapprochée. Il ne reste donc plus qu'à traiter la problématique de l'analyseur optique, et plus particulièrement celle du capteur d'imagerie. C'est l'objet du prochain chapitre.



## Chapitre 4

# Développement d'un schéma de détection capable de supprimer les perturbations transitoires des capteurs soumis à une ambiance nucléaire d'une installation de type mégajoule

---

Nous avons vu précédemment, qu'après un tir laser sur une cible DT, le capteur doit acquérir une image associée au plasma à étudier. Le cœur du plasma émet un rayonnement X qui se propage au travers d'un système optique X, du centre chambre vers un scintillateur situé à 11 mètres de la cible. L'image X du plasma est alors convertie en image visible, puis transportée à l'aide d'un relai optique vers une protection rapprochée où la détection est réalisée. A ce stade, le signal issu de la cible a été maximisé et la scintillation parasite du relai optique a été minimisée. Dans ce chapitre, nous nous intéressons au comportement des capteurs d'imagerie soumis à l'ambiance nucléaire du LMJ.

Les capteurs actifs, qui présentent des temps de pose longs, sont également perturbés par les neutrons de 14 MeV et les particules secondaires issues de l'interaction des neutrons de fusion avec le hall d'expérience. Ils créent un signal parasite qui est capturé avec le signal utile, ce qui peut dégrader drastiquement la qualité de l'image. Pour des tirs à très hauts flux, le capteur peut être complètement ébloui [80, 81]. Les diagnostics durcis, basés sur la différence de temps de vol des rayons X et des neutrons de 14 MeV, ne peuvent empêcher la génération de signaux parasites, même avec l'utilisation de capteurs passifs de type film photosensible. Le voile intrinsèque du film sera affecté par l'ambiance

radiative de l'installation mégajoule, mais à un degré moindre que les capteurs actifs de type CCD [80]. Il a été démontré que les films photosensibles étaient 30 fois moins sensibles à l'environnement nucléaire qu'une caméra CCD [80]. L'usage de tels films se fera cependant au détriment de la qualité d'imagerie, entre autre à cause de la trop grande dispersion de la réponse des films X aux conditions de leur développement qui oblige à l'acquisition de sensitogramme pour leur dépouillement. De plus, comme la résolution des films dépend de la taille du grain, cette dernière peut être moins bonne qu'un capteur CCD pour les films X les plus sensibles. Enfin, le dernier inconvénient de l'utilisation de films réside dans des opérations de récupération lourdes dans un milieu nucléaire. Cela induit notamment des contraintes en termes de sécurité du personnel, mais également de délai puisque, pour des tirs à très hauts flux, l'accès au hall d'expérience peut être interdit sur une durée de plusieurs jours. En revanche, la récupération d'image d'un capteur actif peut être réalisée dans des délais de l'ordre de quelques secondes après un tir laser et ce, quelque soit l'intensité du flux neutronique.

Le comportement aux radiations des capteurs d'imagerie CMOS, également appelés Active Pixel Sensors (APS), a été largement étudié car leur utilisation est fortement envisagée pour des applications spatiales [82, 83], militaires [84] ou des systèmes d'imagerie pour l'industrie nucléaire. De précédents résultats expérimentaux ont révélé le potentiel des capteurs CMOS pour leur utilisation dans des environnements nucléaires intenses [85].

Dans un premier temps, nous avons mis en place une méthode permettant de supprimer les charges dans ce type de capteur lors du passage de la dose. Puis nous avons développé un banc de test simulant un diagnostic plasma utilisant la méthode mise en place. Le banc a ensuite été exposé à une ambiance nucléaire caractéristique d'une installation laser de classe mégajoule. Ces différentes mises à l'épreuve du schéma de détection nous ont conduits à des résultats inattendus, ce qui nous a amené à l'émission d'hypothèses sur leur origine. L'une d'elles a en particulier été infirmée.

Les travaux présentés dans ce chapitre ont été réalisés en collaboration avec l'Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace (ISAE) et ont fait l'objet de plusieurs publications [86, 87].

## 4.1 **Élaboration d'une méthode de suppression de charges parasites sur les capteurs CMOS**

Les capteurs d'images communément utilisés dans les diagnostics plasma reposent sur la technologie CCD dont le schéma classique d'acquisition est donné en figure 88.

Comme nous l'avons évoqué en introduction, lors des premiers instants suivants un tir laser, l'image résultant de l'impulsion X, convertie en rayonnement visible, est perturbée par les charges générées dans les pixels. Or dans le schéma "standard" d'acquisition, le signal parasite est capturé simultanément avec le signal visible utile.

La technique dite de *Dump and Read*, développée dans les années 80 [88], vise à résoudre cette problématique en vidangeant ces charges parasites (*Dump*) avant d'acquérir le signal utile (*Read*). Cette méthode repose sur le transfert rapide, de l'ordre de la microseconde, des charges générées dans les photosites par le rayonnement ionisant parasite vers le registre de lecture, puis, une fois la trame intégralement vidée au bout de 300  $\mu\text{s}$ , une image utile est acquise. Cette technique nécessite dans notre cas un scintillateur à décroissance lente. Des développements spécifiques [89] ont permis d'améliorer la rapidité avec laquelle la caméra CCD lisait la matrice de pixels, réduisant le temps nécessaire à la suppression des charges parasites à 3  $\mu\text{s}$ . La réduction de cette durée de *Dump* permet en effet d'augmenter le rapport signal sur bruit en accroissant notamment l'intégration de signal utile.

En s'inspirant de ces travaux (figure 88), nous avons donc proposé une technique adaptée du mode *Dump and Read* des CCDs aux imageurs CMOS grâce à l'utilisation du mode *Global Reset*. L'objectif principal est de cumuler les avantages de la technologie CMOS sur celle des CCDs, comme une plus grande tolérance aux radiations et la possibilité de réduire davantage le temps nécessaire à l'élimination des charges parasites comme illustré en figure 88. La fonction de *Global Reset* que nous avons introduite dans l'architecture du capteur doit permettre un *Reset* synchrone et instantané de tous les pixels, sans passer par la lecture de la matrice de pixels nécessaire dans la méthode de *Dump and Read* pour supprimer les perturbations. Cela autorise par conséquent une phase *Dump* instantanée et un basculement en mode acquisition tout aussi rapide. Lors des expériences laser, nous avons choisi d'activer le *Reset* de tous les pixels plusieurs millisecondes avant le tir, afin de vider la matrice de toute charge. Puis, une fois l'impulsion de rayonnement ionisant dissipée, nous avons désactivé cette fonction pour commencer l'intégration du signal utile.



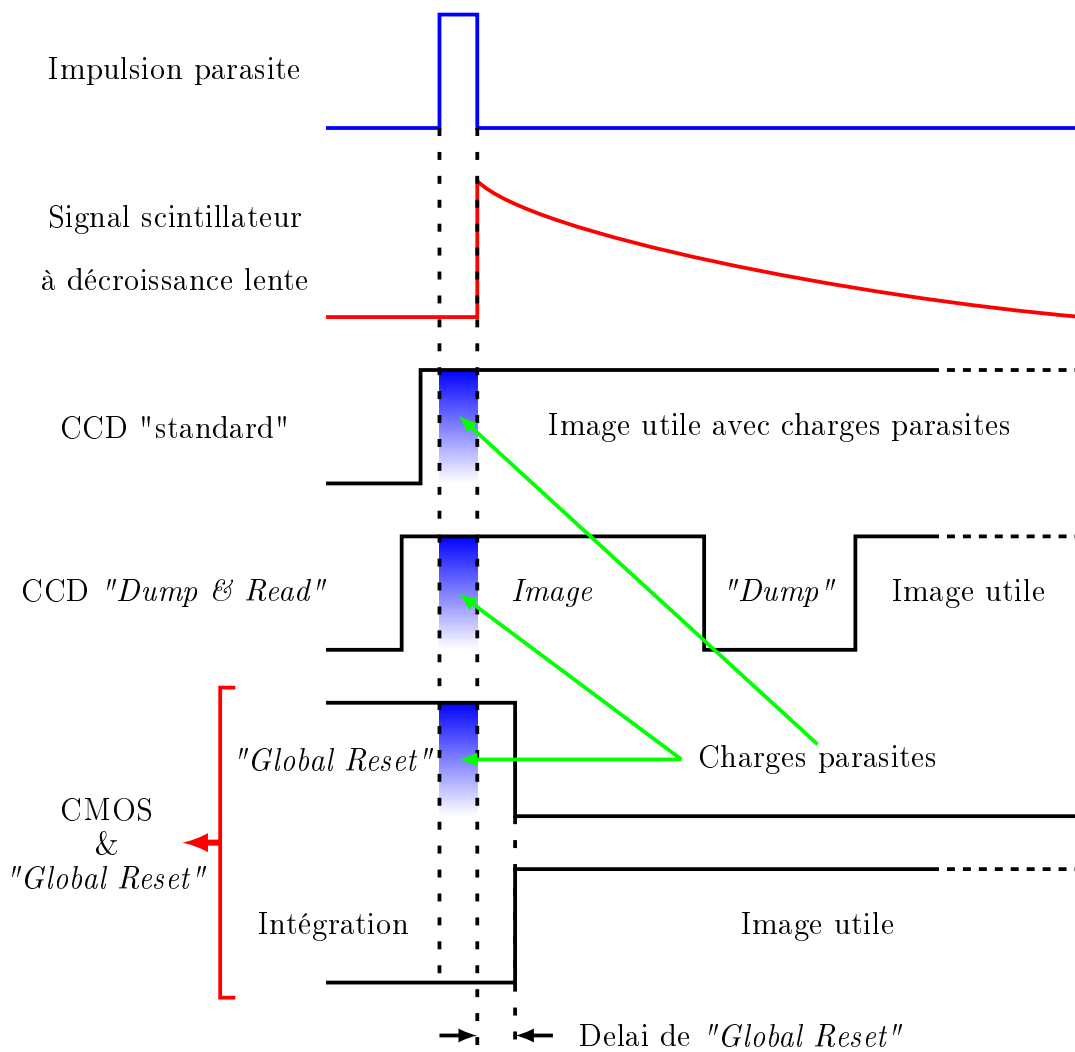


FIGURE 88 – Chronogramme d'acquisition d'une caméra CCD standard, d'une caméra CCD équipée de la fonction Dump and Read, et du schéma d'acquisition proposé avec un capteur CMOS équipé de la fonctionnalité Global Reset.

## 4.2 Premier test du mode *Global Reset* sur l'installation de FCI OMEGA

### 4.2.1 Dispositif expérimental mis en place pour le test du mode *Global Reset*

Un premier test du mode *Global Reset* a été réalisé dans une ambiance nucléaire représentative d'un laser de classe mégajoule grâce à l'installation laser OMEGA de l'université de Rochester. Pour cela, un banc de test spécifique, dont le principe est donné en figure 89, a été développé dans le but de simuler un diagnostic plasma. Son mode de fonctionnement permet de reproduire les séquences d'acquisition présentées dans la section précédente et plus spécifiquement le mode *Global Reset*. Un capteur d'image APS dédié, conçu selon la technologie CMOS de 0,18  $\mu\text{m}$ , a été optimisé pour les applications d'imagerie. Le capteur proprement dit est constitué d'une matrice de  $128 \times 128$  pixels de 10  $\mu\text{m}$  de côté, dont chacun d'eux comprend 3 transistors CMOS à effet de champ ainsi qu'une photodiode. L'électronique intégrée associée au capteur est, de plus, réduite aux seuls fonctionnalités nécessaires afin de réduire les événements singuliers (*Single Event Effects*) générés par l'ambiance nucléaire. Afin de prouver la pertinence de la méthode dite de *Global Reset*, le capteur lui-même, le circuit logique programmable (FPGA) nécessaire à la conduite de l'acquisition et l'électronique de conversion analogique-numérique ont été placés à l'intérieur du hall d'expérience à 5 m du centre chambre. Les signaux de sortie du convertisseur analogique-numérique ainsi, que les signaux de synchronisation nécessaires au fonctionnement du FPGA, sont acheminés au moyen d'une liaison fibrée de 30 m vers la zone d'instrumentation appelée "la Cave". Dans cette zone spécifique, où l'ambiance nucléaire de l'installation est peu significative, est positionné le PC d'acquisition. Comme le capteur APS est commandé par un FPGA, ce dernier a été choisi afin de garantir qu'aucune perte de configuration ne peut avoir lieu, soit pendant l'impulsion nucléaire, soit après cette dernière. De même, les fibres optiques utilisées pour la liaison télécom entre le hall d'expérience et la cave ont été sélectionnées pour leur immunité intrinsèque à l'impulsion neutronique, ainsi qu'à l'impulsion intense de rayonnement électromagnétique accompagnant le tir laser sur cible. En complément de l'utilisation de liaisons fibrées, l'immunité de l'électronique placée dans le hall d'expérience a été garantie au moyen d'une boîte blindée dédiée.

Étant donné que le banc de test du capteur CMOS est positionné à l'extérieur de la chambre d'expérience, une détection directe d'un signal utile X est impossible, car celui-ci est arrêté par les parois en aluminium de la chambre. En conséquence, le signal utile qui aurait dû être détecté par un diagnostic a été substitué par une impulsion UV générée

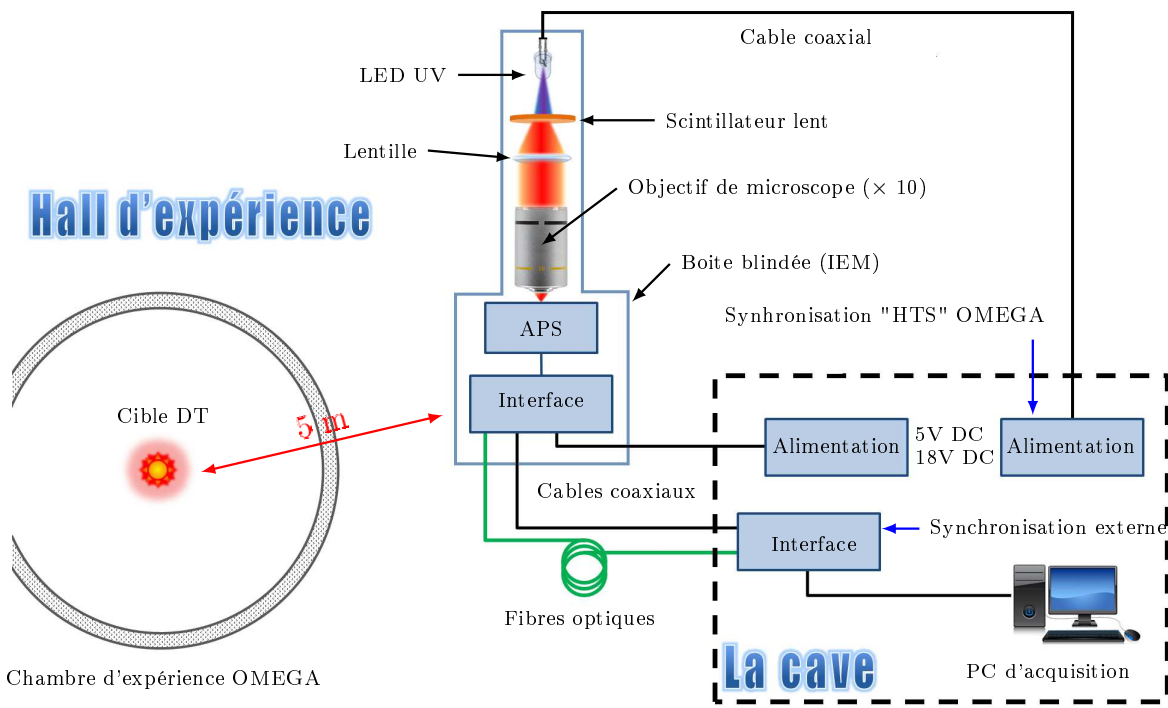


FIGURE 89 - Dispositif expérimental mis en place à OMEGA pour le test du mode Global Reset en ambiance nucléaire caractéristique d'une installation de FCI.

par une LED à 370 nm. Cette impulsion UV, synchronisée avec l'impulsion nucléaire de l'installation OMEGA, a alors été utilisée pour exciter un scintillateur à décroissance lente. Concernant le scintillateur utilisé, nous avons fait le choix de ne pas utiliser de scintillateur commercial, notamment pour les amplificateurs de luminance, mais de réaliser nos développements propres. Ce choix se justifie par la nécessité de démontrer l'intérêt de la matrice plastique utilisée dans la synthèse de scintillateur plastique pour étendre la plage temporelle des scintillateurs à des durées de l'ordre de la milliseconde.

En effet nous avons vu précédemment que le temps de déclin des scintillateurs proposés dépendait uniquement des fluorophores dispersés dans la matrice plastique. Or, la matrice plastique étant "a priori" chimiquement neutre, n'importe quel fluorophore peut être utilisé. Sachant que le complexe lanthanide de Tris(dibenzoylméthane)mono(1,10-phénantroline)europium(III) présente une transition énergétique à 610 nm dont la constante de temps [76] est de 470  $\mu\text{s}$ , c'est ce dernier que nous avons utilisé pour la synthèse d'un scintillateur lent plastique. Un échantillon présentant un taux d'intégration de 5 % en masse du complexe a ainsi été réalisé et utilisé.

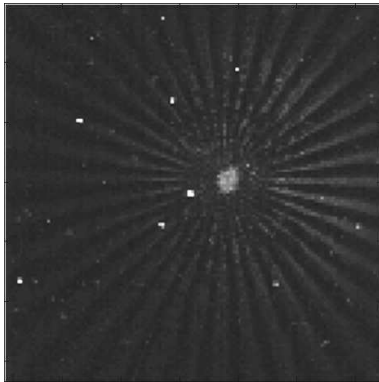
Afin de démontrer que la qualité d'imagerie n'est pas dégradée par l'utilisation du mode *Global Reset*, une mire de résolution a été positionnée en sortie du scintillateur lent, puis a été imagée sur le capteur CMOS. La principale difficulté rencontrée pour mener à bien cet objectif a été de réaliser l'image de cette mire sur un capteur de taille caractéristique millimétrique. C'est pour cette raison que nous avons opté pour un transport d'image réalisant un dégrandissement de la mire. Pour réaliser cette fonction, nous avons placé la mire de résolution au foyer d'une lentille utilisée pour l'occasion en configuration infini-foyer. Puis cette image « à l'infini » a été refocalisée sur le capteur au moyen d'un objectif de microscope de grossissement 10, de sorte que la taille de l'image de la mire est réduite de ce facteur 10.

## 4.2.2 Première mondiale d'utilisation du mode *Global Reset* sur une installation de Fusion par Confinement Inertiel

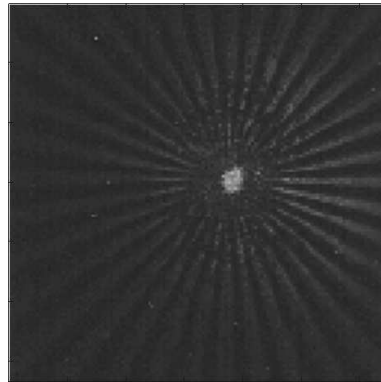
La vulnérabilité du nouveau schéma de détection a été évaluée lors de la campagne 2012 de collaboration CEA-LLE à hauts flux de neutrons (appelé "Neutron Derby") sur l'installation OMEGA.

Lors de cette campagne, le flux moyen de neutrons est de l'ordre de  $10^{13}$  neutrons par tir, ce qui correspond à une fluence moyenne de  $3.10^6 \text{ n.cm}^{-2}$  au niveau du capteur. Comme ces mesures ont été réalisées en parallèle des mesures de luminescence de verres, les données dosimétriques sont les suivantes : 90 % de la dose est générée dans les 370 premières nanosecondes de l'expérience, puis, après quelques dizaines de nanosecondes, le niveau de

radiation descend à un niveau non mesurable.



(a) Image d'une mire de résolution obtenue avec le chronogramme "classique" d'acquisition.



(b) Image d'une mire de résolution acquise avec une phase préliminaire de *Global Reset* d'une durée de 1  $\mu$ s.

FIGURE 90 – Exemple d'image obtenue à l'aide d'un scintillateur à décroissance lente et d'une mire de résolution pour le mode d'acquisition standard (a) et le mode *Global Reset* (b). Ces images ont été enregistrées lors de la campagne « Neutron Derby » 2012 sur OMEGA.

Les images acquises de la mire de résolution en utilisant le mode *Global Reset* et celles obtenues au moyen du chronogramme standard d'acquisition sont représentées en figure 90. On peut remarquer que la mire de résolution est clairement identifiable pour les deux schémas de mise en œuvre du capteur, démontrant que le mode *Global Reset* ne dégrade pas la qualité d'imagerie. On constate également que les perturbations transitoires, représentées par des pixels blancs répartis aléatoirement sur l'image, sont pratiquement toutes supprimées lorsque le mode *Global Reset* est activé.

Afin de réaliser une étude plus poussée de l'évolution de la perturbation transitoire, nous avons soustrait aux images acquises lors des tirs les images des mires obtenues en dehors des tirs laser. L'image résultante (figure 91) correspond donc uniquement aux perturbations transitoires du capteur. On remarque que, lorsque la fonction de *Global Reset* a été activée, beaucoup moins de pixels blancs sont présents. Cela confirme effectivement que le mode *Global Reset* supprime efficacement les perturbations transitoires induites par les rayonnements ionisants.

Une analyse de l'histogramme des images présentées en figure 91 montre que certaines perturbations sont toujours présentes, alors que le mode *Global Reset* était activé. Cette analyse, illustrée en figure 92, repose sur le fait que lorsqu'on soustrait deux images

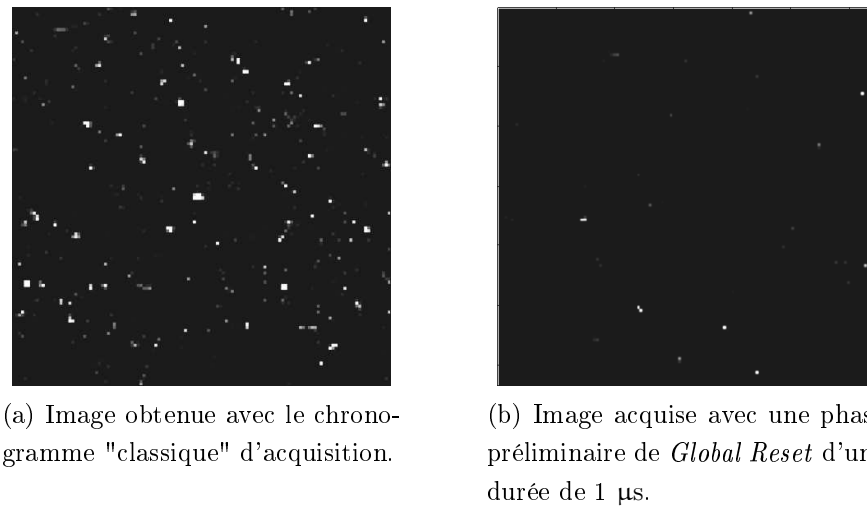
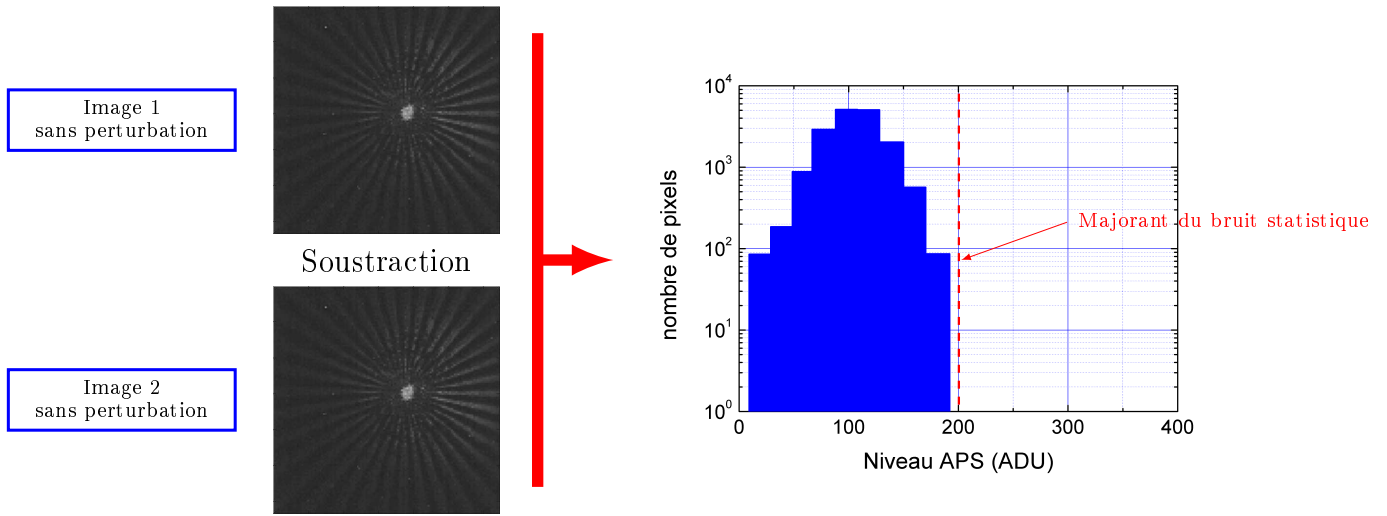


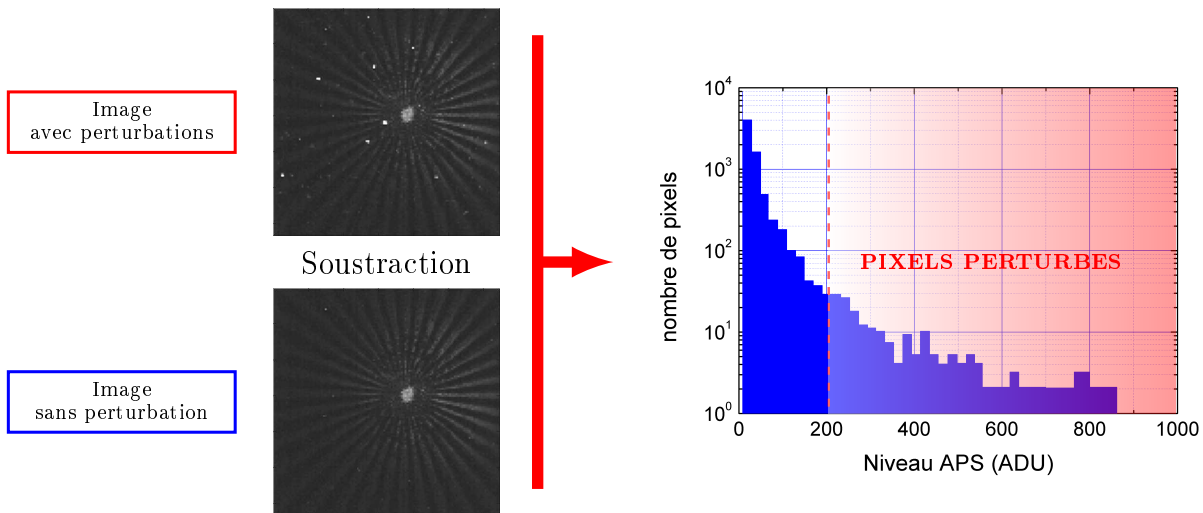
FIGURE 91 – Images obtenues par soustraction de la mire de résolution acquise en absence de perturbations nucléaires. Les pixels blancs témoignent des perturbations transitoires du capteur, les niveaux d'intensité étant identiques pour les deux exemples présentés.

successives acquises dans les mêmes conditions expérimentales, l'histogramme résultant est caractéristique d'un bruit statistique. Ainsi pour déterminer si un pixel est perturbé, il est nécessaire de connaître au préalable l'allure de cette distribution caractéristique du capteur. C'est pour cette raison que nous avons acquis deux images de mire en absence de perturbation que nous avons soustraites. Nous avons enfin tracé l'histogramme de la distribution résultante représentée en figure 92a. Nous avons alors constaté que la distribution présentait un majorant à 200 ADU, soit  $1,5 \text{ ke}^-$  collectés par le capteur. En appliquant cette même démarche à une image de mire perturbée par l'ambiance nucléaire, on constate que la distribution des pixels s'étale bien au delà des 200 ADU. Ainsi, tout pixel dont la valeur dépassait les 200 ADU était considéré comme un pixel perturbé par l'ambiance radiative ou pixel blanc comme indiqué en figure 92b.

Dans le but de comprendre l'origine de ces perturbations rémanentes, différentes durées de phases de *Global Reset* ont été mises en œuvre sur plusieurs tirs laser pour caractériser l'impact de ce facteur sur l'efficacité de la suppression de perturbations. Le flux neutronique n'étant pas constant, l'ensemble des résultats a été normalisé à un tir de  $10^{13}$  neutrons. L'évolution du nombre de pixels perturbés en fonction du délai imposé est représentée en figure 93. Le nombre de pixels dits "blancs", lorsque le capteur APS fonctionne dans le schéma standard d'une CCD, est également indiqué et sert de référence pour juger de l'intérêt de la méthode développée. On note qu'après un délai de  $0,9 \mu$ s, 70 % des pixels "blancs" parasites sont supprimés, ce qui démontre la remarquable efficacité du mode *Global Reset*.



(a) Protocole établie pour la quantification du bruit statistique du capteur CMOS caractérisé par son histogramme.



(b) Histogramme résultant de la soustraction d'une image acquise en présence d'impulsion nucléaire et d'une image acquise dans les mêmes conditions mais sans perturbation.

FIGURE 92 – Démarche pour la quantification du nombre de pixels perturbés par l'ambiance radiative. À partir d'images acquises en absence de perturbations nucléaires, on détermine un majorant du bruit statistique de la distribution de leur différence. On mesure alors la distribution de la différence d'une image perturbée et d'une image non perturbée : toute valeur d'intensité de de pixel supérieure au majorant préalablement établi est alors considérée comme caractéristique d'un pixel perturbé par l'environnement radiatif.

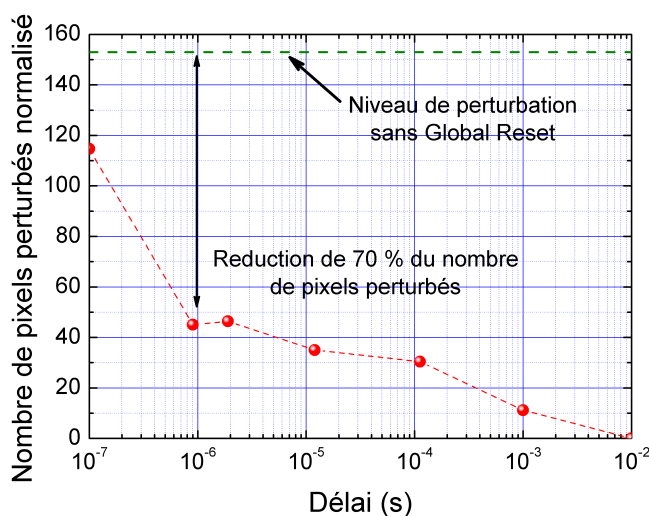


FIGURE 93 – Évolution du nombre de pixels perturbés normalisés à un tir à  $1.10^{13}$  neutrons en fonction du délai imposé au capteur avant le relâchement du Global Reset.

### 4.3 Mise en place d'un diagnostic d'imagerie X inséré sur OMEGA

Devant le succès du premier test de *Global Reset* en ambiance nucléaire intense de 2012, nous avons poussé plus loin la démonstration en concevant un diagnostic d'imagerie X simplifié inséré dans la chambre d'OMEGA. L'objectif de cette étape était double. Le premier consistait à enregistrer un signal utile X issu de l'implosion du microballon et de l'enregistrer par le capteur CMOS muni du mode *Global Reset* et d'un scintillateur lent. Le second consistait à démontrer l'intérêt du mode *Global Reset* à des fluences plus élevées. En effet, le capteur CMOS étant placé à une distance de 5 mètres du centre chambre dans la campagne précédente, les fluences accessibles sur l'installation étaient limitées au mieux à  $7,7.10^6$  n.cm<sup>-2</sup>. En rapprochant le capteur à une distance de l'ordre du mètre, il est possible de gagner un facteur 25 sur la fluence, cette dernière évoluant comme l'inverse de la distance au carré. Pour réaliser ces objectifs, nous avons conçu un diagnostic insérable dans un TIM (Ten Inch Manipulator) d'OMEGA. Le capteur CMOS utilisé ayant toujours une surface sensible de 1 mm<sup>2</sup>, le dispositif d'imagerie X devait être le plus tolérant possible notamment vis-à-vis des problèmes d'alignement. Pour cette raison, nous avons opté pour une matrice de sténopés en tungstène permettant de réaliser une multitude d'images de l'implosion de la cible sur une zone centimétrique. Comme sur l'installation OMEGA l'attaque directe produit des cœurs d'implosion d'une taille estimée à 50 μm environ, nous avons jugé qu'une résolution du système d'imagerie X de 50 μm était suffisante pour enregistrer un signal utile. Une matrice de tungstène d'une épaisseur



de  $50\ \mu\text{m}$  permettant d'atténuer le rayonnement X de 0,01 % à 10 keV, et présentant des trous de section carrée de  $50 \times 50\ \mu\text{m}^2$  a été utilisée. Elle était positionnée à une distance de 350 mm de la cible et le capteur était situé à une distance de 700 mm du centre chambre, de sorte que le diagnostic fonctionnait avec un grandissement unitaire et une résolution spatiale de  $50\ \mu\text{m}$ . Nous donnons en figure 94 un exemple d'image simulée attendue au niveau du scintillateur en supposant que ce dernier ne dégrade pas la résolution.

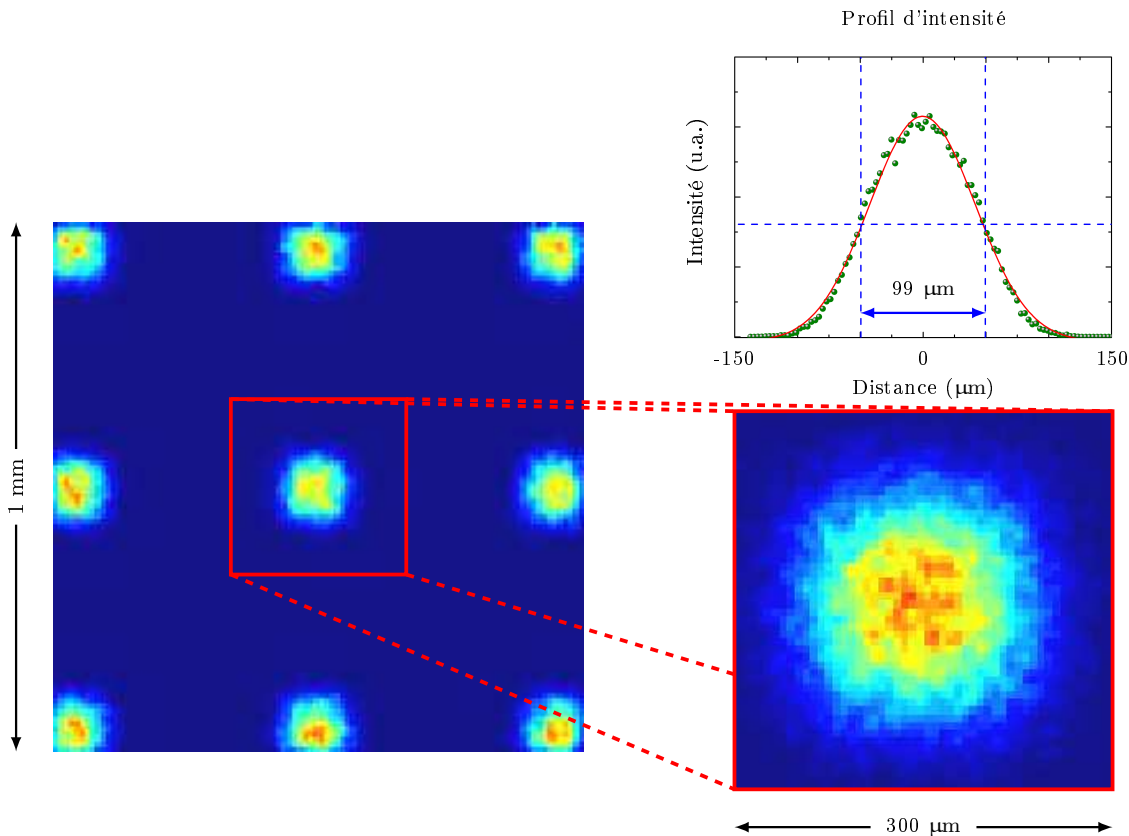


FIGURE 94 – Exemple d'images attendues, obtenues par tracé de rayons, sur un champ de 1 mm caractéristique du capteur CMOS en supposant que le cœur d'implosion est une gaussienne de largeur à mi-hauteur de  $50\ \mu\text{m}$  et que le scintillateur ne dégrade pas la résolution. La convolution de la source avec l'ouverture carrée du sténopé forme une image de géométrie gaussienne comme le montre le profil d'intensité d'une image dont la dimension caractéristique à mi-hauteur est de  $99\ \mu\text{m}$ .

Contrairement à la campagne précédente, le capteur CMOS présentait à sa surface un scintillateur lent commercial dont le temps de décroissance est de l'ordre de 1 ms : le P43. Il aurait été judicieux de déposer directement le scintillateur sur le capteur afin de ne pas trop dégrader la résolution finale du diagnostic. Cependant, cette méthode est très risquée puisqu'elle doit avoir lieu avant la réalisation des liaisons électriques en or du capteur, appelée *bonding*. En effet, le scintillateur ne doit absolument pas être déposé

sur les plots de contact électrique, ce qui serait dommageable au bon fonctionnement du capteur. Par ailleurs, le dépôt du scintillateur sur le capteur aurait nécessité une étude longue pour contrôler l'épaisseur du dépôt et pour protéger efficacement les plots. Devant le temps imparti pour réaliser le diagnostic, nous avons donc choisi de coller un film de scintillateur P43 sur le capteur, quitte à ce que la surface du scintillateur soit plus petite que le capteur afin de protéger les liaisons électriques. Nous verrons plus tard les conséquences de ce choix. Le circuit logique programmable nécessaire à la conduite de l'acquisition et l'électronique de conversion numérique-analogique, utilisés lors de la précédente campagne, ont été miniaturisés afin de pouvoir être insérés en TIM (figure 95). Afin de ne pas saturer le système de détection, nous avons également ajouté un système de filtration qui faisait aussi office de pare-éclats en amont de la matrice de sténopés. Pour dimensionner la filtration, nous avons supposé que l'émission de la cible était celle d'un corps noir dont la température est de 6 keV. À partir de l'efficacité de conversion X-visible du scintillateur et l'efficacité quantique du capteur, nous avons pu estimer la filtration nécessaire en prenant en compte l'atténuation des 500  $\mu\text{m}$  de verre présents devant le scintillateur pour protéger le capteur des pollutions extérieures.

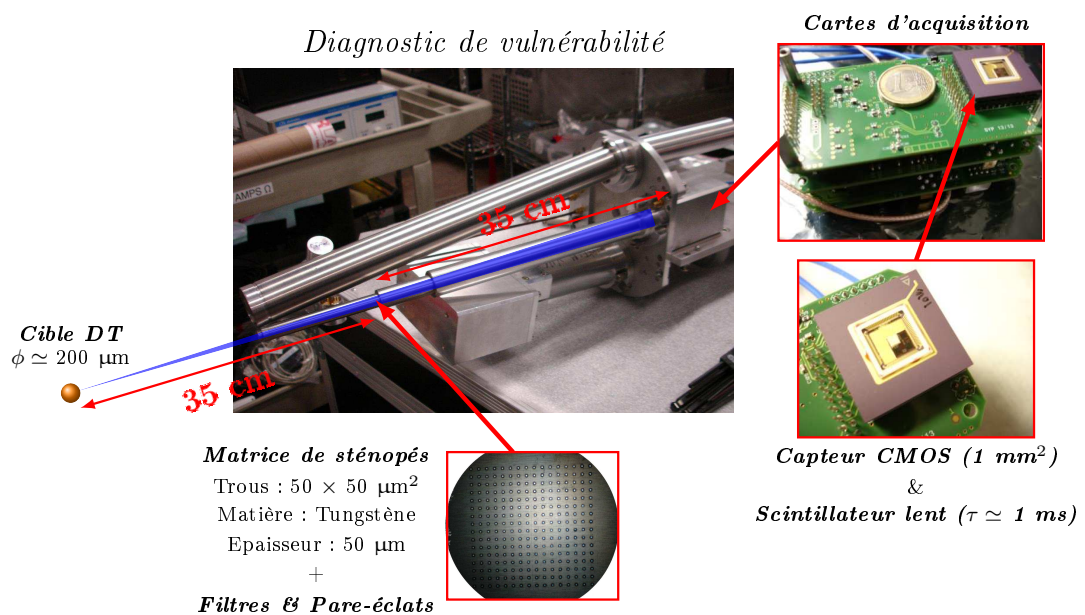


FIGURE 95 – Diagnostic de vulnérabilité : architecture du diagnostic d'imagerie X pour le test du mode Global Reset à hautes fluences neutroniques.

Les éléments optiques X, la matrice de sténopés, les filtres et les pare-éclats ont été positionnés à l'intérieur d'un tube structurant l'ensemble. Ce tube était fixé sur une équerre connectée au chariot du TIM. Le capteur et son électronique étaient quant à eux fixés à l'arrière du tube (figure 95). Avant la réalisation des tirs laser, le diagnostic a été installé dans le TIM 3 (figure 96) et a été aligné grâce à l'ajout d'une pointe de précision

pour l'alignement, présentée en figure 97a, insérée dans le tube muni de la matrice de sténopés. Le sommet de la pointe était repéré par ombroscopie (figure 97b). Elle était alors positionnée grâce au mouvement mécanique du TIM au centre de la chambre d'expérience. Cette pointe d'alignement a ensuite été retirée afin de laisser passer le rayonnement X issu du cœur d'implosion.



FIGURE 96 – Mise en place du diagnostic dans le TIM 3 de l'installation OMEGA.

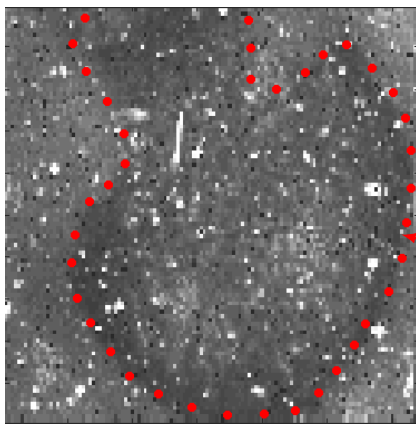


(a) Pointe de précision permettant l'alignement du diagnostic grâce au mouvement mécanique du TIM.

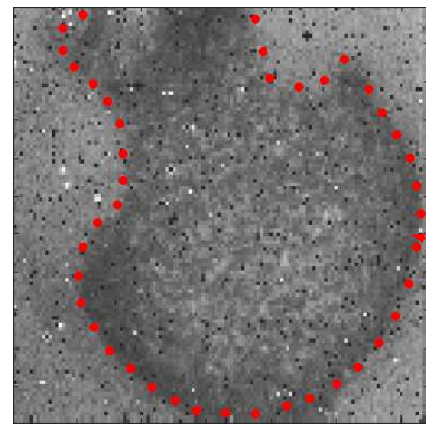


(b) Visualisation de la pointe d'alignement par ombroscopie lors de la phase d'alignement du diagnostic d'imagerie (écran de contrôle des systèmes d'alignement de cible au PC de tir d'OMEGA).

FIGURE 97 – Alignement du diagnostic d'imagerie par l'emploi d'une pointe de précision.



(a) Image obtenue pour une fluence de  $1,8 \cdot 10^7 \text{ n.cm}^{-2}$  lors du tir 69407 en intégrant toute la perturbation nucléaire. Dans ce cas le *Global Reset* est désactivé.



(b) Image obtenue pour une fluence de  $2,2 \cdot 10^7 \text{ n.cm}^{-2}$  lors du tir 69412 en relâchant la fonction de *Global Reset*  $1 \mu\text{s}$  après le *bang time*. L'essentiel de la perturbation est supprimée.

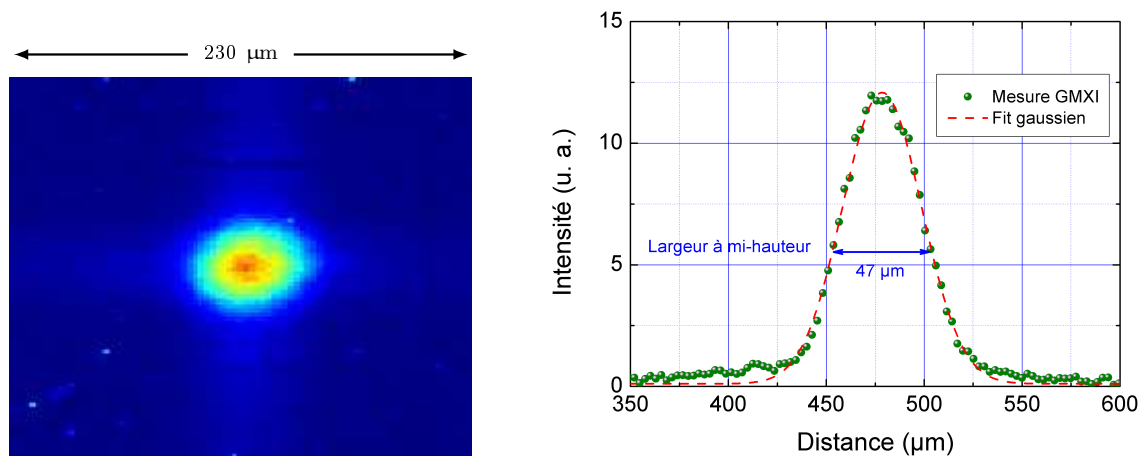
FIGURE 98 – Images enregistrées lors de tir laser sur l'installation OMEGA par le capteur CMOS dans différents modes de fonctionnement. La présence de l'image parasite, délimitée par les points rouges, de la colle du scintillateur indique que celui-ci scintille sous l'excitation X du cœur d'implosion.

Numéro de tir	Flux neutron	Fluence neutron sur le capteur n.cm <sup>-2</sup>
69383	1,77.10 <sup>13</sup>	2,9.10 <sup>8</sup>
69385	1,76.10 <sup>13</sup>	2,9.10 <sup>8</sup>
69389	2,50.10 <sup>13</sup>	4,1.10 <sup>8</sup>
69393	1,80.10 <sup>13</sup>	2,9.10 <sup>8</sup>
39396	2,60.10 <sup>13</sup>	4,2.10 <sup>8</sup>
39397	2,12.10 <sup>13</sup>	3,4.10 <sup>8</sup>
39400	2,30.10 <sup>13</sup>	3,7.10 <sup>8</sup>
69404	2,00.10 <sup>13</sup>	3,3.10 <sup>8</sup>
69405	5,50.10 <sup>12</sup>	8,9.10 <sup>7</sup>
<b>69407</b>	<b>1,30.10<sup>12</sup></b>	<b>2,1.10<sup>7</sup></b>
69408	1,30.10 <sup>13</sup>	2,1.10 <sup>8</sup>
<b>69411</b>	<b>2,40.10<sup>11</sup></b>	<b>3,9.10<sup>6</sup></b>
<b>69412</b>	<b>1,55.10<sup>12</sup></b>	<b>2,5.10<sup>7</sup></b>

TABLE 4 – Liste des tirs laser effectués par l'installation OMEGA lors de la campagne "Neutron Derby" 2013. Les tirs ayant donné des résultats sont indiqués en bleu.

Lors de la campagne expérimentale de 2013, seules quelques images ont pu être enregistrées lors de tirs délivrant des fluences limitées à  $2,5.10^7$  n.cm<sup>-2</sup> comme indiqué dans le tableau 4. Pour les fluences supérieures, il n'a pas été possible d'obtenir des images car l'électronique a attribué aux pixels une valeur non physique de 0 ADU. Cela témoignait d'un effet singulier transitoire généré par l'ambiance de l'installation. Comme une partie des composants électroniques n'a pas été sélectionnée pour sa résistance à une agression nucléaire, nous supposons qu'il s'agit soit d'un impact de particule sur une région sensible de l'électronique, soit d'un effet de l'impulsion électromagnétique engendrée par le tir laser et ce malgré le blindage EMP que nous avons mis en place. Cela ne remet pas en cause la validité du schéma de détection, puisque la mise à 0 de tous les pixels relève d'une erreur de codage et non de fonctionnement du capteur. Quoiqu'il en soit, pour des fluences inférieures à  $2,5.10^7$  n.cm<sup>-2</sup>, nous avons pu obtenir des images en intégrant complètement la perturbation nucléaire (figure 98a) ou en réalisant une phase de *Global Reset* de 1  $\mu$ s avant la phase d'acquisition (figure 98b). Dans les deux cas nous pouvons clairement distinguer un motif de géométrie globalement circulaire. Compte tenu de la taille de ce motif de l'ordre de celle du capteur de 1 mm<sup>2</sup>, il ne peut pas s'agir de l'image du cœur d'implosion de la cible de DT puisqu'elle a une dimension caractéristique voisine de 50  $\mu$ m que nous avons pu déterminer grâce au diagnostic GMXI [90] de l'installation, comme en témoigne l'image de cœur d'implosion réalisée pour l'un des tirs enregistrés donné en figure 99. Ce

motif était en réalité déjà visible en éclairant intensément le capteur en lumière visible.



(a) Image de cœur d'implosion entre 4,5 et 8 keV acquise par le diagnostic GMXI sur OMEGA lors du tir 69407.

(b) Profil d'intensité du cœur d'implosion déconvolué du grandissement du diagnostic. La largeur à mi-hauteur est évaluée à 47 µm.

FIGURE 99 – Caractéristiques du cœur d'implosion enregistré par le diagnostic GMXI lors du tir 69407 délivrant  $1,3 \cdot 10^{12}$  neutrons.

Il s'agit en réalité du bord du point de colle déposé entre le capteur et le scintillateur permettant d'assurer l'adhérence du P43 au détecteur APS. L'épaisseur de colle étant suffisante pour guider la lumière en éclairage visible, il est en effet possible d'imager la limite du point de colle. L'empreinte de ce point de colle témoigne en revanche de la réponse du scintillateur P43 à un signal X utile, puisque la filtration en amont de la matrice de sténopés ne permet pas le passage de lumière parasite visible.

On peut alors s'interroger sur l'absence d'une série d'images correspondant à la convolution du cœur d'implosion et de l'ouverture des sténopés de géométrie carrée que nous aurions dû a priori observer. Cette absence d'image peut s'expliquer par le défaut de plaquage du scintillateur sur le capteur. En effet, le P43 se présentant sous la forme d'un agrégat de poudre, nous avons ajouté une épaisseur de colle époxy afin d'éviter la dispersion des grains lors du collage du scintillateur sur la surface du détecteur qui aurait pu endommager les pixels. Cette couche a ensuite été polie afin d'avoir une surface plane adaptable au capteur mais demeurait malgré tout épaisse puisque nous avons évalué son épaisseur à la loupe binoculaire entre 50 et 100 µm. À cette épaisseur il faut rajouter celle, inconnue, du point de colle permettant de "plaquer" le scintillateur au détecteur.

Pour rendre compte de l'impact de ce défaut de plaquage sur la qualité d'imagerie, nous avons réalisé une simulation, illustrée en figure 100, au moyen d'un logiciel de tracé

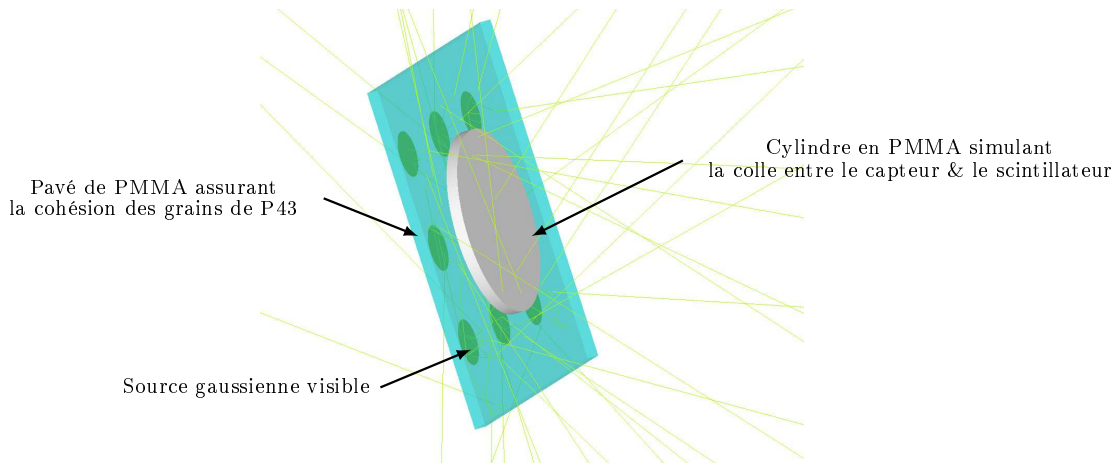


FIGURE 100 – Géométrie mise en place sous APILUX pour évaluer la dégradation de la qualité d'imagerie sur le capteur CMOS causée par le défaut de plaquage du scintillateur.

de rayons, APILUX<sup>1</sup>, employé dans les applications de photométrie. Pour réaliser cette simulation, nous avons assimilé l'épaisseur de colle à deux plaques épaisses de plastique de type PMMA. La première est de section carrée et simule la colle assurant la cohésion des grains de scintillateur. Elle présente les facettes parallèles au plan de détection légèrement diffusantes, pour prendre en compte le polissage de la couche de colle et la diffusion des grains de P43. Sur une de ses faces, nous avons introduit une série de sources surfaciques carrées et isotropes simulant les images X formées par la matrice de sténopés et converties en lumière visible par les grains de scintillateur. La seconde, assurant le maintien du scintillateur sur le capteur, a quant à elle été assimilée à un cylindre dont la section était inférieure à la surface de détection. Les différentes images obtenues pour différentes épaisseur de colle sont présentées en figure 101. Elles démontrent que le défaut de plaquage tend à homogénéiser l'éclairement de la surface de détection, tout en révélant le motif de la colle, ce qui explique l'absence d'image lors de notre campagne de mesures.

Cette absence d'image ne doit toutefois pas faire oublier que le P43 scintille à un signal utile X, et surtout que, pour le tir 69412, nous avons réussi à réduire fortement les perturbations transitoires (figure 98b). Nous avons donc démontré la viabilité du schéma de détection proposé grâce à l'acquisition d'un signal utile X et la suppression de perturbations transitoires sur le capteur CMOS, à une fluence presque 3 fois plus élevée que ce qui avait été atteint lors de la campagne expérimentale 2012. Pour des fluences limitées à  $5 \cdot 10^7 \text{ n.cm}^{-2}$ , les outils informatiques permettent de traiter les perturbations transitoires engendrées par l'ambiance nucléaire. Nous avons montré qu'il était possible, pour des fluences du même ordre de grandeur, de les supprimer sans perte d'information ni

1. APILUX est un logiciel dédié à l'étude quantitative des performances photométriques des systèmes optiques développé et commercialisé par la société O++.

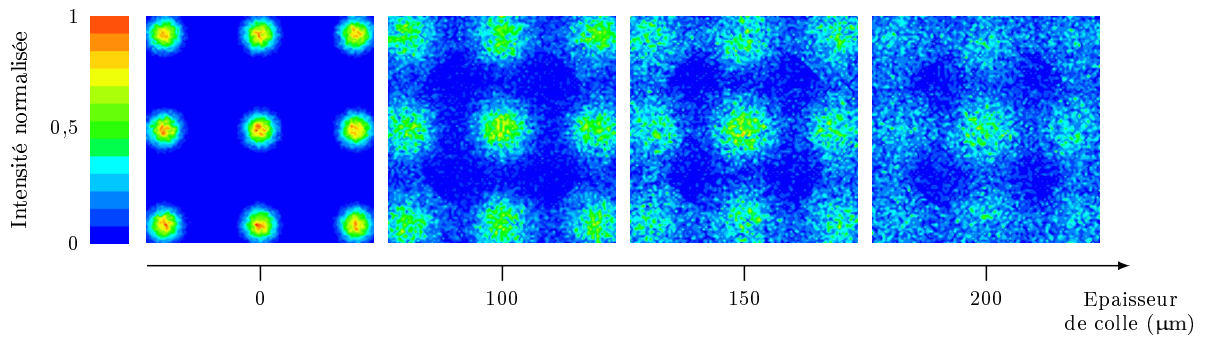


FIGURE 101 – Simulations APILUX illustrant la dégradation progressive de la qualité d'imagerie causée par le défaut de plaquage du scintillateur sur le capteur CMOS. L'augmentation de l'épaisseur de colle se traduit par une homogénéisation de l'éclairage du capteur. On remarquera, que comme pour nos mesures expérimentales, un motif circulaire correspondant au point de colle est visible.

traitement informatique.

En complément de l'étude des perturbations transitoires, nous nous sommes aussi intéressés aux dommages permanents générés par l'environnement nucléaire en observant l'évolution du courant d'obscurité du capteur CMOS. Au cours de la campagne, nous avons mesuré l'élévation de ce courant causée par l'augmentation progressive de la dose cumulée sur le capteur. Cet effet, illustré en figure 102, n'est pas propre au capteur CMOS. Au contraire, il est commun à tout capteur basé sur la technologie silicium et pourra par conséquent être également observé sur une caméra CCD. On relèvera toutefois deux points essentiels sur l'élévation de courant lors de la campagne 2013. Tout d'abord, après 13 tirs laser délivrant une fluence cumulée de  $2,69 \cdot 10^9 \text{ n.cm}^{-2}$ , le capteur APS est toujours fonctionnel puisque sa dynamique est très faiblement amputée. Ensuite, une partie de l'élévation du courant d'obscurité est incompatible avec la génération de dommage permanent seul. En effet, la prédiction possible [91] de l'élévation du courant d'obscurité avec la dose intégrée n'explique pas entièrement les niveaux observés. Le capteur étant sous vide, et n'étant pas refroidi, sa température peut augmenter au cours de son fonctionnement. À partir du modèle [92] d'élévation du courant d'obscurité  $I_{Dark}$  avec la température T, donné par :

$$I_{Dark} \propto \exp \left\{ -\frac{E_g}{2kT} \right\} \quad (1)$$

avec  $E_g$  l'énergie du gap et k la constante de Boltzmann, nous avons pu déterminer une élévation de la température du capteur de  $100^\circ \text{ C}$ .



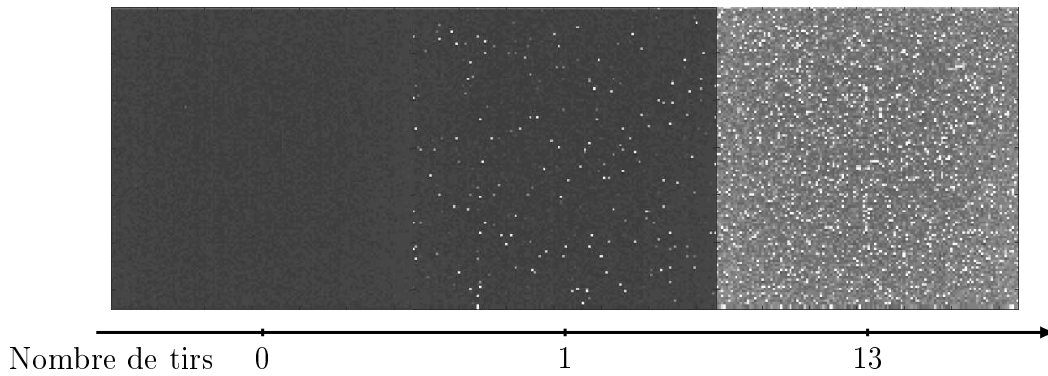
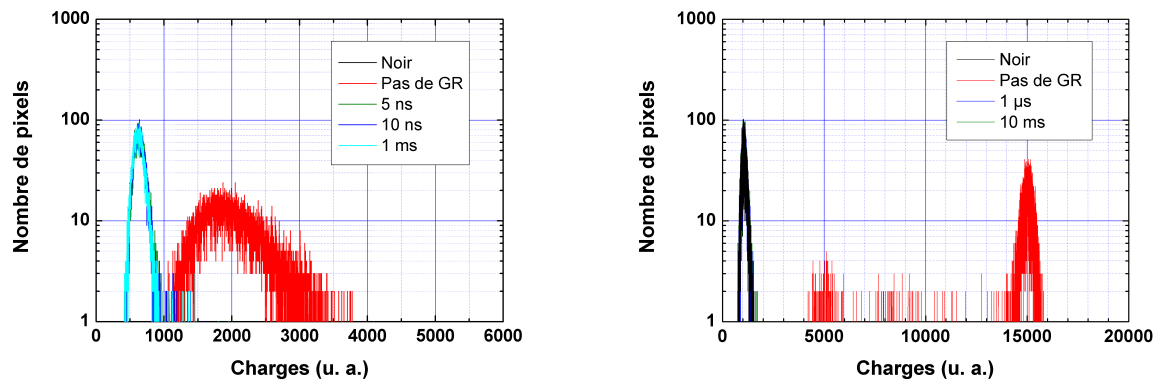


FIGURE 102 – Évolution qualitative du courant d'obscurité observée sur les images de noir lors des tirs laser sur l'installation OMEGA. La fluence cumulée après 13 tirs s'élève à  $2,69.10^9$   $n.cm^{-2}$ .

## 4.4 Discussion sur l'origine des charges rémanentes après l'utilisation du mode *Global Reset*

Nous avons vu précédemment que, lors de la première campagne d'expérience à OMEGA en 2012, les perturbations transitoires n'étaient pas intégralement supprimées malgré une acquisition lancée près de 1  $\mu s$  après le tir laser. Deux principales hypothèses peuvent expliquer un tel comportement du capteur : premièrement, le délai nécessaire à la suppression de toutes les charges parasites générées dans le capteur peut être artificiellement long du fait de constantes de temps électroniques intrinsèques au capteur ou à son électronique associée. Deuxièmement, cette lente décroissance du nombre de charges éradiquées peut avoir une origine physique telle qu'une constante de temps caractéristique de l'environnement nucléaire.

En ce qui concerne la première hypothèse, cela signifie que la phase de *Global Reset* est trop courte pour permettre une évacuation efficace des charges déposées par l'impulsion nucléaire. Une telle lenteur n'a pourtant jamais été observée. En effet, une saturation complète du détecteur par un éclairage visible nécessite un temps bien inférieur à la microseconde pour "nettoyer" le capteur par l'utilisation de la fonction de *Global Reset*. Néanmoins, afin d'infirmer définitivement cette possibilité, nous avons réalisé deux expériences. Dans une première campagne, nous avons exposé le capteur au faisceau X multi-MeV de l'installation ELSA. Comme il n'y a pas de possibilité que des photons X de hautes énergies atteignent le capteur à des temps longs, la génération de charges à l'intérieur de la caméra est instantanée. Le résultat de cette irradiation est illustré en figure 103a, où nous avons représenté la distribution des charges générées par l'impulsion X pour différents délais de *Global Reset*. Nous avons également réalisé la mesure de la



(a) Distribution du nombre de charges générées par l'impulsion X de l'installation ELSA, avec l'activation du mode *Global Reset* (GR) pour différents délais après le flash X (5 ns, 10 ns, 1 ms).

(b) Distribution du nombre de charges générées par l'impulsion lumineuse d'une LED visible mesurée sur le capteur APS exposé à de hauts niveaux de saturation. L'évolution de la distribution est étudiée pour différents délais après la fin de l'impulsion lumineuse de la LED.

FIGURE 103 – Mise en évidence de l'absence de constante de temps d'origine électrique, responsable des charges rémanentes observées au temps long sur l'installation OMEGA.

distribution des charges dans le cas d'une image de noir en absence d'impulsion X pour servir de référence. Nous avons pu constater que, quelque soit la durée de *Global Reset* employée, toutes les distributions se superposent à la distribution de l'image de noir en absence de rayonnement ionisant. Ainsi, dès l'instant où la fonction de *Reset* est activée, même pour des durées aussi courtes que 5 ns, toutes les charges parasites sont évacuées. Comme nous n'avons pas observé de rémanence de charges parasites pour des durées de *Global Reset* bien plus courtes que le délai employé sur l'installation OMEGA, nous en avons déduit que la constante de temps observée sur OMEGA n'était pas liée à une constante de temps du capteur.

Les expériences que nous avons menées jusque là confirmaient que la fonction de *Global Reset* aidait à réduire le nombre de charges parasites collectées par le capteur d'imagerie CMOS. Il ne restait plus qu'à déterminer les limites de la technique et en particulier pour des durées de *Reset* aussi courtes que la nanoseconde. Nous avons montré en effet sur ELSA que le *Global Reset* pouvait efficacement supprimer les charges générées par un faisceau  $\gamma$  d'intensité modérée, puisqu'en présence du faisceau le capteur n'était pas complètement saturé, comme illustré en figure 103a. Il était donc nécessaire de mener des investigations sur l'efficacité de la méthode dans des cas de saturation de pixels du capteur. En conséquence, une seconde expérience a été réalisée. Comme nous devons atteindre de hauts niveaux de saturations sur des pixels, nous avons utilisé une LED visible impulsionnelle permettant d'atteindre de hauts niveaux d'éclairement. Nous

noterons qu'ici, également, il n'y avait pas de possibilité que des photons diffusés soient détectés à des temps longs puisque le capteur était éclairé par un faisceau de lumière visible. Nous avons procédé de manière identique à la campagne menée sur ELSA et les résultats sont présentés de manière analogue en figure 103b. Selon la distribution présentée dans le cas où la fonction de *Global Reset* était désactivée, nous avons pu constater que l'intensité lumineuse fournie par la LED visible était suffisamment importante pour saturer la majorité des pixels. En effet, la distribution présente un pic à 15 000 ADU alors que dans le cas de la campagne ELSA celui-ci était à un niveau beaucoup plus faible à 2000 ADU. Le niveau d'intensité de la LED étant identique dans les cas où le *Global Reset* était activé, nous avons pu déterminer l'efficacité de la fonction. En effet, quelle que soit la durée de *Reset* imposé au capteur, les distributions de charges se superposaient toutes à la distribution d'une image de noir à nouveau utilisée comme distribution de référence. Ainsi nous avons également montré que, dès l'instant où la fonction de *Reset* était activée, même pour des durées aussi courtes que 1 ns, toutes les charges parasites étaient évacuées. Ainsi l'affirmation selon laquelle la constante de temps observé sur OMEGA n'était pas liée à une constante de temps du capteur était à nouveau confirmée mais pour des niveaux de charges générées par une impulsion photonique saturant les pixels du capteur contrairement à ce que nous avons observé sur l'accélérateur ELSA.

Ces résultats expérimentaux démontrent la capacité du mode *Global Reset* à évacuer efficacement les charges générées lors de la phase de reset, même dans le cas où les pixels étaient saturés. De tels niveaux de saturation pouvant être atteints par exemple dans le cas où les flux neutroniques croissent de plusieurs ordres de grandeur au dessus des flux atteints lors de nos campagnes sur OMEGA. Nous avons également démontré que la constante de temps observée sur l'installation de FCI n'était pas liée au capteur. Ainsi, nous devons démontrer que cette dernière était liée à l'installation et notamment à une décroissance lente du flux de particules à l'intérieur du hall d'expérience. Pour valider cette hypothèse, nous avons donc modélisé l'environnement nucléaire de l'installation et tenté de prédire les perturbations engendrées au niveau capteur par un tel environnement radiatif : c'est l'objet du prochain chapitre.

# Chapitre 5

## Modélisation du comportement de capteur de type APS dans une installation de FCI

---

Nous avons vu au chapitre précédent que, malgré une phase de *Global Reset* de plusieurs microsecondes, nous n'arrivons pas à supprimer toutes les perturbations. Comme nous avons démontré que ce phénomène n'était pas lié à une constante de temps électronique du capteur, la raison avancée pour expliquer ce comportement repose sur la possibilité d'une perturbation nucléaire aux temps longs [93, 94]. Pour démontrer cette hypothèse, nous avons mis en place une modélisation multi-échelle permettant de prédire les perturbations induites par l'ambiance nucléaire caractéristique d'une installation de FCI sur un capteur dont la dimension caractéristique est l'échelle du pixel. Comme la modélisation des perturbations permanentes a déjà été traitée par le passé [91, 95], nous nous sommes intéressés uniquement au cas des perturbations transitoires. Ce modèle a été appliqué au cas particulier de la campagne *Neutron Derby* 2012. Cette démarche et ses principaux résultats ont fait l'objet d'une publication [96].

### 5.1 Mise en place d'une démarche pour la prédiction de perturbations transitoires

Nous décrivons dans cette section les principes généraux mis en place afin de prédire les perturbations transitoires d'un capteur d'image de type APS soumis à un environnement radiatif complexe. Plus précisément, nous nous intéressons au cas particulier de l'installation OMEGA. L'application de cette démarche est transposable à une installation

mégajoule.

Au cours d'un tir laser, les réactions de fusion génèrent jusqu'à  $5 \cdot 10^{13}$  neutrons en un temps de l'ordre de 30 pssur l'installation OMEGA. Ces neutrons se propagent dans le hall d'expérience en interagissant avec les différents volumes de matière rencontrés, jusqu'à atteindre le capteur d'image. Etant donnée la très grande différence entre les ordres de grandeur des dimensions caractéristiques de l'installation et celles d'un capteur, un calcul direct complet des effets de l'ambiance nucléaire au niveau du pixel ne semble pas réalisable. En effet, une telle modélisation devrait simuler la géométrie de l'installation laser d'une taille de plusieurs dizaines de mètres, ainsi que le capteur lui-même, dont la taille du pixel est de quelques micromètres. Dans l'hypothèse où une telle simulation puisse être réalisée avec une statistique suffisante, elle nécessiterait un temps de calcul absolument rédhibitoire. Pour cette raison, nous avons choisi de décomposer la simulation selon une succession d'étapes. Ces étapes sont résumées en figure 104.

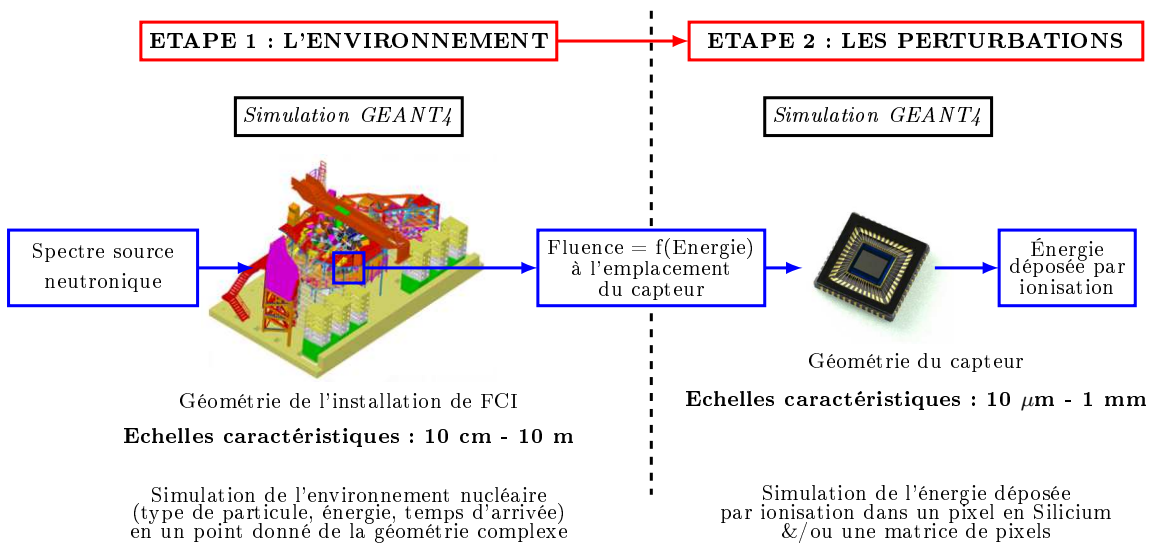


FIGURE 104 – Protocole mis en place pour la modélisation multi-échelle des perturbations transitoires d'un capteur CMOS soumis à l'ambiance radiative d'une installation de FCI.

La première de ces étapes, nécessaire à la prédiction des perturbations transitoires du capteur, réside dans la prédiction de l'ambiance nucléaire à laquelle le capteur est soumis. Le capteur étant positionné à plusieurs mètres du centre chambre pour l'installation OMEGA, à une dizaine de mètres pour une installation mégajoule, nous avons vu [29] que l'évolution en  $1/d^2$  de la fluence neutronique ne suffit pas à décrire cette ambiance. Le but est donc de déterminer l'énergie ainsi que le spectre temporel de l'agression subie à l'emplacement du capteur. Pour réaliser cette première simulation, les codes Monte-Carlo, permettant de reproduire les interactions particules-matière, et en particulier le code GEANT4 [97] sont particulièrement bien adaptés. Une fois l'ambiance nucléaire, et

en particulier son évolution au cours du temps, prédite, la seconde étape, réalisée dans le cadre d'une collaboration interne au CEA, consiste à déterminer ses effets sur le capteur. Cette étape est réalisée pour chaque type de particule afin de discriminer la contribution de chacune d'elles. L'impulsion de particules génère alors un signal aléatoire de charges parasites dans la matrice de pixels au moyen de processus d'ionisation. Le résultat peut être représenté comme une distribution de charges déposées par l'impulsion nucléaire dans la matrice de pixels qui sont ensuite collectées par les photodiodes des pixels. Nous proposons d'approximer la distribution de ces charges par la distribution du dépôt d'énergie par ionisation dans le silicium au moyen d'une seconde simulation GEANT4.

## 5.2 Détermination de l'environnement nucléaire sur l'installation OMEGA

La première étape consiste à simuler le fond nucléaire à une position donnée dans une géométrie complexe, dont les dimensions caractéristiques sont de l'ordre de la dizaine de mètres. Cet objectif passe tout d'abord par la modélisation de l'environnement de l'installation.

### 5.2.1 Choix de la géométrie

Bien qu'il existe des outils permettant de transcrire les données de Conception Assisté par Ordinateur (CAO) en une géométrie GEANT4 [98], ces derniers ne sont pas assez fiables à l'heure actuelle, notamment pour la gestion des matériaux constitutifs des éléments mécaniques. Par ailleurs, la transcription brute de la géométrie CAO d'une installation en une géométrie GEANT4 n'est pas souhaitable, car l'augmentation du nombre d'interfaces induit nécessairement une augmentation du temps de calcul sur une simulation GEANT4. Nous avons donc fait le choix de coder une géométrie simplifiée de l'installation sur le code Monte Carlo GEANT4 (version 9.4) à partir des données CAO de l'installation OMEGA. La géométrie CAO, représentée en figure 105, comprend le hall d'expérience long de 80 mètres muni de ses murs en béton, la chambre d'expérience en aluminium d'un diamètre intérieur de 3 mètres, ainsi que tous les volumes significatifs l'entourant (voir figure 105). Ceux-ci comprennent les structures mécaniques nécessaires à la propagation des faisceaux laser (en matériaux reconstitués) dont les structures "EST" et "OUEST" en acier, les "granits" d'arrivée faisceaux et les inserteurs de diagnostic TIM (Ten Inch Manipulator). Tous ces éléments ont été codés. Comme les éléments plastiques ont la propriété de thermaliser les neutrons de fortes énergies, le blindage de 1 tonne de polyéthylène du diagnostic MRS [99] a également été pris en compte dans la géométrie.

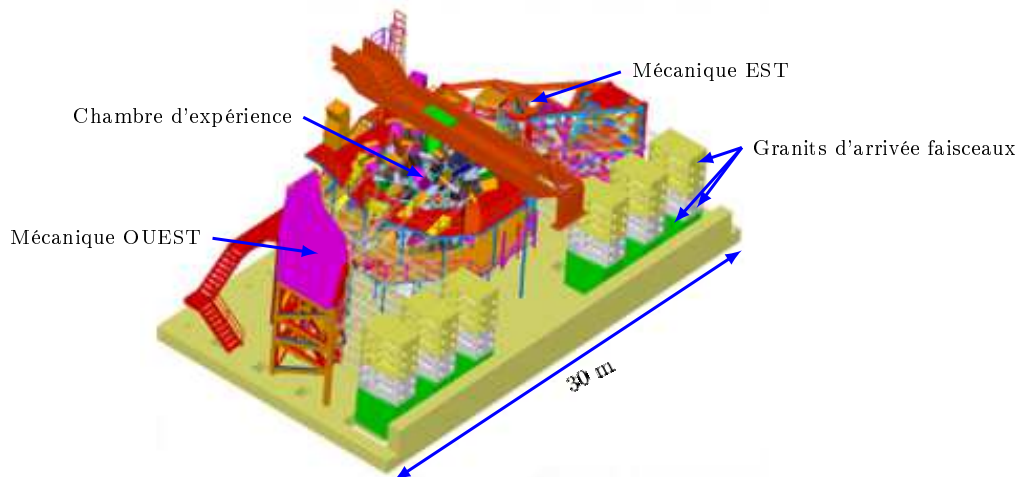


FIGURE 105 – Vue CAO du hall d'expérience de l'installation OMEGA.

Les simulations GEANT4 nécessitent de définir un détecteur virtuel qui enregistre les données spectrales et temporelles des particules l'impactant. Ce détecteur virtuel parfait, dont l'efficacité de détection est de 100 %, a été positionné à l'emplacement du capteur APS de la campagne expérimentale sur OMEGA en 2012. La surface de détection est constituée par une portion de sphère de 5 mètres de rayon centré sur le centre chambre d'ouverture  $10^\circ \times 10^\circ$ . L'angle solide de détection de la source neutronique vue par le capteur s'élève à 30 mSr.

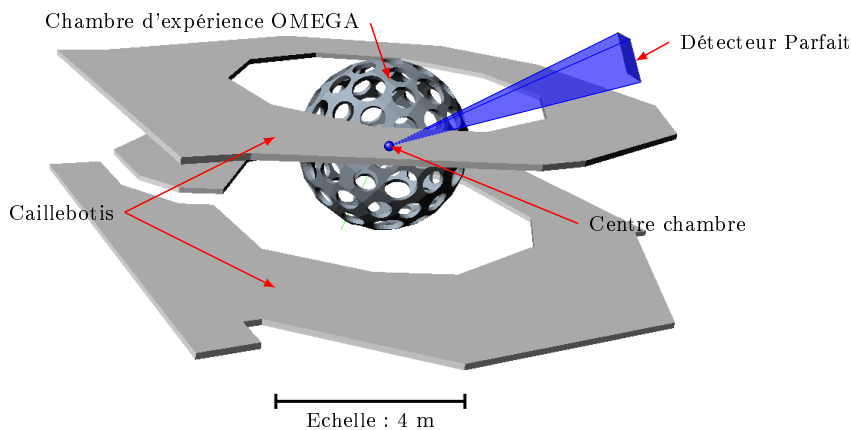


FIGURE 106 – Position et géométrie du détecteur parfait. L'angle solide de détection, compte tenu de la géométrie et de la position du capteur, est de 30 mSr.

C'est la position du détecteur et sa géométrie qui ont conditionné le niveau de détail mis en place dans la géométrie. En effet, comme la chambre d'expérience a une géométrie sphérique, la fluence neutronique est constante sur la surface interne de la chambre. En

conséquence le nombre d'interactions donné par l'équation 1 :

$$dN = F \times \sigma \tag{1}$$

où dN est le nombre d'interactions, F la fluence et  $\sigma$  la section efficace d'interaction, est en moyenne identique en tout point de la chambre même en considérant les ouvertures aménagées dans celle-ci. Dès que l'on s'éloigne de la chambre, la fluence des neutrons de 14 MeV, qui décroît en  $1/d^2$  en première approximation, diminue d'un facteur au moins 16 lorsque les neutrons impactent les mécaniques "EST" et "OUEST" ou les granits en entrée du hall d'expérience. Les sections efficaces d'interaction des neutrons et les principaux éléments chimiques constituant les structures précédemment citées sont résumés en tableau 5.

Structure	Eléments chimiques majoritaires	Abondance massique (%)	$\sigma$ à 14 MeV (Barns)
Acier mécanique	$^{56}Fe$	63,0	11,51
	$^{52}Cr$	18,5	3,10
Granit	$^{16}O$	45,0	3,85
	$^{28}Si$	32,0	1,96
Chambre	$^{27}Al$	94,2	1,43

TABLE 5 – Section efficace à 14 MeV des principaux éléments chimiques constituant les structures mécaniques du hall d'expérience d'OMEGA.

On constate qu'en cas d'interactions sur les structures en acier des mécaniques "EST" et "OUEST", celles-ci auront préférentiellement lieu sur les atomes de fer, d'une part car sa proportion massique dans l'acier est la plus importante, et d'autre part car la section efficace est la plus élevée. Alors, même si la section efficace du fer est 8 fois supérieure à celle de l'aluminium de la chambre, le nombre d'interactions au niveau des mécaniques "EST" et "OUEST" chute d'un facteur 2 du fait de la décroissance de la fluence en supposant l'acier composé à 100 % en fer. Les éléments de la géométrie proche du détecteur ont un impact plus important sur l'environnement nucléaire enregistré que le reste du hall d'expérience. C'est pour cette raison que la chambre d'expérience a été implémentée de manière fidèle, alors que les éléments éloignés du centre chambre ont été décrits plus grossièrement, comme le montre le résultat de la modélisation présentée en figure 107. En particulier, les structures mécaniques "EST" et "OUEST", ainsi que



Élément	Densité équivalente (g.cm <sup>-3</sup> )
Structures Est/Ouest	0,079
Bloc en granit haut	0,820
Bloc en granit central	0,895
Bloc en granit bas	2,000

TABLE 6 – Densité équivalente des structures homogénéisées prises en compte dans la géométrie GEANT4.

les granits, on été considérés comme des volumes pleins homogènes. Les structures ainsi homogénéisées ont la composition de l'acier ou du granit, mais leur densité a été modifiée. La densité équivalente a été déterminée à partir du volume et de la masse de chacune de ces structures. Elle est donnée en tableau 6.

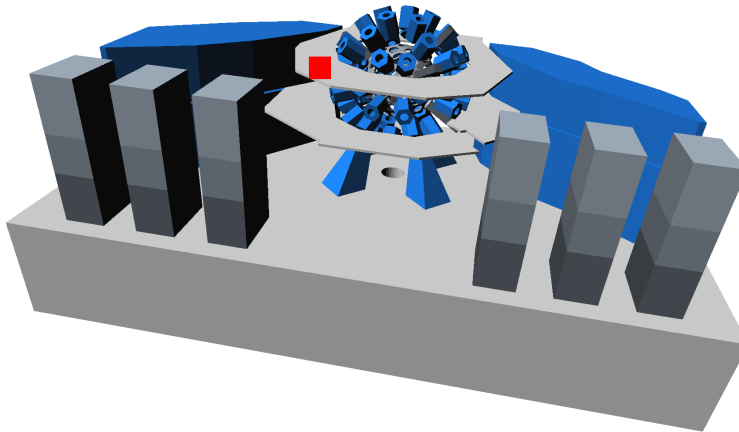


FIGURE 107 – Modélisation de la géométrie de l'installation OMEGA sous GEANT4. Les murs délimitant le hall d'expérience ont été codés mais sont rendus transparents dans cette visualisation pour rendre compte de la géométrie interne du hall. La localisation du détecteur est indiquée par le carré rouge.

### 5.2.2 Méthode de réduction de la variance mise en place

Bien que la taille du détecteur parfait codé dans la géométrie GEANT4 soit surdimensionnée pour augmenter la statistique de détection, cette dernière reste relativement petite comparativement au reste de la géométrie modélisée. Il résulte de cette petite taille une faible probabilité de détection. Comme il n'est pas envisageable d'augmenter la surface de détection de manière supplémentaire, la seule solution réside dans un tirage d'un

très grand nombre de particules sources. Or, un tel tirage, compte tenu de la dimension caractéristique de l'ordre de la dizaine de mètres, prendrait un temps très long. Pour s'en rendre compte, nous avons évalué le temps moyen de calcul par particule envoyée à partir d'un tirage de 1000 neutrons source émis dans tout l'espace. Ce tirage nous a permis de déterminer un temps moyen de 1,23 s sur un processeur quadricœur cadencé à 2,93 GHz tout en s'affranchissant du temps de chargement des différentes bibliothèques employées. Nous avons considéré que la statistique était suffisante lorsque l'erreur statistique était inférieure à 3 % sur une classe d'une largeur de 1 MeV du spectre simulé. Autrement dit, en supposant qu'on arrive à mesurer le spectre source, cela revient à détecter au moins 100 000 coups dans le classe [13,5 MeV - 14,5 MeV] correspondant au pic de fusion DT à 14 MeV. Comme l'efficacité de détection directe du capteur parfait, défini comme le ratio entre l'angle solide de détection du capteur et l'angle solide d'émission de la source, est de l'ordre de 0,25 %, il faudrait envoyer au moins  $4.10^7$  neutrons.

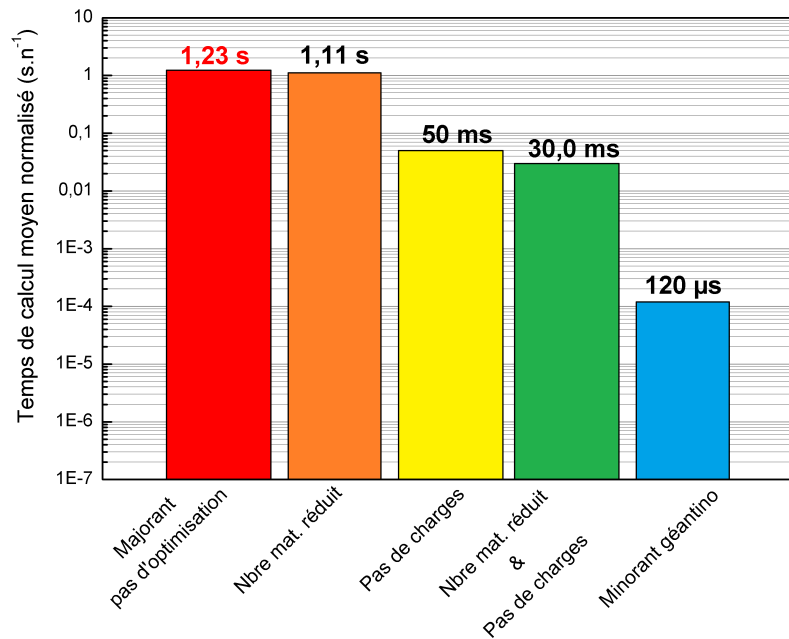


FIGURE 108 – Évolution après optimisation de différents paramètres du temps de calcul évalué sur un processeur quadricœur cadencé à 2,93 GHz. Ce temps est normalisé au nombre de neutrons envoyés.

Le temps de calcul établi à partir du temps moyen préalablement évalué s'élèverait donc à 13 667 heures, soit 569 jours sur un processeur. Notons bien qu'il s'agit d'une évaluation, certes grossière, mais dimensionnante malgré tout puisqu'elle donne un majorant du temps de calcul. Afin de se donner une marge de sécurité, nous avons considéré qu'il fallait tirer au moins 2 fois plus de particules sources. On comprend alors le problème posé par cette simulation puisqu'il faudrait immobiliser toute la capacité de production,

de l'ordre de 1024 processeurs, de la machine TITANE du Centre de Calcul Recherche et Technologique (CCRT) pendant plus d'une journée. Cette immobilisation est évidemment inenvisageable car les délais d'attente pour réaliser un tel calcul se comptent en jours, voire en semaines, sans compter que le temps de calcul sur autant de processeurs dépasse largement le quota réservée à l'unité de travail. Des techniques de réduction de la variance devaient donc être déployées. La position du capteur, placé sur la plateforme supérieure de l'installation du côté OUEST, ne laissant pas apparaître de symétrie évidente de la géométrie, la réduction de l'angle solide d'émission de la source, couramment employé dans les calculs Monte-Carlo, ne pouvait pas être envisagée. Une autre possibilité consistait à réduire le nombre de composants chimiques entrant dans la composition des matériaux de l'installation. En effet, comme cela est décrit dans la partie bibliographique, les simulations GEANT4 passent par des calculs de sections efficaces des matériaux traversés. Ce calcul sera d'autant plus rapide que la composition chimique est simple. Ainsi, à titre d'exemple, nous avons donné en tableau 7 la composition chimique d'un béton standard pris en compte dans la simulation initiale. En supprimant les composants à l'état de trace, dont la fraction massique est inférieure au pourcent, nous avons pu réduire le temps de calcul de 10 % comme illustré en figure 108. Une dernière possibilité, pour réduire encore la variance, consiste à biaiser artificiellement la physique gérée par GEANT4. Nous avons ainsi décidé d'éliminer les particules chargées éventuellement générées lors des interactions avec l'environnement. Ce biais fondamental de la physique des particules est toutefois motivé par plusieurs raisons. Premièrement, les particules chargées sont aisément stoppées par la matière. En prenant le cas d'un proton d'une énergie de 14 MeV, celui-ci possède un libre parcours moyen de 1,1 mm dans l'aluminium et peut donc être négligé. Deuxièmement, les particules secondaires générées par ces particules chargées sont des photons, supprimer la physique de ces particules chargées revient alors à biaiser l'évaluation du spectre  $\gamma$  qui est donc uniquement produit par les réactions  $(n,\gamma)$ . Cela ne porte pas vraiment à conséquence, puisqu'on verra par la suite que sa contribution à la prévision des perturbations est très faible, au point qu'elle est parfois même non traitée. En revanche, ce biais dans la physique permet de diminuer le temps de calcul d'un facteur 24,6 par rapport à la simulation initiale. En combinant alors cette méthode à la réduction du nombre de composants chimiques, nous avons finalement atteint un temps moyen de calcul par particule envoyé de 30 ms. Pour se rendre compte de l'efficacité de nos méthodes, nous avons évalué un minorant du temps de calcul en remplaçant les neutrons sources par des particules fictives du code GEANT4, appelés "géantinos", qui n'interagissent pas avec le milieu et qui permettent de tester la géométrie. On constate alors (figure 108) que le temps de calcul moyen pour un neutron est moins de 300 fois supérieur au temps de calcul des "géantinos". Bien que la différence paraisse impressionnante, il ne faut pas oublier que, pour le "géantino", les temps de calculs sont limités essentiellement par la dimension du monde et le nombre d'interfaces rencontrées, les calculs de sections efficaces

et le traitement de particules secondaires étant inexistant. D'autre part, la lenteur de la simulation avec les neutrons est intrinsèquement liée à l'utilisation de bibliothèques dites à haute précision, nécessaires au traitement des neutrons thermiques, rendant les temps de traitement très longs. La prise en compte de toutes les simplifications nous ont permis de traiter  $1.10^8$  neutrons en immobilisant seulement 50 processeurs pendant 17 heures.

Element chimique	Abondance massique (%)
<b>O</b>	<b>45,3917</b>
<b>Si</b>	<b>31,7000</b>
<b>Fe</b>	<b>12,6800</b>
<b>Ca</b>	<b>6,0000</b>
<b>Al</b>	<b>1,7700</b>
K	0,7140
H	0,5430
Na	0,3960
C	0,2550
Mg	0,1680
Mn	0,1003
Ti	0,0810
S	0,0643
P	0,0308
Cu	0,0856
Cr	0,0203

TABLE 7 – Composition chimique massique de béton standard. Pour diminuer le temps de calcul, seuls les éléments indiqués en bleu et en gras, dont l'abondance massique est supérieure à 1 %, ont été pris en compte dans la composition des éléments entrés sous GEANT4.

### 5.2.3 Évaluation de l'environnement nucléaire sur l'installation OMEGA

Pour évaluer l'environnement radiatif de l'installation OMEGA, le spectre de la source neutronique initiale caractéristique des réactions de fusion, illustré en figure 109, a été au préalable calculé au moyen du code hydrodynamique FCI2 [100] et du code de transport de neutrons DIANE [101]. Nous avons pu constater que, contrairement au cas d'une installation de FCI fonctionnant en attaque indirecte, le spectre résultant est très semblable au spectre primaire présenté en bibliographie. Cela vient du fait que la densité surfacique

$\rho R$  atteinte sur l'installation OMEGA est bien plus faible que sur une installation méga-joule. Il en résulte une très faible thermalisation du spectre primaire. C'est cette source neutronique que nous avons positionnée au centre de la chambre OMEGA et les neutrons générés se sont propagés dans la géométrie établie précédemment.

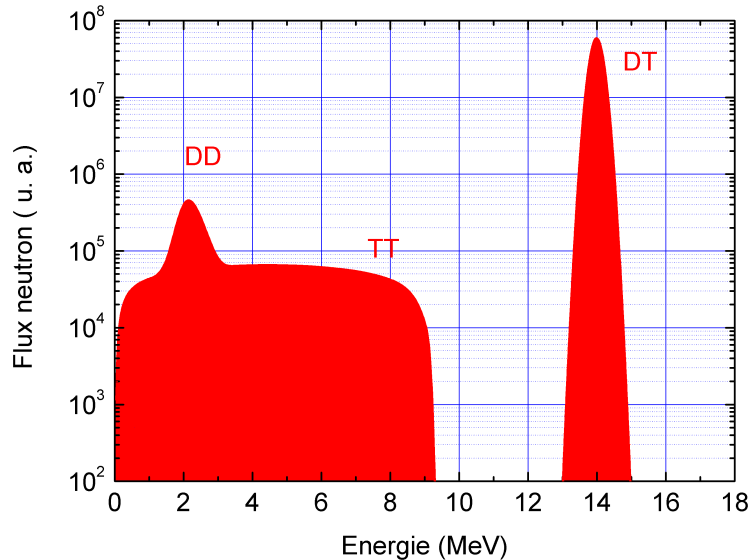
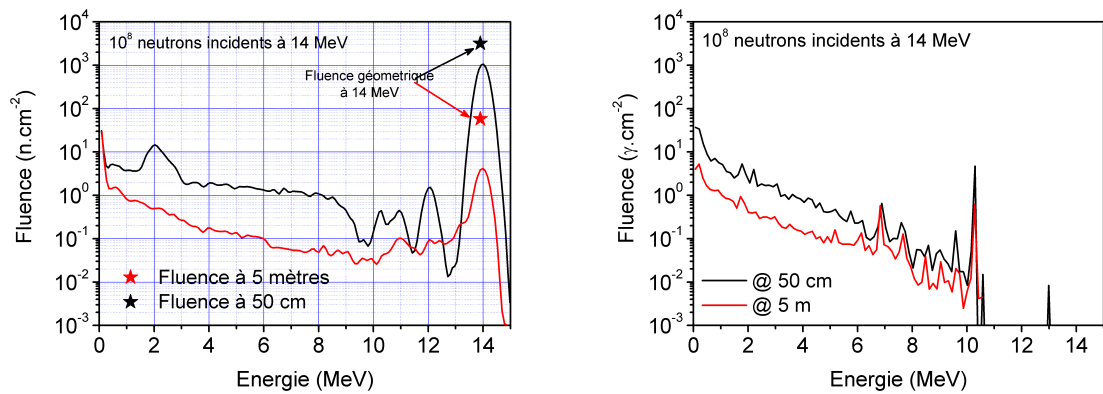


FIGURE 109 – Spectre de la source neutronique positionnée au centre de la chambre OMEGA évalué au moyen du code hydrodynamique FCI2 et du code de transport de neutrons DIANE. Les principales réactions caractéristiques du spectre sont également indiquées.

Le spectre des neutrons a pu alors être calculé pour différentes positions du capteur. Il a été exprimé en fluence et est représenté en figure 110a lorsque  $1.10^8$  neutrons sont envoyés dans  $4\pi$  stéradians. Nous avons également calculé la fluence géométrique attendue pour l'impulsion principale à 14 MeV, correspondant à la fluence obtenue en absence d'interaction des neutrons avec l'environnement d'OMEGA. Cette étape permet de démontrer l'intérêt de l'évaluation de la fluence neutronique à une localisation donnée dans l'installation de FCI, puisque la fluence géométrique est bien plus élevée que la fluence calculée sous GEANT4. Nous pouvons noter que, comme attendu, le spectre neutronique à 5 m du centre chambre est bien plus thermalisé que le spectre à 50 cm. On peut remarquer en figure 110a que l'allure du spectre est fortement lissée, au point que la signature dans le spectre à 2,45 MeV correspondant à la fraction de réaction DD n'est plus identifiable, contrairement au cas où le capteur est positionné proche de la cible.

Le spectre  $\gamma$  a également été calculé à l'emplacement du capteur et, tout comme le spectre neutronique, a été exprimé en figure 110b en termes de fluence. On remarquera que l'allure du spectre n'est pas modifiée en fonction de l'éloignement avec le centre chambre



(a) Fluence spectrale des neutrons pour différentes positions de capteur.

(b) Fluence spectrale des photons  $\gamma$  pour différentes positions de capteur.

FIGURE 110 – Spectre nucléaire simulé sur GEANT4 à partir de la géométrie modélisée. Les spectres sont donnés pour  $1.10^8$  neutrons émis par la source.

mais que seule l'intensité de la fluence semble être affectée.

### 5.3 Simulation des effets transitoires

La seconde étape de la modélisation des effets de l'ambiance nucléaire sur le capteur de type APS consiste à reproduire les événements singuliers transitoires par la simulation. Elle doit permettre, entre autres, de déterminer les limites d'utilisation du capteur d'image, ainsi que sa durée de vie en fonction de l'intensité du tir.

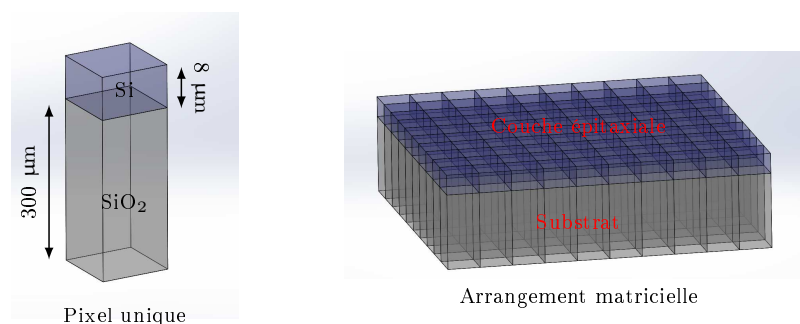


FIGURE 111 – Géométrie du pixel simulé sous GEANT4. Le pixel, arrangé de façon isolée ou de façon matricielle, est constitué d'un substrat de silice d'une épaisseur de  $300 \mu\text{m}$  sur lequel est déposée une couche de silicium de  $8 \mu\text{m}$ .

Pour cette étape, une seconde simulation Monte Carlo basée également sur le code GEANT4 a été réalisée. Dans une première version, nous avons reproduit la géométrie

d'un pixel unique du capteur APS (figure 111). Ce pixel est modélisé par un bloc de silice de  $13 \times 13 \times 300 \mu\text{m}^3$  muni d'une couche supérieure de  $8 \mu\text{m}$  de silicium. Comme les particules chargées induites par l'ambiance nucléaire sont responsables des effets transitoires observables, nous avons activé le suivi de ce type de particules dans la physique gérée par le code GEANT4, en complément de celle utilisée dans les précédentes simulations. La distribution en énergie des neutrons impactant alors le pixel a ensuite été reproduite en suivant les spectres neutroniques préalablement simulés sur la géométrie OMEGA. Enfin, l'énergie totale déposée dans la partie sensible du pixel, la couche épitaxiale, a été enregistrée pour chaque particule incidente dans la mesure.

En complément de nos campagnes expérimentales de 2012 et 2013 sur des capteurs CMOS de  $128 \times 128$  pixels, il existait de précédentes mesures [85] sur les dommages transitoires d'un capteur APS de  $1024 \times 1024$  pixels au moment d'un tir laser réalisé sur l'installation OMEGA. Ce capteur, plus imposant, nous permettait par conséquent de réduire l'erreur statistique des mesures. Nous avons utilisé les données acquises sur ce capteur pour valider nos simulations. Le nombre de pixels souffrant de perturbations transitoires, exprimé par le nombre de charges générées après l'irradiation, est représenté en figure 112 pour une fluence géométrique de  $7.10^6 \text{ n.cm}^{-2}$  à 5 mètres du centre chambre. On a ainsi pu constater, pour un pixel unique simulé, que l'allure générale de l'histogramme était en assez bon accord avec les mesures expérimentales. Toutefois, la simulation pour un pixel unique semble toujours sous-estimer la perturbation, alors qu'on pourrait s'attendre à une surestimation par la simulation. En effet, la simulation ne prend pas en compte les phénomènes qui peuvent réduire le nombre de charges comme les mécanismes de recombinaison, ou d'efficacité de collection des charges générées par l'irradiation. Nous avons émis deux hypothèses quant à l'origine de cette sous-estimation. Tout d'abord, le spectre neutron n'expliquerait pas à lui seul l'ensemble des charges générées par l'irradiation. D'autre part, la prédiction de perturbations à partir d'un pixel unique peut être sous-estimée, car elle ne prend pas en compte les interactions des particules ionisantes avec les pixels voisins.

Afin d'améliorer notre prédiction, nous avons alors ajouté à nos précédentes simulations la contribution des charges générées par le rayonnement  $\gamma$  dont nous avons également évalué le spectre illustré en figure 110b. Ce spectre, estimé dans la même simulation que pour le spectre neutronique, ne prend en compte que les réactions  $(n,\gamma)$  et la diffusion du rayonnement. On constatera qu'il n'y a pas de différence fondamentale sur l'allure du spectre en fonction de l'éloignement du capteur au centre chambre, seul le niveau d'intensité décroît avec la distance. L'ajout de la contribution  $\gamma$  n'apporte qu'une maigre correction aux simulations précédentes. En effet, elle ne joue que sur les 3 ou 4 premiers points de l'histogramme des charges. Comme le rôle joué par les photons  $\gamma$  est minime, leur rôle a par la suite été ignoré.

Dans un second temps, la prédiction des perturbations à partir d'un pixel unique simulé

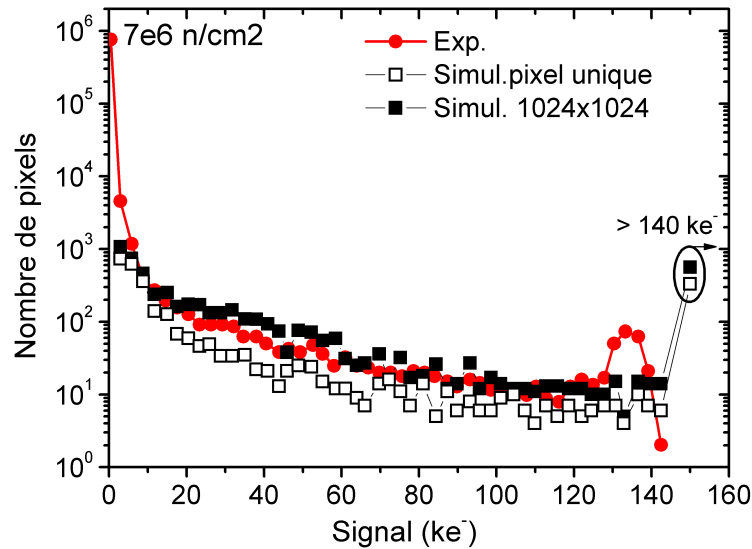


FIGURE 112 – Distribution expérimentale et simulée du nombre d'électrons générés après une irradiation à  $7.10^6 \text{ n.cm}^{-2}$  sur OMEGA pour un capteur CMOS positionné à 5 mètres du centre chambre. Pour un pixel simulé unique, seule l'allure de la distribution est significative.

nous a paru peu judicieuse. En effet, un pixel peut être perturbé par un pixel voisin à cause de charges fortement énergétiques transitant sur plusieurs pixels, et déposant son énergie progressivement. Ce type de perturbations donne lieu à des traînées rectilignes blanches sur plusieurs pixels du capteur. Il apparaissait donc nécessaire de prendre en compte le voisinage des pixels et donc de simuler la matrice sensible du capteur. Pour améliorer notre simulation, nous avons donc réalisé des simulations pour la matrice de  $1024 \times 1024$  pixels. Le résultat de cette simulation (figure 112) était cette fois-ci supérieur aux valeurs expérimentales, comme nous pouvions l'attendre. Cependant, la simulation prenant en compte la géométrie complète de la matrice était plutôt gourmande en temps de calcul. Par conséquent, nous avons testé plusieurs tailles de matrice de pixels afin d'identifier un bon compromis entre la taille, le temps de calcul et la qualité des résultats.

En figure 113, nous avons représenté le nombre d'événements en fonction des différentes tailles de matrice traitées :  $1 \times 1$ ,  $3 \times 3$ ,  $6 \times 6$ ,  $10 \times 10$ ,  $100 \times 100$  et  $1024 \times 1024$ . Nous avons également relevé le temps de calcul nécessaire à la réalisation des simulations. Alors que le nombre d'événements croît avec la taille de la matrice de pixels, la différence du nombre d'événements enregistrés entre les cas  $100 \times 100$  et  $1024 \times 1024$  était bien plus faible que pour les autres cas traités, tandis que la différence de temps de calcul était très importante : de 1,5 h pour  $100 \times 100$  pixels nous passons à 36 h pour  $1024 \times 1024$ . En conséquence, la matrice de  $100 \times 100$  pixels semblait être un bon compromis et cette taille a été utilisée



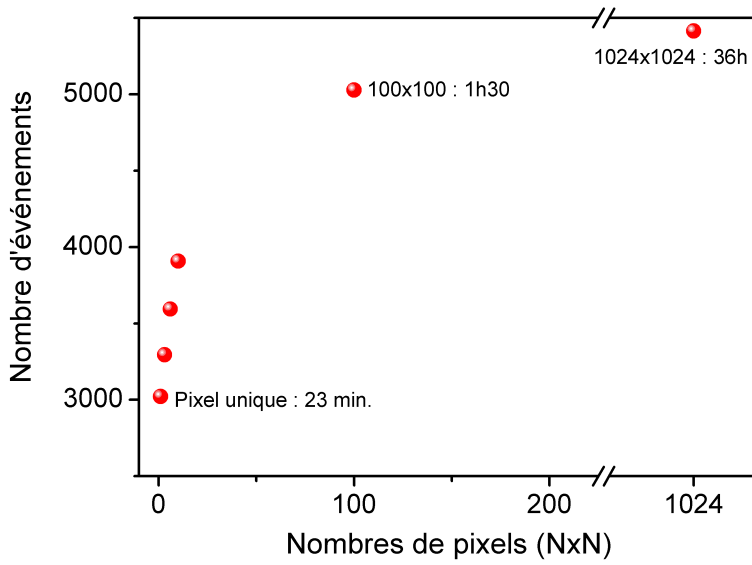


FIGURE 113 – Évolution du nombre d'événements non vides enregistrés en fonction de la dimension de la matrice de pixels modélisée. La durée de simulation est également indiquée.

par la suite.

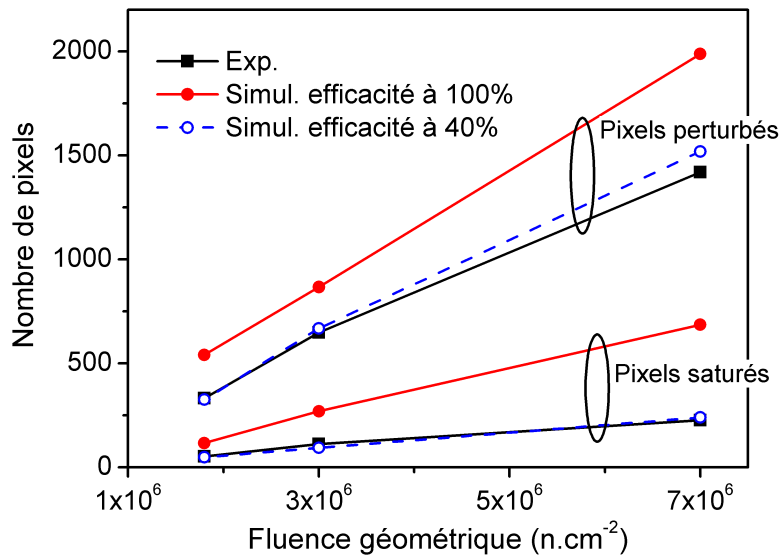


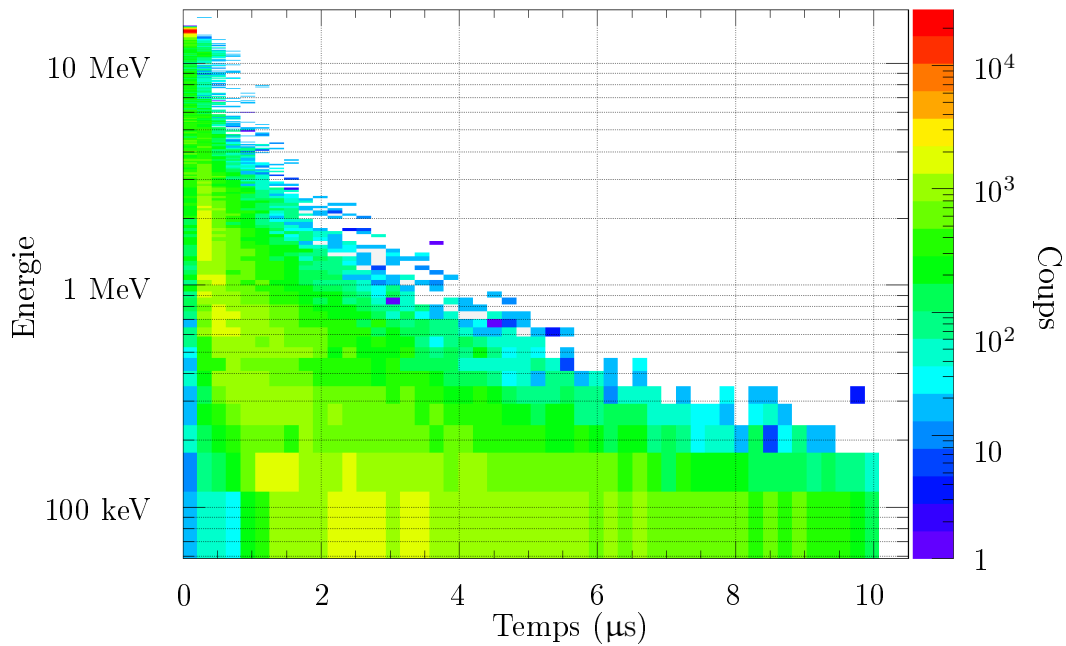
FIGURE 114 – Évolution du nombre de pixels perturbés ou saturés en fonction de la fluence neutronique à partir des données expérimentale et simulé. Les résultats de simulation sont donnés pour deux valeurs d'efficacité de collection 100 % et 40 %.

Afin de valider définitivement la modélisation mise en place pour la prédiction des perturbations transitoires, nous avons enfin exploré le nombre de pixels saturés ou seulement perturbés par l'ambiance nucléaire. Selon les critères établis en [85], un pixel est considéré comme saturé si le nombre de charges générées dépassent les  $125 \text{ ke}^-$  et comme perturbé si ce nombre dépasse  $15 \text{ ke}^-$  et est inférieur à  $125 \text{ ke}^-$ . Nous avons alors comparé la répartition des pixels saturés ou "perturbés", donnée en figure 114 pour les différentes fluences auxquelles nous avons eu accès expérimentalement :  $1,8 \cdot 10^6$ ,  $3 \cdot 10^6$  et  $7 \cdot 10^6 \text{ n.cm}^{-2}$ . Cette analyse a confirmé les constatations déjà observées en figure 112, selon lesquelles le nombre de pixels "perturbés" et saturés était surestimé par la simulation. Nous avons donc appliqué un facteur de correction que nous avons attribué à l'efficacité de collection des charges par le capteur, afin de prendre en compte les différents mécanismes menant à une collection de charges plus faible que celles générées. Pour ajuster les simulations aux données expérimentales à une fluence de  $7 \cdot 10^6 \text{ n.cm}^{-2}$ , nous avons établi une efficacité de collection de l'ordre de 40 %. Grâce à cette correction, toutes les valeurs simulées ont été en très bon accord avec les données expérimentales, pour toutes les valeurs de fluences accessibles.

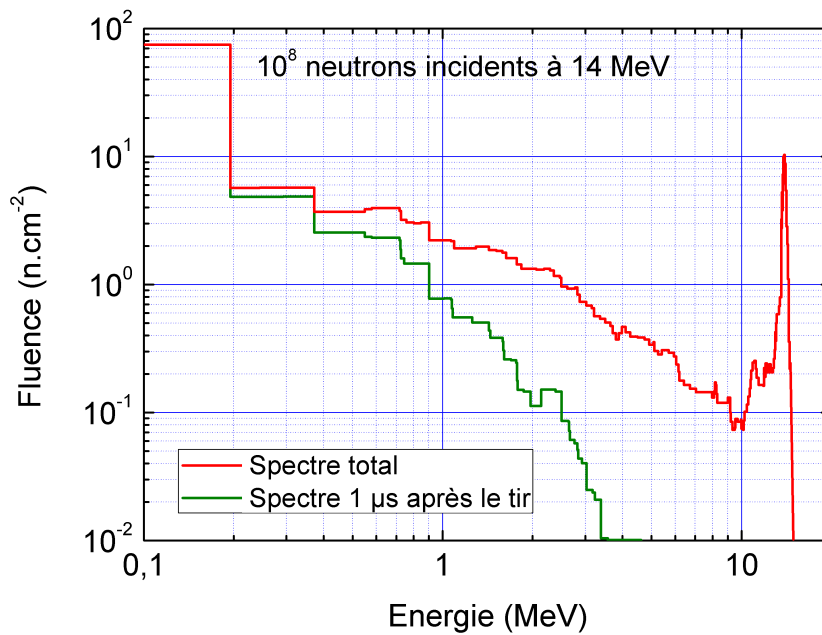
## 5.4 Application de la modélisation au test du mode *Global Reset* sur OMEGA

L'objectif principal de la modélisation que nous avons réalisée consistait à expliquer le comportement du capteur APS lors des tests de la fonction *Global Reset* sur OMEGA. Nous avons donc appliqué ce modèle à la campagne expérimentale *Neutron Derby* 2012. Dans un premier temps, nous avons déterminé l'évolution de l'environnement nucléaire de l'installation au cours du temps. Nous donnons en figure 115a l'évolution temporelle du flux neutronique impactant le capteur. Cette évolution a été calculée à l'emplacement du capteur en utilisant la géométrie de l'installation modélisée sous GEANT4, et en enregistrant le temps d'impact des particules sur le capteur. On remarque alors, comme nous l'avons supposé en introduction de ce chapitre, l'existence d'une agression nucléaire à des temps longs après le tir laser. En effet, pour des temps de l'ordre de la microseconde, on constate que des neutrons d'énergie supérieure à la centaine de keV impactent le capteur. En intégrant cette évolution temporelle, il est ainsi possible de déterminer le spectre neutronique impactant le le capteur après la phase de *Global Reset*, comme nous l'avons représenté en figure 115b.

Afin de démontrer que les perturbations transitoires rémanentes du capteur étaient liées à cette agression tardive, nous avons dans un premier temps analysé l'évolution temporelle du nombre relatif de particules ionisantes impactant le capteur durant la phase



(a) Évolution temporelle du flux neutronique impactant le capteur positionné à 5 mètres du centre chambre d'OMEGA. Pour des temps de l'ordre de quelques microsecondes, des neutrons d'énergie supérieure à la centaine de keV impactent encore le capteur.



(b) Fluence neutronique à 5 mètres du centre chambre d'OMEGA. Les fluences sont intégrées sur toute la durée d'une expérience (courbe rouge) ou à la suite d'une phase de Global Reset de 1  $\mu$ s (courbe verte).

FIGURE 115 – Les valeurs sont données pour  $1.10^8$  neutrons émis dans  $4 \pi$  stéradians.

de *Global Reset*, noté  $R_{impact}$ , défini par l'intégrale courante normalisée suivante :

$$R_{impact} = \frac{\int_0^{\tau} F(t) dt}{\int_0^{\infty} F(t) dt} \quad (2)$$

où  $F$  désigne le flux de particules ionisantes et  $\tau$  la durée de la phase de *Global Reset*.

Cette évolution a notamment été évaluée en discriminant le type de particule, à savoir les neutrons, les photons  $\gamma$  ou les deux contributions à la fois. Cette cinétique a été comparée à la dynamique observée sur le capteur APS concernant l'efficacité  $\epsilon$  de suppression des perturbations transitoires définie par le rapport :

$$\epsilon = \frac{N_{suppr}}{N_{tot}} \quad (3)$$

où  $N_{suppr}$  et  $N_{tot}$  désignent respectivement le nombre de perturbations supprimées et le nombre de perturbations initiales en absence de *Global Reset*.

L'évolution des paramètres  $R_{impact}$  et  $\epsilon$ , présentée sur la figure 116, montre que le mécanisme de décroissance des particules est très similaire à celui du capteur CMOS. La meilleure représentativité est obtenue lorsque les deux types de particules sont pris en compte simultanément, et ce particulièrement pour des durées de *Global Reset* courtes. Cette observation s'explique par le fait qu'aux temps courts, les neutrons ont encore suffisamment d'énergie pour générer des bouffés de photons  $\gamma$ , tandis qu'aux temps longs, la thermalisation des neutrons les en empêche car les matériaux pris en compte dans la simulation ne permettent pas de capture neutronique suivie d'émission  $\gamma$ . Le point important révélé par la simulation GEANT4 est que les neutrons retardés par les interactions avec l'environnement mécanique sont dans les faits présents dans cette ambiance nucléaire particulière, et dans des proportions comparables à ce que nous avons pu observer sur le capteur CMOS et ses pixels blancs.

Pour consolider notre démonstration, nous avons vérifié si la prévision de perturbation confirmait ces observations. Nous avons donc calculé les perturbations engendrées par les spectres caractéristiques des instants suivants la phase de *Global Reset*, illustré en figure 115b. La matrice de  $128 \times 128$  pixels a été modélisée pour rendre compte de la technologie employée pour les mesures différentes du capteur de  $1024 \times 1024$  considéré jusque là. Enfin, comme cette technologie était bien plus avancée et performante, le niveau seuil de  $15 \text{ ke}^-$  correspondant au niveau de perturbations n'était plus adapté. Nous avons vu en effet au chapitre 4 que, lors de l'analyse de l'histogramme, le niveau seuil était fixé à 200 ADU, soit  $1,5 \text{ ke}^-$ . C'est donc ce critère que nous avons utilisé pour déterminer l'évolution

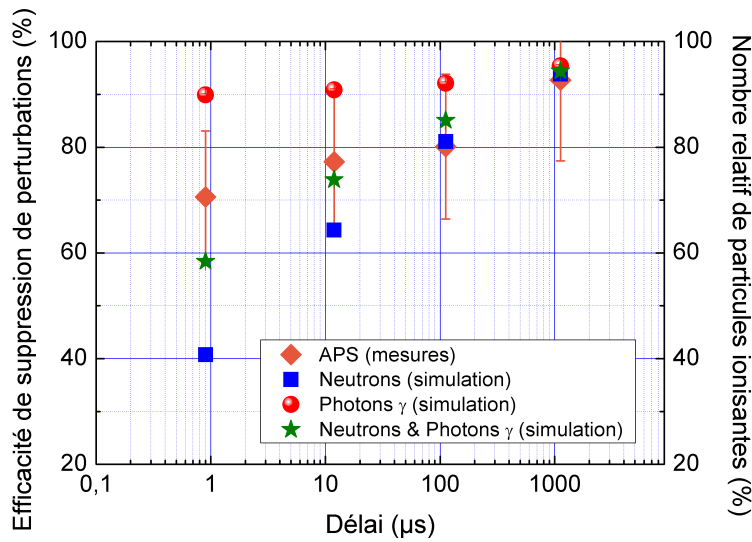


FIGURE 116 – Comparaison de l'évolution de l'efficacité de suppression des perturbations transitoires du capteur CMOS et du nombre relatif des particules ionisantes impactant le capteur durant la phase de Global Reset. La meilleure représentativité est obtenue lorsque les neutrons et les photons  $\gamma$  sont simultanément pris en compte, notamment pour des phases de Global Reset courtes. Les erreurs statistiques sont également représentées.

de l'efficacité simulée de suppression des perturbations avec la durée de phase de *Global Reset* employée. Cette évolution, présentée en figure 117, a alors été comparée aux mesures réalisées sur OMEGA lors de la campagne 2012.

S'il est possible, à partir de ces résultats, de confirmer par la simulation une dépendance de l'efficacité de suppression des perturbations transitoires avec la durée de "Global Reset", il est en revanche très difficile d'apprécier l'accord entre la simulation et l'expérience. En effet, le très faible nombre de pixels perturbés détectés lors des mesures sur l'installation OMEGA suppose une importante erreur statistique.

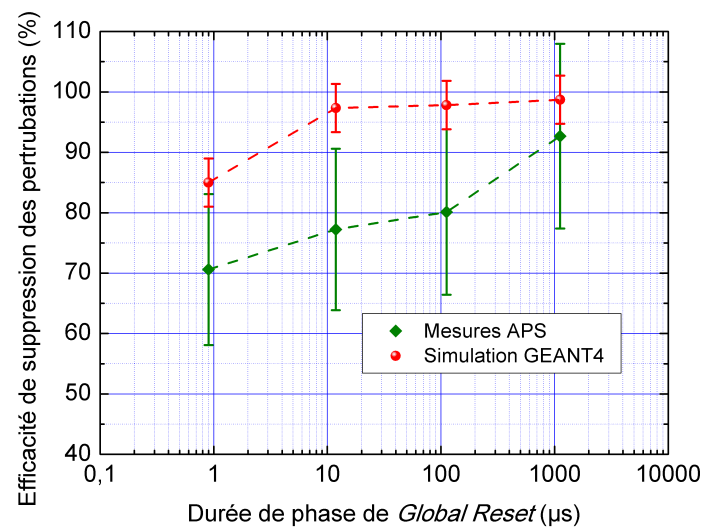


FIGURE 117 – Comparaison de l'évolution de l'efficacité de suppression des perturbations transitoires du capteur APS mesurée sur OMEGA et simulée. Le faible nombre d'événements mesurés sur le capteur APS ne permet pas de conclure du fait d'une importante erreur statistique. La simulation semble toutefois confirmer une dépendance de l'efficacité de suppression des parasites avec la durée de Global Reset.



# Cinquième partie

## *Discussion*





Nous présentons dans cette partie un bilan des travaux réalisés au cours de cette thèse et les perspectives de développements futurs sur la thématique des diagnostics durcis. A partir des briques de base présentées dans les différents chapitres, nous pourrions identifier une architecture de diagnostic possible, et nous évaluerons la limite de fonctionnement de ou des architecture(s) identifiée(s).

## V.1 Discussion sur le système d'imagerie X

Nous avons étudié, en chapitre 1, un système d'imagerie X à haute résolution spatiale permettant d'imager le cœur d'implosions de microballon par laser, à des énergies bien supérieures à celles atteintes sur le NIF. Le dispositif combine de façon originale une imagerie annulaire et un microscope à miroirs. La résolution globale du système atteint théoriquement  $5\ \mu\text{m}$  sur un champ de  $200\ \mu\text{m}$  et couvre potentiellement la gamme spectrale 10 - 95 keV. Le microscope à miroirs fonctionne avec des angles de rasance plus faibles que ceux étudiés dans le cadre du diagnostic MERSSIX [42, 102] ( $0,35^\circ$  au lieu de  $0,45^\circ$ ) et son dépôt multicouche doit permettre d'étendre la gamme spectrale accessible pour le microscope (figure 118). Ces très faibles angles d'attaque soulèvent le problème des tolérances aux alignements et de la conception mécanique de maintien des miroirs. Cependant, ces tolérances restent globalement du même ordre de grandeur que celles calculées pour le diagnostic MERSSIX. En supposant une amélioration des procédés de réalisation mécanique, on peut penser qu'un tel système pourrait raisonnablement voir le jour. Dans le cas où des concessions sur les tolérances seraient nécessaires pour la réalisation d'un tel dispositif, nous pouvons relever qu'il existe actuellement des méthodes permettant de réaliser des microscopes paraboliques fabriqués d'un seul tenant. De tels dispositifs permettent de réduire le nombre de réglages à réaliser pour atteindre de hautes résolutions spatiales. Une adaptation de ce procédé au cas des microscopes de type pseudo-Wolter serait souhaitable. Notons enfin que la conception du système d'imagerie X, telle qu'elle a été menée en chapitre 1, a permis de démontrer, tant expérimentalement que théoriquement, la très grande tolérance du couple W/SiC aux agressions nucléaires rencontrées sur une installation de FCI. Comme le couple de matériaux est identique à celui de MERSSIX, son utilisation sur des tirs à hauts flux de neutrons a, par la même occasion, été démontrée.

## V.2 Discussion sur la problématique du transport d'image

En ce qui concerne la problématique du relai optique, son étude s'est focalisée essentiellement sur le traitement de la scintillation parasite des composants optiques. Ce

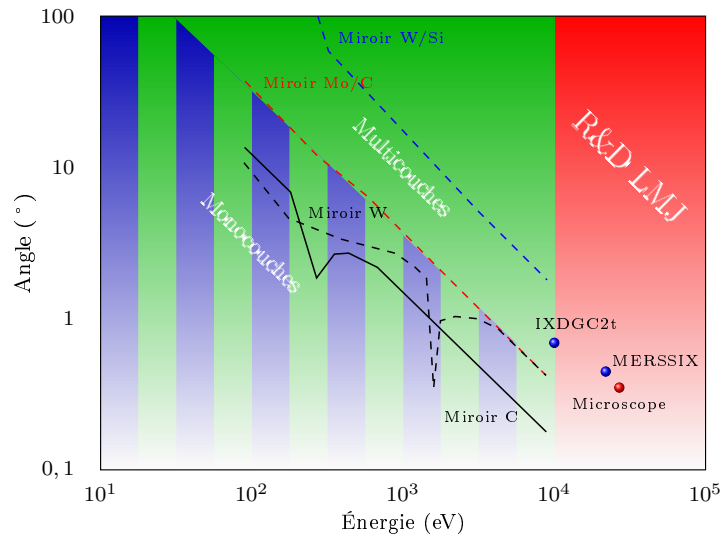


FIGURE 118 – Positionnement du dépôt multicouche du microscope étudié dans le cadre des travaux de cette thèse (en rouge) par rapport à l'état de l'art des diagnostics d'imagerie X sur LMJ

phénomène est considéré en effet comme prédominant face au débit de dose rencontré sur LMJ. Nous avons conçu et réalisé, au moyen d'une méthode de conception adaptée à la problématique de l'environnement nucléaire, un prototype de relai asymétrique performant et résistant à l'ambiance d'un laser mégajoule.

Les performances optiques sont excellentes puisqu'il est possible de résoudre en théorie  $100 \text{ pl.mm}^{-1}$  sur un champ de 20 mm, et de collecter un flux important grâce à une ouverture de F/3.

En termes de scintillation parasite, nous avons démontré, grâce aux installations OMEGA et ELSA, que ce relai était tout à fait comparable à un système catadioptrique, moins résolvant, ce qui en fait un relai de choix pour les diagnostics d'imagerie fonctionnant en milieu nucléaire intense et nécessitant de hautes résolutions spatiales.

Cette étude a également été valorisée pour d'autres diagnostics nécessitant des relais optiques. Ainsi le concept de relai asymétrique a été étendu à une version de 24 mètres de long pour le diagnostic VISAR du LMJ, représenté en figure 119. Un tel relai permet alors de positionner le système de détection dans la casemate distante de 26 mètres du centre chambre. L'éloignement plus important au niveau de la casemate, permettant de réduire la fluence d'un facteur 28 par rapport à la protection rapprochée, permet d'étendre la phase de fonctionnement du diagnostic à des flux neutroniques plus élevés.

Devant ce tableau plutôt prometteur, nous devons toutefois souligner une limite du relai asymétrique. Le relai, tel qu'il a été conçu, est sensible aux variations d'indice de ses

composants optiques, c'est pour cette raison, qu'avant sa réalisation, des mesures d'indice des verres fondus et réceptionnés ont été réalisées afin de corriger les optiques conçues à partir de données tabulées. On notera qu'une fluctuation d'indice de  $1.10^{-3}$  sur un verre peut faire perdre le transport de l'image. Or, les variations, permanentes ou transitoires, d'absorption des verres induites par les rayonnements ionisants se traduisent également comme une variation d'indice au travers des relations de Kramers-Kronig. Aussi, pour assurer le transport de l'image quelque soit les phases de fonctionnement du laser mégajoule, il est nécessaire de mesurer les fluctuations d'indice transitoires des différents verres constitutifs du relai optique. Une méthode simple consisterait par exemple à activer un diagnostic VISAR sur une installation de FCI comme OMEGA, et d'utiliser son interféromètre pour visualiser et mesurer le défilement des franges d'interférence d'un verre étalon lors du passage de l'impulsion nucléaire. Ce défilement étant directement relié à la variation d'indice, cette mesure permettrait de quantifier la variation d'indice pour les fluences accessibles sur OMEGA, et de les extrapoler aux installations de classe mégajoule. Ces études devraient être réalisées lors de prochaines campagnes *Neutron Derby*.

### V.3 Discussion sur le schéma de détection basé sur l'utilisation du *Global Reset* du capteur CMOS

Nous avons démontré pour la première fois sur une installation de FCI, qu'il était possible de réduire les perturbations transitoires du capteur produites par les rayonnements ionisants. La méthode consiste à combiner la décroissance lente d'un scintillateur à un capteur équipé d'une fonction de *Global Reset* qui évacue les charges parasites générées par l'impulsion nucléaire vers la masse.

La démonstration du *Global Reset* s'étant limitée à l'acquisition d'un signal utile, l'étape suivante consistera à utiliser cette méthode de réduction de perturbations nucléaires en réalisant cette fois l'image du cœur d'implosion avec une résolution suffisante. Le prototype de diagnostic, que nous avons mis en œuvre sur l'installation OMEGA, n'a pas permis de réaliser cet objectif essentiellement à cause du découplage du scintillateur P43 avec le capteur d'imagerie. Une méthode permettant d'améliorer la qualité d'imagerie du diagnostic consiste, outre une réduction de l'ouverture des sténopés, à déposer directement le scintillateur sur la surface du détecteur CMOS. Des exemples de dépôts ont notamment déjà été réalisés dans la littérature [103] et la qualité d'imagerie obtenue grâce à eux a été démontrée. Pour cette raison, des études ont été lancées récemment pour la réalisation d'un tel dépôt sur des capteurs équipés de la fonction de *Global Reset*.

En associant la technique du *Global Reset* au traitement informatique de réduction des perturbations (limitées à  $5.10^7$  n.cm<sup>-2</sup>) il est a priori possible de réaliser une acquisition

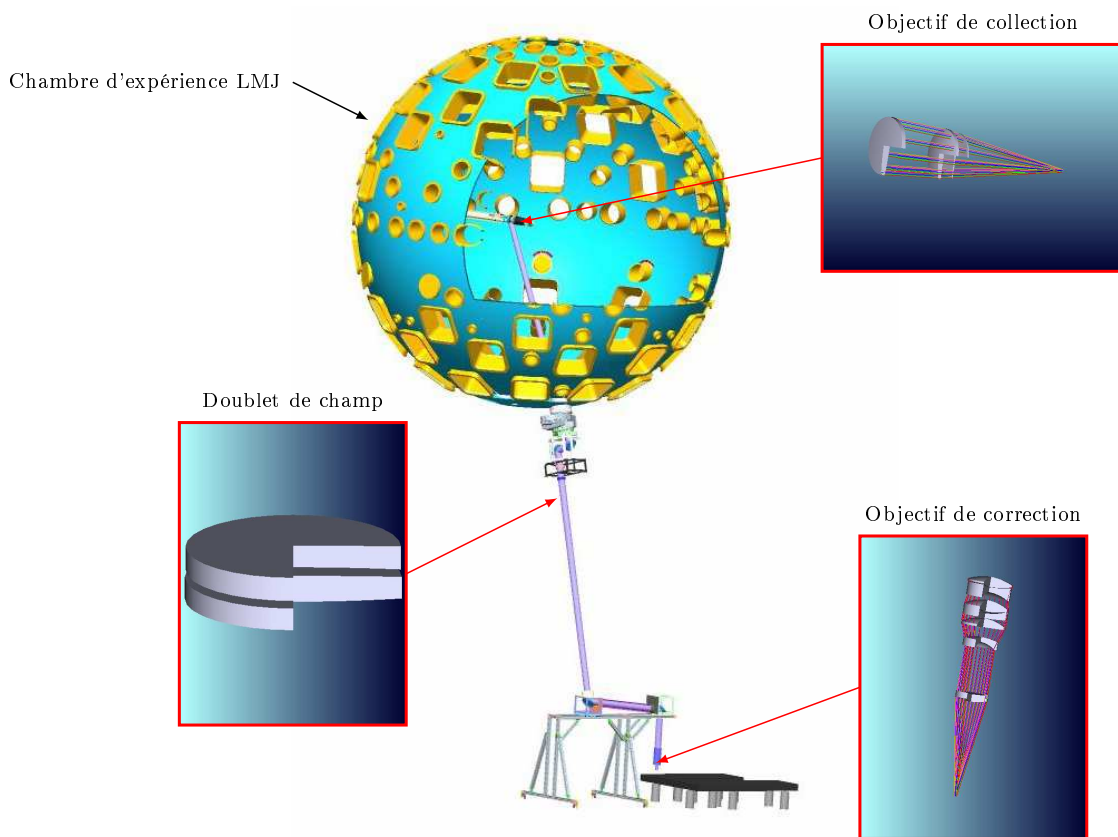


FIGURE 119 – Transport d'image de 24 m de longueur conçu pour le diagnostic visier du LMJ. La longueur de ce relai permet d'atteindre les casemates qui peuvent fournir un blindage supplémentaire à l'analyseur optique.

d'image jusqu'à la fluence de  $1,6 \cdot 10^8 \text{ n.cm}^{-2}$  grâce à la suppression des perturbations par le capteur lui-même à hauteur de 70 % (pour un phase de *Global Reset* d'une durée de de 1  $\mu\text{s}$  après le tir). Lorsque le capteur est positionné au niveau de la protection rapprochée et qu'il est protégé au moyen d'un blindage efficace, il pourra être utilisé jusqu'à des tirs laser générant  $1,5 \cdot 10^{16}$  neutrons. Pour des phases de fonctionnement produisant un flux neutronique plus important, le capteur devra être déporté en casemate. Ce transfert a été rendu possible grâce au relai optique développé pour le VISAR LMJ. Le blindage intrinsèque de la casemate permettra alors au détecteur du diagnostic de fonctionner jusqu'à des flux neutroniques produits lors de l'expérience de  $4 \cdot 10^{17}$  neutrons. En ajoutant un blindage supplémentaire on peut donc supposer que le capteur peut supporter un tir à gain à  $1 \cdot 10^{18}$ .

## V.4 Identification d'une architecture possible de diagnostic résistant à l'ambiance nucléaire du Laser Mégajoule

### V.4.1 Architectures envisagées de diagnostics

Jusqu'à présent, nous avons toujours envisagé d'enregistrer "rapidement" l'image du plasma afin de profiter de l'ambiance nucléaire "calme" des premières 100 nanosecondes d'une expérience de FCI. Or, les derniers développements sur les capteurs CMOS que nous venons de présenter, semblent contredire quelque peu cette philosophie puisqu'il apparaît possible de réaliser l'image du plasma près d'une microseconde après l'implosion. Ces nouveaux éléments donnent la possibilité de nouveaux schémas d'architecture de diagnostic. Nous proposons ici de décrire des architectures possibles.

Dans une première architecture de diagnostic, le scintillateur qui convertit l'image X formée par le système d'imagerie en une dizaine de nanosecondes à l'arrière du SID pourrait être remplacé par un scintillateur à décroissance lente déposé sur une caméra CMOS (figure 120). En supposant que le dépôt d'énergie dû à l'ambiance nucléaire ne suffise pas à éblouir le scintillateur lent, il est toujours impossible à une caméra, même de type CMOS équipée d'un mode *Global Reset*, d'être localisée à l'arrière du SID car la fluence intégrée sur toute l'expérience s'élèverait à  $1,6 \cdot 10^8 \text{ n.cm}^{-2}$  pour un tir laser à  $1 \cdot 10^{15}$  neutrons. Le maintien du capteur dans une protection est donc toujours nécessaire et par conséquent le transport d'image durci également afin de transférer l'image visible générée par le scintillateur vers le détecteur.

Comme les verres sélectionnés lors de la conception du relai scintillent en ambiance

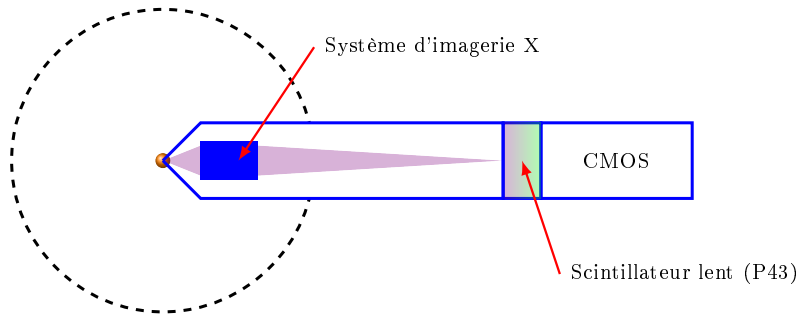


FIGURE 120 – Première architecture possible de diagnostic durci pour le Laser Mégajoule. Le système d'imagerie X image la cible sur un amplificateur de luminance X qui convertit lentement le rayonnement X en rayonnement visible grâce à un écran luminophore P43. Le signal est directement détecté par le capteur CMOS 1  $\mu$ s après l'implosion de la cible. Cette architecture ne permet pas un fonctionnement au delà de  $1.10^{15}$  neutrons.

nucléaire avec des décroissantes courtes, les niveaux de scintillation parasite mesurés sur OMEGA et ELSA et présentés en chapitre 3 seraient fortement réduits si la mesure était réalisée 1  $\mu$ s après l'implosion. La vulnérabilité du diagnostic serait limitée à la scintillation parasite du P43 due à l'ambiance nucléaire. Cette vulnérabilité pourrait être réduite par l'utilisation d'une photocathode sensible aux rayons X (en titane par exemple) et d'une galette de micro-canaux pulsée pour limiter l'amplification aux électrons générés par l'interaction du signal X avec la photocathode. Le schéma de principe de cette seconde architecture de diagnostic ainsi que le chronogramme d'acquisition est représenté en figure 121.

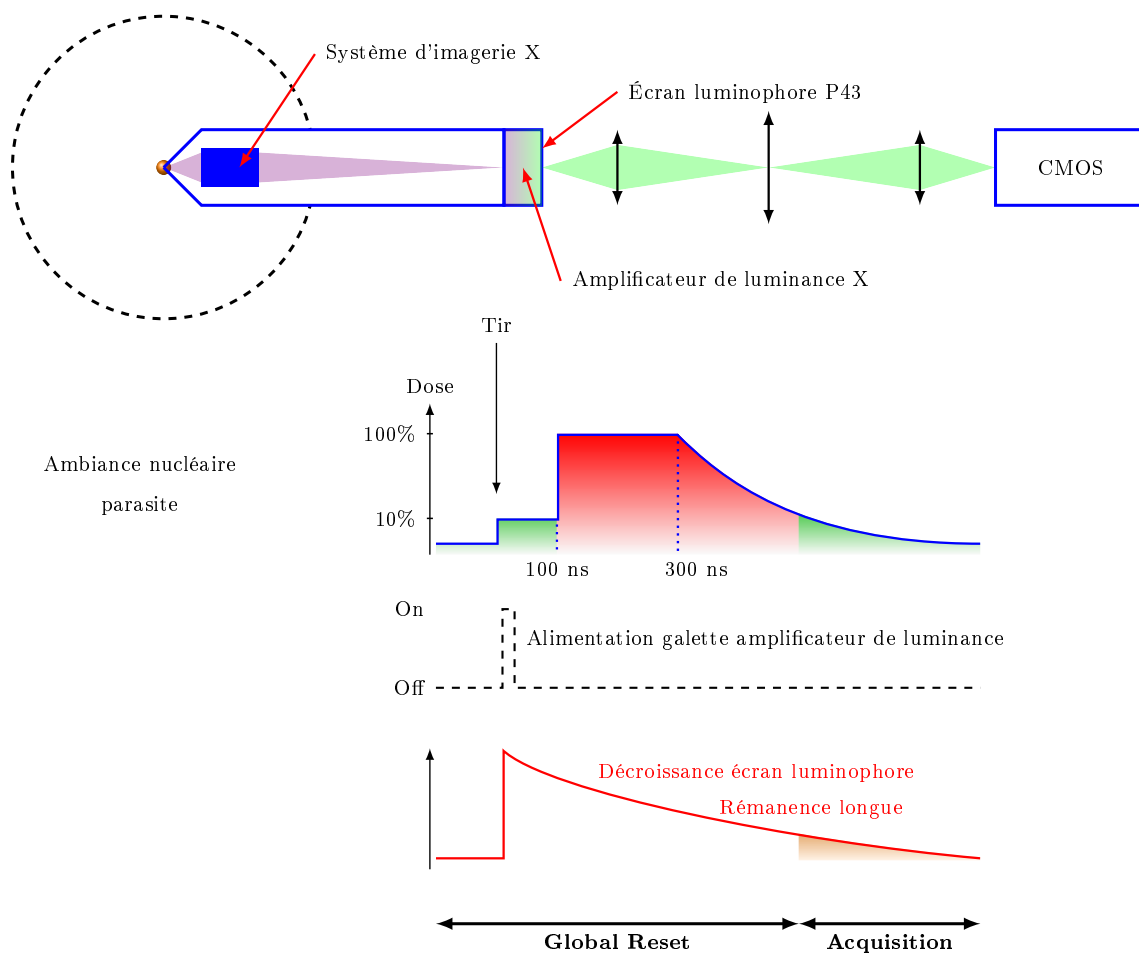


FIGURE 121 – Seconde architecture possible de diagnostic durci pour le Laser Mégajoule. Le système d'imagerie X image la cible sur un amplificateur de luminance X qui convertit lentement le rayonnement X en rayonnement visible grâce à un écran luminophore P43. Le signal est transféré vers le détecteur CMOS et acquis 1  $\mu$ s après l'implosion de la cible. L'enregistrement est précédé d'une phase de Global Reset sur le capteur CMOS pour supprimer le bruit généré par l'impulsion nucléaire.



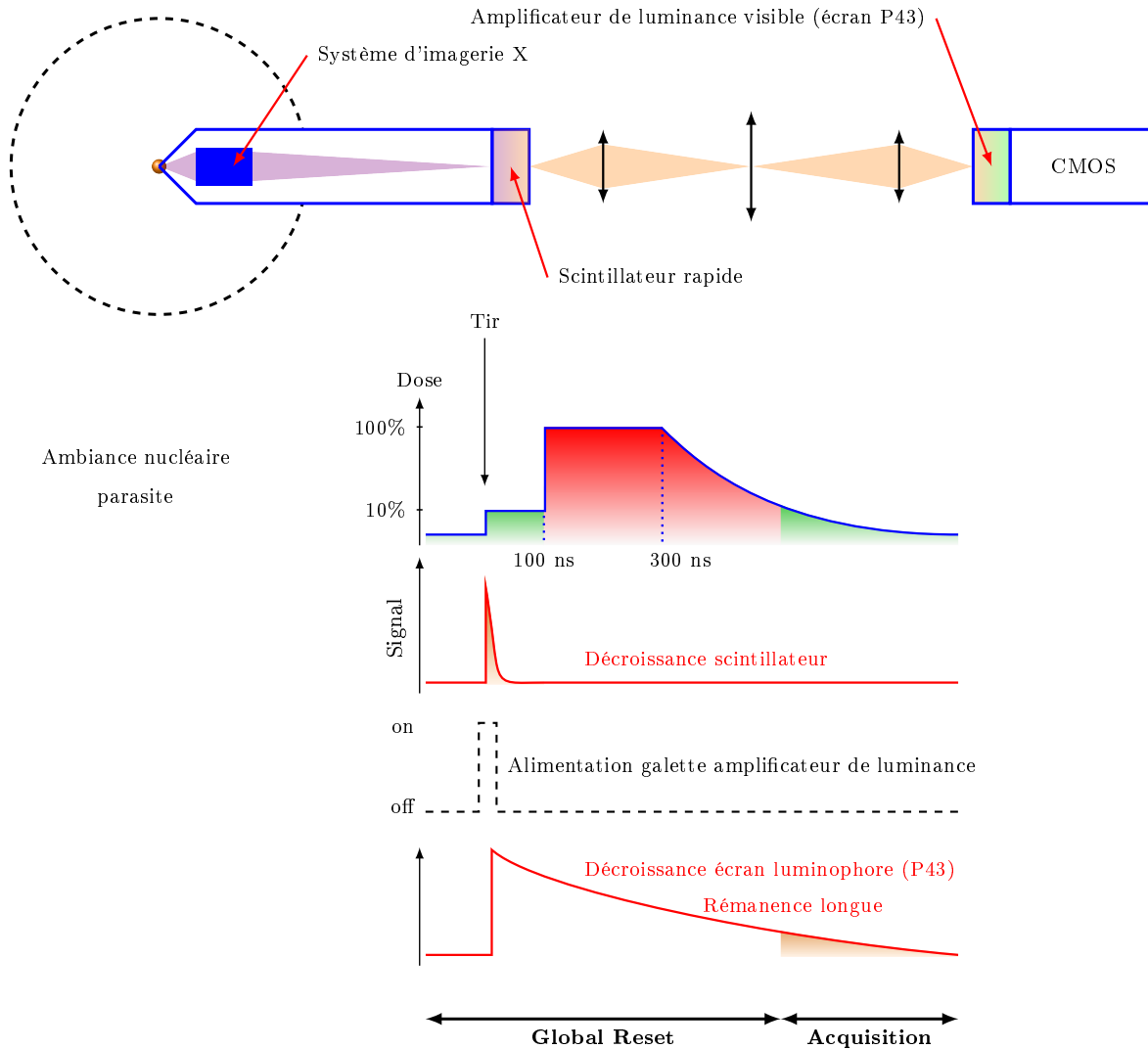


FIGURE 122 – Troisième architecture possible de diagnostic durci pour le Laser Mégajoule. Le système d'imagerie X image la cible sur un scintillateur rapide qui convertit le rayonnement X en rayonnement visible. Le signal est transféré vers l'analyseur optique constitué d'un amplificateur de luminance et d'un détecteur CMOS. L'image est acquise 1  $\mu$ s après l'implosion de la cible grâce à la décroissance lente de l'émission de l'écran luminophore de l'amplificateur. L'enregistrement est précédé d'une phase de Global Reset sur le capteur CMOS pour supprimer le bruit généré par l'implosion nucléaire.

Une troisième possibilité (figure 122) consiste à concevoir un diagnostic avec les scintillateurs rapides en amont du relai optique et d'utiliser le scintillateur lent P43 sur un amplificateur de luminance sensible au rayonnement visible, grâce à une photocathode adaptée (S20 par exemple). Cet amplificateur, positionné entre le relai et la caméra CMOS, amplifierait alors le signal émis par les scintillateurs rapides que nous avons développés.

Il découle alors de ces observations deux architectures de diagnostic viables (la première étant limitée à un fonctionnement à  $1.10^{15}$  neutrons) selon la position du scintillateur lent, en amont ou en aval du relai optique. À partir des données de termes source X, neutrons et gamma donnés en bibliographie, et des résultats expérimentaux, nous allons évaluer les niveaux de signal et de perturbations des différents éléments enregistrés par un détecteur APS muni d'une fonction de *Global Reset*.

#### V.4.2 Evaluation de la tenue à l'ambiance nucléaire des diagnostics proposés

Les niveaux de perturbations ont été évalués pour les deux architectures de diagnostic retenues (figure 121 et 122) en fonction du flux neutronique, afin de déterminer la limite de fonctionnement de chacune d'elles. Ces calculs ont été réalisés en supposant que la caméra CMOS présentait une sensibilité voisine de  $21 \text{ photons.LSB}^{-1}$  et qu'une phase de *Global Reset* préliminaire de  $1 \mu\text{s}$  était réalisée avant l'acquisition.

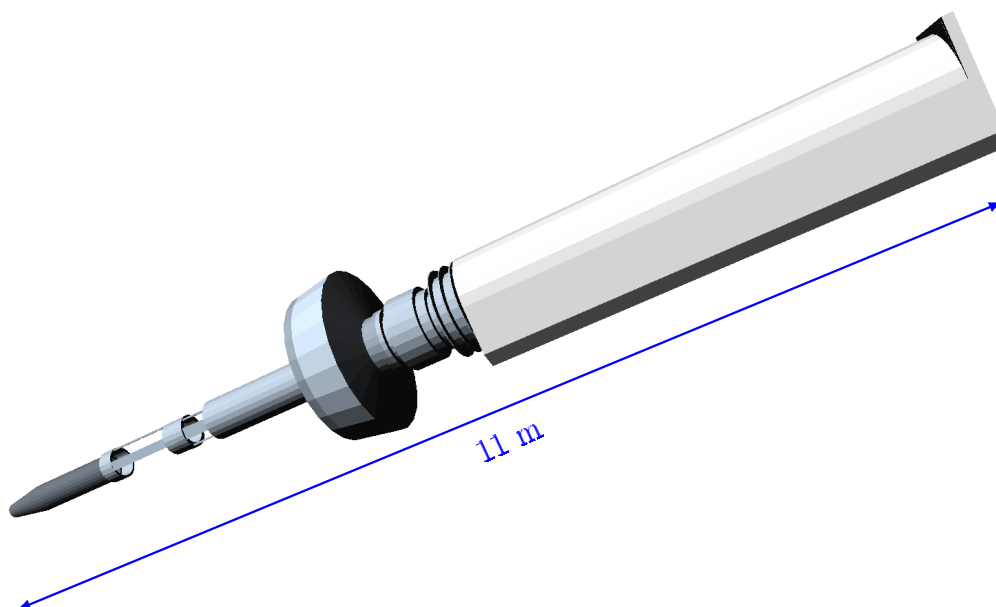


FIGURE 123 – Géométrie *GEANT4* du système d'insertion de diagnostic pour la détermination de l'environnement nucléaire aux premiers instants d'une expérience de FCI.

Nous traiterons tout d'abord l'architecture utilisant un scintillateur rapide positionné à l'arrière du SID (voir figure 122), en commençant par évaluer l'éclairement parasite généré par la scintillation du relai optique et du scintillateur rapide.

Pour l'évaluation du signal parasite produit par le scintillateur, nous avons profité des méthodes de modélisation mises en place au chapitre 5 pour prédire la perturbation induite par l'impulsion nucléaire au niveau du scintillateur rapide présenté au chapitre 2. Pour cela, nous avons modélisé le système d'insertion de diagnostic en une géométrie GEANT4 donnée en figure 123. A partir de cette géométrie, le spectre  $\gamma^1$  induit dans les 100 et 60 premières nanosecondes par les réactions  $(n,\gamma)$  a été calculé à l'arrière du SID.

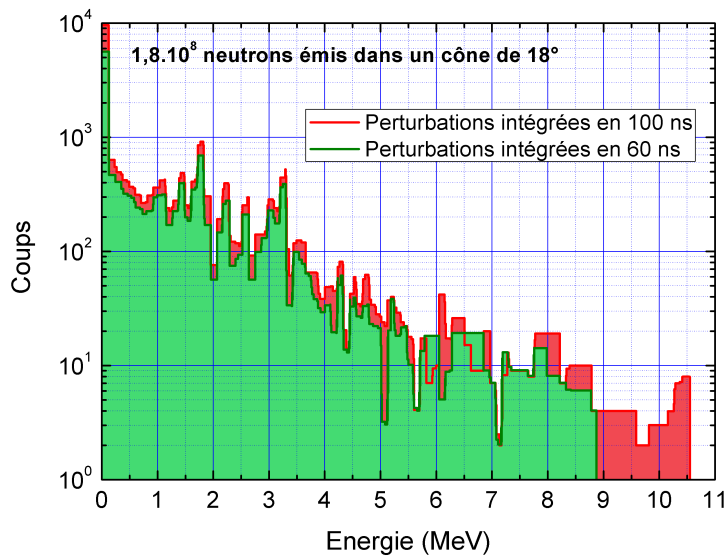


FIGURE 124 – Distribution spectrale des photons  $\gamma$  produit par les réactions  $(n,\gamma)$  impactant l'arrière du SID dans les 60 et 100 premières nanosecondes d'une expérience de FCI, pour une surface de  $300 \times 300 \text{ mm}^2$ .

L'énergie moyenne de ce spectre est de l'ordre du MeV. Pour un scintillateur tel que celui développé en chapitre 2 d'une épaisseur de 15 mm, d'une densité de  $1,17 \text{ g.cm}^{-3}$ , et dont le coefficient d'absorption massique s'élève à  $0,03 \text{ cm}^2.\text{g}^{-1}$ , l'énergie déposée est de l'ordre de 5 % de l'énergie incidente. A partir de l'énergie déposée, nous avons quantifié l'éclairement parasite produit par le scintillateur en entrée de l'amplificateur de luminance en prenant en compte le rendement de scintillation, de l'ordre de  $1200 \text{ photons.MeV}^{-1}$ , la collection à F/3 du relai optique conçu au chapitre 3 et en négligeant ses pertes en transmission.

1. La nature des particules enregistrées est uniquement photonique puisque les neutrons ont seulement atteint la paroi de la chambre d'expérience pour les temps inférieurs à 100 ns

À ce niveau parasite, nous avons additionné contribution du relai optique générée également dans les 100 et 60 premières nanosecondes. L'évolution de ce signal parasite en fonction du flux neutronique en figure 125 (en rouge) est exprimée en  $\text{photons}\cdot\text{pixel}^{-1}$ .

La dernière contribution de signal parasite provient de l'amplificateur de luminance. Or, l'étude sur la vulnérabilité des amplificateurs de luminance a été menée uniquement pour le cas d'une galette de micro-canaux alimentée en continu. C'est pour cette raison que nous avons réalisé une simulation GEANT4 pour traiter le cas d'une alimentation impulsionnelle. La galette a été modélisée par un bloc de verre dont la densité moyenne prenait en compte le volume des canaux vides. Nous avons évalué le nombre d'électrons générés par la source de perturbations neutroniques et photoniques présentée en figure 5b, et extrapolée à l'emplacement de l'amplificateur de luminance. Puis nous avons traduit l'éclairement électronique simulé en éclairement photonique, et évalué la scintillation parasite de l'amplificateur à partir du rendement de l'écran luminophore P43 de 40  $\text{photons}\cdot\text{électrons}^{-1}$ . On constate que l'évolution de l'éclairement photonique parasite, induit par l'amplificateur avec le flux neutronique (figure 125), est complètement négligeable devant les niveaux de signaux en entrée de l'amplificateur. En conséquence, la contribution de l'amplificateur au niveau de signal parasite n'a pas été prise en compte dans la suite.

Nous avons également représenté en figure 125 les niveaux de signal attendus pour les deux voies d'imagerie en entrée de l'amplificateur. Ces niveaux ont été déterminés à partir des données photométriques calculées en chapitre 1, et en considérant le rendement de scintillateur et la collection du relai optique donnés précédemment. D'autre part, nous avons considéré également les cas où l'image est acquise dans les 100 ou 60 premières nanosecondes. Le temps de décroissance du scintillateur rapide étant de l'ordre de 12 ns, le signal est enregistré à 99,9 % dans le premier cas et à 80 % dans le second cas. Ainsi on constate que la perte de signal est moins importante que la perte de signal parasite induite par l'ambiance nucléaire en entrée de l'amplificateur.

A partir de la figure 125, nous pouvons constater qu'il est impossible de réaliser la mesure avec le même analyseur optique. En effet l'intensité du signal de la voie à miroirs est 100 fois plus importante que le niveau de signal de la voie à ouverture codée. Par conséquent, la voie à miroirs saturera plus rapidement le système de détection que la voie X-durs. Pour s'affranchir de ce déséquilibre de voie, un système à base de lame semi-réfléchissante devra donc être envisagé afin de séparer les deux voies de mesures sur deux analyseurs optiques différents.

Si le niveau de signal est bien plus important pour le microscope que le niveau de perturbation, ce n'est absolument pas le cas pour la voie à ouverture codée. Le bruit photonique en entrée de l'amplificateur de luminance sera donc dominé par le bruit du signal

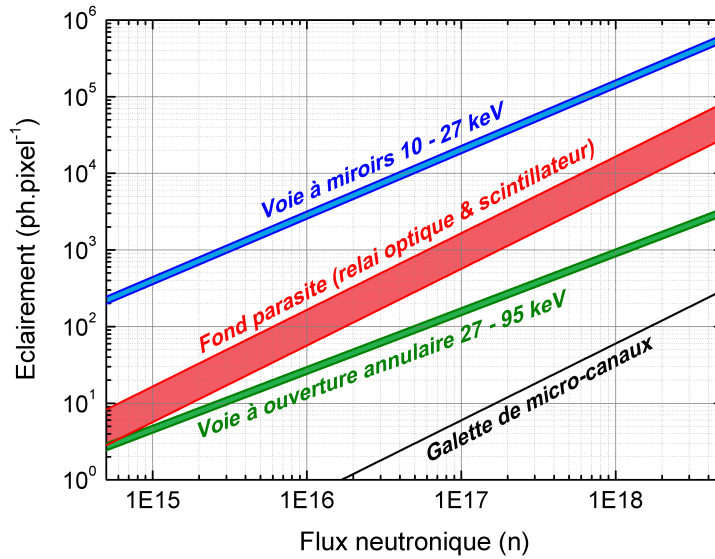


FIGURE 125 – Niveaux de signal utile et de parasite induit par la perturbation nucléaire dans les cas où la mesure est réalisée dans les 100 (limite supérieure) ou 60 (limite inférieure) premières nanosecondes d'une expérience de FCI. L'évolution des niveaux de signal des voies d'imagerie et du fond est donnée en entrée de l'amplificateur avant l'amplification du signal. Le niveau de scintillation parasite de la galette de micro-canaux est quant à lui donné en entrée du détecteur.

parasite. Le Rapport Signal sur Bruit, noté RSB, sera de plus dégradé par l'utilisation de l'amplificateur. C'est pour cette raison que nous avons évalué le bruit en sortie de l'amplificateur de luminance à partir des données en entrée de celui-ci et de l'efficacité quantique de détection de l'amplificateur. Nous avons pu simuler les images enregistrées par le détecteur APS pour différents niveaux de flux neutroniques. La saturation de l'analyseur optique à partir d'un éclairement de  $4 \cdot 10^3$  photons.pixel<sup>-1</sup> a notamment été prise en compte par l'ajout de densités optiques à partir d'une émission neutronique de  $5 \cdot 10^{17}$  neutrons. Ces images représentées en figure 126 ont ensuite été déconvoluées en utilisant la méthode de déconvolution par autocorrélation filtrée [31] en conservant une résolution spatiale de l'ordre de 5 μm. Les résultats de ces déconvolutions sont également illustrés en figure 126. On constate qu'à très bas flux neutronique le rapport signal à bruit est assez mauvais car le niveau de signal est très faible et par conséquent le bruit photonique assez élevé. En revanche pour des flux compris entre  $5 \cdot 10^{15}$  et  $1 \cdot 10^{17}$  neutrons le rapport signal à bruit est bien meilleur et les images déconvoluées sont de très bonnes qualités. Cette plage de flux neutronique constitue un optimum d'utilisation. En effet, pour une acquisition réalisée dans les 100 premières nanosecondes après l'implosion à  $10^{18}$  neutrons, l'image du cœur est presque complètement noyée dans le bruit. En effet comme la lumière parasite intégrée est près de 10 fois supérieure au signal, l'anneau est fortement perturbé par le fond parasite. Il devient alors impossible de déconvoluer l'image avec une résolution

acceptable car la filtration de l'image au moyen d'un filtre gaussien par exemple se ferait au détriment de la résolution spatiale du diagnostic.

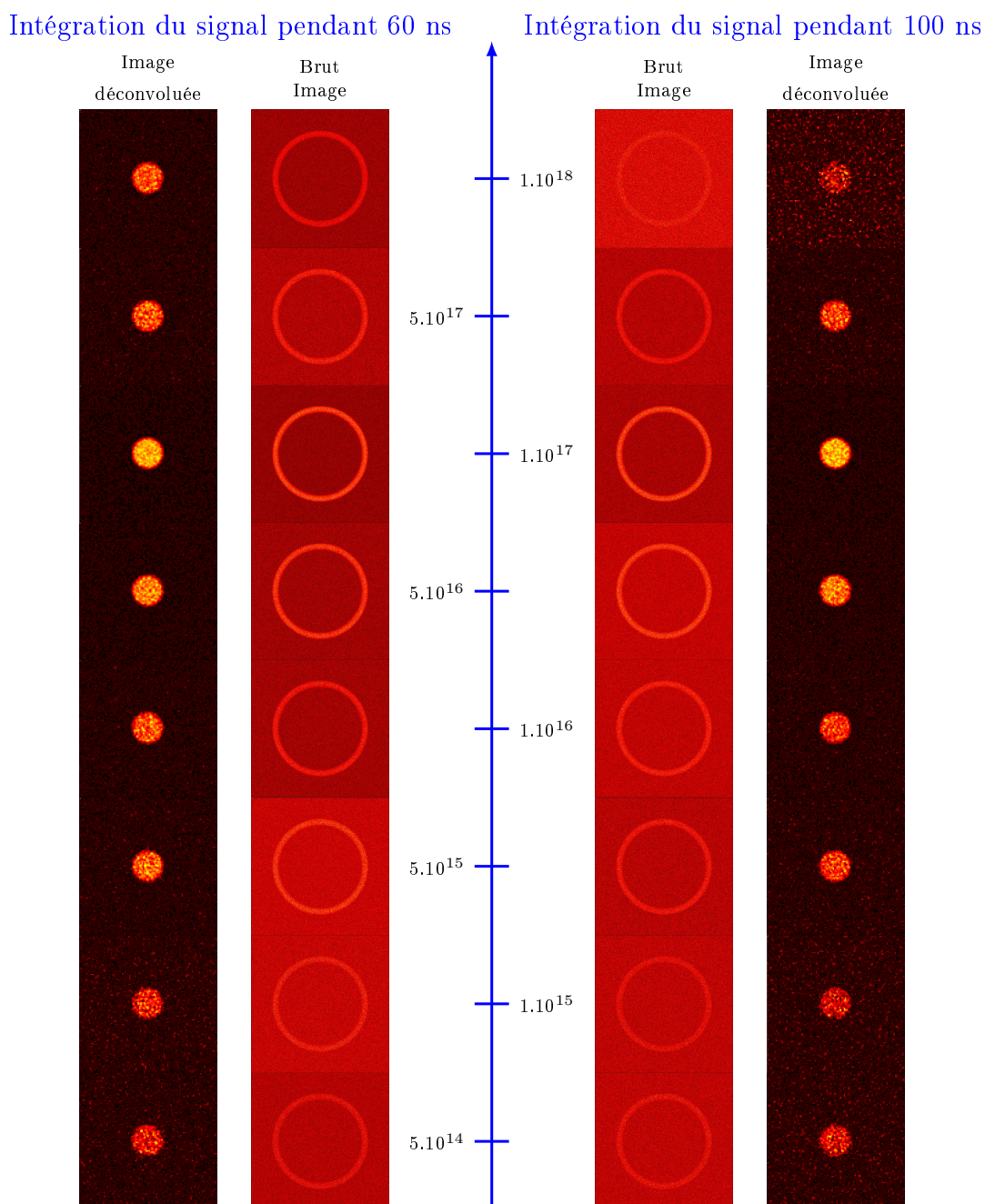


FIGURE 126 – Évolution de la qualité d'imagerie de la voie à sténopé annulaire en fonction du flux neutronique. Pour les phases de fonctionnement à bas flux de neutrons, l'image est dominée par un rapport signal sur bruit très défavorable à cause de la faiblesse de nombre de photons enregistrés. La qualité d'imagerie croît alors jusqu'à un optimum puis décroît car le fond continue parasite est trop important pour permettre une déconvolution sans perte de résolution. Cette dégradation de l'image arrive plus rapidement lorsque l'intégration du signal est réalisée sur 100 ns.

A titre de comparaison, nous avons également traité le cas où le scintillateur rapide positionné à l'arrière du SID est remplacé par un amplificateur de luminance sensible au rayonnement X et dont la galette de micro-canaux est pulsée selon le schéma de principe présenté en figure 121. Le niveau de signal issu de la voie à sténopé annulaire a été évalué en supposant que la photocathode était en tantale. Nous avons également considéré que le rayonnement X impactait la photocathode en incidence normale ou une incidence rasante de 5 degrés. A partir de ces hypothèses, nous avons calculé la plage de signal intégrée par le capteur CMOS, exprimé en  $\text{photon}\cdot\text{pixel}^{-1}$  en figure 127, en prenant en compte la collection de flux du transport d'image. Le niveau de perturbation induit par l'environnement nucléaire a quant à lui été également calculé en considérant que le relai optique ne générerait plus de lumière parasite après 1  $\mu\text{s}$  soit au début de l'acquisition du signal par le détecteur CMOS après la phase de *Global Reset*. En d'autres termes le fond continu parasite est uniquement lié à la scintillation parasite de l'amplificateur de luminance dont le niveau est également indiqué en figure 127. Contrairement à l'architecture de diagnostic traitée, on constate que la scintillation parasite de l'amplificateur n'est plus négligeable. En effet, dès  $5\cdot 10^{14}$  neutrons, le fond est entre 10 et 100 fois supérieur au niveau de signal. Or nous avons vu précédemment que pour un tel fond, il devient impossible de déconvoluer convenablement l'anneau et d'en extraire l'image du cœur d'implosion sans dégrader la résolution du diagnostic. Cette architecture de diagnostic n'est donc pas viable.

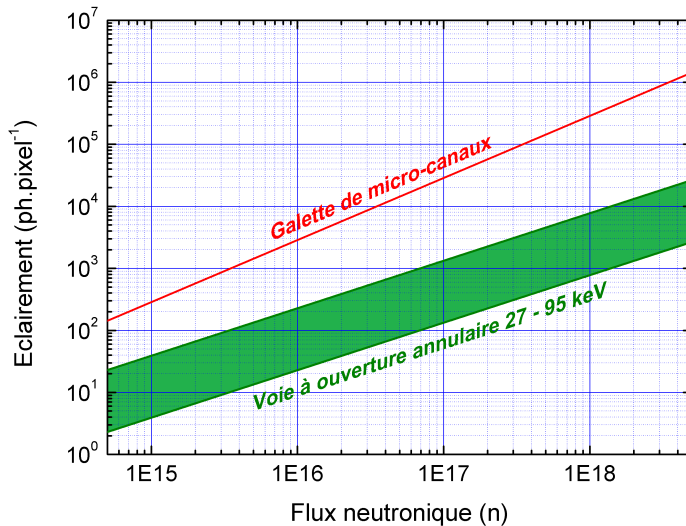


FIGURE 127 – Niveaux de signal utile et parasite induits par la perturbation nucléaire dans les cas où la mesure est réalisée au moyen d'un amplificateur de luminance sensible au rayonnement X positionné à 11 mètres du centre chambre.

### V.4.3 Performances finales du diagnostic retenu

L'architecture globale retenue est présentée en figure 128. Elle est composée du système d'imagerie X développé au chapitre 1, du scintillateur synthétisé au chapitre 2, du relai optique conçu au chapitre 3, et d'un analyseur optique constitué d'un amplificateur de luminance dont le phosphore a une décroissance lente et d'un capteur CMOS équipé de la fonction de *Global Reset* testé au chapitre 4. Elle permet d'imager le cœur d'implosion dans la bande spectrale 10 - 95 keV. La résolution finale  $\sigma$  du diagnostic ARTEMIX, pour Architecture Radio-Tolérante à hautes Énergies pour la Microscopie X, ainsi constitué est donnée par la formule

$$\sigma = \sqrt{\sigma_{SIX}^2 + \frac{\sigma_{Scintillateur}^2 + \sigma_{Transport}^2 + \sigma_{Analyseur}^2}{G^2}} \quad (4)$$

où  $\sigma_{SIX}, \sigma_{Scintillateur}, \sigma_{Transport}, \sigma_{Analyseur}$  et  $G$  désignent respectivement la résolution du système d'imagerie X (5  $\mu\text{m}$ ), la résolution du scintillateur rapide (50  $\mu\text{m}$ ), la résolution du relai optique (5  $\mu\text{m}$ ) et la résolution de l'analyseur optique (6 pl.mm<sup>-1</sup> soit 83  $\mu\text{m}$ ) et  $G$  le grandissement du système d'imagerie X (9). La résolution s'élève donc à 12  $\mu\text{m}$  dans un champ de 200  $\mu\text{m}$ .



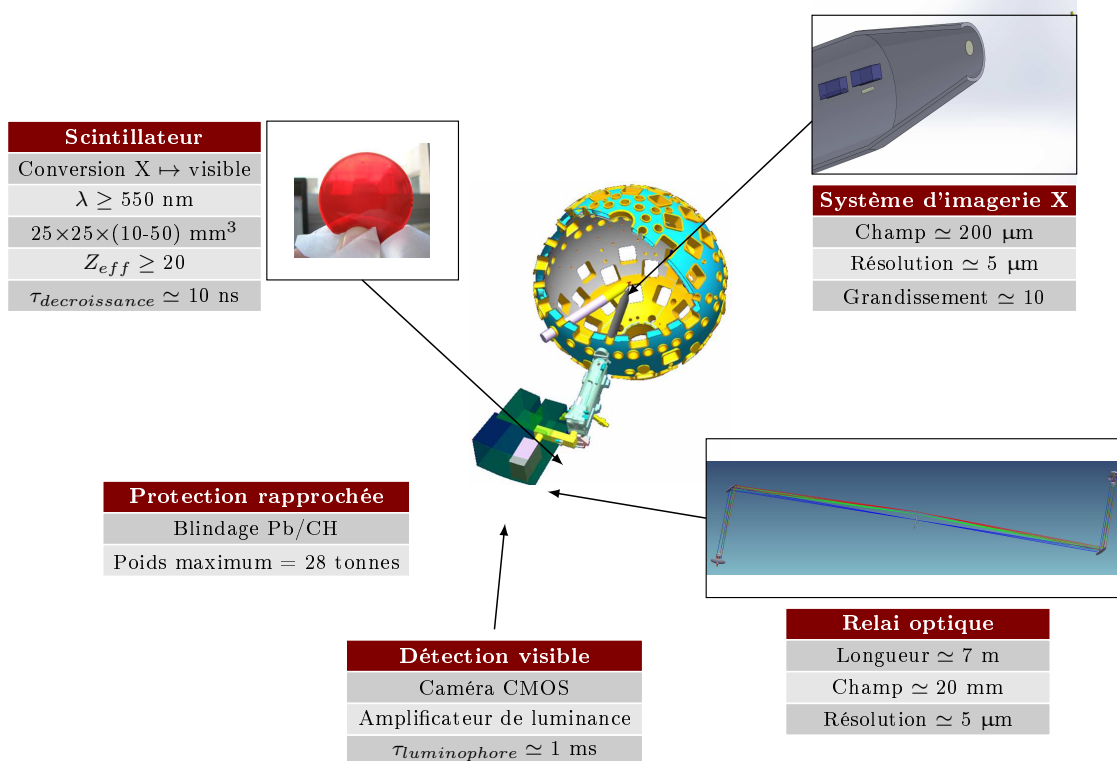


FIGURE 128 – Schéma de principe du diagnostic ARTEMIX.

## Sixième partie

### *Conclusion*



L'objectif fixé à cette thèse était de concevoir un diagnostic d'imagerie X permettant d'imager le cœur d'implosion d'une cible de FCI, lors des phases de fonctionnement du Laser Mégajoule produisant de hauts flux neutroniques. Plus particulièrement, le diagnostic doit pouvoir fonctionner jusqu'à des émissions neutroniques d'au moins  $10^{16}$  neutrons. Le diagnostic doit d'autre part atteindre une haute résolution spatiale, de l'ordre de la dizaine de micromètres, dans le domaine des rayons X d'énergie supérieure à 10 keV.

Pour atteindre cet objectif, nous avons d'abord conçu un système optique X multi-voies en nous assurant, au préalable, que les choix technologiques retenus résistaient à l'ambiance nucléaire du Laser Mégajoule. Ce système optique est composé d'un microscope à miroirs couvrant la bande énergétique 10 - 27 keV, et d'une voie à ouverture annulaire permettant d'imager le cœur dans la bande 27 - 95 keV. Si la voie annulaire n'a pas nécessité d'études particulières, la voie 10 - 27 keV en revanche a donné lieu à des développements spécifiques. En effet, pour couvrir cette plage spectrale, nous avons calculé un dépôt de miroir interférentiel multicouche à  $0,35^\circ$  d'incidence pour repousser les limites énergétiques atteintes jusqu'à présent par le diagnostic MERSSIX. Un prototype de dépôt a notamment été réalisé et testé partiellement sur synchrotron. L'angle de rasance étant fixé à  $0,35^\circ$ , nous avons finalement conçu les optiques du microscope permettant d'atteindre une résolution de  $5\ \mu\text{m}$  sur  $200\ \mu\text{m}$  de champ. Le système optique alors conçu permet de réaliser l'image de la cible à 11 mètres de cette dernière.

Pour assurer le fonctionnement du diagnostic sous hauts flux neutroniques, la stratégie a consisté à déporter les systèmes de détection particulièrement sensibles aux rayonnements ionisants dans des espaces radioprotégés. Comme il est difficile de transporter le rayonnement X vers ces espaces, nous avons converti l'image X en image visible au moyen d'un scintillateur. Afin de profiter de l'ambiance nucléaire calme des premières 100 nanosecondes d'une expérience de FCI, le scintillateur devait répondre rapidement au signal X. Les mesures de temps de déclin que nous avons réalisées sur les scintillateurs synthétisés au cours de cette thèse ont démontré une décroissance du signal visible en 12 ns.

L'image visible alors générée doit être transférée au moyen d'un relai optique de plusieurs mètres de longueur vers le système de détection. Une attention particulière a été portée sur son développement au cours de ces travaux. En effet, l'ambiance nucléaire présente sur l'installation Mégajoule induit une scintillation parasite du relai qui se superpose au signal utile à enregistrer. Si les systèmes optiques à miroirs permettent de réduire au maximum cette perturbation, leur mauvaise résolution spatiale empêche leur utilisation sur un diagnostic d'imagerie à haute résolution. La méthode retenue ici a consisté à concevoir un relai optique uniquement en verre, en réduisant autant que possible la quantité de verre proche de la source nucléaire en concentrant la plus grande partie des lentilles dans les protections radiologiques. Nous avons montré que cette méthode constitue un excellent compromis entre une bonne résolution spatiale, de l'ordre de  $5\ \mu\text{m}$ , et une faible

génération de lumière parasite.

Il ne restait plus qu'à enregistrer l'image au moyen d'un analyseur composé d'un amplificateur de luminance et d'un détecteur pixélisé. Ce type d'analyseur optique souffre également de l'ambiance nucléaire, car l'interaction des particules avec les pixels induit la génération de charges parasites qui dégradent l'image en ajoutant du bruit à celle-ci. C'est pour cette raison que nous avons mis en place un nouveau système de détection à base de détecteur CMOS autorisant la suppression des perturbations transitoires. Le concept a été notamment testé avec succès à Rochester sur l'installation de FCI OMEGA du Laboratory for Laser Energetics. La méthode consiste à profiter de la décroissance lente de l'écran luminescent de l'amplificateur de luminance pour enregistrer l'image 1  $\mu$ s après le dépôt de la dose. Une fonction baptisée *Global Reset* permet d'évacuer les charges parasites générées lors du passage des particules ionisantes avant d'intégrer le signal lumineux de l'écran phosphore. Si cette méthode ne permet pas de supprimer l'intégralité de la perturbation, nous avons démontré, au moyen de modélisations numériques menées sur supercalculateur, que les perturbations résiduelles étaient liées aux particules ionisantes impactant le capteur au temps long.

Grâce à la conception progressive des éléments du diagnostic depuis le système d'imagerie X jusqu'au détecteur et à leur optimisation, nous pouvons imager le cœur d'implosion avec une résolution spatiale totale de 12  $\mu$ m. L'objectif de la thèse a non seulement été atteint mais il a été dépassé car nous avons garanti le fonctionnement du diagnostic jusqu'à des flux neutroniques correspondant à des tirs à gain sur le Laser Mégajoule.

# Bibliographie

- [1] F. Floux et al., “Nuclear Fusion Reactions in Solid-Deuterium Laser-Produced Plasma”, *Phys. Rev. A*, vol. 1, pp. 821–824, Mar 1970.
- [2] E. I. Moses, “Ignition and inertial confinement fusion at the National Ignition Facility”, *Journal of Physics : Conference Series*, vol. 244, no. 1, pp. 012006, 2010.
- [3] C. Lion, “The LMJ program : an overview”, in *Journal of Physics : Conference Series*, 2010, vol. 244, p. 012003 (4 pp.), Sixth International Conference on Inertial Fusion Sciences and Applications, 6-11 September 2009, San Francisco, CA, USA.
- [4] C. Cavailler, “Inertial fusion with the LMJ”, *Plasma Physics and Controlled Fusion*, vol. 47, no. 12B, pp. B389, 2005.
- [5] J. Lindl, “Development of the indirect-drive approach to inertial confinement fusion and the target physics basis for ignition and gain”, *Physics of Plasmas*, vol. 2, no. 11, pp. 3933–4024, 1995.
- [6] C. Cherfils-Cl  rouin et al., “Progress on LMJ targets for ignition”, *Plasma Physics and Controlled Fusion*, vol. 51, no. 12, pp. 124018, 2009.
- [7] G. A. Kyrala et al., “Measuring symmetry of implosions in cryogenic hohlraums at the nif using gated x-ray detectors (invited)”, *Review of Scientific Instruments*, vol. 81, no. 10, 2010.
- [8] J.D. Hager et al., “Study of Rayleigh-Taylor growth in directly driven cryogenic-deuterium targets”, *Physics of Plasmas*, vol. 19, pp. 072707 (5 pp.), July 2012.
- [9] M. D. Wilke et al., “The National Ignition Facility Neutron Imaging System”, *Review of Scientific Instruments*, vol. 79, no. 10, pp. 10E529, 2008.
- [10] L. Disdier et al., “Neutron imaging of ICF target plasmas”, *Review of Scientific Instruments*, vol. 74, no. 3, pp. 1832–1836, 2003.
- [11] M. J. Moran et al., “Energy-resolved neutron imaging for inertial confinement fusion”, *Review of Scientific Instruments*, vol. 74, no. 3, pp. 1701–1704, 2003.
- [12] J. A. Frenje et al., “Diagnosing implosion performance at the National Ignition Facility (NIF) by means of neutron spectrometry”, *Nuclear Fusion*, vol. 53, no. 4, pp. 043014, 2013.

- [13] J.-L. Bourgade et al., “New constraints for plasma diagnostics development due to the harsh environment of MJ class lasers”, *Review of Scientific Instruments*, vol. 75, no. 10, 2, pp. 4204–4212, OCT 2004, 15th Topical Conference on High-Temperature Plasma Diagnostics, San Diego, CA, APR 19-22, 2004.
- [14] J.-L. Bourgade et al., “Diagnostics hardening for harsh environment in Laser Megajoule”, *Review of Scientific Instruments*, vol. 79, no. 10, OCT 2008, 17th Topical Conference on High-Temperature Plasma Diagnostics, Albuquerque, NM, 2008.
- [15] P. M. Bell et al., “Radiation hardening of gated x-ray imagers for the National Ignition Facility (invited)”, *Review of Scientific Instruments*, vol. 81, no. 10, 2010.
- [16] J. Ayers et al., “Design and implementation of high magnification framing camera for nif ariane light”, *Proc. SPIE*, vol. 8505, pp. 85050J–85050J–12, 2012.
- [17] S. Glenn et al., “A hardened gated x-ray imaging diagnostic for inertial confinement fusion experiments at the National Ignition Facility”, *Review of Scientific Instruments*, vol. 81, no. 10, 2010.
- [18] G. Turk et al., “Development of an x-ray imaging system for the Laser Megajoule (LMJ)”, *Review of Scientific Instruments*, vol. 81, no. 10, 2010.
- [19] G. Turk, *Développement d’un système d’imagerie X dans la bande 10 - 30 keV à base de scintillateur organique ou inorganique*, Thèse de doctorat, Université Pierre et Marie Curie, 2011.
- [20] S. Atzeni and J. Meyer-Ter-Vehn, *The Physics of Inertial Fusion*, Oxford Science Publications, 2004.
- [21] J. L. Kline et al., “The first measurements of soft x-ray flux from ignition scale Hohlräume at the National Ignition Facility using DANTE (invited)”, *Review of Scientific Instruments*, vol. 81, no. 10, pp. 10E321, 2010.
- [22] J.-L. Bourgade et al., “Dmx : An absolutely calibrated time-resolved broadband soft x-ray spectrometer designed for mj class laser-produced plasmas (invited)”, *Review of Scientific Instruments*, vol. 72, no. 1, pp. 1173–1182, 2001.
- [23] T. Döppner et al., “Direct Measurement of Energetic Electrons Coupling to an Imploding Low-Adiabatic Inertial Confinement Fusion Capsule”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 108, pp. 135006, Mar 2012.
- [24] T. Döppner et al., “Hard x-ray ( $> 100$  keV) imager to measure hot electron preheat for indirectly driven capsule implosions on the nif”, *Review of Scientific Instruments*, vol. 83, no. 10, pp. 10E508, 2012.
- [25] T. Ma et al., “Imaging of high-energy x-ray emission from cryogenic thermonuclear fuel implosions on the NIF”, *Review of Scientific Instruments*, vol. 83, no. 10, pp. 10E115, 2012.

- [26] M. J. Edwards et al., “The experimental plan for cryogenic layered target implosions on the national ignition facility—the inertial confinement approach to fusion”, *Physics of Plasmas*, vol. 18, no. 5, pp. 051003, 2011.
- [27] J. Raimbourg, “Electromagnetic compatibility management for fast diagnostic design”, *Review of Scientific Instruments*, vol. 75, no. 10, pp. 4234–4236, 2004.
- [28] Document interne CEA.
- [29] C. Hagmann et al., “Modeling of neutron induced backgrounds in x-ray framing cameras”, *Review of Scientific Instruments*, vol. 81, no. 10, pp. 10E514, 2010.
- [30] O. Landen et al., “X-ray framing cameras for 5 keV imaging”, *Proc. SPIE*, vol. 2549, pp. 38–45, 1995.
- [31] A. Rouyer, “A new simple method for decoding penumbra image : The filtered autocorrelation”, *Review of Scientific Instruments*, vol. 74, no. 3, pp. 1234–1239, 2003.
- [32] R. Gottesman and E. Fenimore, “New family of binary arrays for coded aperture imaging”, *Applied Optics*, vol. 28, pp. 4344–4352, 1989.
- [33] R. Rosch et al., “Premiers diagnostics X pour le LMJ”, *Editions de Physique, Actes UVX 2010*, pp. 145–151, 2011.
- [34] G. Cauchon et al., “Imaging of laser produced plasma at 1.43 keV using Fresnel zone plate and Bragg Fresnel lens”, *Review of Scientific Instruments*, vol. 69, pp. 3186–3193, Sept.. 1998.
- [35] M. Pichet-Thomasset, *Imagerie à haute résolution spatiale dans le domaine X-UV à l’aide de lentilles à zones de Fresnel*, Thèse de doctorat, Université Paris 6, 1998.
- [36] P. Troussel and M. Pichet-Thomasset, “Imagerie micronique à l’aide de lentilles à zones de Fresnel”, *Annales de Physique*, vol. 22, pp. C1–153–C1–154, 1997.
- [37] G. Souillé, *Étude expérimentale et théorique d’optiques de Bragg-Fresnel gravées sur miroirs interférentiels multicouches. Application : lentilles pour l’imagerie X*, Thèse de doctorat, Université Pierre et Marie Curie, 1996.
- [38] P Kirkpatrick and AV Baez, “Formation of optical images by x-rays”, *Journal of the optical society of America*, vol. 38, no. 9, pp. 766–774, 1948.
- [39] R. Sauneuf et al., “Large field high-resolution x-ray microscope for studying laser plasma”, *Review of Scientific Instruments*, vol. 68, pp. 3412–3420, 1997.
- [40] P. Munch, *Etude théorique et expérimentale d’un système d’imagerie X de type Wolter. Application à la radiographie d’instabilités hydrodynamiques*, Thèse de doctorat, Université Paris 6, 1996.
- [41] Ph. Troussel et al., “Wolter-like high resolution x-ray imaging microscope for Rayleigh Taylor instabilities studies”, *Review of Scientific Instruments*, vol. 76, 2005.



- [42] D. Denetiere, *Conception et réalisation d'un prototype d'imageur X durs à sélection spectrale pour le Laser MégaJoule*, Thèse de doctorat, Ecole Polytechnique, 2012.
- [43] L. G. Parratt, "Surface studies of solids by total reflection of x-rays", *Phys. Rev.*, vol. 95, pp. 359–369, Jul 1954.
- [44] E. Spiller, "Low-loss reflection coatings using absorbing materials", *Applied Physics Letters*, vol. 20, no. 9, pp. 365–367, 1972.
- [45] S. Girard, "Propriétés des défauts ponctuels à l'origine de la dégradation des fibres optiques et verres à base de silice en environnement radiatif, Habilitation à diriger des recherches, Université de Saint-Etienne, 2010.
- [46] E. Regnier et al., "Low-Dose Radiation-Induced Attenuation at InfraRed Wavelengths for P-Doped, Ge-Doped and Pure Silica-Core Optical Fibres", *Nuclear Science, IEEE Transactions on*, vol. 54, no. 4, pp. 1115–1119, 2007.
- [47] M J. Ayers et al., "Design and implementation of Dilation X-ray Imager for NIF "DIXI"", *Proc. SPIE*, vol. 8850, pp. 88500C–88500C–16, 2013.
- [48] F. H. Séguin, R. Petrasso, and C. K. Li, "Radiation-hardened x-ray imaging for burning-plasma tokamaks", *Review of Scientific Instruments*, vol. 68, no. 1, pp. 753–756, 1997.
- [49] H. T. Mebrahtu, *Heavy Ion Radiation Effects on CMOS Image Sensors*, Thèse de doctorat, York University, 2005.
- [50] J. R. Srour et al., "Review of displacement damage effects in silicon devices", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 50, no. 3, pp. 653–670, 2003.
- [51] G. R. Hopkinson, "Radiation-induced dark current increases in ccds", in *Radiation and its Effects on Components and Systems, 1993., RADECS 93., Second European Conference on*, 1993, pp. 401–408.
- [52] D. Zupac et al., "Separation of effects of oxide-trapped charge and interface-trapped charge on mobility in irradiated power mosfets", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 40, no. 6, pp. 1307–1315, 1993.
- [53] J. Janesick et al., "Fundamental performance differences between CMOS and CCD imagers, part IV", *Proc. SPIE*, vol. 7742, pp. 77420B–77420B–30, 2010.
- [54] A. S. Chauchat et al., "Construction of a Compton source for x-rays in the ELSA facility", *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 608, no. 1, Supplement, pp. S99 – S102, 2009.
- [55] H. Chabanne et al., "Measurement of the Energy Depositions in a Silicon Volume by 14 MeV Neutrons", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 53, no. 6, pp. 3707–3712, 2006.

- [56] J. Morin and P. Zyromski, “The PROSPERO and CALIBAN neutron irradiation facilities”, *Radiation and its Effects on Devices and Systems, 1991. RADECS 91., First European Conference on*, pp. 574–576, 1991.
- [57] J. Allison et al., “GEANT4 developments and applications”, *Nuclear Science, IEEE Transactions on*, vol. 53, no. 1, pp. 270–278, 2006.
- [58] [www-ccrt.cea.fr](http://www-ccrt.cea.fr).
- [59] R. Tommasini et al., “Development of backlighting sources for a Compton radiography diagnostic of inertial confinement fusion targets (invited)”, *Review of Scientific Instruments*, vol. 79, no. 10, 2008.
- [60] R. Tommasini et al., “Development of Compton radiography using high-Z backlighters produced by ultra-intense lasers”, *15th Int. Conf. On Atomic Processes in Plasmas, AIP Conference Proceedings*, vol. 926, no. 1, pp. 248–258, 2007.
- [61] F. Le Guern, *Etude expérimentale et modélisation de l’endommagement de miroirs multicouches X soumis à de hauts flux de rayonnement X dans le cadre d’expériences Plasma-Laser*, Thèse de doctorat, Université Pierre et Marie Curie, 2000.
- [62] K. Yamakawa et Y. Shimomura, “Damage observed in Mo irradiated with 14 MeV neutrons at RTNS-II”, *Journal of Nuclear Materials*, vol. 275, no. 1, pp. 101 – 107, 1999.
- [63] Y. Gao et al., “Radiation tolerance of Cu/W multilayered nanocomposites”, *Journal of Nuclear Materials*, vol. 413, no. 1, pp. 11 – 15, 2011.
- [64] Y. G. Chen et B. X. Liu, “Irradiation-induced alloying in immiscible Mo-Cu system through multilayer technique”, *Journal of Applied Physics*, vol. 82, no. 8, pp. 3815–3820, 1997.
- [65] M. Milosavljević et al., “Ion irradiation stability of multilayered AlN/TiN nanocomposites”, *Journal of Physics D : Applied Physics*, vol. 43, no. 6, pp. 065302, 2010.
- [66] J. F. Ziegler et al., “SRIM-The stopping and range of ions in matter”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms*, vol. 268, no. 11, pp. 1818–1823, 2010.
- [67] H. Maury et al., “Design and fabrication of supermirrors for (2-10 keV) high resolution X-ray plasmas diagnostic imaging”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 621, no. 1-3, pp. 242 – 246, 2010.
- [68] TFCalc, Thin Film Design Software for Windows, Software Spectra Inc., 14025 N.W. Hardvest Lane, Portland, OR 97229, USA, [www.sspectra.com/support](http://www.sspectra.com/support).

- [69] Croce, P. and Névot, L., “Étude des couches minces et des surfaces par réflexion rasante, spéculaire ou diffuse, de rayons X”, *Rev. Phys. Appl. (Paris)*, vol. 11, no. 1, pp. 113–125, 1976.
- [70] David L Windt, “IMD-Software for modeling the optical properties of multilayer films”, *Computers in Physics*, vol. 12, pp. 360, 1998.
- [71] www.plassys.com.
- [72] J. Gautier et al., “Study of normal incidence of three-component multilayer mirrors in the range 20-40 nm”, *Applied Optics*, vol. 44, no. 3, pp. 384–390, 2005.
- [73] M. Hamel, G. Turk, **A. Rousseau**, S. Darbon, C. Reverdin, S. Normand, “Preparation and Characterization of highly lead-loaded red plastic scintillator under low energy X-ray”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 660, pp. 57 – 63, 2011.
- [74] E. A. Yates et al., “Quenching Measurements on Organic Scintillators”, *Molecular Crystals*, vol. 4, no. 1-4, pp. 165 – 170, 1968.
- [75] G. Blasse and B. C. Grabmaier, *Luminescent Materials*, Springer-Verlag.
- [76] A. F. Adadurov et al., “Plastic scintillator with phosphorescent dopants for  $\alpha$ -particles registration”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 621, no. 1-3, pp. 354 – 357, 2010.
- [77] N. Chiodini et al., “Ce-doped SiO<sub>2</sub> optical fibers for remote radiation sensing and measurement”, *Proc. SPIE*, vol. 7316, pp. 731616–731616–8, 2009.
- [78] P. M. Bell J.-L. Bourgade D. K. Bradley J. Celeste C. Cerjan S. Darbon J. Emig B. Felker S. Glenn J. Holder N. Izumi J. D. Kilkenny J. Moody K. Piston **A. Rousseau** V. A. Smalyuk C. Sorce C. Hagmann, J. Ayers, ”.
- [79] V. Smalyuk, J. Ayers, P. M. Bell, J.-L. Bourgade, D. K. Bradley, J. Celeste, C. Cerjan, S. Darbon, J. Emig, B. Felker, C. Hagmann, J. Holder, N. Izumi, J. D. Kilkenny, J. Moody, K. Piston, **A. Rousseau**, C. Sorce, R. Tommasini, “X-ray imaging in an environment with high-neutron background on National Ignition Facility”, *Proc. SPIE*, vol. 8144, pp. 81440N–81440N–6, 2011.
- [80] N. Izumi et al., “Experimental study of neutron induced background noise on gated x-ray framing cameras”, *Review of Scientific Instruments*, vol. 81, no. 10, pp. 10E515, 2010.
- [81] J. R. Kimbrough et al., “Design and testing of a mega pixel cmos charge dump and read camera”, *Proc. SPIE8505, Target Diagnostic Physics for ICF*, pp. 85050D–85050D–7, 2012.

- [82] G.R. Hopkinson, “Radiation effects in a cmos active pixel sensor”, *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 47, no. 6, pp. 2480–2484, 2000.
- [83] V. Goiffon and P. Magnan, “Radiation damages in cmos active pixel sensors”, *Imaging and Applied Optics*, p. 3, 2011.
- [84] O. Saint-Pe et al., “Research-grade CMOS image sensors for remote sensing applications”, *Proc. SPIE*, vol. 5570, pp. 549–556, 2004.
- [85] V. Goiffon, S. Girard, A. Chabane, P. Paillet, P. Magnan, P. Cervantes, P. Martin-Gonthier, J. Baggio, M. Estribeau, J.-L. Bourgade, S. Darbon, **A. Rousseau**, V. Yu. Glebov, G. Pien, T. C. Sangster, “Vulnerability of cmos image sensors in megajoule class laser harsh environment”, *Opt. Express*, vol. 20, no. 18, pp. 20028–20042, Aug 2012.
- [86] V. Goiffon, S. Girard, P. Paillet, P. Magnan, A. Chabane, **A. Rousseau**, S. Darbon, P. Cervantes and J.L. Bourgade, “Mitigation technique for use of cmos image sensors in megajoule class laser radiative environment”, *ELECTRONICS LETTERS*, vol. 48, no. 21, 2012.
- [87] P. Paillet, V. Goiffon, S. Girard, **A. Rousseau**, S. Darbon, O. Duhamel, M. Raine, M. Gaillardin, J.-L. Bourgade, V. Glebov, G. Pien, “Hardening Approach to Use CMOS Image Sensors for Fusion by Inertial Confinement Diagnostics”, *IEEE Transactions on Nuclear Science*, soumis.
- [88] G. J. Yates and Bojan T. Turko, “Circumvention of radiation-induced noise in ccd and cid imagers”, *Nuclear Science, IEEE Transactions on*, vol. 36, no. 6, pp. 2214–2222, 1989.
- [89] G. W. Smith et al., “Imaging with gated microchannel plate intensifier camera systems in radiation environments”, *Proc. SPIE*, vol. 3872, pp. 148–159, 1999.
- [90] F. J. Marshall et al., “A high-resolution x-ray microscope for laser-driven planar-foil experiments”, *Physics of Plasmas*, vol. 5, no. 4, pp. 1118–1124, 1998.
- [91] C. Virmontois, *Analyse des effets des déplacements atomiques induits par l’environnement radiatif spatial sur la conception des imageurs CMOS*, Thèse de doctorat, Université de Toulouse, 2012.
- [92] V. Goiffon et al., “Analysis of Total Dose-Induced Dark Current in CMOS Image Sensors From Interface State and Trapped Charge Density Measurements”, *Nuclear Science, IEEE Transactions on*, vol. 57, no. 6, pp. 3087–3094, 2010.
- [93] G. P. Grim et al., “Prompt radiochemistry at the National Ignition Facility (invited)”, *Review of Scientific Instruments*, vol. 79, no. 10, 2008.
- [94] B. Rosse, “CEA  $\gamma$ -Background Measurements after High-Neutron-Yield Shots on OMEGA”, *LLE annual report*, vol. 120, pp. 258, 2009.

- [95] P. S. Datte et al., “Evaluating radiation induced noise effects on pixelated sensors for the National Ignition Facility”, *Proc. SPIE8850, Target Diagnostics Physics and Engineering for Inertial Confinement Fusion II*, 2013.
- [96] M. Raine, V. Goiffon, S. Girard, **A. Rousseau**, M. Gaillardin, P. Paillet, O. Duhamel, C. Virmontois, “Modeling Approach for the Prediction of Transient and Permanent Degradations of Image Sensors in Complex Radiation Environments”, *IEEE Transactions on Nuclear Science*, soumis.
- [97] J. Allison et al., “GEANT4 developments and applications”, *Nuclear Science, IEEE Transactions on*, vol. 53, no. 1, pp. 270–278, 2006.
- [98] C. M. Poole et al., “A CAD interface for GEANT4”, *Australasian Physical and Engineering Sciences in Medicine*, vol. 35, no. 3, pp. 329–334, 2012.
- [99] D. T. Casey et al., “The magnetic recoil spectrometer for measurements of the absolute neutron spectrum at OMEGA and the NIF”, *Review of Scientific Instruments*, vol. 84, no. 4, pp. 043506, 2013.
- [100] E. Buresi et al., “Laser Program Development at CELV”, *Laser Part. Beams*, , no. 4, pp. 531, 1986.
- [101] D. Riz et al., “Neutron and photon emission of a high-gain direct-drive target for laser fusion”, *Nuclear Fusion*, vol. 46, no. 10, pp. 864, 2006.
- [102] D. Dennetiere et al., “High resolution imaging systems for inertial confinement fusion experiments”, *Proc. SPIE*, vol. 8505, pp. 85050G–85050G–6, 2012.
- [103] B. K. Cha et al., “Investigation of the performance of scintillator-based cmos flat panel detectors for x-ray and thermal neutron imaging”, *Nuclear Science, IEEE Transactions on*, vol. 57, no. 3, pp. 1409–1413, 2010.



La fusion thermonucléaire peut être obtenue sur les installations laser de classe mégajoule (NIF, LMJ) par l'implosion d'un mélange de Deutérium-Tritium confiné dans un microballon. Afin d'apporter les corrections adéquates sur les conditions expérimentales en vue de la réussite de ces expériences de fusion, il est nécessaire, entre autre, de qualifier la symétrie d'implosion. C'est le rôle dévolu à des chaînes de mesure spécifiques appelées diagnostics d'imagerie X. Aucun imageur X conçu à ce jour ne permet de réaliser cette mesure sans être perturbé par l'ambiance radiative engendrée par les produits des réactions nucléaires. L'imageur X développé dans cette thèse devra donc réaliser une image à haute résolution et à haute énergie tout en considérant les contraintes liées à cette ambiance nucléaire.

La démarche a consisté tout d'abord à concevoir un système d'imagerie X permettant de réaliser l'image du microballon avec une résolution de 5  $\mu\text{m}$  dans la bande 10-95 keV et à garantir sa survie face à l'agression nucléaire. Cette image X a été convertie en lumière visible par un scintillateur afin de permettre son transport vers une zone radio protégée où le système d'enregistrement est localisé. Cet analyseur optique constitué d'un amplificateur de luminance et d'un détecteur pixélisé a également été étudié et une nouvelle méthode permettant de réduire les perturbations transitoires induites par les rayonnements ionisants a été mise au point. La fonction de transport d'image est assurée au moyen d'un relai optique, conçu spécialement pour supporter les perturbations induites par les rayonnements ionisants.

Ce dimensionnement par parties associé à des simulations Monte-Carlo (GEANT4) et des campagnes expérimentales (sur l'installation OMEGA du LLE) ont permis d'aboutir à une architecture cohérente de diagnostic permettant de supporter des niveaux de perturbations encore jamais atteints.

Thermonuclear fusion experiments are led on megajoule class laser facility by imploding a capsule filled with Deuterium and Tritium. In this context, it is necessary to diagnose the core size and the shape of the compressed target in order to provide valuable information and identify reasons for failure. State of the art X-ray imaging diagnostics cannot realize measurements without being perturbed by the nuclear background. The diagnostic that has been designed in this thesis combine high spatial resolution X-ray imaging at high energy and radiation tolerance to nuclear background.

We have first guaranteed, theoretically and experimentally, survivability of X ray multilayer coating to energetic neutrons irradiation. Consequently, we have design the X-ray imaging system in order to achieve 5  $\mu\text{m}$  resolution in a spectral range up to 95 keV. The X-ray image has then been converted into visible light in order to be easily transferred through a hardened optical relay to a protected area where the optical analyser is set. This analyser, combining light amplifier and pixelised detector, has also been studied and a novel method has been developed to reduce nuclear related transient perturbations on the device.

This by parts design associated with Monte-Carlo Simulation (GEANT4) and experimental campaign on FCI facility (OMEGA) led to a coherent diagnostic architecture which will sustain high level of nuclear perturbation.