



**HAL**  
open science

# Développement d'un système d'imagerie X dans la bande 10-30 keV à base de scintillateur organique ou inorganique

Grégory Turk

► **To cite this version:**

Grégory Turk. Développement d'un système d'imagerie X dans la bande 10-30 keV à base de scintillateur organique ou inorganique. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2011. Français. NNT: . tel-00607694

**HAL Id: tel-00607694**

**<https://theses.hal.science/tel-00607694>**

Submitted on 10 Jul 2011

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

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

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

Spécialité  
Chimie Physique

ED388 – Ecole Doctorale de Chimie Physique et de Chimie Analytique de Paris Centre

Présentée par

M. TURK Grégory

Pour obtenir le grade de

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

Sujet de la thèse :

DEVELOPPEMENT D'UN SYSTEME D'IMAGERIE X DANS LA BANDE 10-30 keV A BASE DE  
SCINTILLATEUR ORGANIQUE OU INORGANIQUE

soutenue le 18/3/2011

devant le jury composé de :

M. JONNARD Philippe	Directeur de thèse
M. REVERDIN Charles	Encadrant
M. LAROUB Jean	Rapporteur
M. VIANA Bruno	Rapporteur
M. ROSMEJ Frank	Président

*A ma femme, à ma mère,*

## Résumé

Développement d'un système d'imagerie X dans la bande 10-30 keV à base de scintillateur organique ou inorganique

L'objet de cette thèse est le développement d'un système d'imagerie X destiné à être employé sur le Laser Méga Joule, dans le cadre des expériences de Fusion par Confinement Inertiel (FCI). La FCI consiste en la fusion par laser d'un mélange de deutérium et de tritium, afin de produire un gain d'énergie thermonucléaire. La fonction du système d'imagerie est d'imager entre 10 et 30 keV le rayonnement émis par le microballon ayant atteint sa compression maximale, avec une résolution spatiale meilleure que 10  $\mu\text{m}$ . Le système proposé n'est qu'une partie d'un diagnostic complet, comprenant notamment un dispositif d'optique X. La conception de ce système tient en grande partie compte de la vulnérabilité en milieu radiatif. En phase d'allumage, la fusion du DT génère  $10^{16}$  neutrons, dont la distribution d'énergie va jusqu'à 14 MeV. Ces neutrons sont à l'origine de l'ambiance radiative hostile à laquelle sera soumise le diagnostic, pouvant dégrader l'image acquise et endommager les dispositifs d'instrumentation. Le système proposé consiste en un scintillateur, imagé sur une caméra CCD par un relais catadioptrique. Un travail d'innovation a été effectué sur les scintillateurs, pour répondre aux spécifications influencées par la vulnérabilité. Les travaux de cette thèse ont abouti à un système imageur permettant un déport de la caméra CCD de 4 mètres, avec une résolution spatiale de 100  $\mu\text{m}$  dans le plan du scintillateur. Des perspectives sont ouvertes, comme le développement de compositions de scintillateurs organiques chargés, ainsi que l'optimisation du relais optique.

**Mots-clés :** Laser Méga Joule, fusion par confinement inertiel, vulnérabilité, diagnostic d'imagerie X, scintillateurs, relais optique.



## Abstract

Development of an X-ray imaging system within 10-30 keV spectral range based on organic or inorganic scintillator

This thesis aims at developing an x-ray imaging system intended for the Laser Méga Joule, within the framework of Inertial Confinement Fusion (ICF) experiments. ICF aims at yielding thermonuclear energy through laser-driven fusion of a deuterium-tritium mix. The operational function of our system is to acquire an image of the 10-30 keV x-rays emitted by the maximally compressed microballoon, with spatial resolution better than 10  $\mu\text{m}$ . The presented system is only a part of a complete diagnostic system, which normally includes an x-ray optical subsystem. Our system conception largely takes vulnerability into account. The ignition phase of ICF yields  $10^{16}$  neutrons, with energies scaling up to 14 MeV. The neutrons generate such a hard surrounding with effects scaling down from image degradation up to instrumentation destruction. The presented system consists in a scintillator which is focused on a CCD camera through a catadioptric image transport system. An innovation work has been lead on scintillators to provide an answer to specifications greatly influenced by vulnerability. Those thesis works lead to an imaging system allowing to deport the CCD camera by 4 meters from the scintillator, with 100  $\mu\text{m}$  spatial resolution in the scintillator plane. Those works have paved the way to outlooks such as enhancement of organic loaded scintillators compositions and improvement of optical relay system.

**Keywords:** Laser Méga Joule, inertial confinement fusion, vulnerability, x-ray imaging diagnostic, scintillators, optical relay system.

## ***Remerciements***

Je tiens à remercier l'ensemble des collègues du laboratoire pour les trois ans passés avec eux, dans une chaleureuse ambiance. En particulier et tout d'abord Charles pour son accompagnement avisé, Stéphane pour m'avoir mis sur les rails au début de mon étude, Dominique pour sa franche camaraderie et son précieux savoir-faire. Je tiens à remercier toutes les drôles de personnes qui m'ont donné mille et un précieux coup de main, des fois un coup de gueule, mille et une motivations, mille et une remarques, parfois infimes sur le moment, mais d'importance au moment de rédiger. Dans l'ordre alphabétique (comme ça, pas de jaloux) mais avec galanterie, mesdames et mesdemoiselles : Hélène, Isabelle, Isabelle, Isabelle, Lise, Michelle, Orane ainsi que messieurs : Adrien, Alain, André, mon colocataire Bertrand « Tom », Bruno, Bruno, Bruno, Charlie, Christophe « Captain », David « Tom », Eric, Eric, Erik, Gérard « Gégé », Gilles, Guillaume, Guillaume, Julien, Léonard, Olivier, Philippe, Philippe, René, Rudolf et Tony.

Je tiens à remercier les collègues qu'eux ils aiment : Céline, Clément, Patrick.

Je tiens à remercier les voisins d'à côté (priorité aux dames toujours): Anne-Sophie, Elsa, Alain, Jean-Paul, Gérard, Pascal, Vincent et Vincent. Parmi les collègues du plateau, je tiens à remercier la liste : Vesna, Laurent, Stéphane, et en particulier Matthieu, pour le TP de chimie, grâce auquel j'ai pu synthétiser mon premier scintillateur, et avec qui la collaboration a été fructueuse, amicale et riche tant du point de vue scientifique qu'humain (Matthieu, pas le scintillateur...).

Parmi les actives et fructueuses collaborations, je tiens à remercier les lyonnais Gilles et Christophe, ainsi que les petits chercheurs magiques de Lyon, qui ont éclairé par leur analyse et leur sens de l'anticipation mes travaux.

Je tiens à remercier Jean et Leonid pour la semaine passée avec eux et le Piaf, courte mais riche en apprentissages dans le métier de scientifique.

Je tiens à remercier Philippe pour sa direction avisée et son soutien, ainsi que ses précieux conseils.

Je tiens à remercier ma femme Julia qui a su me soutenir et faire en sorte qu'une grande partie de mon temps soit consacrée à ma thèse durant ces trois ans.

## Sommaire

<b>INTRODUCTION</b> .....	<b>8</b>
<b>CHAPITRE 1 : BESOIN EN IMAGERIE X ET CONTRAINTES</b> .....	<b>11</b>
1.    Besoin de l'imageur X et cadre de l'étude.....	12
2.    Terme source de FCI attendu sur le LMJ et contraintes associées .....	13
2.1. <i>Terme source attendu de FCI</i> .....	14
2.2. <i>Contraintes inhérentes à la FCI</i> .....	24
3.    Spécifications du système proposé .....	30
3.1. <i>Spécifications du relais optique</i> .....	30
3.2. <i>Spécifications sur les scintillateurs</i> .....	32
4.    Références .....	33
<b>CHAPITRE 2 : PROPOSITION D'UNE SOLUTION TECHNIQUE ET JUSTIFICATION</b> .....	<b>36</b>
1.    Architecture optique .....	38
1.1. <i>Généralités</i> .....	38
1.2. <i>Éléments dimensionnants</i> .....	40
1.3. <i>Justification</i> .....	41
1.4. <i>Résultats de mesure</i> .....	44
1.5. <i>Etude d'optimisation</i> .....	58
2.    Scintillateurs .....	64
2.1. <i>Justification</i> .....	65
2.2. <i>Théorie</i> .....	66
2.3. <i>Paramètres de sélection des scintillateurs</i> .....	80
2.4. <i>Méthodologie commune de comparaison</i> .....	83
2.5. <i>Scintillateurs choisis pour un système imageur existant</i> .....	103
3.    Références .....	104
<b>CHAPITRE 3 : PERFORMANCE D'ENSEMBLE DU SYSTEME IMAGEUR PROPOSE</b> .....	<b>107</b>
1.    Performances d'ensemble de la chaîne de mesure .....	108
1.1. <i>Performance de résolution spatiale de l'ensemble</i> .....	108
1.2. <i>Photométrie de l'ensemble</i> .....	116
1.3. <i>Comparaison avec le système imageur HEXRI</i> .....	127
1.4. <i>Imagerie de source plasma</i> .....	140
2.    Conformité et prévision .....	145
2.1. <i>Conformité par rapport à la fonction principale et aux contraintes</i> .....	145
2.2. <i>Prévision du comportement diagnostic</i> .....	147
3.    Références .....	148
<b>CONCLUSION ET PERSPECTIVES</b> .....	<b>150</b>
1.    Conclusions .....	150
2.    Perspectives .....	151
<b>ANNEXES</b> .....	<b>153</b>

<b>1.</b>	<b>Compléments sur les scintillateurs .....</b>	<b>154</b>
<b>1.1.</b>	<b><i>Scintillateurs organiques</i> .....</b>	<b>154</b>
<b>1.2.</b>	<b><i>Scintillateurs inorganiques</i> .....</b>	<b>160</b>
<b>2.</b>	<b>Formule optique Maksutov .....</b>	<b>166</b>
<b>3.</b>	<b>Documents publiés.....</b>	<b>169</b>
<b>4.</b>	<b>Références .....</b>	<b>175</b>

## Introduction

L'objet de cette thèse est le développement d'un système d'imagerie X dans la bande 10-30 keV destiné à être utilisé sur l'installation Laser Méga Joule (LMJ) pour des expériences de Fusion par Confinement Inertiel (FCI). Le déroulement d'un tir de FCI est contrôlé par des informations fournies par des dispositifs instrumentaux de mesure, les diagnostics. Les informations fournies par ces diagnostics sont la mesure de l'énergie laser, des images des neutrons émis et des spectromètres, entre autres. En particulier, le système à développer dans le cadre de cette thèse concerne un diagnostic d'échec du tir de FCI en attaque indirecte. Ces diagnostics n'auront quelque chose à détecter que si le tir de FCI réussit, d'où le besoin de diagnostics d'échec. En particulier, le système développé au cours de cette thèse sera une partie de diagnostic d'imagerie X, qui devra répondre à des objectifs de résolution spatiale et de vulnérabilité.

Depuis plus de 20 ans, le but de la FCI est de recréer en laboratoire les conditions de la fusion thermonucléaire, phénomène à l'origine du dégagement d'énergie du soleil. L'expérience prévue sur l'installation LMJ, actuellement en construction près de Bordeaux, est de délivrer 1,8 MJ d'énergie laser, de longueur d'onde 351 nm, d'une durée d'impulsion de 16 ns dans une cible de fusion, constituée d'une cavité elliptique en or (*hohlraum*) contenant un microballon de deutérium-tritium (DT) entouré d'un ablateur. L'attaque indirecte consiste en diviser le laser en 240 faisceaux (dans le cas du LMJ), impactant les parois internes du *hohlraum*. L'impact génère du rayonnement X, dit de conversion, comprimant uniformément le microballon, afin de le faire imploser. L'implosion aboutit à la création d'un point chaud au centre du microballon, qui allume le reste du combustible DT dense et froid autour du point chaud central et dégage de l'énergie, principalement sous forme de neutrons. Le but ultime et le principal intérêt de la FCI est le gain d'énergie : l'ensemble des neutrons émis par la mise à la température minimale de 5 keV (soit  $55 \cdot 10^6$  K) du DT représente 10 à 20 fois l'énergie laser investie pour initier l'implosion. Les études actuelles concourent à maîtriser la phase d'allumage qui, si elle est réussie, résulte par la compression maximale du microballon.

Le diagnostic basé sur le système que je propose permettra de déterminer la symétrie sphérique de compression du microballon, ainsi que sa taille atteinte en fin de compression. L'intérêt de l'attaque indirecte est justement la symétrie d'implosion du microballon. On s'attend à ce que cette compression du microballon émette un spectre X caractéristique entre 10 et 50 keV, dont l'information principale se trouve entre 10 et 30 keV. Toutefois, les différents phénomènes de couplage entre le laser et la cavité et les instabilités laser-plasma sont également signées par du rayonnement X entre 10 et 250 keV. Ces sources de rayonnement se superposent à l'émission caractéristique du microballon et donc constituent une information non souhaitée. L'information brute que l'on doit extraire est l'image d'une source X de taille sphérique de 100  $\mu\text{m}$ , correspondant à la taille en compression maximale du microballon, avec une résolution spatiale meilleure que 10  $\mu\text{m}$  dans le plan objet.

Un tir d'allumage de FCI génère  $10^{16}$  neutrons et des  $\gamma$  induits dans tout l'espace environnant. Leur distribution en énergie va de quelques meV (neutrons thermiques peu énergétiques), jusqu'à 14 MeV, constituant avec les neutrons de 2,45 MeV les neutrons dits de fusion, car ils sont caractéristiques de la fusion du DT. Ces neutrons sont à l'origine d'une ambiance radiative contraignante pour l'ensemble des diagnostics de la fusion. L'ensemble des dommages pouvant être causés sur les diagnostics par les produits de fusion constitue ce que l'on appelle la vulnérabilité. Les neutrons de 14 MeV ont un temps de vol de 100 ns entre le centre de la chambre d'expérience et le mur d'enceinte. Ce temps de 100 ns définit le temps pendant lequel il est possible d'acquérir une image sans trop de dégradations. Cette donnée influencera grandement les choix de conception de notre système d'imagerie, car les constituants des éléments optiques et électroniques,

comme le verre et le silicium sont sensibles au dépôt d'énergie de neutrons et de  $\gamma$ . Il faudra donc définir des éléments du système imageur permettant d'obturer en moins de 100 ns.

En regard de la fonction d'imagerie attendue pour notre système ainsi que des contraintes de vulnérabilité, je propose un système imageur se basant sur un scintillateur, un relais d'image catadioptrique et un analyseur optique. Mon système n'est pas un diagnostic complet, mais une partie seulement. Un diagnostic d'imagerie X complet comprend un dispositif d'optique X (sténopé, miroir multicouches...), une partie formation et mise au point d'une image visible et d'une partie analyse optique. Les éléments du système faisant l'objet de mes travaux de thèse sont donc le relais optique et le scintillateur et leur couplage optique. Cette thèse vise principalement à étudier la faisabilité du principe de système imageur proposé dans le cadre du LMJ, plus qu'à proposer une solution prête à être utilisée à court terme sur le LMJ. Pour atteindre les objectifs de cette thèse, qui sont des préalables nécessaires à l'obtention d'un diagnostic d'imagerie X, cette thèse sera organisée comme suit.

Le premier chapitre formule le besoin en imagerie X auquel doit répondre le système proposé. Il comprend une analyse des contraintes de vulnérabilité liées à l'ambiance radiative du LMJ. Il est conclu par des spécifications portant sur les sous-ensembles fonctionnels de mon système imageur, le scintillateur et le relais catadioptrique. Les scintillateurs doivent être rapides (décroissance de l'énergie lumineuse inférieure émise à 100 ns à cause du temps de vol des neutrons), émissifs dans un domaine spectral visible centré sur 600 nm et de rendement de scintillation supérieur ou égal à 10 000 photons par MeV. Les critères de rapidité, de spectre d'émission et d'intensité d'émission sont liés à la vulnérabilité. La rapidité de décroissance de l'intensité lumineuse doit permettre de précéder l'émission de parasites lumineux liés à la brusque augmentation de la dose des neutrons. Le spectre d'émission, choisi dans le domaine visible proche de 600 nm, doit permettre de séparer l'émission propre du scintillateur du rayonnement Cerenkov. Le spectre d'émission du scintillateur doit également permettre d'exploiter le maximum de sensibilité spectrale de l'analyseur optique. L'intensité d'émission doit permettre d'atteindre un rapport signal-à-bruit suffisant pour dominer les parasites sur l'image. La résolution spatiale que ces scintillateurs permettent d'atteindre dépend de leur absorption X, de leur indice de réfraction et de leur transparence optique notamment.

Le deuxième chapitre présente les résultats de mesure concernant les sous-ensembles fonctionnels de mon système imageur, le relais optique et le scintillateur. Le relais optique est basé sur des objectifs de formule Maksutov, constitués principalement de miroirs. La résolution spatiale intrinsèque d'une configuration du relais, basée sur des objectifs Maksutov du commerce, atteignant une longueur totale de 2,8 mètres a été mesurée. Cette configuration d'une longueur facile à déployer permettait de préparer des expériences d'imagerie. La vulnérabilité du relais catadioptrique, au sens de la dégradation d'image, a été étudiée. Nous avons mesuré les niveaux de luminescence Cerenkov et caractérisé les impacts de rayonnement diffusés sur notre caméra CCD, lors de mesures en irradiation du relais par un spectre de  $\gamma$  de plusieurs MeV déposant une dose dans l'air allant jusqu'à 20 rads. Pour envisager l'insertion de notre relais optique dans des dimensions typiques de l'installation LMJ, nous avons réalisé une étude d'optimisation au moyen du logiciel de conception optique Zemax. Les buts de cette étude sont de prévoir un déport de la caméra CCD d'au moins 5 mètres en ayant la meilleure résolution spatiale possible et en limitant la quantité de verre. Le deuxième chapitre résume également les résultats de mesure sur les scintillateurs. Les scintillateurs ont d'abord fait l'objet d'une sélection drastique dans l'état de l'art, peu de matériaux scintillants présentant un compromis de caractéristiques satisfaisant. Nous avons pris comme référence de scintillateur inorganique le YAG:Ce<sup>3+</sup>, présentant le moins mauvais compromis. N'ayant pas de référence de scintillateur organique satisfaisante, j'ai étudié, dans le cadre d'une collaboration avec le CEA de Saclay, des compositions innovantes de scintillateurs organiques chargés au plomb, non employées en imagerie X. Les qualités intrinsèques de

scintillateurs qui ont été mesurées sont les temps caractéristiques de déclin et le spectre d'émission visible.

Le troisième chapitre présente les résultats de mesures concernant l'ensemble de mon système imageur, c'est-à-dire le scintillateur couplé au relais optique. Nous synthétisons d'abord des résultats de mesures de la résolution spatiale de l'ensemble relais optique et scintillateur sur deux longueurs de relais : 2,8 et 4 mètres. Nous effectuons ensuite un bilan photométrique comparatif entre plusieurs scintillateurs, repris par le relais catadioptrique dans sa version de 4 m de long. Nous basant sur notre référence de scintillateur inorganique, nous irradiions chaque scintillateur positionné devant le relais optique par un terme source X connu. Les niveaux de luminescence obtenus par irradiation X de scintillateurs entre 20 et 40 keV, à une fluence de l'ordre de  $10^8 \text{ ph.cm}^{-2}$ , sont comparés aux niveaux d'intensité de rayonnement Cerenkov induits par le dépôt d'énergie  $\gamma$  dans les parties en verre du relais optique. Disposant d'éléments issus de l'étude de faisabilité du système HEXRI d'imagerie X, développé au LLNL<sup>1</sup>, nous effectuerons une comparaison sur quelques points. Nous présenterons enfin les résultats obtenus sur une expérience d'imagerie de pénombre d'une source plasma X générée par l'interaction d'un laser femtoseconde avec une cible de cuivre. Cette expérience a permis de tester l'ensemble des qualités de notre système imageur, sans toutefois générer un environnement radiatif hostile. Pour s'approcher du comportement d'un diagnostic d'imagerie X, nous avons employé un sténopé comme dispositif d'optique X, qui est le composant le plus simple. Un sténopé ne pourra pas être employé lors d'un tir de FCI, pour notamment pour des raisons de sûreté nucléaire, mais notre expérience d'imagerie de pénombre était très loin de réunir les conditions expérimentales d'un tir de FCI. Nous discuterons la conformité de notre système imageur en regard de sa fonction d'imagerie et essaierons d'anticiper son fonctionnement lors d'un tir d'allumage de la FCI.

Enfin, nous concluons sur ces travaux et décrivons les perspectives offertes par ce travail.

---

<sup>1</sup> Lawrence Livermore National Laboratory, Californie, Etats-Unis.

## Chapitre 1 : Besoin en imagerie X et contraintes

L'objet de ce premier chapitre est de définir le besoin en imagerie X et de définir le système proposé. Ce système est défini dans un premier temps par sa fonction principale et ses fonctions contraintes. Nous définissons ensuite les éléments du terme source du Laser Méga Joule (LMJ), dont le mesurande que nous voulons extraire et les contraintes de vulnérabilité associées. Nous aboutissons à un cahier des charges reprenant la fonction principale et les contraintes de notre système.

<b>1. BESOIN DE L'IMAGEUR X ET CADRE DE L'ETUDE .....</b>	<b>12</b>
<b>2. TERME SOURCE DE FCI ATTENDU SUR LE LMJ ET CONTRAINTES ASSOCIEES.....</b>	<b>13</b>
<b>2.1. Terme source attendu de FCI .....</b>	<b>14</b>
<b>2.1.1. Description de la FCI et description en attaque indirecte.....</b>	<b>14</b>
<b>2.1.2. Neutrons produits.....</b>	<b>15</b>
<b>2.1.3. Le rayonnement X produit.....</b>	<b>18</b>
2.1.3.1. Rayonnement X issu du microballon.....	19
2.1.3.2. Rayonnement X résultant du couplage laser-cavité.....	20
<b>2.2. Contraintes inhérentes à la FCI.....</b>	<b>24</b>
<b>2.2.1. Neutrons et <math>\gamma</math> induits .....</b>	<b>24</b>
<b>2.2.2. Rayonnement X dur .....</b>	<b>26</b>
<b>2.2.3. Débris solides, particules chargées et contamination nucléaire .....</b>	<b>28</b>
<b>2.2.4. Synthèse de la vulnérabilité .....</b>	<b>29</b>
<b>3. SPECIFICATIONS DU SYSTEME PROPOSE.....</b>	<b>30</b>
<b>3.1. Spécifications du relais optique.....</b>	<b>30</b>
<b>3.2. Spécifications sur les scintillateurs .....</b>	<b>32</b>
<b>4. REFERENCES .....</b>	<b>33</b>



## 1. Besoin de l'imageur X et cadre de l'étude

Le synoptique du système proposé et le cadre des parties étudiées sont donnés sur la Figure 1. Le but de mes travaux de thèse est de développer la partie détection et transport de l'image visible, qui est un sous-ensemble fonctionnel d'un diagnostic d'imagerie X. La partie que je développerai, se composant d'un détecteur convertisseur X/visible, d'une optique visible et d'un analyseur optique, sera nommée « système imageur » au cours de mon document.

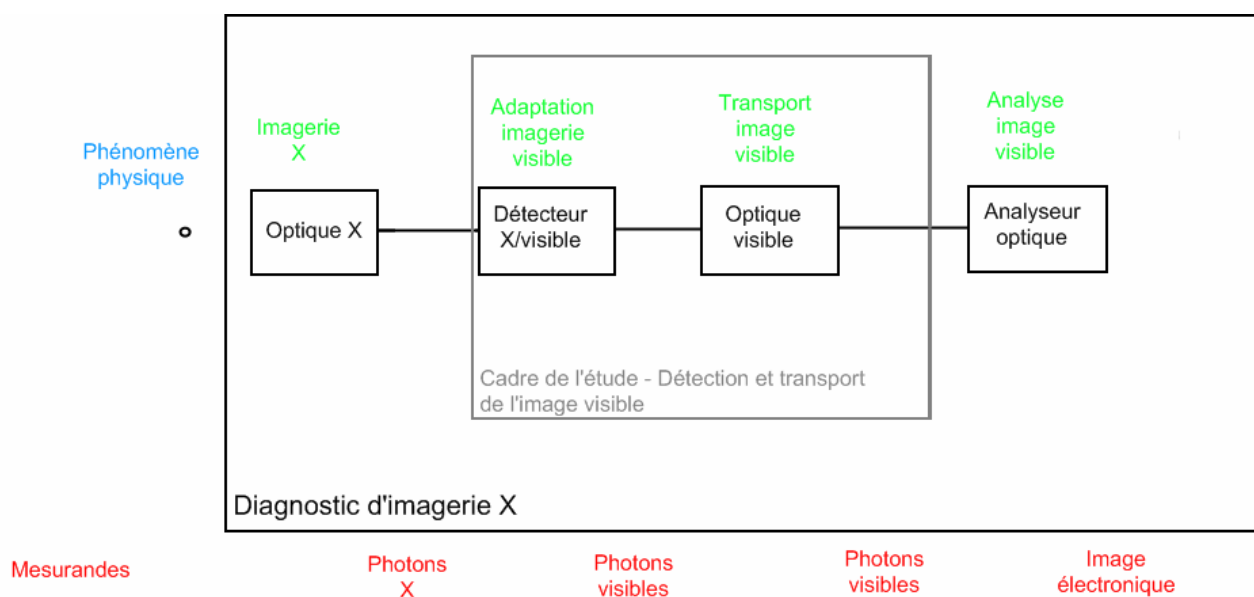


Figure 1 : Synoptique du système proposé

Le développement du système imageur devra à terme aboutir à un diagnostic d'imagerie X, dont le but est d'enregistrer une image de source quasi sphérique de diamètre de l'ordre de 100  $\mu\text{m}$  de rayonnement X dans le domaine spectral entre 10 et 30 keV, avec une résolution spatiale meilleure que 10  $\mu\text{m}$  dans le plan objet. La source sphérique est représentée sur la Figure 1 par l'item « Phénomène physique », détaillé au paragraphe 2. Présentons maintenant les principaux éléments qui serviront à développer mon système imageur.

Tout d'abord le phénomène physique. La source sphérique de rayonnement X que nous voulons imager contient une partie des informations concernant la Fusion par Confinement Inertiel (FCI). L'image que nous obtenons représente le microballon de DT ayant atteint sa compression maximale (voir paragraphe 2). En outre, une expérience de FCI génère un environnement radiatif qui constituera la principale contrainte de notre système : la vulnérabilité à l'environnement de fusion. Cet aspect sera déterminant pour la définition du cahier des charges. Nous détaillons ses principales caractéristiques au paragraphe 2 et indiquons ses impacts sur le cahier des charges au paragraphe 3.

La partie « Optique X » n'entre pas dans le cadre de cette thèse, mais elle constitue un élément incontournable d'un diagnostic d'imagerie X résolue. Sur des diagnostics destinés à l'imagerie X dans le cas de la FCI, comme le diagnostic HRXI développé au CEA/DAM/DIF [1], cette fonction d'optique X est réalisée par un système à miroirs multicouches, dont on exploite les propriétés de réflexion en incidence rasante [2, 3]. De tels systèmes forment et filtrent spectralement le rayonnement X issu de la cible, ce qui contribue à optimiser la résolution spatiale. Dans le cas le plus simple, elle consiste en un sténopé, qui grandit l'image de la source. C'est ce dispositif que j'ai utilisé, afin d'acquérir des images X destinées à qualifier mon système (voir chapitre 3). Cela a été

le cas pour le diagnostic HEXRI (*High Energy X-Ray Imager*)[4], développé au LLNL<sup>2</sup>. Nous donnerons plus de détails sur ce diagnostic au chapitre 3.

Le détecteur X/visible est un scintillateur, dont le but est de transformer l'image X, mise en forme par une optique X, en image visible exploitable par un analyseur optique. Les spécifications du scintillateur, définies par la résolution spatiale recherchée et par la vulnérabilité, sont présentées aux paragraphes 2 et 3. Je justifierai le choix de ce composant au chapitre 2, où je résumerai également les mesures de ses principales propriétés. Pour anticiper l'état de l'art (voir chapitre 2) et les spécifications, le Tableau 1 compare qualitativement les qualités et les inconvénients des différentes classes de scintillateurs et fait apparaître les critères de choix.

	Inorganiques	Organiques chargés	Organiques non chargés
Fabrication	Croissance cristalline exigeante	Chimie « traditionnelle » en phase liquide	
Longueur d'onde d'émission	Bleue majoritairement, peu de verts, quelques jaunes, un rouge difficile à produire	Ajustable par usage de shifters	
Absorption X	Bonne		Faible
Rendement de scintillation	Variable mais souvent > 10 <sup>4</sup> ph/MeV	Améliorable, mais dégradé pour les compositions complexes	
Qualité optique	Bonne	Intéressante, mais qualité non recherchée parmi cette classe de scintillateurs	

**Tableau 1 : Comparaison qualitative des classes de scintillateurs**

La partie « Optique visible » a pour fonction de transporter l'image formée sur le scintillateur jusqu'à la surface de détection de l'analyseur optique, mais aussi de permettre son déport dans un espace protégé de l'environnement radiatif inhérent à la fusion. Ce point sera développé au paragraphe 3.1. Cette partie devra permettre au diagnostic abouti d'avoir une résolution spatiale de 10 µm, c'est-à-dire avec l'optique X comprise. Par anticipation des spécifications de cet ensemble fonctionnel, il faut savoir qu'une telle architecture peut atteindre une longueur de 5 à 20 m, pour pouvoir exploiter les dimensions de l'installation Laser Méga Joule.

Enfin, la partie « Analyseur optique » ne fait en elle-même l'objet d'aucune étude, elle consiste en une caméra CCD du commerce non obturée dans le cadre de mes travaux. Disposer d'un analyseur optique obturé (caméra à image intégrale, amplificateur de luminance...) devient nécessaire si l'on est très sensible aux parasites liés à l'environnement. Toutefois, les caméras obturées ont des performances de résolution spatiale et de dynamique réduites par rapport aux caméras non obturées. C'est la partie la plus vulnérable de mon système imageur. L'enjeu de ces travaux est de réduire sa vulnérabilité aux effets de l'environnement. Elle est placée dans un espace protégé de l'environnement radiatif de la FCI (voir paragraphe 2).

## 2. Terme source de FCI attendu sur le LMJ et contraintes associées

Le but de ce paragraphe est de préciser le terme source de FCI sur le LMJ lors d'un tir d'attaque indirecte. Nous décrivons l'expérience envisagée et détaillerons ses principaux produits. Parmi la multitude de paramètres à mesurer pour maîtriser la phase d'allumage, nous extrairons les

<sup>2</sup> Lawrence Livermore National Laboratory, <https://www.llnl.gov/>

principales informations du mesurande qui nous intéresse, le rayonnement X filtrée entre 10 et 30 keV du microballon en compression maximale. Nous détaillerons ensuite l'ensemble des contraintes associées, qui font partie intégrante des expérimentations de FCI et qui sont primordiales pour proposer notre solution au paragraphe 3.

## 2.1. Terme source attendu de FCI

Nous décrivons dans cette section l'expérience de FCI par attaque indirecte et nous détaillerons ses principaux produits, les neutrons et le rayonnement X respectivement aux paragraphes 2.1.2 et 2.1.3. Nous donnerons les informations que nous possédons sur le mesurande.

### 2.1.1. Description de la FCI et description en attaque indirecte

Le premier tir sur cible d'un laser de 1 MJ s'est produit la première fois le 27 janvier 2010 [5] sur la *National Ignition Facility* (NIF) au LLNL, permettant d'espérer atteindre les conditions de l'ignition. De par le monde, aux Etats-Unis et en France principalement, ont déjà eu lieu des expériences ayant produit des nombres beaucoup plus faibles de réactions de fusion, mais qui diffèrent de la réaction nominale prévue par la FCI de par la nature de la cible et le régime laser.

Il existe deux manières de réaliser la réaction de FCI : l'attaque directe et l'attaque indirecte. Ma thèse se situe dans le cas de l'attaque indirecte. Sur la Figure 2, 1,8 MJ d'énergie laser répartie en 240 faisceaux de longueur d'onde 351 nm, de durée d'impulsion 16 ns, est focalisée sur les parois internes d'un *Hohlraum* (cavité) cylindrique, d'un diamètre de 6,2 mm sur une longueur de 10,4 mm, au travers des trous d'entrée laser. L'énergie laser est convertie à 80% en rayons X mous qui vont baigner et comprimer uniformément un microballon composé d'un ablateur entourant un mélange équimolaire de deutérium-tritium (DT). Le microballon est une sphère de diamètre initial 2 mm. Si la compression se déroule correctement, comprimant le microballon jusqu'à un diamètre de 100  $\mu\text{m}$ , il se produit un point chaud, qui va allumer et brûler le mélange DT fusible. S'il y a seulement création du point chaud, sans combustion du DT autour, on parle d'un tir d'allumage. La création du point chaud génère une source sphérique de rayonnement de diamètre 100  $\mu\text{m}$ . Cette source émet  $10^{16}$  neutrons dans tout l'espace environnant. Sont également émis 1 MJ de photons X, dont le spectre s'étend du domaine visible jusqu'au MeV, avec 95% de l'énergie comprise entre 100 eV et 4 keV [6]. Ces rayons X sont contemporains de l'implosion du microballon et du plasma formé dans le *hohlraum* à l'instant de compression maximum. Si le mélange DT brûle, on parle alors d'un tir à gain [7], ce qui est le but de la FCI et jusqu'à  $10^{19}$  neutrons peuvent être émis. Un tir à gain réussi pourrait dégager 10 fois l'énergie laser. Les 18 MJ d'énergie ainsi produite se répartissent ainsi : 73% sous forme de neutrons soit  $5.10^{18}$  neutrons de 14 MeV, 22% sous forme de rayonnement X soit 4 MJ, le reste de l'énergie dégagée a été dissipé en plasmas et création de débris solides [8].

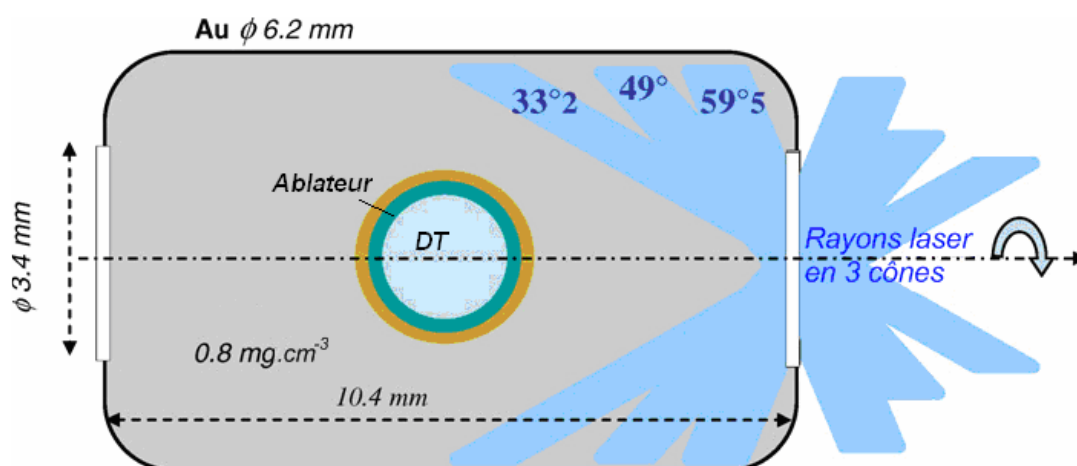


Figure 2 : Cavité et microballon contenant le DT en attaque indirecte

### 2.1.2. Neutrons produits

La fusion du mélange DT induit trois réactions possible : la fusion D+D (deutérium + deutérium), la fusion T+T (tritium + tritium) et la fusion D+T qui est la plus probable. Leurs sections efficaces sont résumées sur la Figure 3 en fonction de la température électronique<sup>3</sup> du plasma. La réaction D+T a une section efficace entre 10 et 100 fois plus élevée que les réactions T+T et D+D jusqu'à 500 keV, avec un maximum de section efficace de 5 barns<sup>4</sup> à 100 keV. Ce qui fait que les conditions de température et de pression sont plus faciles à réunir pour la fusion D+T.

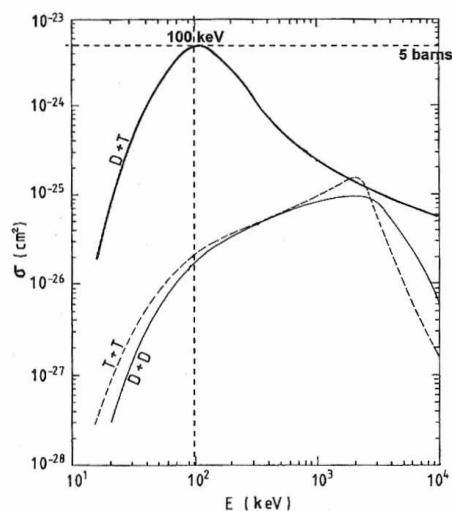
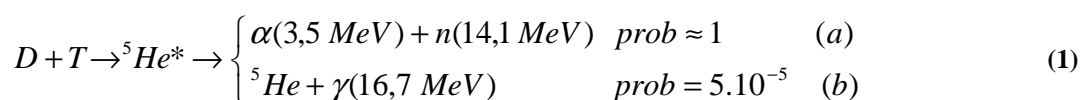


Figure 3 : Sections efficaces des réactions D+T, D+D et T+T

La fusion D+T est décrite par l'équation-bilan (1) :



<sup>3</sup> La température électronique est liée à une énergie radiative par la relation  $E = k_B T$ ,  $k_B$  étant la constante de Boltzmann ( $1,381 \cdot 10^{-23} \text{ J.K}^{-1}$ ). Une température de 1 eV correspond à 11586 K.

<sup>4</sup> 1 barn =  $10^{-24} \text{ cm}^2$

La fusion D+T produit une mole de l'isotope  $^5\text{He}$  excité. Les atomes d'hélium se désexcitent suivant deux réactions. La réaction (1)(a), la plus probable, est l'émission d'une particule  $\alpha$  et d'un neutron d'énergie 14 MeV. La réaction (1)(b), moins probable, est la désexcitation de l'isotope  $^5\text{He}$  par émission d'un rayon gamma d'énergie 16,7 MeV, qui est un rayon gamma de fusion. Les  $\alpha$  sont absorbés dans le combustible et les neutrons s'échappent de la cible. Le gain d'énergie dégagé par la fusion est principalement contenu dans ces neutrons de 14,1 MeV. Nous verrons que ces neutrons sont à l'origine des contraintes de vulnérabilité de notre système imageur.

La plupart des rayons  $\gamma$  détectables ne sont pas ceux issus de la réaction (1)(b), mais ceux générés par interaction neutron- $\gamma$  (interaction  $(n, \gamma)$ ) des neutrons de 14,1 MeV avec l'environnement de la chambre d'expérience. Les neutrons sont freinés dans les instruments et dans la paroi de la chambre (voir paragraphe 2.2.1 pour plus de détails). Les éléments ayant interagi avec des neutrons sont activés, ils émettent à leur tour des rayons gammas d'énergie variable suivant leur nature. Le spectre de neutrons et de  $\gamma$  vus à 4 mètres du centre de la chambre est donné sur la Figure 4.

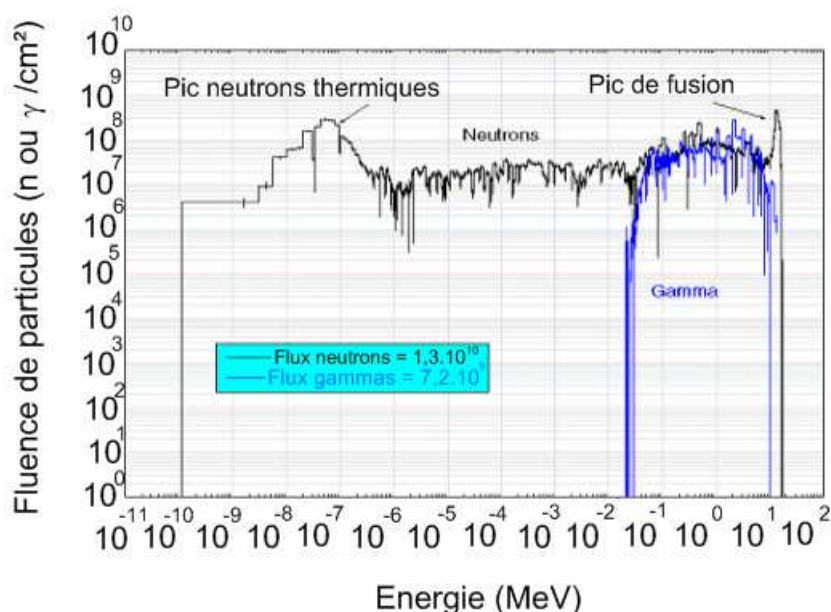


Figure 4 : Spectre de neutrons et gammas à 4 m du centre chambre [9]

On résume dans le Tableau 2 les quantités des produits radiatifs de la fusion D+T. Les données de ce tableau indiquent les fluences des particules pour un tir d'allumage qui produiront les effets auxquels sera vulnérable mon système imageur. La colonne phase de combustion indique les mêmes fluences pour un tir à gain, où les doses déposées seront multipliées par 500.

	Phase d'allumage	Phase de combustion
Neutrons de 14 MeV	$10^{16}$	$5 \cdot 10^{18}$
Fluence neutrons à 4 m du centre chambre (en $\text{cm}^{-2}$ )	$1,3 \cdot 10^{10}$	$6,5 \cdot 10^{12}$
$\gamma$ de 16,7 MeV	$5 \cdot 10^{11}$	$2,5 \cdot 10^{14}$
Fluences $\gamma$ à 4 m du centre chambre (en $\text{cm}^{-2}$ )	$7,2 \cdot 10^9$	$3,6 \cdot 10^{12}$

Tableau 2 : Résumé des particules émises par la fusion de D+T

Les données de fluence de neutrons et  $\gamma$  sont intégrées sur les spectres de la Figure 4. Les données à 4 mètres du centre de la chambre proviennent d'une étude de vulnérabilité [10], analysant les

dommages pouvant être subis par les éléments de diagnostic. Nous développons ce point au paragraphe 2.2.1.

Le temps maximal de compression du microballon est de 100 ps, ce qui correspond à la durée d'émission des neutrons, des rayonnements X. A cette durée, il faut additionner l'élargissement Doppler  $\Delta t$ , dû aux dimensions de la cavité elliptique, qui s'exprime par la relation (2) :

$$\Delta t = 1,21L\sqrt{T_i} \quad (2)$$

Pour L la distance parcourue par le neutron dans le plasma issu de la cible de DT, de température ionique  $T_i$ ,  $\Delta t$  s'exprime en picoseconde. Dans le Tableau 3, sont indiqués les élargissements Doppler pour deux hypothèses de températures ioniques de plasma.

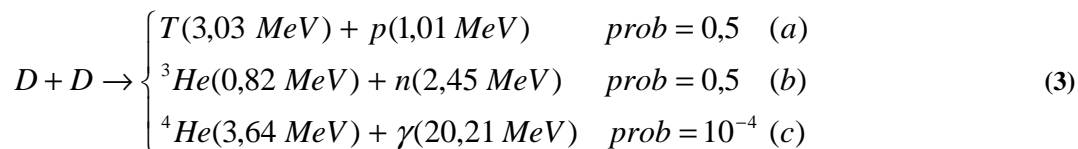
Energie neutrons	Doppler petit axe (ps)	Doppler grand axe (ps)	Durée d'émission totale (ps)
2,45 MeV ( $T_i=1000$ keV)	2,5	5	105
14 MeV ( $T_i = 64$ keV)	24	40	140

Tableau 3 : Elargissements Doppler suivant les axes de la cavité

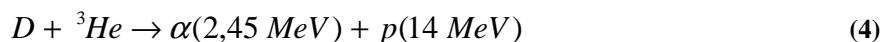
Compte tenu des dimensions de la cavité, nous avons affaire à un plasma de grande dimension, ce qui générera un certain nombre d'instabilités pouvant compromettre la compression du mélange de DT. Ces phénomènes restent pour l'heure encore à maîtriser afin de réussir la phase d'allumage. La cavité se remplit de plasma et se bouche. Elle devient le siège d'instabilités Richtmyer-Meshkov. Les instabilités se produisent aux interfaces des couches successives du microballon.

Le maximum de section efficace pour les autres réactions est de 0,1 barn à 2 MeV, énergie pour laquelle les trois réactions de fusion sont équiprobables. D'autres mélanges que DT sont possibles pour les cibles, tels DD,  $D^3He$ , TT, HTD ou DT à faible pourcentage de tritium. Ces cibles alternatives permettent d'initier des réactions de fusion générant moins de neutrons (moins de  $10^{15}$  neutrons dans la chambre), voire pas du tout, pour étudier les seuls rayonnements X et l'impact des débris solides. Ces cibles seront utilisées pour optimiser les installations de lasers de puissance.

Les réactions de fusion D+D et T+T sont aussi probables que la fusion D+T lorsque la température ionique du plasma créé atteint le MeV. La réaction D+D est décrite par l'équation-bilan (3) :



La plupart des réactions de fusion ne consomment pas tout le combustible initialement présent. Dans le cas de la fusion D+D, il reste du deutérium qui réagit avec les produits issus des différentes réactions (a), (b) et (c) de l'équation-bilan (3). L'isotope  ${}^3He$  de l'hélium issu de la sous-réaction (3)(b) produit la réaction suivante avec le deutérium, exprimée par l'équation-bilan (4) :

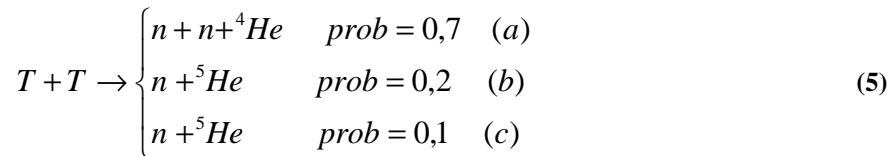


La sous-réaction (3)(a), génère du tritium qui réagit avec le restant de deutérium pour produire une fusion D+T, qui fait l'objet du paragraphe 2.1.2. On résume dans le Tableau 4 les quantités de produits de fusion générés par la réaction D+D.

Neutrons de 2,45 MeV	$10^{14}$
Fluence neutrons à 4 m du centre chambre (en $\text{cm}^{-2}$ )	$5.10^7$
$\gamma$ de 20 MeV produits	$10^{10}$
Fluence $\gamma$ à 4 m du centre de la chambre (en $\text{cm}^{-2}$ )	$5.10^3$

Tableau 4 : Produits de la fusion D+D

La fusion T+T s'exprime par l'équation bilan (5). Elle produit essentiellement des neutrons par le biais de la réaction (5)(a) dont nous avons un spectre sur la Figure 5.



Le spectre de neutrons émis est continu, avec un pic à 8,71 MeV. Les sous-réactions (5)(b) et (5)(c) semblent identiques, mais diffèrent par la quantité d'énergie libérée des produits. La sous-réaction (5)(b) libère 10,37 MeV tandis que la réaction (5)(c) libère 8,4 MeV.

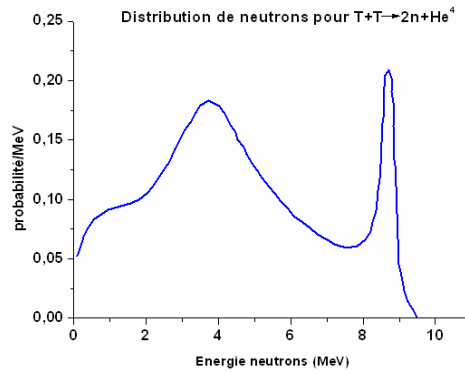


Figure 5 : Spectre de neutrons émis pour la réaction T+T (équation (5)(a))

Les réactions (5)(a), (5)(b) et (5)(c) ont des sections efficaces comparables à celles des réactions D+D pour des températures de plasma équivalentes. Ces réactions ne produisent pas plus de  $10^{14}$  neutrons dans tout l'espace et peu de rayons gamma (probabilité de  $10^{-4}$  pour la sous-réaction (3)(c)). Nous verrons dans les paragraphes suivants que la majeure partie des rayons gamma présents dans la chambre est issue de l'interaction des neutrons avec l'environnement.

### 2.1.3. Le rayonnement X produit

Un tir de FCI par attaque indirecte génère un large spectre de rayonnement X. Ce spectre comprend une émission propre du microballon ainsi qu'une émission provenant de l'interaction du laser avec la cavité. Le spectre X issu du couplage laser-cavité se superpose à l'émission du microballon que nous voulons imager. Il est donc important de pouvoir différencier ces deux contributions afin de pouvoir imager le microballon.

### 2.1.3.1. Rayonnement X issu du microballon

Le but de cette thèse est d'imager la partie du spectre entre 10 et 30 keV issue du microballon ayant atteint sa compression maximale. L'information principale que doit délivrer l'analyse de l'image est l'écart à la symétrie d'implosion. Cette information est importante car la symétrie d'implosion détermine l'échec ou la réussite du tir.

L'information la plus pertinente concernant le spectre émis par le microballon est un spectre d'implosion dite de long feu (littéralement : *fizzle*), Figure 6. Pour donner une image, cela correspond au bruit que fait un feu d'artifice ayant raté son allumage, au lieu de l'explosion attendue. Ce spectre constitue une hypothèse de base pour les diagnostics d'imagerie X, comme pour HEXRI [11, 12]. Ce type de spectre est obtenu avec une cible détimbrée. C'est-à-dire une cible contenant un mélange fusible de performances réduites, par exemple D<sub>2</sub> au lieu de DT.

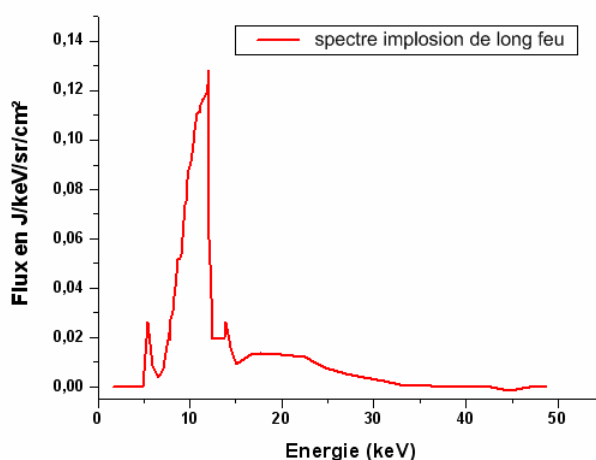


Figure 6 : Spectre simulé d'implosion de long feu

Ce type de spectre est caractéristique des cibles pour lesquelles le point chaud ne parvient pas à allumer le reste du combustible dense et froid l'entourant. Un certain nombre de raisons peuvent expliquer l'échec de l'allumage :

- échec dit d'entropie : le combustible froid a trop d'entropie avant que l'implosion ne stagne ; il consomme donc trop d'énergie cinétique à se compresser lui-même et pas assez pour compresser et amener à la température minimale de 5 keV le point chaud central,
- échec de symétrie sphérique de bas mode : c'est ce paramètre que pourra analyser un diagnostic d'imagerie X, en particulier celui se basant sur le système imageur que je propose. Cela se produit lorsque le ballon de DT présente des lobes de pression centripètes et que le point chaud central présente des lobes de pression centrifuges. Pour imaginer, c'est comme si l'on essayait de faire exploser un ballon de baudruche à mains nues,
- échec de mélange : les petites imperfections de sphéricité initiale des interfaces des capsules, sous forme de pics et de bosses de dimensions de l'ordre de celle du point chaud, peuvent absorber de l'énergie destinée au point chaud et l'empêcher d'atteindre sa température d'allumage. Des instabilités hydrodynamiques, en particulier celle de Rayleigh-Taylor, peuvent naître de la présence de ces imperfections,
- échec de vitesse : on peut simplement échouer à communiquer suffisamment d'énergie cinétique au combustible froid et dense afin qu'il comprime et chauffe le point chaud à une température. Les particules  $\alpha$  générées (voir équation (1)) sont trop peu nombreuses pour chauffer le combustible froid sur une longueur égale au libre parcours moyen d'un  $\alpha$  à une température de 5 keV, minimale pour atteindre l'allumage.



L'échec d'un tir de fusion peut être causé par chacune de ces raisons. Il peut être également causé par une combinaison de ces raisons, qui individuellement, ne sont pas assez importantes pour faire échouer le tir. Tous ces différents types d'échec semblent s'être groupés ensemble sous l'appellation de long feu, quand le gain montre que l'on est près d'obtenir un allumage robuste de la coquille dense et froide de combustible. Pour donner un ordre de grandeur, une implosion de long feu décrit un gain énergétique de quelques centaines de kJ pour une cible qui pourrait dégager 10 à 20 MJ d'énergie.

Chaque partie d'un diagnostic d'imagerie X destiné à une installation ayant pour but de réaliser un tir d'allumage générant plus de 10 MJ doit être optimisé par rapport à ce spectre de long feu. Chaque type d'échec a un spectre caractéristique de long feu. Ce spectre traduit le fait que l'allumage était sur le point de se réaliser, mais que l'on a besoin de comprendre ce qui a fait échouer l'allumage.

### 2.1.3.2. Rayonnement X résultant du couplage laser-cavité

Au cours d'une attaque indirecte, outre le rayonnement X issu de la compression du microballon, du rayonnement X issu de couplage entre le laser et la cavité est produit. Dans l'ordre chronologique d'une attaque indirecte, sont produites les sources de rayonnement X suivantes :

- l'impact laser à 351 nm chauffe rapidement l'or et produit un plasma d'ablation laser ainsi que des photons X (rayonnement de conversion),
- les photons X produits interagissent avec les parties de la paroi interne non éclairées de la cavité, ce qui produit un plasma d'ablation X ainsi qu'une réémission X de la paroi d'or,
- le plasma s'étend, s'accumule et se confine dans la cavité, Figure 7. L'extension du plasma atteint le trajet du laser incident, ce qui donne lieu à une interaction laser-plasma produisant des électrons chauds, d'énergie supérieure à 10 keV,
- un rayonnement X dur est produit par bremsstrahlung des électrons rapides dans le plasma entourant la cible et la matière dense et froide de la capsule.

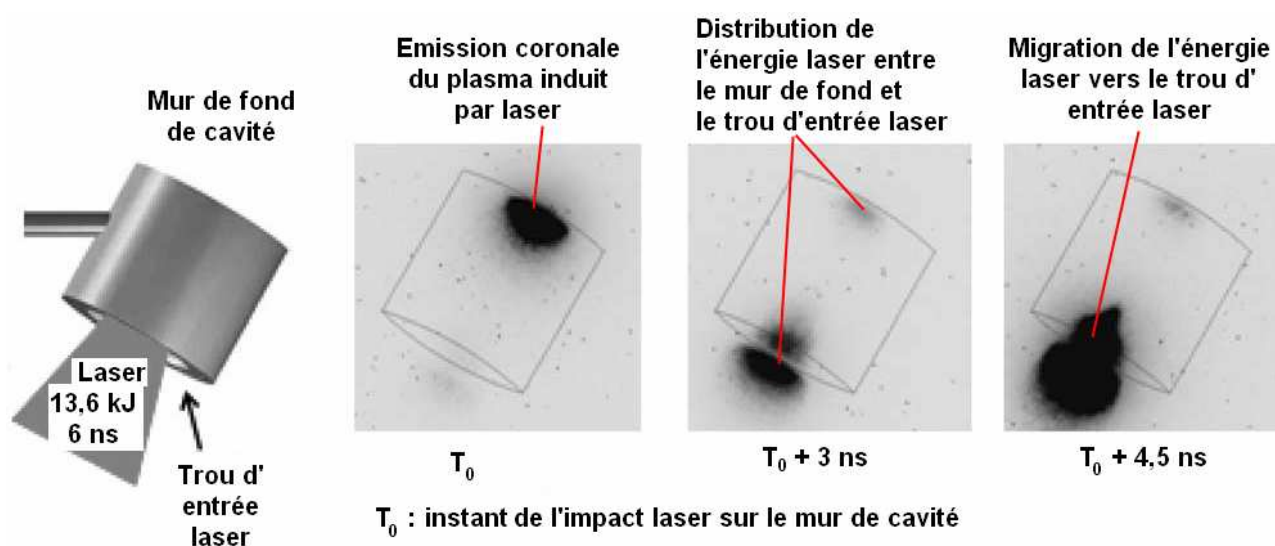


Figure 7 : Images HXRI de l'évolution de l'émission coronale du plasma induit par laser [13]

Les zones sombres (en fausses couleurs) montrent l'émission coronale du plasma, dans le domaine spectral de 2 à 5 keV. Cette émission se situe à l'interface plasma-vide, où peut se produire l'interaction laser-plasma. Le plasma est d'abord généré au fond de la cavité, à l'endroit de l'impact du laser. Le plasma s'accumule, se confine dans la cavité et interagit avec le laser à l'interface vide-

plasma. La couronne du plasma recule, repoussant l'interface laser plasma vers le trou d'entrée laser. A mesure que le plasma emplit la cavité le long du trajet du faisceau laser, des électrons chauds, d'énergie supérieure à 10 keV sont produits par les instabilités laser-plasma. Ces instabilités produisent des électrons [14]. Le mécanisme précis de création de ces électrons est inconnu, leur densité dans le plasma de cavité et la température électronique du plasma est corrélée avec les signaux de diffusion Raman [15-17]. Le décalage de longueur d'onde de la diffusion Raman est une fonction croissante de la densité et de la température électroniques. Pour une température électronique donnée, il correspond une densité électronique maximale à laquelle se produit la rétrodiffusion du faisceau laser incident [14]. Cette rétrodiffusion est signée en particulier par des photons X d'énergie supérieure à 30 keV [18], provenant du bremsstrahlung des électrons (créés par instabilités laser-plasma) dans la paroi d'or de la cavité. Avant d'être freinés dans la paroi d'or, les électrons sont freinés dans le plasma de cavité par bremsstrahlung, ce qui donne lieu à l'émission de photons X détectables par des diagnostics. A mesure que le plasma emplit la cavité en atteignant des densités supérieures ou égales à 0,4 fois la densité critique<sup>5</sup> [14], la zone de dépôt de l'énergie laser recule vers le trou d'entrée laser. Pour des densités électroniques comprises entre 0,5 et une fois la densité critique, l'énergie laser est absorbée dans le plasma par bremsstrahlung inverse [14].

Nous nous intéressons particulièrement au bremsstrahlung des électrons chauds dans le plasma de cavité : de par leur énergie, ils sont les plus susceptibles de contribuer au rayonnement X d'énergie X supérieure à 10 keV détecté. Leur quantification est très importante, car ils peuvent pénétrer le combustible, le préchauffer et le rendre plus difficile à comprimer, ce qui peut conduire à l'échec du tir. Les autres sources de rayonnement X sont inévitables, compte tenu de l'interaction entre le laser et la cavité en attaque indirecte. Diagnostiquer le rayonnement X issu du couplage laser-cavité est un diagnostic d'échec, mais ce n'est pas concerné par cette thèse. Par contre, par le spectre X émis, ce signal peut parasiter l'image du microballon que nous attendons.

Les caractéristiques spectrales du bremsstrahlung des électrons chauds sont fonction des paramètres du laser (profil d'impulsion, durée, énergie), de la géométrie et des dimensions de la cavité (cylindrique, semi-cylindrique, hyperboloïde...). Les spectres de la Figure 8 sont obtenus avec des impulsions laser de 351 nm, de profil carré avec des temps de montée et de descente de 100 ps et de temps de plateau variable (de 1,1 à 6 ns). La cavité est semi-cylindrique, de longueur égale au diamètre de base. Les paramètres du laser et les dimensions du *hohlraum* définissent le confinement du plasma et donc les propriétés de la fusion. Nous avons sur la Figure 8 des spectres de bremsstrahlung des électrons, obtenus par le diagnostic spectromètre FFLEX<sup>6</sup> [19]. Ce diagnostic consiste en huit voies spectrales calibrées en absolu, équipés chacune d'un filtre métallique fluorescent. Chaque voie intègre l'énergie vue dans une bande spectrale et leur ensemble permet de reconstituer le spectre X entre 18 et 150 keV.

---

<sup>5</sup> La densité critique d'un plasma est la densité maximale d'électrons empêchant toute propagation de la lumière. Pour un laser de longueur d'onde  $\lambda$ , exprimée en nm, la densité critique  $n_c$  en  $\text{cm}^{-3}$  est  $n_c = 1,1 \cdot 10^{21} \lambda^{-2}$ , relation empirique.

<sup>6</sup> Filter Fluorescer EXperiment

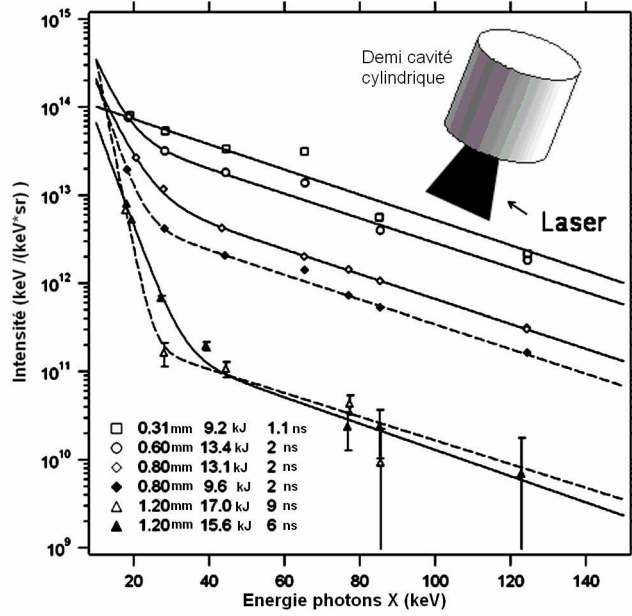


Figure 8 : Spectres X pour diverses dimensions de cavité et régimes laser [20]

Les spectres de la Figure 8 mettent en évidence des lois d'intensité X à une ou deux températures suivant les dimensions de la cavité et la dynamique temporelle du laser. Ces lois sont ajustées par des exponentielles à une ou deux composantes. Les lois d'intensité X à une température ajustent au mieux les cavités de petites dimensions (0,31 et 0,6 mm de rayon) impactées par des lasers de courte durée d'impulsion (inférieure à 2 ns). Les lois à deux températures décrivent au mieux les cavités de grandes dimensions (1,2 mm de rayon) impactées par des lasers de longue durée d'impulsion (6 et 9 ns). Les lois spectrales de la Figure 8 sont basées sur l'hypothèse d'une distribution maxwellienne des électrons, caractérisés par une température  $T_{hot}$ . Pour chaque énergie  $h\nu$  du spectre X, l'intensité spectrale est exprimée par l'équation (6) :

$$I(h\nu) = I_0 \exp\left(-\frac{h\nu}{kT_{hot}}\right) \quad (6)$$

$I_0$  est l'intensité spectrale (en  $(\text{keV} \cdot (\text{keV} \cdot \text{sr})^{-1})$ ) à l'origine d'une courbe exponentielle donnée, elle s'exprime par l'équation empirique (7) :

$$I_0 = \frac{e}{4\pi} 5 \cdot 10^{11} f_{hot} E_L \quad (7)$$

$E_L$  est l'énergie laser investie,  $e$  est l'exponentielle de 1,  $f_{hot}$  est la fraction de l'énergie laser convertie en électrons chauds. La division par  $4\pi$  exprime le fait que l'on ramène le terme d'énergie laser par unité d'angle solide. Le facteur  $5 \cdot 10^{11}$  permet notamment de passer des joules de l'énergie laser, aux keV de l'énergie spectrale. La fraction  $f_{hot}$  est liée à la fluence laser d'irradiation de la cible (exprimée en  $\text{PW} \cdot \text{cm}^{-2}$ ), par la relation empirique (8) :

$$f_{hot} = 5 \cdot 10^{-4} I_{las}^{2.5} \quad (8)$$

La Figure 9 est une représentation graphique de la relation (8). On peut y voir que la fraction en électrons chauds atteint au grand maximum 30% de l'énergie laser. Dans la plupart des cas expérimentaux, cette fraction est de l'ordre de quelques pourcents.

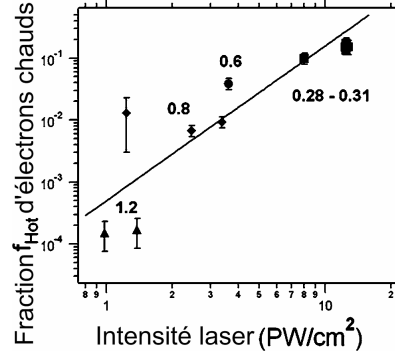


Figure 9 : Fraction d'électrons chauds [13]

Connaissant la fraction  $f_{hot}$ , on a l'énergie totale  $E_{hot}$  (en J) en électrons chauds par la relation (9) :

$$E_{hot} = \frac{1}{5.10^{11}} I_{kThot} \frac{79}{Z} \quad (9)$$

Où  $I_{kThot}$  l'intensité spectrale à l'énergie  $kT_{hot}$  (en  $\text{keV} \cdot (\text{keV} \cdot 4\pi \text{ sr})^{-1}$ ),  $Z$  le numéro atomique de la cible. Pour un tir investissant une énergie laser  $E_L$ , une fraction d'électrons chauds  $f_{hot}$  et une cavité en or ( $Z = 79$ ), l'intensité spectrale  $I_{kThot}$  s'exprime par l'équation (10) :

$$I_{kThot} = 5.10^{11} f_{hot} E_L \quad (10)$$

Outre le bremsstrahlung dans le plasma, les électrons chauds sont freinés dans l'or de la paroi interne de la cavité, ce qui contribue au terme X émis. Pour des électrons de 100 keV, le libre parcours moyen est inférieur à  $2 \mu\text{m}$ . La plupart des électrons non entièrement freinés par le plasma sont donc absorbés complètement dans la couche d'or. Les signaux vus par FFLEX indiquent une baisse d'intensité sur sa voie 85 keV, juste au-dessus du seuil K de l'or à 80,7 keV, ce qui correspond à une absorption des électrons de ces énergies. Par ailleurs, un excédent d'intensité est détecté sur la voie 67 keV, ce qui correspond à la fluorescence du seuil  $K_{\alpha 1}$  de l'or à 68,779 keV. L'énergie contenue dans le spectre de bremsstrahlung des électrons est de l'ordre de quelques pourcents de l'énergie des électrons rapides pour les matériaux de  $Z$  élevé, comme l'or. Dans le cas des plasmas chauds, les X durs peuvent être produits par la distribution des électrons thermiques (bremsstrahlung ou transitions lié-libre).

Des images de l'émission de rayonnement X, fournies par le diagnostic HXRI [19]<sup>7</sup>, sont montrées sur la Figure 7. Cette figure illustre le déroulement d'une attaque indirecte (sans microballon) par la migration progressive de l'émission coronale du plasma au cours du temps du fond de la cavité vers le trou d'entrée laser. Ces données viennent d'expériences menées sur des demi-cavités cylindriques vides de tout microballon de DT [13].

Les études sur les modes de remplissage plasma tendent vers la recherche de cavités dites « chaudes », c'est-à-dire dans lesquelles on peut atteindre des températures de plasma de 10 à 70 keV. Ce sont des cavités de très petites dimensions dans lesquelles on injecte le plus possible

<sup>7</sup> A ne pas confondre avec le diagnostic HRXI, développé au CEA/DAM/DIF

d'énergie laser dans un temps le plus court possible, afin d'augmenter le confinement et donc le gain de fusion.

Les instabilités laser-plasma peuvent générer une partie non négligeable du spectre X détecté au-delà de 10 keV. Outre l'émission de la cible, le spectre X peut être la signature de phénomènes pouvant compromettre la fusion.

## 2.2. Contraintes inhérentes à la FCI

La connaissance expérimentale des problèmes liés à l'environnement radiatif de la fusion provient majoritairement des expériences menées sur l'installation Omega [8]. La donnée centrale obtenue par ces expériences est le nombre de neutrons produits. Dans notre étude, nous prendrons en compte les données relatives à la production  $10^{16}$  neutrons sur  $4\pi$ . La connaissance de la vulnérabilité a un impact certain sur les spécifications de notre système, comme nous le verrons au paragraphe 3.

### 2.2.1. Neutrons et $\gamma$ induits

Les neutrons sont les principaux éléments auxquels sera vulnérable mon système imageur. Nous avons sur la Figure 4, issue d'une simulation Monte Carlo, le spectre de neutrons et des gammas secondaires vus à 4 mètres du centre de la chambre lors d'une fusion générant  $10^{16}$  neutrons.

Le spectre de neutrons s'étend des neutrons thermiques, thermalisés par freinage dans divers éléments constituant l'environnement de la chambre d'expérience jusqu'au pic de neutrons de 14 MeV caractéristiques de la fusion D+T (voir paragraphe 2.1.2). Les neutrons produisant la plus grande fluence sont les neutrons thermiques dont les énergies vont de 10 meV jusqu'à environ 10 eV et le pic de neutrons à 14 MeV. Leurs effets dans la matière dépendent de leur énergie. Les neutrons thermiques sont absorbés dans le silicium notamment. Les neutrons plus énergétiques génèrent un certain nombre de fois des interactions (n,  $\gamma$ ) dans les éléments métalliques présents dans la chambre d'expérience. Les rayons gammas ont deux origines. Premièrement, les  $\gamma$  de fusion DT (ou  $\gamma$  prompts), avec un taux de branchement de  $5 \cdot 10^{-5}$ , équation (1). Ces rayons sont quasiment monoénergétiques, d'énergie 16,7 MeV et sont très minoritaires par rapport aux autres  $\gamma$ . Ils participent très peu à la dose déposée de rayonnement  $\gamma$  déposée. La deuxième origine des rayons  $\gamma$  provient des multiples interactions (n, $\gamma$ ) initiées par les neutrons. Dans l'ordre chronologique, les neutrons génèrent des  $\gamma$  par interaction avec le *hohlraum* épais de 50  $\mu\text{m}$  d'or. Le taux  $\tau_{\text{hohlraum}}(\Delta E)$  de production est exprimé par l'équation (11) :

$$\tau_{\text{hohlraum}}(\Delta E) = \frac{\sigma(\Delta E)\rho_{\text{Au}}r}{M_{\text{Au}}} A \quad (11)$$

Où  $\sigma(\Delta E)$  est la section efficace de production de gammas dans la bande d'énergie  $\Delta E$ ,  $\rho_{\text{Au}}$  est la densité de l'or,  $A$  le nombre d'Avogadro et  $M_{\text{Au}}$  est la masse molaire de l'or. Tous calculs faits, en tenant compte de la section efficace de production de  $\gamma$  dans la bande [10 keV ; 14 MeV], nous avons dans le Tableau 5 les taux de production de  $\gamma$  pour des neutrons de 2,45 MeV et 14 MeV, ainsi que le nombre de  $\gamma$  produits.

Energie neutrons	Taux de production intégré 10 keV-14 MeV	Nombre de $\gamma$ en allumage ( $10^{16}$ neutrons)
2,45 MeV	$3,74 \cdot 10^{-4}$	$3,74 \cdot 10^{12}$
14 MeV	$7,21 \cdot 10^{-4}$	$7,21 \cdot 10^{12}$

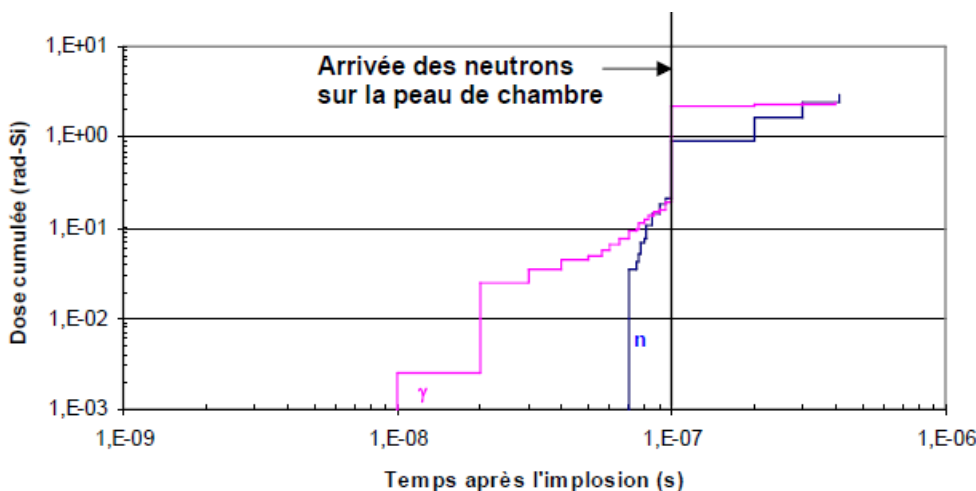
Tableau 5 : Production de gammas 10 keV-14 MeV

Le nombre de  $\gamma$  produits par interaction des neutrons avec la cavité est très minoritaire par rapport à l'ensemble des rayonnements  $\gamma$  produits par ailleurs. Les nombres de  $\gamma$  du Tableau 5 sont de l'ordre du millièème des  $14,476 \cdot 10^{15} \gamma^8$  produits par l'ensemble de l'environnement de la chambre. L'épaisseur d'aluminium de la paroi de la chambre d'expérience contribue grandement à la production des  $\gamma$ , par interaction des neutrons avec le béton boré. Pour se prémunir des effets des  $\gamma$  induits, nous devons tenir compte du fait que les neutrons ont un certain temps de vol, Tableau 6. Les neutrons de 14 MeV mettent 100 ns pour parcourir 5 m soit la distance du centre de la chambre à la paroi.

Energie neutrons (MeV)	Vitesse ( $m \cdot s^{-1}$ )	Temps de vol sur 5 m (en ns)
2,45	$2,2 \cdot 10^7$	227
14	$5 \cdot 10^7$	100

Tableau 6 : Caractéristiques temporelles des neutrons de fusion

Le temps de parcours des neutrons définit la fenêtre temporelle durant laquelle la dose déposée des neutrons et des  $\gamma$  permet l'enregistrement d'images plasma avec un rapport signal-à-bruit favorable. Sur la Figure 10, nous avons l'évolution au cours du temps après l'implosion, de la dose cumulée de neutrons et gammas secondaires vue à 4 m du centre chambre. Avant l'instant de 100 ns, les doses cumulées sont supportables par l'instrumentation. 100 ns après l'implosion, les doses neutrons et gammas augmentent brutalement à cause de l'arrivée des neutrons sur la paroi de la chambre. L'effet dommageable pour l'instrumentation n'est pas tant le niveau des doses déposées, de l'ordre du rad, mais plutôt le débit de dose instantané, de l'ordre de  $10^8 \text{ rad} \cdot \text{s}^{-1}$ , qui produit des effets transitoires.

Figure 10 : Evolution des doses des neutrons (bleu) et des  $\gamma$  (magenta) à 4 m du centre chambre

<sup>8</sup> Voir Figure 4 :  $7,2 \cdot 10^9 \gamma \cdot \text{cm}^{-2}$  à 4 m du centre de la chambre, soient  $14,476 \cdot 10^{15} \gamma$  au total.

Nous retiendrons, qu'au moment de l'implosion, nous ne disposons que d'un moment de tranquillité qui dure 100 ns pour acquérir notre image de cible.

L'étude a été faite sur un diagnostic dont on plaçait l'analyseur optique à 4 m du centre chambre. Mis à part les neutrons thermiques de très faible énergie, les fluences de particules sont les plus fortes pour des énergies supérieures à 0,02 MeV. Le pic de fluence est d'environ 2 MeV pour les gammas et de 14 MeV pour les neutrons. Nous résumons sur le Tableau 7 les doses de neutrons et gammas à 4, 5 et 11 mètres du centre de la chambre. Ces distances sont choisies car ce sont des distances typiques où sont placés les éléments des diagnostics plasma.

Doses et débits de doses	A 4 mètres	A 5 mètres	A 11 mètres
Doses de gammas	2,4 rad(Si)	1,5 rad(Si)	0,3 rad(Si)
Dose neutrons	3 rad(Si)	1,9 rad(Si)	0,4 rad(Si)

Tableau 7 : Doses neutrons,  $\gamma$  et X intégrées pour un tir à  $10^{16}$  neutrons

Il est à noter que la majeure partie de la dose déposée vient des gammas issus du freinage des neutrons dans l'environnement de la chambre [10, 21], qui comporte entre autres des éléments en aluminium, inox, etc... Nous résumons dans le Tableau 8 la contribution de chacune des composantes du terme source au dépôt de dose à 4 mètres du centre chambre. Les unités employées pour chiffrer les doses sont des rad(Si), qui traduisent la dose absorbée par du silicium. Ces unités sont représentatives de ce que peut absorber un dispositif électronique. Une dose de 1 rad(Si) correspond à 10 mJ d'énergie rayonnante déposée dans un kilogramme de silicium. L'unité officielle, le Gray est égal à 100 rads, soit 1 J d'énergie rayonnante absorbée dans un kilogramme d'air.

Dose $\gamma$ par interactions (n, $\gamma$ )	Interaction (n, $\gamma$ ) cavité	$\gamma$ de fusion	Neutrons
2,4 rad(Si)	1,55 mrad(Si)	3 mrad(Si)	3 rad(Si)

Tableau 8 : Contributions des composantes du terme source au dépôt de dose

### 2.2.2. Rayonnement X dur

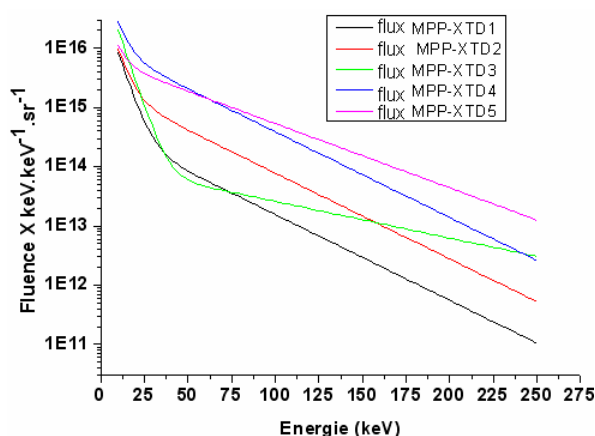
Il est essentiellement produit à l'intérieur de la cavité par interaction du laser avec la cavité et dure le temps de l'impulsion laser. Son spectre énergétique s'étend jusqu'à plus de 1 MeV. Les photons d'énergie inférieure à 500 keV sont arrêtés par la paroi d'enceinte de la chambre d'expérience mais peuvent ablater et choquer les instruments placés à proximité de la cible. On définit une « sphère d'exclusion » d'un diamètre d'environ 1 m autour de la cible [8]. Dans cette zone, les éléments tels les nez protecteurs, les sténopés, les ouvertures d'imagerie neutronique sont choisies en fonction de leur résistance au choc et à l'ablation radiative. Une faible proportion dont l'énergie est supérieure à 1 MeV (issue des instabilités laser-plasma) peut passer au travers des ports laser non protégés.

Nous disposons de données de spectres d'X durs compris entre 10 et 250 keV, pour différentes hypothèses laser. Les cinq hypothèses sont décrites dans le Tableau 9.

Hypothèse	Nombre de faisceaux	Energie par faisceau (kJ)	$F_h$	$T_h$ (keV)
1	10	180	0,01	30
2	10	180	0,05	10
3	10	180	0,001	70
4	20	90	0,1	30
5	20	60	0,15	40

**Tableau 9 : Hypothèses laser générant des X durs [9]**

Ces hypothèses prennent en compte le nombre de faisceaux laser, la proportion d'énergie laser convertie en électrons chauds. En fonction de ces paramètres est généré un flux de rayonnement X durs, qui est représenté sur la Figure 11. Les spectres X présentent des lois à une ou deux températures de cavité, à l'instar du paragraphe 2.1.3.2. Ce terme de rayonnement X est considéré comme gênant, car il est émis par une source non ponctuelle et se situe majoritairement dans la gamme d'énergie nous intéressant. De plus la partie d'énergie supérieure à 30 keV peut endommager l'instrumentation. Ramenés aux mêmes échelles de cavité, les flux X typiques issus du couplage laser-cavité sont tout à fait comparables aux termes X du paragraphe 2.1.3.2.



**Figure 11 : Flux X en fonction des hypothèses laser**

Nous avons dans le Tableau 10 les résumés des flux de rayonnement X suivant ces cinq hypothèses laser, ainsi que les flux de rayonnement X à des distances caractéristiques de l'installation LMJ. La distance de 4 mètres correspond à la distance de placement envisagée pour placer l'analyseur optique dans l'étude de vulnérabilité sur laquelle nous basons nos hypothèses. 5 mètres correspond à la distance centre chambre – paroi de chambre, 11 mètres est la distance centre chambre – arrière de SID.



Hypothèse laser	Flux intégré au centre de la chambre (ph.sr <sup>-1</sup> )	Dose absorbée par gramme de verre à 4 m	Dose absorbée par gramme de verre à 5 m	Dose absorbée par gramme de verre à 11 m
Hypothèse 1 (mpp-xttd1)	3,442.10 <sup>15</sup>	26,797 rads	17,150 rads	3,544 rads
Hypothèse 2 (mpp-xttd2)	4,852.10 <sup>15</sup>	52,953 rads	33,890 rads	7,002 rads
Hypothèse 3 (mpp-xttd3)	7,792.10 <sup>15</sup>	64,141 rads	41,050 rads	8,548 rads
Hypothèse 4 (mpp-xttd4)	1,663.10 <sup>16</sup>	276,619 rads	177,306 rads	36,578 rads
Hypothèse 5 (mpp-xttd5)	9,085.10 <sup>15</sup>	246,778 rads	157,938 rads	32,632 rads

Tableau 10 : Résumé des flux de rayonnement X durs

Les doses exprimées dans le Tableau 10 semblent importantes, mais elles concernent du rayonnement X d'énergie comprise entre 10 et 250 keV, qui peut être absorbé par le verre. Ces doses sont toutefois loin de noircir le verre ; l'ordre de grandeur de dépôt de dose dans le verre est de 5 Gy, soit 500 rads (soit 5 Gy). Ces doses, si elles ne noircissent pas le verre, peuvent y causer des baisses de transmission lumineuse, mais surtout générer une émission de rayonnement Cerenkov visible, qui se superposera au signal utile fourni par le scintillateur et dégradera notre image. Nous expliquerons plus précisément ce qu'est le rayonnement Cerenkov au chapitre 2.

### 2.2.3. Débris solides, particules chargées et contamination nucléaire

Le terme source issu de la réaction de fusion DT présente un danger de dégradations pour l'instrumentation. Il comprend des neutrons, des rayons gammas, des rayons X, des particules chargées ainsi que des débris solides. La fusion donne également lieu à une forte impulsion électromagnétique, ainsi qu'à une contamination nucléaire. Nous décrivons dans les grandes lignes suivantes les principaux risques pour l'instrumentation liés au terme source. Les principaux produits de fusion pouvant endommager les dispositifs d'instrumentation sont les suivants :

- débris solides (ou *shrapnels*) : ces éléments proviennent de l'implosion de la cible. Ils ont des tailles de 0,1 μm à 100 μm et des vitesses de plusieurs km.s<sup>-1</sup>. Ils sont surtout dommageables pour les surfaces optiques en avant des diagnostics, en leur causant des cratères et/ou des noircissements locaux.
- particules chargées : ce sont des ions provenant de l'évaporation de la cible par le laser et par les rayons X mous issus lors de l'interaction laser-paroi interne d'or de la cible. Ils ont des vitesses de 10<sup>7</sup> cm.s<sup>-1</sup>, peuvent générer des courants ioniques dans les éléments de diagnostics, des défauts irréversibles dans les optiques et également endommager les électroniques.
- impulsion électromagnétique : elle a deux origines. D'une part le plasma issu de l'interaction laser cible, agissant comme un conducteur de courant transitoire. D'autre part les électrons générés par l'irradiation des photons X de fusion sur la paroi de la chambre. Les niveaux des champs électriques générés dans la chambre atteignent quelques centaines de kV.m<sup>-1</sup> et quelques kV.m<sup>-1</sup> en dehors.
- contamination nucléaire : le tritium initialement présent dans la capsule est consommé à 30% seulement par la fusion, ce qui est le maximum pour un tir à gain. Les 70% restants

génèrent une ambiance radioactive (période 12,3 ans) et contaminent l'environnement de la chambre d'expérience.

La présence de ces produits définit une sphère d'exclusion de 50 cm dans laquelle il est impossible de placer un quelconque élément de diagnostic.

#### 2.2.4. Synthèse de la vulnérabilité

Le Tableau 11 résume qualitativement les dégâts encourus par les électroniques employées sur le LMJ. Les données sont déterminées pour  $10^{16}$  neutrons, d'énergie maximale 14 MeV. Les effets de dose sont surtout inhérents aux  $\gamma$  issus de l'interaction des neutrons de 14 MeV avec l'environnement de chambre. Les neutrons thermiques ont un spectre énergétique s'étendant de 10 meV à 1 MeV (voir Figure 4) et sont plus facilement absorbés par le silicium des électroniques et causent donc plus de dommages que les neutrons de 14 MeV.

	1 m		5,5 m (peau de chambre)		16,6 m (protection rapprochée)	
Flux neutronique (n/cm <sup>2</sup> )	6,50E+10		2,50E+09		1,20E+04	
Doses et débits de doses neutrons et	Dose rad(Si)	Débit de dose rad(Si)/s	Dose rad(Si)	Débit de dose rad(Si)/s	Dose rad(Si)	Débit de dose rad(Si)/s
		52	1,20E+10	5,3	6,60E+08	0,04
Caméras CCD	Pixels blanchis à 100% + dommages		Pixels blanchis à 100% + dommages		Moins de 1% de pixels blanchis	
Convertisseur opto-électronique	Variation transitoire de la puissance optique		Pas de dégât		Pas de dégât	
Photo détecteur	Forts photocourants		Forts photocourants		Faibles photocourants	
Transistor de puissance	Forts photocourants, usure, effets d'avalanche		Photocourants		Pas de dégât	
Circuits intégrés (RAM, ASIC)	Photocourants, déclenchement parasite, perturbation par particule		Photocourants, perturbation par particule isolée, perturbation transitoire		Pas de dégât	

Tableau 11 : Résumé des dommages pour l'instrumentation [22, 23]

Pour protéger les analyseurs optiques, des solutions de boîtes à air sont envisagées. Elles sont recouvertes d'une épaisseur de 1 à 3 mm de tungstène pour protéger les électroniques des X durs (> 10 keV). Pour absorber les neutrons, pour des tirs générant jusqu'à  $5.10^{14}$  n/4 $\pi$ , un revêtement de CH (mélange équimolaire de carbone et d'hydrogène) est prévu. Cela aura pour principal effet de réduire le bruit électronique causé par les neutrons lors des tirs à gain.

Des études sur l'émission lumineuse et sur le noircissement ont été réalisées sur des verres tels le BK7, SiO<sub>2</sub>, SF2, SF6, LF5 et LaK9 [8]. L'émission lumineuse des verres a été étudiée en mesurant l'irradiance spectrale dans le domaine 350-750 nm, lors d'irradiations de rayons X de plusieurs dizaines de keV. Le noircissement a été mesuré en soumettant les verres à flux gamma continu émis par une source radioactive <sup>60</sup>Co (photons de 1,22 MeV). Ces études ont permis de tirer les conclusions suivantes :

- les verres montrent une émission Cerenkov lorsqu'ils sont soumis au rayonnement X [24] [25]. Certains verres, dopés pour améliorer leurs qualités optiques, se comportent comme un scintillateur et leur émission peut être plus intense que le rayonnement Cerenkov. On peut diminuer l'intensité de rayonnement Cerenkov et d'auto-émission des verres, en filtrant à 550-700 nm la lumière visible transportée dans le relais optique.
- les niveaux de doses inhérents à des tirs à gain sont inférieurs aux doses seuils de noircissement permanent des verres. On peut donc laisser des éléments d'optique à 4-5 m du centre de la chambre et il n'est pas nécessaire d'employer des verres résistants aux rayonnements de type nucléaire.

Les valeurs de doses à 5 mètres de 1,5 rad(Si) en gammas et 1,9 rad(Si) en neutrons (Tableau 7) sont supérieures aux seuils de perturbation des analyseurs optiques. Sans considérer la destruction irréversible, la perturbation principale est le bruit généré sur les images enregistrées par une chaîne de mesure.

### 3. Spécifications du système proposé

Ayant décrit le terme source attendu du LMJ, défini ce que nous voulons en mesurer et énuméré les principales contraintes associées, nous pouvons définir un ensemble de spécifications pour les composants de notre système imageur. Tout d'abord, nous indiquerons les éléments dimensionnants pour notre relais optique, puis nous détaillerons les exigences chiffrées des scintillateurs. Nous concluons qualitativement sur ces spécifications avant de justifier au chapitre suivant la proposition de système imageur.

#### 3.1. Spécifications du relais optique

Les spécifications chiffrées de la fonction d'imagerie du relais optique sont les suivantes :

- Il doit transporter une image de scintillateur (spécifications détaillées au paragraphe 3.2) ayant un champ de 40 mm
- L'ouverture numérique doit être idéalement en f/4
- Le relais doit permettre à l'ensemble du système imageur d'avoir une résolution spatiale meilleure que  $10\ \mu\text{m}$  dans le plan objet. La résolution spatiale du diagnostic est dans sa majeure partie déterminée par l'optique X. Si elle permet un grandissement  $G$ , le système imageur que je développe devra alors résoudre au moins  $G \cdot 10\ \mu\text{m}$ .

Le reste des spécifications s'exprime de manière essentiellement qualitative. Il est implicite de rajouter que le relais optique proposé devra pouvoir s'implanter sur le bâtiment LMJ, dont on a quelques dimensions des espaces attendant à la chambre d'expérience en Figure 12.

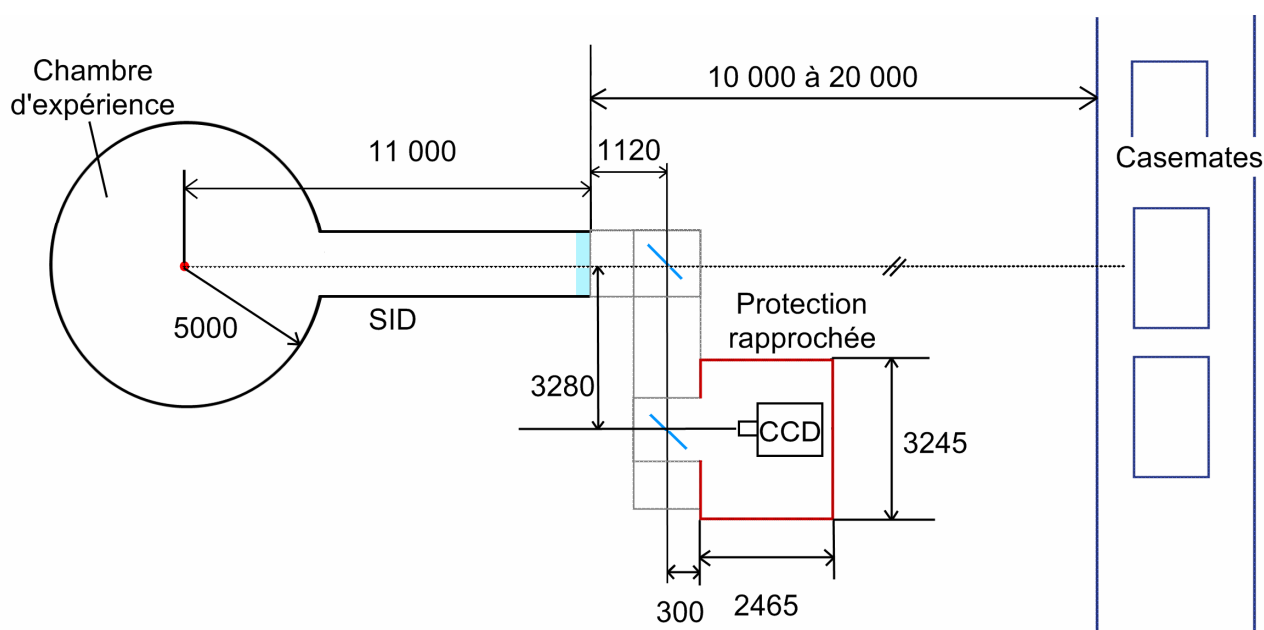


Figure 12 : Dimension de la chambre d'expérience et des espaces protégés (distances en mm)

Les spécifications destinées à l'accomplissement de la fonction imagerie semblent laisser une certaine latitude pour concevoir le relais optique. Si l'on tient compte de la vulnérabilité, la conception apparaît plus contrainte. En tenant compte des dimensions de l'installation et des doses à partir du Tableau 7 du paragraphe 2.2.4, nous faisons la revue des doses des différents produits de fusion à plusieurs emplacements de l'installation LMJ, Tableau 12. Nous différencions les unités de doses pour le silicium, des rad(Si) et pour le verre, des rads (que l'on pourrait tout aussi bien nommer rad(verre)).

	Dose et débits de dose à 5 m du centre de la chambre	Dose et débits de dose à 11 m du centre de la chambre
Dose $\gamma$	1,5 rad(Si)	0,3
Dose neutrons	1,9 rad(Si)	0,4
Dose X durs absorbable par du verre borosilicate (Z = 11,92)	17 à 177 rads	3,5 à 37 rads

**Tableau 12 : Doses de  $\gamma$  et de neutrons à la paroi de la chambre et au fond du SID**

A 5 mètres du centre de la chambre, on est au niveau de l'épaisseur d'aluminium de la paroi de chambre, les doses de neutrons et de  $\gamma$  ne sont guère différentes de celles à 4 mètres du centre chambre et un analyseur optique n'est pas plus à l'abri des effets transitoires dus au brusque dépôt de dose de neutrons et  $\gamma$  à 5 mètres qu'à 4 mètres. Suivant les hypothèses de température de *hohlraum* envisagées au paragraphe 2.2.2, les doses de rayonnement X comprises entre 10 et 250 keV pouvant être absorbées par du verre vont de 17 à 177 rads. Ces doses sont inférieures à l'ordre de grandeur de noircissement du verre, qui est de plusieurs kilorads pour y arriver. Mais les doses à 5 mètres sont suffisantes pour générer du rayonnement Cerenkov (voir chapitre 2) parasitant le signal provenant du scintillateur. Il est donc préférable de ne pas placer de verre dans le SID, ou d'utiliser un système optique contenant pas ou peu de verre.

A 11 mètres du centre chambre, les doses sont déjà réduites, mais si un analyseur optique à un risque d'endommagement moindre par l'effet de la dose cumulée de neutrons et  $\gamma$ , le débit instantané de dose de l'ordre de  $10^8$  rad(Si).s<sup>-1</sup> est seulement réduit d'un facteur 10, ce qui exclut tout placement de l'analyseur du côté vide du hublot de fin de SID. Les doses de rayonnement X dur pouvant être absorbées par le verre sont donc fortement réduites, suivant le jeu d'hypothèses d'X durs dépendant de la température du plasma de cavité.

Pour protéger l'analyseur, il faut donc le placer dans un espace protégé, casemate ou protection rapprochée, Figure 12. Si l'on place un scintillateur au fond du SID côté vide du hublot, on peut définir une longueur de déport permise par le relais optique. Si l'on veut placer l'analyseur optique dans une casemate, la longueur de déport doit être de l'ordre de 10 à 20 m. Si le déport place l'analyseur optique dans une protection rapprochée, la distance de transport est de 5 m. Cet endroit présente la particularité d'être dégagé de l'axe direct des rayonnements et particules empruntant le SID. Une protection rapprochée est le premier endroit sûr pour placer un dispositif électronique, du moins pour un tir d'allumage.

Les contraintes de vulnérabilité définissent le relais optique comme un télescope. Pour anticiper la justification du système imageur, décrite au chapitre 2, mes travaux s'orientent vers une étude de faisabilité d'un relais visant à déporter l'analyseur optique dans une protection rapprochée, d'une longueur de l'ordre de 5 mètres.

Il faut noter que le principal problème à résoudre concernant la conception d'un tel relais catadioptrique est de trouver un compromis entre le champ, la résolution spatiale et la longueur de transport. Le champ et la résolution spatiale sont liées à l'exigence de la fonction imagerie, afin

d'imager correctement la source de rayonnement. La longueur de transport provient de la vulnérabilité du système, notamment celle de l'analyseur optique, qu'il est nécessaire de déporter loin de la source de rayonnement à imager. Le but de la conception du relais catadioptrique est donc de trouver un compromis satisfaisant.

### 3.2. Spécifications sur les scintillateurs

Les spécifications ayant trait à l'exigence d'imagerie sont les suivantes :

- absorption X supérieure ou égale 0,9 dans le domaine 10-30 keV
- transmission visible tendant vers 1
- rendement de scintillation d'au moins  $10^4$  photons visibles par MeV d'énergie X absorbée. Cela permettra d'avoir une intensité d'image la rendant exploitable, malgré un transport d'image long, pouvant avoir des pertes en transmission.

Nous verrons au chapitre 2 que l'ensemble des paramètres permettant de définir plus précisément le scintillateur découle du couplage optique entre le scintillateur et le relais optique.

Si l'on ajoute les contraintes de vulnérabilité, nos spécifications sont plus précises. Sur la Figure 10 du paragraphe 2.2.1, on constate qu'au bout de 100 ns se produit une brusque augmentation de la dose de neutrons et de  $\gamma$  liée à l'arrivée des neutrons sur la paroi de la chambre d'expérience. Il est donc nécessaire d'acquérir l'image de la source en moins de 100 ns. Si l'image est transférée à la caméra CCD avant l'impact des neutrons sur la paroi de la chambre, les optiques interagiront seulement avec les gammas issus de la fusion du DT (voir paragraphe 2.2.1) et avec les gammas issus de l'activation des éléments (porte-échantillons, nez de diagnostic) près de la cible. L'intensité de luminescence des verres causée par les  $\gamma$  prompts est largement inférieure à l'intensité causée par les gammas issus de l'interaction neutrons-paroi de chambre [8].

Des particules hautement énergétiques comme des  $\gamma$  et des neutrons pourront se propager dans le SID. Ce dernier étant fermé par un hublot de verre, il risque de s'y produire du rayonnement Cerenkov, se superposant au signal utile détecté par la caméra CCD. Il faut donc pouvoir filtrer l'émission visible du scintillateur de manière à ce qu'elle constitue le seul signal transporté par le relais optique. Le rayonnement Cerenkov émettant majoritairement dans les longueurs d'onde bleues (voir chapitre 2), il faut que le scintillateur émette dans les longueurs d'onde rouges.

En résumé, les spécifications requises pour les scintillateurs sont les suivantes :

- Rendement de luminescence supérieur ou égal à 10.000 photons par MeV absorbé dans le domaine spectral X de 10 à 30 keV.
- Temps de déclin de moins de 100 ns, avec un temps d'établissement de moins de 5 ns. La dynamique de déclin est décrite par l'équation (12) :

$$\eta \frac{\int_0^{100ns} \exp\left(\frac{-t}{\tau}\right) dt}{\int_0^{\infty} \exp\left(\frac{-t}{\tau}\right) dt} \geq 10^4 \text{ ph.MeV}^{-1} \quad (12)$$

L'équation (12) est représentée graphiquement sur la Figure 13. Sachant qu'il n'existe pas de scintillateur ayant un meilleur rendement de scintillateur que  $10^5$  photons par MeV, on peut estimer à la fois le critère de rapidité et d'intensité pour choisir un scintillateur.

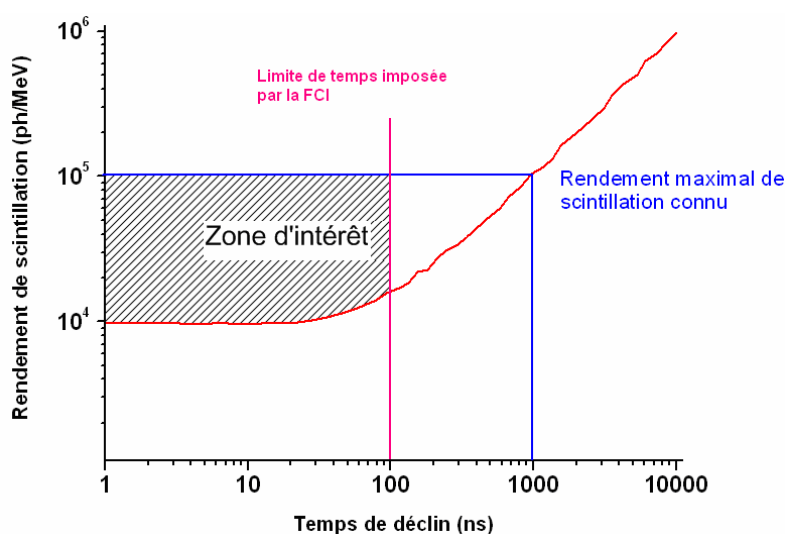


Figure 13 : Courbe de mérite des scintillateurs

- La longueur d'onde d'émission devra être d'environ 600 nm. Ce choix est justifié par le fait que la plupart des caméras CCD ont leur maximum de sensibilité spectrale entre 500 et 700 nm et le spectre de rayonnement Cerenkov décroît en  $\lambda^{-2}$  (si l'on considère un spectre en nombre de photons) ou  $\lambda^{-3}$  (si l'on considère une énergie spectrale). Résistance aux rayons gamma et neutrons fortement énergétiques : les scintillateurs ne devront pas se dégrader en absorbant des doses de l'ordre de 2 rads en neutrons et  $\gamma$ . Ce paramètre se détermine par l'analyse des sections efficaces d'absorption des éléments composant le matériau.

Dans notre cas, la réponse à la vulnérabilité sera l'emploi d'un scintillateur à décroissance lumineuse rapide ainsi qu'un relais optique long d'environ 5 mètres. La réponse temporelle du scintillateur devra permettre l'obturation de l'analyseur optique avant qu'il n'enregistre une trop grande intensité de rayonnements parasites. Le choix des composants du système imageur sera d'abord effectué par élimination en regard des contraintes de vulnérabilité. Puis ce choix sera affiné au vu de la performance d'imagerie recherchée.

#### 4. Références

1. J.L. Bourgade, P. Troussel, A. Casner, G. Huser, T.C. Sangster, G. Pien, F.J. Marshall, J. Fariaut, C. Remond, D. Gontier, C. Chollet, C. Zuber, C. Reverdin, A. Richard, P.A. Jaanimagi, R.L. Keck, R.E. Bahr, W.J. Armstrong, J. Dewandel, R. Maroni, F. Aubard, B. Angelier, C.Y. Cote, and S. Magnan, *A versatile high-resolution x-ray imager (HXRI) for laser-plasma experiments on OMEGA*, Review of Scientific Instruments **79** (2008), 10E904
2. J-P. Champeaux, P. Troussel, B. Villier, V. Vidal, T. Khachroum, B. Vidal, and M. Krumrey, *Development and realization of non-periodic W/Si multilayer mirrors for 5-14 keV X-ray plasma diagnostic*, Nucl. Instr. Meth. A **561** (2007),
3. H. Maury, F. Bridou, P. Troussel, and F. Delmotte, *Design and fabrication of supermirrors for (2-10 keV) high resolution X-ray plasmas diagnostic imaging*, Nucl. Instr. Meth. A **621** (2010),
4. R. Tommasini, J. Koch, B. Young, E. Ng, T. Phillips, and L. Dauffy, *High energy x-ray imager for inertial confinement fusion at the National Ignition Facility*, Review of Scientific Instruments **77** (2006), 10E301
5. Lawrence Livermore National Laboratory, [https://publicaffairs.llnl.gov/news/news\\_releases/2010/nnsa/NR-NNSA-10-01-02.html](https://publicaffairs.llnl.gov/news/news_releases/2010/nnsa/NR-NNSA-10-01-02.html), 2010
6. C. Cavailler, *Inertial fusion with the LMJ*, Plasma Phys. Control. Fusion **47** (2005),

7. M.D. Rosen, *The physics issues that determine inertial confinement fusion target gain and driver requirements: A tutorial*, Phys. Plasmas **6** (1999), 5
8. J.L. Bourgade, R. Marmoret, S. Darbon, R. Rosch, P. Troussel, B. Villette, V. Glebov, W.T. Shmayda, J.C. Gomme, Y. Le Tonqueze, F. Aubard, J. Baggio, S. Bazzoli, F. Bonneau, J.Y. Boutin, T. Caillaud, C. Chollet, P. Combis, L. Disdier, J. Gazave, S. Girard, D. Gontier, P. Jaanimagi., H.P. Jacquet, J.P. Jadaud, O. Landoas, J. Legendre, J.L. Leray, R. Maroni, D.D. Meyerhofer, J.L. Miquel, F.J. Marshall, I. Masclet-Gobin, G. Pien, J. Raimbourg, C. Reverdin, A. Richard, D. Rubin de Cervens, C.T. Sangster, J.P. Sceaux, G. Soullie, C. Stoeckl, I. Thfoin, L. Videau, and C. Zuber, *Diagnostic hardening of harsh environment in Laser Mégajoule (invited)*, Rev. Sci. Instrum. **79** (2008), 10F301
9. H.-P. Jacquet, *Communication privée*, CEA/DAM/DIF (2006),
10. H.P. Jacquet, L. Lachèvre, and M. Messaoudi, *Activation analysis and first occupational dose rates for the Laser Megajoule Facility*, Radiat. Prot. Dosim. **116** (2005), 1-4
11. R. Tommasini and J. Koch, *High-Energy X-ray Imager for Laser-Fusion Research at the National Ignition Facility*, LLNL Internal Published Report **UCRL-TR-211667** (2005),
12. R. Tommasini, J. Koch, B. Young, E. Ng, T. Phillips, and L. Dauffy, *High energy x-ray imager for inertial confinement fusion at the National Ignition Facility*, Rev. Sci. Instrum. **77** (2006), 10E301
13. E.L. Dewald, O.L. Landen, L.J. Suter, J. Schein, J. Holder, K. Campbell, S.H. Glenzer, J.W. McDonald, C. Niemann, A.J. Mackinnon, M.S. Schneider, C. Haynam, D. Hinkel, and B.A. Hammel, *First hohlraum drive studies on the National Ignition Facility*, Phys. Plasmas **13** (2006), 056315
14. M.B. Schneider, D.E. Hinkel, O.L. Landen, D.H. Froula, R.F. Heeter, A.B. Langdon, M.J. May, J. McDonald, J.S. Ross, M.S. Singh, L.J. Suter, K. Widmann, B.K. Young, H.A. Baldis, C. Constantin, R. Bahr, V. Yu. Glebov, W. Seka, and C. Stoeckl, *Plasma filling in reduced-scale hohlraums irradiated with multiple beam cones*, Phys. Plasmas **13** (2006), 112701
15. C.G. Constantin, H.A. Baldis, M.B. Schneider, D.E. Hinkel, A.B. Langdon, W. Seka, R. Bahr, and S. Depierreux, *Laser-plasma interactions in high-energy density plasmas*, J. Phys IV France **133** (2006),
16. B. J. MacGowan, B. B. Afeyan, C. A. Back, R. L. Berger, G. Bonnaud, M. Casanova, B. I. Cohen, D. E. Desenne, D. F. DuBois, A. G. Dulieu, K. G. Eastbrook, J. C. Fernandez, S. H. Glenzer, D. E. Hinkel, T. B. Kaiser, D. H. Kalantar, R. L. Kauffman, R. K. Kirkwood, W. L. Kruer, A. B. Langdon, B. F. Lasinski, D. S. Montgomery, J. D. Moody, D. H. Munro, L. V. Powers, H. A. Rose, C. Rousseaux, R. E. Turner, B. H. Wilde, S. C. Wilks, and E. A. Williams, *Laser-plasma interactions in ignition-scale hohlraum plasmas*, Phys. Plasmas **3** (1996),
17. W.L. Kruer, *The Physics of Laser Plasma Interactions*, 2003
18. R. P. Drake, R. E. Turner, B. F. Lasinski, K. G. Estabrook, E. M. Campbell, C. L. Wang, D. W. Phillion, E. A. Williams, and W. L. Kruer, *Efficient Raman Sidescatter and Hot-Electron Production in Laser-Plasma Interaction Experiments*, Phys. Rev. Lett. **53** (1984), 18
19. J.W. McDonald, R.L. Kauffman, J.R. Celeste, M.A. Rhodes, F.D. Lee, L.J. Suter, A.P. Lee, J.M. Foster, and G. Slark, *Filter-fluorescer diagnostic system for the National Ignition Facility*, Rev. Sci. Instrum. **75** (2004), 10
20. J.W. McDonald, L.J. Suter, O.L. Landen, J.M. Foster, J.R. Celeste, J.P. Holder, E.L. Dewald, M.B. Schneider, D.E. Hinkel, R.L. Kauffman, L.J. Atherton, R.E. Bonanno, S.N. Dixit, D.C. Eder, C.A. Haynam, D.H. Kalantar, A.E. Koniges, F.D. Lee, B.J. MacGowan, K.R. Manes, D.H. Munro, J.R. Murray, M.J. Shaw, R.M. Stevenson, T.G. Parham, B.M. Van Wonterghem, R.J. Wallace, P.J. Wegner, P.K. Whitman, B.K. Young, B.A. Hammel,

- and E.I. Moses, *Hard x-ray and hot electron environment in vacuum hohlraoums at the National Ignition Facility*, Phys. Plasmas **13** (2006), 032703
21. P. Joyer, H.P. Jacquet, M. Dupont, M. Messaoudi, and J. Murillo, *Neutron activation and dose rates minimization in Laser Megajoule (LMJ) facility*, Fusion Eng. Des. **75-79** (2005),
  22. J.L. Bourgade, A.E. Costley, R. Reichle, E.R. Hodgson, W. Hsing, V. Glebov, M. Decreton, R. Leeper, J.L. Leray, M. Dentan, T. Hutter, A. Moroño, D. Eder, W. Shmayda, B. Brichard, J. Baggio, L. Bertalot, G. Vayakis, M. Moran, T.C. Sangster, L. Vermeeren, C. Stoeckl, S. Girard, and G. Pien, *Diagnostic components in harsh radiation environments: Possible overlap in R&D requirements if inertial confinement and magnetic fusion systems<sup>a)</sup>*, Rev. Sci. Instrum. **79** (2008), 10F304
  23. CEA, *Rapport interne*.
  24. J.-P. Nègre and C. Ducrocq, *Radiation-induced attenuation in detectors using Cerenkov radiator or plastic scintillator*, IEEE Trans. Nucl. Sci. **42** (1995), 1
  25. M. Fruit, A. Gusarov, D. Doyle, G. Ulbrich, and A. Hermanne, *Space Radiation Sensitivity of Glasses: First Results towards a Comprehensive Dose Coefficients Database*, Photonics for Space Environments, Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng. **4134** (2000)



## Chapitre 2 : Proposition d'une solution technique et justification

Le but de ce chapitre est de justifier la proposition technique par ses composants et de présenter leurs caractéristiques mesurées afin de répondre au besoin d'imagerie X exprimé au chapitre 1. Dans un premier temps, je présenterai l'architecture du relais catadioptrique, en détaillant l'influence des composants et leur intérêt par rapport à la fonction d'imagerie et à la vulnérabilité. La même démarche sera effectuée pour les scintillateurs. J'introduirai des éléments théoriques, permettant d'effectuer un choix sur critères, puis je résumerai les méthodologies de mesures de leurs propriétés principales. Ces scintillateurs seront ensuite comparés à d'autres scintillateurs choisis dans le cadre d'un diagnostic existant [1].

<b>1.</b>	<b>ARCHITECTURE OPTIQUE.....</b>	<b>38</b>
1.1.	Généralités .....	38
1.2.	Eléments dimensionnants.....	40
1.3.	Justification .....	41
1.4.	Résultats de mesure .....	44
	<i>1.4.1. Résolution spatiale intrinsèque .....</i>	<i>44</i>
	1.4.1.1. Mesure sur un objet éclairé en visible .....	44
	1.4.1.2. Mesure sur un objet éclairé en X .....	46
	<i>1.4.2. Vulnérabilité .....</i>	<i>50</i>
	1.4.2.1. Intensité de rayonnement Cerenkov .....	52
	1.4.2.2. Dégradation d'image .....	56
1.5.	Etude d'optimisation .....	58
<b>2.</b>	<b>SCINTILLATEURS.....</b>	<b>64</b>
2.1.	Justification .....	65
2.2.	Théorie .....	66
	<i>2.2.1. Interaction du rayonnement avec les scintillateurs .....</i>	<i>66</i>
	2.2.1.1. L'effet photoélectrique.....	67
	2.2.1.2. L'effet Compton (ou diffusion Compton).....	68
	2.2.1.3. L'effet de production de paires (ou de matérialisation) .....	73
	<i>2.2.2. Scintillateurs organiques .....</i>	<i>73</i>
	2.2.2.1. Généralités et principales propriétés.....	73
	2.2.2.2. Un cas particulier : scintillateurs chargés avec un élément de Z élevé.....	74
	<i>2.2.3. Scintillateurs inorganiques, généralités et principales propriétés .....</i>	<i>77</i>
2.3.	Paramètres de sélection des scintillateurs.....	80
	<i>2.3.1. Paramètres d'importance pour la fonction imagerie .....</i>	<i>80</i>
	<i>2.3.2. Paramètres d'importance pour la vulnérabilité.....</i>	<i>81</i>
	<i>2.3.3. Synthèse de la sélection .....</i>	<i>82</i>
2.4.	Méthodologie commune de comparaison.....	83
	<i>2.4.1. Mesures de temps de déclin .....</i>	<i>83</i>
	2.4.1.1. Sous excitation UV .....	83
	2.4.1.2. Sous excitation X.....	87
	<i>2.4.2. Mesure de spectre d'émission .....</i>	<i>93</i>
	2.4.2.1. Sous excitation UV .....	94
	2.4.2.2. Sous excitation X.....	98

2.4.3.	<i>Conclusions sur les mesures</i> .....	102
2.5.	<b>Scintillateurs choisis pour un système imageur existant</b> .....	<b>103</b>
3.	<b>REFERENCES</b> .....	<b>104</b>

## 1. Architecture optique

Nous présentons dans ce paragraphe les éléments ayant permis de construire l'architecture optique proposée. Dans un premier temps, sont faits des rappels théoriques permettant de dimensionner notre relais. Puis, le choix de cette architecture sera replacé en face du besoin d'imagerie et de la vulnérabilité de notre relais. Je donnerai enfin les résultats issus de mes campagnes de mesure. L'architecture sera ensuite comparée aux éléments que nous connaissons d'un diagnostic nommé HEXRI.

L'architecture optique que je propose dans le cas de mes expériences comprend les éléments du système imageur proposé au chapitre 1. Néanmoins, n'intégrant pas de composant d'optique X dans mon étude, j'ai choisi de matérialiser l'optique X par un sténopé. C'est un dispositif simple, qui permet d'opérer un grandissement optique de l'imagerie X et de voir si le système imageur est suffisamment résolu.

### 1.1. Généralités

Le relais optique met au point l'image du scintillateur sur la partie sensible de la caméra CCD. La qualité de l'image obtenue est mesurée par la résolution spatiale, qui est fonction des paramètres du système optique. Dans le cadre de notre étude, la caméra est séparée de plusieurs mètres du scintillateur pour raisons de vulnérabilité. Nous verrons dans ce paragraphe l'influence de paramètres comme l'ouverture du système optique, l'indice de réfraction des optiques et le couplage avec le scintillateur entre autres. La Figure 14 illustre de manière schématique un système d'imagerie X et ses paramètres dimensionnants.

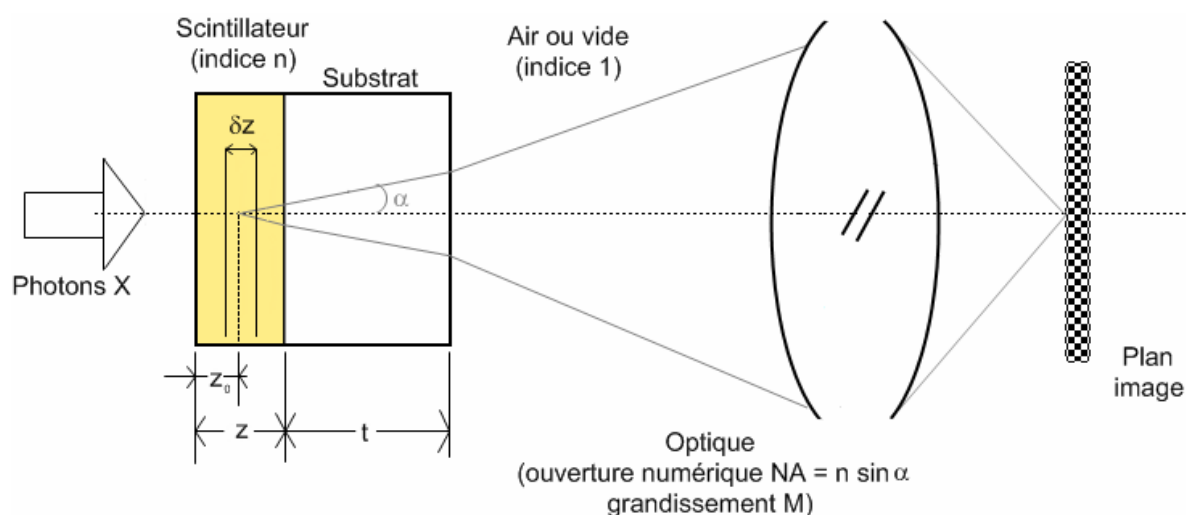


Figure 14 : Paramètres optiques d'un système imageur [1, 2]

Le scintillateur, d'indice  $n$  est déposé sur son substrat d'indice  $n'$ . Même si les indices sont différents, on admet pour le cas illustratif de la Figure 14 qu'il y a couplage optique entre le scintillateur et le substrat et donc aucun effet dû au changement d'indice optique. Les photons X sont supposés être absorbés à l'abscisse  $z_0$ . Le système optique d'ouverture numérique  $NA$  est mis au point à l'abscisse  $z_0$ . Il image un scintillateur d'épaisseur  $z$ , absorbant des photons X, déposé sur un substrat d'épaisseur  $t$ . Le scintillateur émet sa lumière visible dans toute son épaisseur et pas seulement dans le plan d'abscisse  $z_0$ . Bien que la mise au point ne soit pas faite sur ces plans, ils contribuent au signal lumineux détecté par la CCD. Ceci conduit à un défaut  $\delta z$  de focalisation sur

le plan d'origine de la lumière du scintillateur. Le système optique a alors une profondeur de champ  $D_f$ , fonction de  $\delta z$  et de NA donnée dans l'équation (13) :

$$D_f = \delta z NA \quad (13)$$

Le flou de profondeur de champ induit un flou  $b_{Df}$  latéral, qui s'ajoute à la dimension apparente de l'image d'un point, voir Figure 15.

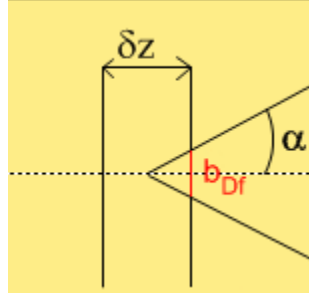


Figure 15 : Flou induit par la profondeur de champ

Le flou  $b_{Df}$  dû à la profondeur de champ s'exprime par l'équation (14) :

$$b_{Df} = \delta z \tan \alpha \quad (14)$$

Si le système optique était idéal, la résolution spatiale de l'image détectée par la caméra CCD serait la limite de diffraction  $\sigma_{diff}$  de la lumière de longueur d'onde  $\lambda$  émise par le scintillateur, ce qu'exprime l'équation (15) :

$$\sigma_{diff} = \frac{\lambda}{NA} \quad (15)$$

La présence du substrat sur lequel est déposé le scintillateur induit des aberrations sphériques de dimension  $A_{sph}$  [3], exprimées par l'équation (16). Si le scintillateur n'est pas déposé, ces aberrations n'existent pas.

$$A_{sph} = tNA^3 \quad (16)$$

A ce stade, la résolution spatiale n'est pas déterminée, mais on sait déjà qu'elle ne peut être inférieure au majorant des quantités  $b_{Df}$ ,  $\sigma_{diff}$  et  $A_{sph}$ . La résolution spatiale d'un système d'imagerie X est déterminée par le calcul de la fonction de transfert de modulation (FTM), donnée par l'équation (17) sous sa forme analytique :

$$FTM(f) = |FTO(f)| = \left| \int_{-z_0}^{z-z_0} FTO(f, \delta z) e^{-\mu(\delta z + z_0)} d\delta z \right| \quad (17)$$

$f$  est la fréquence spatiale considérée dans le plan objet,  $\mu$  le coefficient d'absorption linéaire du scintillateur et  $FTO(f, \delta z)$  la fonction de transfert optique du système. C'est une quantité complexe que l'on n'emploie pratiquement jamais sous sa forme analytique. En général, on se contente du module de la FTM. C'est un chiffre compris entre 0 et 1 associé à chaque fréquence spatiale  $f$ . La résolution spatiale  $\sigma_{syst}$  est déterminée à partir de la fréquence  $f_0$  pour laquelle  $FTM(f_0)$  vaut 0,5, en équation (18) :

$$\sigma_{\text{sys}} = \frac{1}{2f_0} \quad (18)$$

Cette valeur est la résolution spatiale en l'absence d'indication sur le contraste. Sinon, on précise un couple (résolution spatiale ; contraste) pour caractériser le système optique. En général, on ne calcule jamais la FTM à partir du module de la FTO, mais on la déduit à partir de mesures en laboratoire. Il existe pour cela plusieurs méthodes :

- à partir de la fonction d'étalement de ligne (LSF pour *Line Spread Function*) : on la mesure en imageant une fente fine que l'on dispose en avant du système optique. La FTM est la transformée de Fourier de la LSF. Cette méthode exige une haute précision mécanique pour la fabrication de la fente fine.
- A partir de la fonction d'étalement de bord (ESF pour *Edge Spread Function*) : on la détermine en disposant un objet métallique suffisamment absorbant (plomb, tungstène) présentant un bord franc (de type fil de lame de rasoir) en avant du système optique, de manière à avoir un grand saut d'intensité dans l'image. On dérive ensuite spatialement le profil d'intensité de l'image ainsi obtenue, puis la FTM est déterminée par la transformée de Fourier de la dérivée.
- Il existe une troisième méthode permettant sur une seule image d'obtenir directement des points expérimentaux (résolution spatiale ; contraste). Dans ce cas on obtient la Fonction de Transfert de Contraste (FTC). On place en avant du système optique une mire de résolution comprenant des motifs périodiques de résolution. Le contraste est obtenu en mesurant sur le profil d'image la modulation d'intensité sur les motifs de résolution. Une image obtenue par cette méthode est montrée en Figure 16. Nous voyons sur cette image des motifs de résolution de 5,3 et 5,6 pl/mm à environ 40% de contraste.

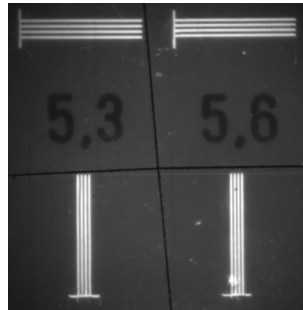


Figure 16 : Image de mesure par mire de résolution spatiale

## 1.2. Eléments dimensionnants

Conformément à l'analyse de vulnérabilité du chapitre 1, nous avons choisi d'étudier la faisabilité d'un déport optique permettant le placement d'une caméra CCD dans une protection rapprochée. La distance entre l'entrée de la protection rapprochée et le centre chambre est de 16 mètres, avec 12,120 mètres en ligne droite et 3,280 mètres de déport d'axe. Les protections rapprochées sont des espaces protégés prévus pour les dispositifs électroniques dont la longueur de câble limite la bande passante des signaux. Leur distance à vol d'oiseau de la fin d'un SID est 4,7 m d'après la Figure 17.

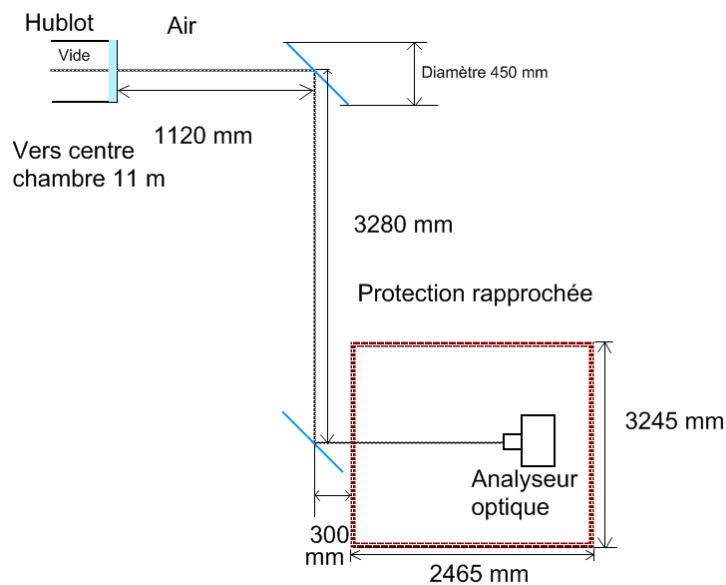


Figure 17 : Schéma de principe de la protection rapprochée

Nous choisissons de placer les éléments de notre relais optique après le hublot de verre du fond du SID. Deux renvois à  $45^\circ$  par miroirs permettent de dégager la caméra CCD de l'axe direct de propagation des produits de fusion.

Pour être sûr que le diagnostic ait une résolution spatiale de  $10\ \mu\text{m}$  indépendamment de l'optique X, il faudrait que notre relais optique soit résolu à cette valeur. Malheureusement, une résolution spatiale aussi fine n'est pas atteignable à moins de construire un système complexe, ce qui est très difficile sur une longueur de transport, avec une quantité limitée de verre. De tels systèmes comprennent en général un grand nombre d'éléments optiques, qu'il faut aligner. De plus, un système cascadié peut assez vite atteindre une transmission énergétique inférieure à  $10^{-3}$ . Un système catoptrique a été étudié [4], ayant une résolution spatiale de  $50\ \text{pl.mm}^{-1}$ . Mais il n'a pas été pensé en vulnérabilité : le grand nombre de dioptries était placé en visée directe du centre chambre, ce qui laissait présumer une certaine intensité de rayonnement Cerenkov.

Etant donné les éléments dont nous disposons pour bâtir notre prototype, nous pouvons mesurer les performances optiques d'un relais d'une longueur de 4 mètres maximum. C'est pertinent pour étudier la faisabilité d'un déport d'au moins 4,7 mètres de long.

### 1.3. Justification

J'ai choisi de proposer une solution comprenant le moins possible d'éléments en verre. Comme point de départ, la formule se base sur des objectifs à miroirs de formule optique de Maksutov, dont on a un schéma sur la Figure 18.

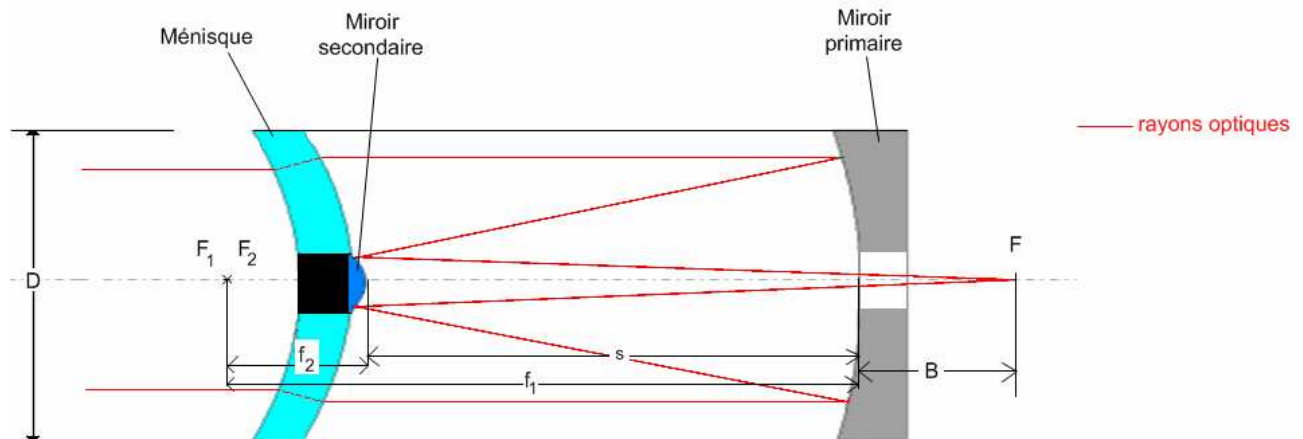


Figure 18 : Modélisation d'un objectif Maksutov

La Figure 18 illustre la formule optique des objectifs que nous avons utilisés. Elle dérive de la formule de Cassegrain [5]. Aux deux miroirs sphériques convexes s'ajoute un ménisque correcteur, servant à compenser l'aberration sphérique induite par ces miroirs, qui est la particularité de la formule de Maksutov [6], parmi les multiples possibilités d'objectifs catadioptriques pouvant exister [5]. La littérature a montré d'intéressantes qualités de cette formule optique, qui reste très simple en nombre d'éléments et souffre de peu d'aberrations [6]. La Figure 18 illustre les paramètres dimensionnants d'un objectif influant sur la focale et le grandissement notamment, que nous étudierons (paragraphe 1.5) pour réaliser l'étude de faisabilité. Ces éléments sont :

- $f_1$  : distance focale du miroir primaire. Etant sphérique cette distance est la moitié de son rayon de courbure.
- $f_2$  : distance focale du miroir secondaire, lui aussi sphérique.
- s : séparation entre les miroirs.
- D : diamètre d'ouverture de l'objectif.
- B : distance du miroir au foyer de l'objectif.

Partant de ces objectifs, j'ai bâti un prototype expérimental de relais catadioptrique, donné en Figure 19. Ce relais est volontairement simple, pour étudier la faisabilité du concept. Nous voulions initialement étudier les performances optiques d'un système imageur d'une longueur d'environ 10 mètres<sup>9</sup> en vue d'une utilisation en casemate [7], mais l'encombrement des laboratoires ne nous a pas permis de travailler sur cette distance. C'est pourquoi, nous avons étudié la faisabilité d'un relais pour une utilisation sur 4 m de longueur, afin de transporter un champ de 40 mm. Les détails des différentes configurations expérimentales sont donnés dans le Tableau 13.

<sup>9</sup> La distance entre un arrière de SID et une casemate est de 10 m au minimum

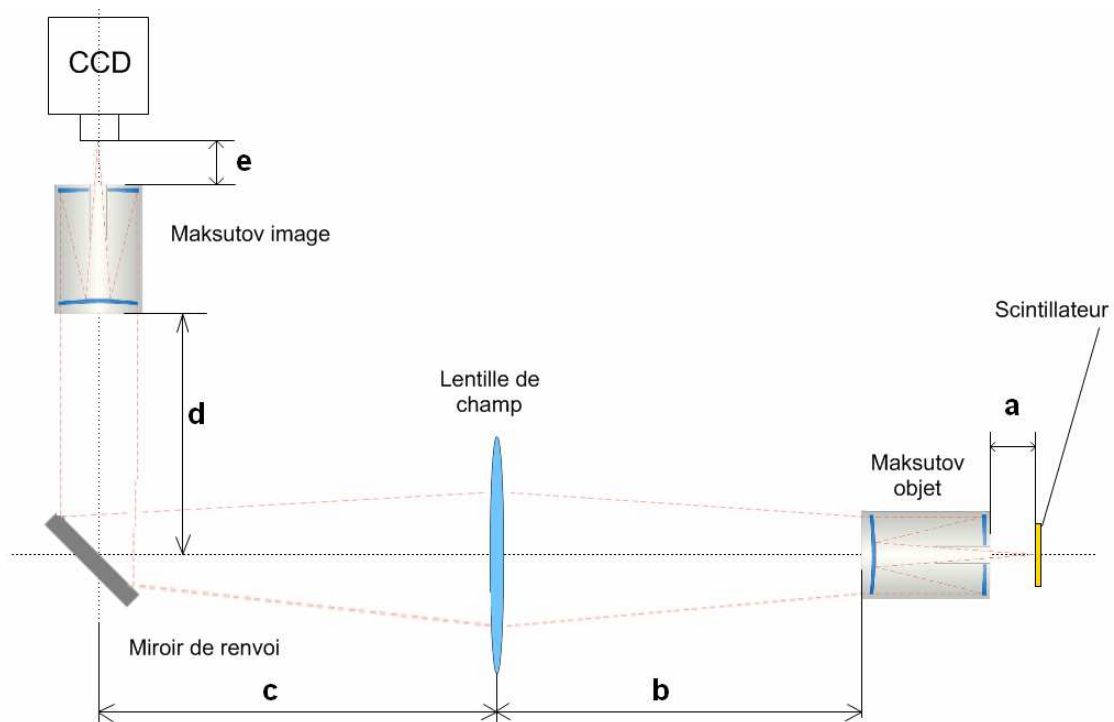


Figure 19 : Modèle de relais optique

Configuration	Tirage objet (a)	Maksutov objet – lentille de champ (b)	Diamètre lentille de champ	Lentille de champ – miroir de renvoi (c)	Distance miroir de renvoi – Maksutov image (d)	Tirage image (e)
1m/1m	55	1100	100	1200	450	35
2m/2m		1900	250	1495	480	

Tableau 13 : Détails des configurations du système imageur (distances en mm)

Le prototype de relais optique utilise deux objectifs Maksutov commerciaux placés symétriquement par rapport à une lentille de champ. Le scintillateur est placé en regard du côté film<sup>10</sup> de l'objectif Maksutov objet. Le côté champ de cet objectif est orienté vers la lentille. La source lumineuse que compose le scintillateur sous éclairage X est projetée grandie sur la lentille de champ. Cette lentille est nécessaire, car l'objet n'étant pas ponctuel, il faut refocaliser son image intermédiaire dans l'ouverture de l'objectif Maksutov image. Cette construction symétrique amène un grandissement 0,6, qui est le rapport des tirages image et objet sur l'ensemble du transport. Ce grandissement est nécessaire pour pouvoir imager un champ de diamètre 40 mm sur une aire sensible de caméra CCD de 25,4 sur 25,4 mm<sup>2</sup>. L'objectif Maksutov côté CCD, par son côté champ donc, collecte la lumière venant de la lentille pour la focaliser sur la partie sensible de la caméra CCD.

C'est le diamètre de la lentille de champ qui limite la longueur totale du relais. Avec une lentille de diamètre 250 mm, de distance focale de 1 m et par conséquent une ouverture en f/4, correspondant sensiblement à l'ouverture en f/4,5 des objectifs Maksutov, nous atteignons la longueur limite de 4 m de relais optique séparant le scintillateur de la caméra CCD. Avec la lentille de diamètre

<sup>10</sup> Ces objectifs sont commercialisés pour être utilisés sur des appareils photographiques. Le côté « film » la face orientée vers la partie sensible de l'appareil photo, le côté « champ », vers l'objet à photographier.



100 mm, de focale 575 mm, nous pouvons atteindre une longueur maximale de 2,8 m de déport. La longueur de 2,8 mètres était destinée à une expérience d'imagerie sur l'installation Equinox (voir chapitre 3) mais a été ramenée à 2,4 mètres pour des raisons de place.

## 1.4. Résultats de mesure

Nous avons mesuré la résolution spatiale intrinsèque de notre relais catadioptrique, sans scintillateur, afin d'en connaître sa performance optique intrinsèque. Sachant que la résolution spatiale d'un ensemble imageur (scintillateur et relais optique) ne peut être meilleure que la résolution spatiale de l'élément le moins résolvant, ces mesures donneront un minorant de la résolution spatiale que l'on peut attendre du scintillateur. La résolution spatiale intrinsèque a été mesurée sur la configuration 1m/1m du relais optique, car nous avons pu disposer du matériel nécessaire seulement au moment de cette mesure. La vulnérabilité, au sens de la dégradation d'image, a été mesurée sur la configuration de relais atteignant 4 mètres.

### 1.4.1. Résolution spatiale intrinsèque

#### 1.4.1.1. Mesure sur un objet éclairé en visible

Pour mesurer la résolution spatiale, nous faisons imager à notre système une mire de résolution fluorescente USAF 1951 [8], Figure 20. Les motifs de mire, organisés selon la norme américaine MIL-S-150A, correspondent à des résolutions spatiales grossières sur les bords de la mire et s'affinent à mesure que l'on s'approche du centre de la mire.

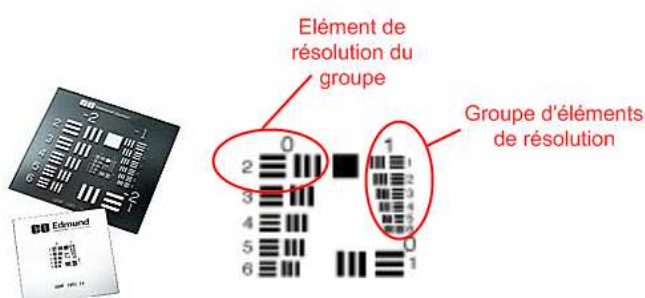


Figure 20 : Mire de résolution spatiale USAF 1951 et motifs de résolution

Les motifs de résolution sont organisés en éléments appartenant à un groupe. A mesure que le numéro de groupe et d'élément du motif augmente, on se dirige vers les motifs les plus fins. Les résolutions spatiales correspondantes sont données dans le Tableau 14. Nous avons sur la Figure 20 une image de mire USAF éclairée par du rayonnement visible, obtenue par notre système imageur.

		Groupe			
		0	1	2	3
Élément	1	1 (500)	2 (250)	4 (125)	8 (63)
	2	1,12 (446)	2,24 (223)	4,48 (111)	8,98 (56)
	3	1,26 (397)	2,52 (198)	5,04 (99)	10,10 (50)
	4	1,41 (355)	2,83 (177)	5,66 (88)	11,30 (44)
	5	1,59 (314)	3,17 (158)	6,35 (79)	12,70 (39)
	6	1,78 (281)	3,56 (140)	7,13 (70)	14,30 (35)

Tableau 14 : Résolutions spatiales en  $\text{pl.mm}^{-1}$  d'une mire USAF [8], valeur en  $\mu\text{m}$  entre parenthèses

La configuration expérimentale est celle de la Figure 19, sauf que l'on remplace le scintillateur par la mire de résolution et que l'on l'éclaire par une lampe visible devant laquelle on place un diffuseur (épaisseurs de papier optique), afin d'éviter les inhomogénéités d'éclairage. On obtient ainsi sur la caméra CCD une image comme celle de la Figure 21.

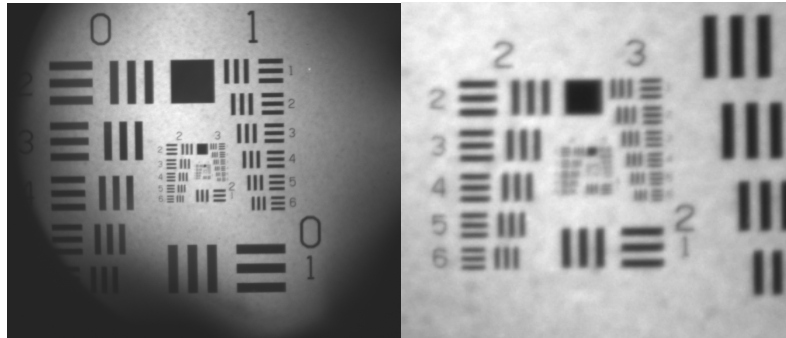


Figure 21 : Image de mire USAF enregistrée sous éclairage visible, partie droite : détails des groupes centraux

On peut ainsi évaluer des résolutions spatiales allant jusqu'à  $9 \mu\text{m}$  correspondant à  $57 \text{ pl.mm}^{-1}$ . Notre relais optique permet d'analyser des images avec des motifs de résolution spatiale allant jusqu'au groupe 3 (résolution de  $14,3 \text{ pl.mm}^{-1}$  soit  $35 \mu\text{m}$ ). Pour les groupes de nombre supérieur, les motifs deviennent illisibles et la mesure ne peut se faire que sur un champ restreint. On distingue sur la Figure 21 assez nettement les motifs du groupe 0 et 1. Le champ englobant tous les groupes de résolution a une taille de  $20 \text{ mm}$  par  $17 \text{ mm}$ . La zone d'intérêt se situe dans les groupes 2 et 3 d'éléments de résolution au centre de la figure (résolutions de  $4 \text{ pl.mm}^{-1}$  à  $14,3 \text{ pl.mm}^{-1}$ ), dont le champ englobant a une taille de  $5 \text{ mm}$  par  $5 \text{ mm}$ . Pour qualifier la netteté sous laquelle on distingue les éléments de résolution, on relève les profils d'intensité sur l'image, puis on calcule le contraste des alternances sinusoïdales de niveaux d'intensité correspondant aux passages des éléments blancs aux éléments noirs. Les éléments blancs correspondent au fond fluorescent de la mire, les éléments noirs sont les motifs de résolution spatiale. En reportant graphiquement le contraste associé à chaque motif de résolution, on obtient la FTC expérimentale, Figure 22.

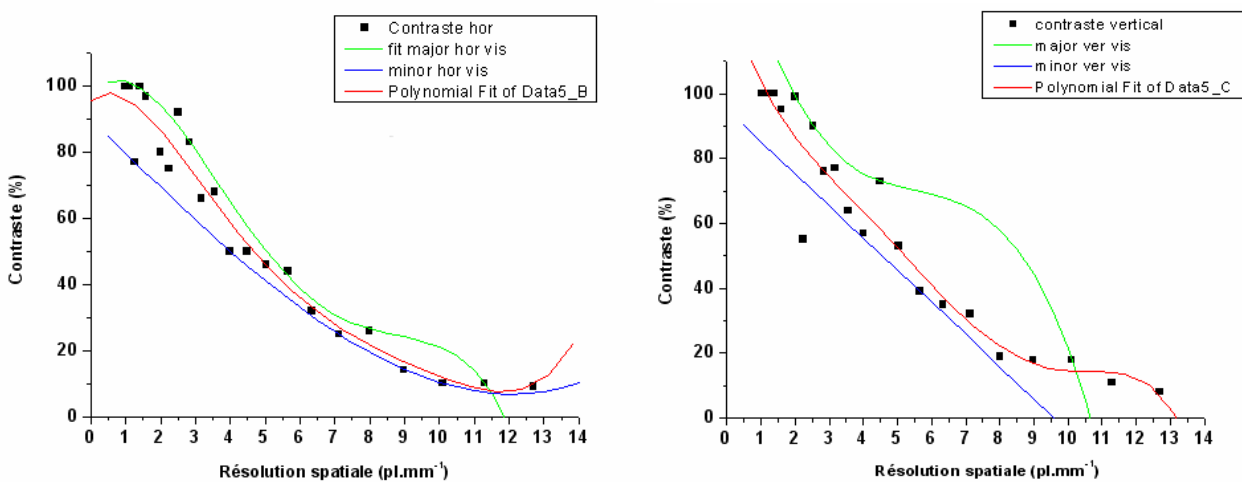


Figure 22 : FTC sous éclairage visible

Cette caractéristique est brute et présente quelques irrégularités dans la continuité des points, surtout pour les basses fréquences spatiales. Les motifs de basses fréquences spatiales sont placés en bord de champ, où l'éclairage décroît. Par ailleurs on a constaté un effet de dôme inhérent aux

objectifs Maksutov, déformant l'image. Les motifs de résolution spatiale des groupes 2 et 3 sont centrés sur l'image, au sommet du dôme donc. A partir de la résolution spatiale de  $4 \text{ pl.mm}^{-1}$ , la FTC devient plus régulière et permet de conclure sur la résolution spatiale obtenue en éclairage visible sur le relais optique. Les points particuliers de cette FTC sont résumés dans le Tableau 15 :

Résolution spatiale en $\text{pl.mm}^{-1}$	Résolution spatiale en $\mu\text{m}$	Contraste
4 (horizontal)	125	50%
5,6 (vertical)	76	50%
5 (horizontal)	100	46%
5 (vertical)	100	53%

**Tableau 15 : Points particuliers de la FTC visible**

En résumé des mesures de résolution spatiale en éclairage visible : à 50% de contraste la résolution spatiale varie de 4 et  $5,6 \text{ pl.mm}^{-1}$ . On distingue des détails de dimension  $100 \mu\text{m}$  dans un contraste variant de 46 à 53%. En combinant les informations, on distingue nettement des éléments de dimension  $100 \mu\text{m}$  avec notre relais optique. Si l'on prend cette information et qu'on la met en regard de l'objectif de  $10 \mu\text{m}$  de résolution spatiale à atteindre pour le diagnostic d'imagerie X, il faut que le scintillateur puisse permettre de résoudre des détails de dimension  $100 \mu\text{m}$ . Pour ce faire, il faut placer entre le scintillateur et la source LMJ à imager une imagerie X ayant un grandissement d'au moins 10. Mais il faut tenir compte du fait que nous devons imager la source dans un domaine X assez large. Le paragraphe suivant amène un début de réponse à ce fait.

#### *1.4.1.2. Mesure sur un objet éclairé en X*

Nous avons mesuré la résolution spatiale par la FTC sous rayonnement X. L'intérêt de cette mesure est que sur un spectre X large bande, lorsqu'on le convertit en rayonnement visible par un scintillateur, la résolution spatiale peut varier en fonction de l'énergie X incidente. En effet, les épaisseurs d'absorption varient suivant l'énergie incidente. Toujours en fonction de l'énergie X absorbée, le nombre et l'énergie des photoélectrons générés peuvent varier, ce qui résulte en une distribution d'intensités visible sur le plan du scintillateur dans une certaine épaisseur. La mire de résolution étant fluorescente, on peut l'irradier par du rayonnement X et l'utiliser comme un scintillateur gradué en résolution et observer la performance optique de notre relais.

Le rayonnement X source est obtenu par un générateur de rayonnement X Yxlon® modèle MGC41 au CEA/DAM/DIF, que nous nommerons « générateur 160 kV ». Ce générateur est basé sur un tube X qui fonctionne de la manière suivante : sous vide, se trouvent deux électrodes entre lesquelles on peut établir une forte différence de potentiel (allant jusqu'à 160 kV) pour accélérer des électrons créés par effet thermoélectronique. L'effet thermoélectronique est produit par l'échauffement d'un filament de tungstène au moyen d'une source de courant auxiliaire. Ces électrons impactent une anode en tungstène que l'on doit refroidir par une circulation d'eau pour qu'elle n'atteigne pas une température trop élevée. Cette anode émet alors des photons X. Le générateur 160 kV est utilisé en direct, c'est-à-dire que l'on utilise le rayonnement X large bande très intense issu de l'anode pour nos expériences. On peut également utiliser la fluorescence X de cibles métalliques, afin de générer un rayonnement X quasi-monochromatique, mais nous n'en disposons pas au moment de nos mesures. Les caractéristiques du tube sont les suivantes :

- haute tension de polarisation : 160 kV
- courant électrons : 19 mA avec point focal de 5,5 mm
- puissance max délivrée : 3000 W
- refroidissement : par eau
- diamètre de la source : 1 ou 5,5 mm

- régime : continu
- anode : tungstène
- émission X : entre 20 et 160 keV (filtrage des photons X < 1 keV par une fenêtre de béryllium)

Le terme source a été mesuré pour des hautes tensions variant de 40 à 160 kV, au moyen d'un détecteur tellure de cadmium Amptek PX4 CdTe. Les spectres associés sont donnés en Figure 23. Les fluences spectrales sont données en photons.sr<sup>-1</sup>.mA<sup>-1</sup>.s<sup>-1</sup> afin de pouvoir quantifier l'énergie X utilisée pour chaque mesure, indépendamment de la configuration expérimentale.

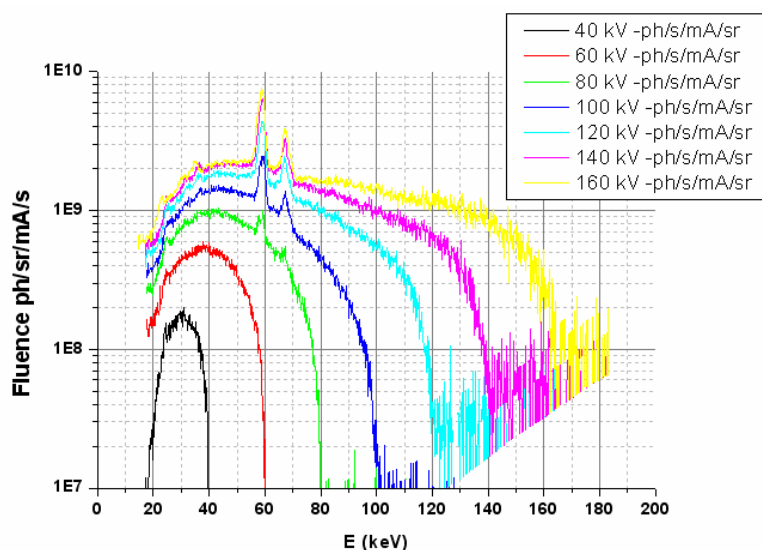


Figure 23 : Termes sources du générateur 160 kV

Chaque tir effectué sur le générateur est à l'origine d'un dépôt de dose de rayonnement. On peut lier une dose déposée dans du silicium à une fluence en rayonnement X par l'équation (19) :

$$1 \text{ rad}(\text{Si}) = \frac{1}{1,602 \cdot 10^{-11} \mu'_{\text{Si}}(E)E} \text{photons.cm}^{-2} \quad (19)$$

Nous attachons une certaine importance aux doses de rayonnement, afin de ne pas endommager nos appareils en laboratoire. Nous résumons dans le Tableau 16 la dose à un mètre de la source, pour les paramètres de tension et de courant du générateur.

Tension de commande	Intégrale fluence sur tout le spectre (keV.sr <sup>-1</sup> .mA <sup>-1</sup> .s <sup>-1</sup> )	Intégrale dose à 1 m sur le spectre (radSi.s <sup>-1</sup> .mA <sup>-1</sup> )
40 kV	2,414.10 <sup>9</sup>	1,843.10 <sup>-4</sup>
60 kV	1,505.10 <sup>10</sup>	8,818.10 <sup>-3</sup>
80 kV	3,895.10 <sup>10</sup>	1,940.10 <sup>-3</sup>
100 kV	7,081.10 <sup>10</sup>	3,004.10 <sup>-3</sup>
120 kV	1,197.10 <sup>11</sup>	4,981.10 <sup>-3</sup>
140 kV	1,700.10 <sup>11</sup>	6,718.10 <sup>-3</sup>
160 kV	2,251.10 <sup>11</sup>	9,716.10 <sup>-3</sup>

Tableau 16 : Fluences et doses du générateur 160 kV

Le terme source X des mesures en laboratoire est donc connu et maîtrisé. Les images obtenues en irradiation X de la mire de résolution sont montrées en Figure 24. Comme pour les mesures effectuées sur la mire fluorescente éclairée en visible, le champ englobant tous les groupes de résolution a une taille de 20 mm par 17 mm. La zone d'intérêt se situe dans les groupes 2 et 3 d'éléments de résolution au centre de la figure (résolutions de  $4 \text{ pl.mm}^{-1}$  à  $14,3 \text{ pl.mm}^{-1}$ ), dont le champ a une taille de 5 mm par 5 mm.

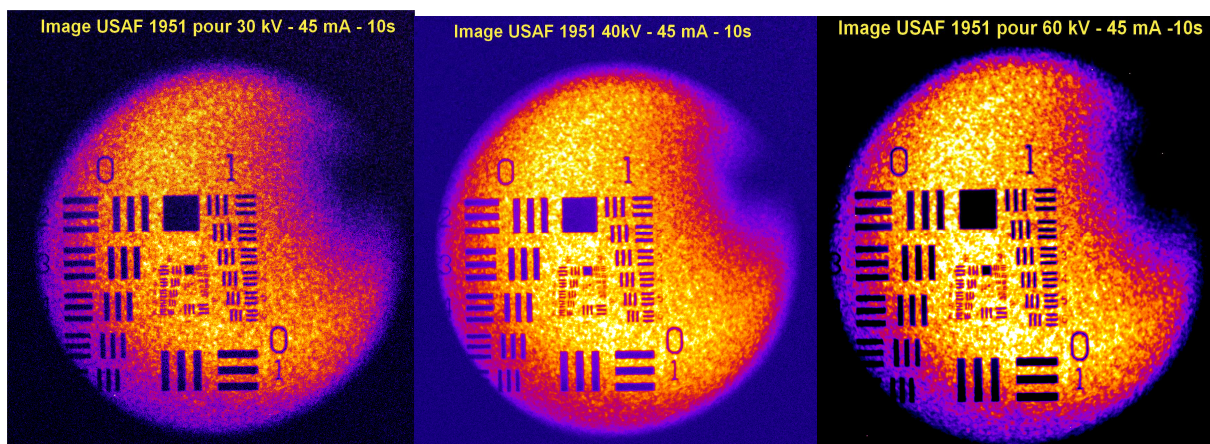


Figure 24 : Images de mire USAF prises sous rayonnement X

Sur ces images, nous déterminons le contraste à partir des profils extraits sur les motifs de résolution, de la même manière que sur les images obtenues en éclairage visible. On peut ainsi tracer la FTC expérimentale, Figure 25 à Figure 27, respectivement pour la haute tension de commande de 30 kV, 40 kV et 60 kV. Elles présentent des formes irrégulières, en partie dues à la nature granuleuse de la mire de résolution. Les grains de la poudre fluorescente peuvent diffuser le rayonnement visible émis par la mire et fausser localement les niveaux d'intensité. Les motifs de faibles résolutions spatiales étant pris sur de grandes dimensions se trouvent courbés à cause d'une distorsion que l'on attribue à une imperfection dans le montage. Des mesures, non présentées ici ont été effectuées au moyen d'une grille de distorsion, mais nous n'avons pu mesurer de distorsion géométrique. Cet effet est d'autant plus marqué que ces faibles fréquences spatiales (éléments 01 à 06) sont en dehors de la zone d'intérêt de  $5 \times 5 \text{ mm}^2$ .

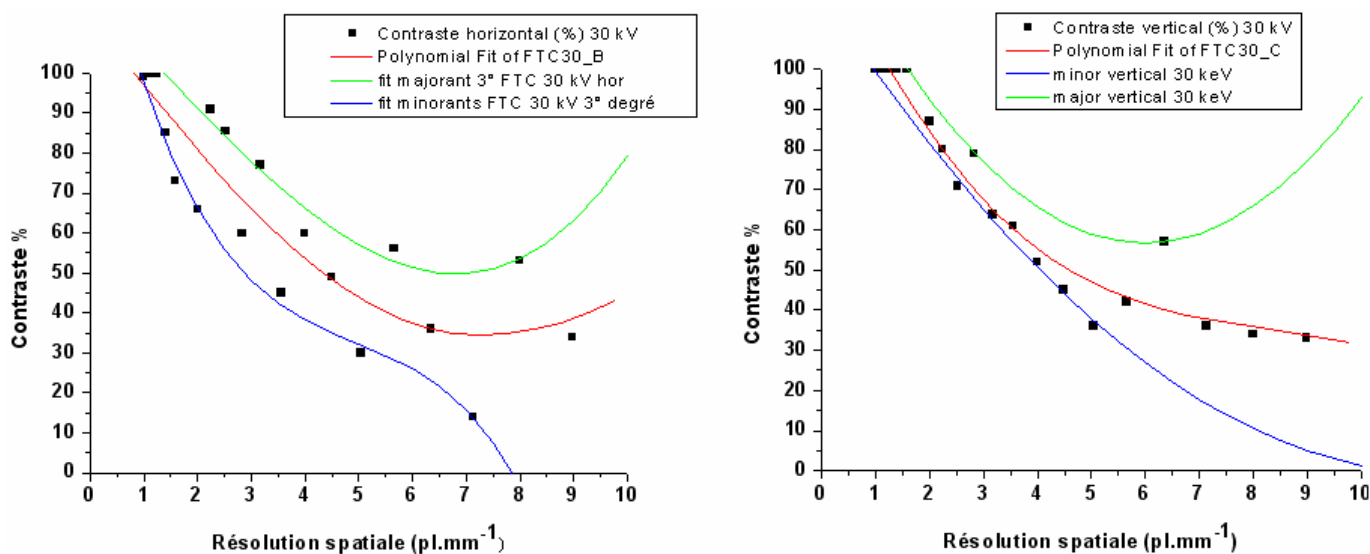


Figure 25 : Fonction de transfert de contraste sous irradiation X à 30 kV

Les FTC expérimentales présentent des formes irrégulières (séries de points noirs sur les Figure 25 à Figure 27). Les séries dispersées sont ajustées par une fonction médiane passant au mieux des points, une fonction minorante, passant par les points les plus bas et une fonction majorante, passant par les points les plus hauts.

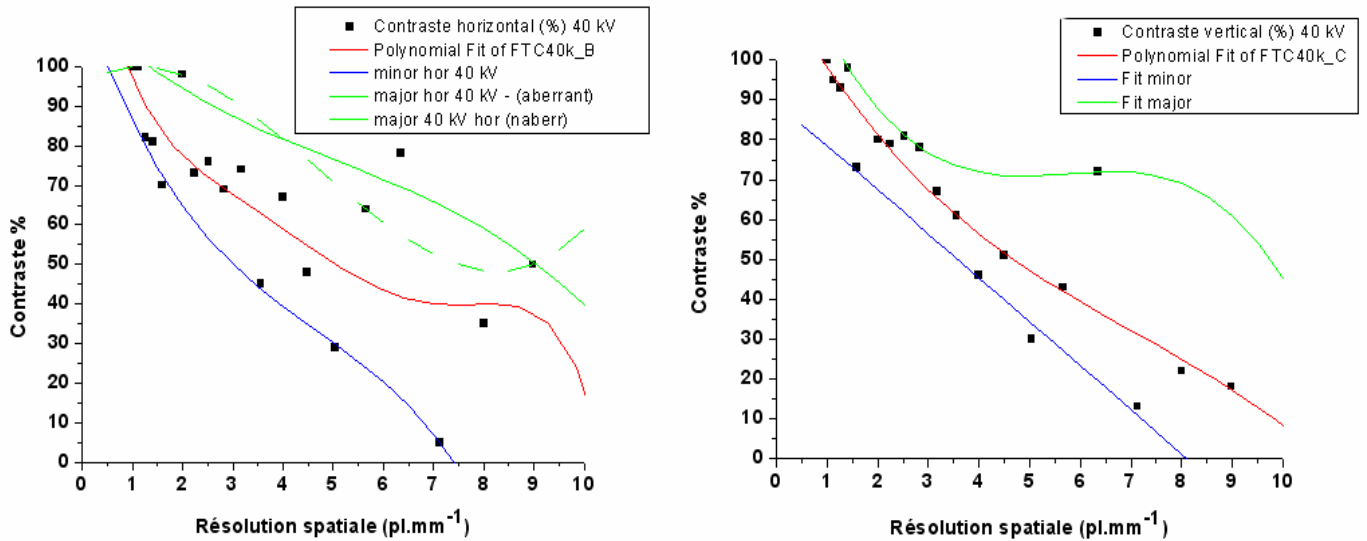


Figure 26 : Fonction de transfert de contraste sous irradiation X à 40 kV

Sur la Figure 26, on a essayé sur l'ajustement majorant de supprimer le point à 6,35 pl.mm<sup>-1</sup> (caractéristique horizontale à gauche). Les ajustements des séries de points majorants, minorants et passant au mieux des points sont polynomiaux (linéaires quand on a peu de points pour décrire une série) de degré allant jusqu'à 3 ou 4 (au-delà, les séries ne contiennent pas assez de points pour que l'ajustement soit pertinent). On considère que ces ajustements polynomiaux sont pertinents sur le domaine de fréquences spatiales considéré (de 1 jusqu'à 10 pl.mm<sup>-1</sup>). Ils ne peuvent donc servir de prévision pour les plus hautes fréquences spatiales.

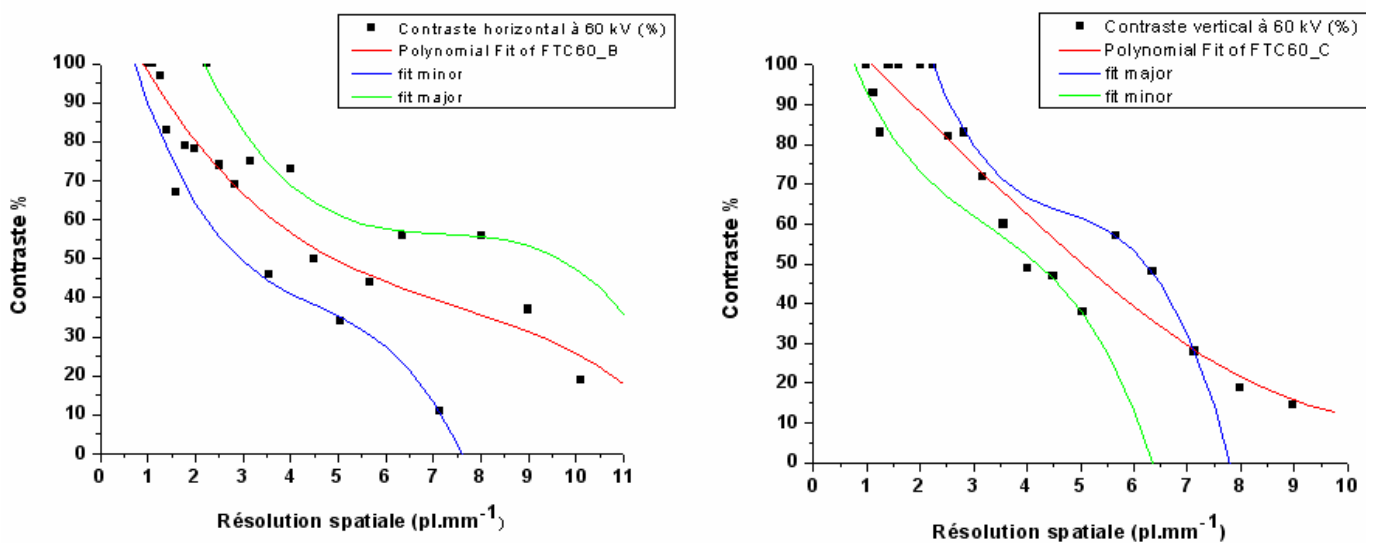


Figure 27 : Fonction de transfert de contraste sous irradiation X à 60 kV

Ces ajustements nous servent à évaluer et à borner les valeurs du contraste pour une résolution spatiale donnée et inversement. On extrait sur les ajustements des FTC expérimentales les points



auxquels le module de la FTC est égal à 0,5 et la valeur de la FTC à la résolution spatiale de  $5 \text{ pl.mm}^{-1}$  (soit  $100 \mu\text{m}$ ). Ces valeurs particulières sont résumées dans le Tableau 17. La première ligne indique l'intervalle de fréquences spatiales pour lesquelles on a un contraste égal à 50% (déterminées par les valeurs à 50% des ajustements majorant et minorant), ainsi qu'une valeur médiane (correspondant à l'ajustement polynomial passant au mieux de la série des points de la FTC).

		30 kV	40 kV	60 kV
Contraste à 50%	Horizontal	2,9 à 6,7 $\text{pl.mm}^{-1}$ 4,3 $\text{pl.mm}^{-1}$	3 à 9 $\text{pl.mm}^{-1}$ 5 $\text{pl.mm}^{-1}$	2,9 à 9,6 $\text{pl.mm}^{-1}$ 4,9 $\text{pl.mm}^{-1}$
	Vertical	4 $\text{pl.mm}^{-1}$ <sup>11</sup> 4,6 $\text{pl.mm}^{-1}$	3,6 à 9,8 $\text{pl.mm}^{-1}$ 4,7 $\text{pl.mm}^{-1}$	4,1 à 6,3 $\text{pl.mm}^{-1}$ 5 $\text{pl.mm}^{-1}$
Valeur contraste à $5 \text{ pl.mm}^{-1}$	Horizontal	32 à 57% 44%	30 à 77% 50%	35 à 62% 50%
	Vertical	37 à 59% 47%	35 à 71% 47%	38 à 62% 50%

Tableau 17 : Valeurs particulières des FTC obtenues en X

Pour résumer, on trouve un point médian caractéristique de résolution spatiale  $5 \text{ pl.mm}^{-1}$  avec environ 50% de contraste, sur l'ensemble des mesures dans un champ central de  $5 \times 5 \text{ mm}^2$ . Le relais optique, sur une longueur de 2,8 m, peut donc imager nettement des détails de  $100 \mu\text{m}$ . Les mesures de résolution spatiale sur le relais optique long de 4 m n'ont été effectuées qu'avec un scintillateur YAG:Ce<sup>3+</sup> et sont présentées au chapitre suivant.

#### 1.4.2. Vulnérabilité

Nous cherchons par ces mesures à déterminer le comportement du système imageur lorsqu'il interagit avec du rayonnement  $\gamma$  hautement énergétique. Des mesures préliminaires ont été effectuées en présence de neutrons. Mais elles sont difficiles à interpréter du fait des  $\gamma$  diffusés. Elles ne seront donc pas présentées. La vulnérabilité dans ce cadre est envisagée sous l'angle de la dégradation d'image induite par l'interaction des  $\gamma$  avec les composants du système imageur. Nous mesurons les niveaux de luminescence Cerenkov détectée par la caméra CCD ainsi que les distributions de niveaux et de taille des *stars*<sup>12</sup>. Les niveaux d'intensité Cerenkov obtenus seront ensuite comparés au chapitre 3 aux niveaux d'intensité d'images obtenues par le système imageur entier (scintillateur et relais optique) irradiés par du rayonnement X entre 10 et 30 keV.

Ces mesures ont été effectuées sur l'accélérateur linéaire d'électrons ELSA [9] au CEA/DAM/DIF. Cette installation génère du rayonnement X par freinage d'électrons d'énergie 18 MeV dans une cible de tantale. L'énergie moyenne des photons issus de la cible est de 3 MeV. Le spectre calculé de la cible pour une charge électronique de 1 nC est donné sur la Figure 28. Ce spectre est tout à fait pertinent dans le cadre de notre étude. En effet, les énergies des rayons  $\gamma$  ainsi générées sont représentatives des énergies  $\gamma$  issues du terme source LMJ, s'étendant de 10 keV jusqu'à 14 MeV, avec un pic de fluence à 2 MeV (voir chapitre 1).

<sup>11</sup> Pas de majorant de résolution spatiale atteint par l'ajustement polynomial sur cette série.

<sup>12</sup> Points isolés de forte intensité par rapport à l'intensité moyenne d'une image ; également appelés *tracks* s'ils ont une forme de trait.

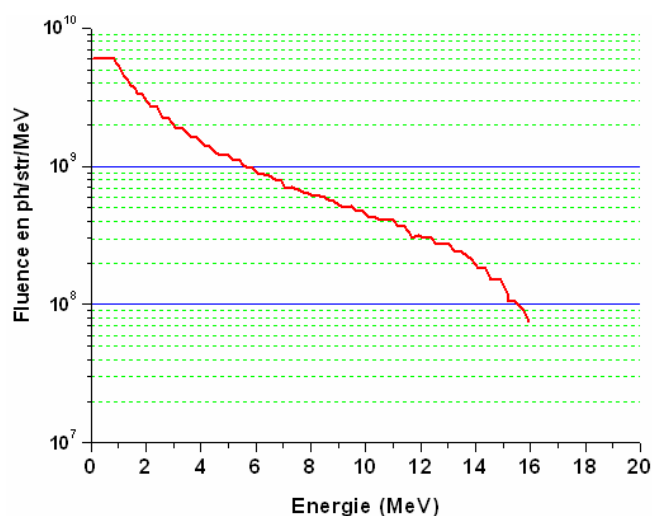


Figure 28 : Spectre issu de l'installation pour une charge cible de 1 nC

Le dispositif expérimental est celui de la Figure 29. Le système catadioptrique a une longueur de 4 mètres, conformément à sa configuration 2m/2m. Les éléments de notre système imageur soumis à l'interaction avec le rayonnement de freinage sont l'objectif Maksutov objet, la lentille de champ de diamètre 250 mm et d'épaisseur 10 mm au centre et le miroir de renvoi. L'objectif Maksutov image n'est pas directement soumis au rayonnement  $\gamma$  incident. Deux types de miroir ont été essayés : un miroir composé d'un dépôt d'aluminium réfléchissant sur un support de silice de 50 mm d'épaisseur ainsi que d'une peau de Mylar tendue sur un support métallique. On place volontairement la majorité des éléments dans le faisceau, de manière à mettre le système imageur dans le cas le plus défavorable, sauf la caméra CCD que l'on place hors faisceau pour ne pas l'endommager. Toutefois, si la caméra CCD n'est pas soumise au flux de bremsstrahlung, elle subit l'interaction du rayonnement diffusé par le caisson porte CCD en aluminium. L'emplacement du scintillateur, Figure 29, correspond à l'emplacement où l'image du scintillateur est nette. Cet endroit est une référence de prise des doses de rayonnements. Mais aucun scintillateur n'a été utilisé pour cette campagne de mesure.

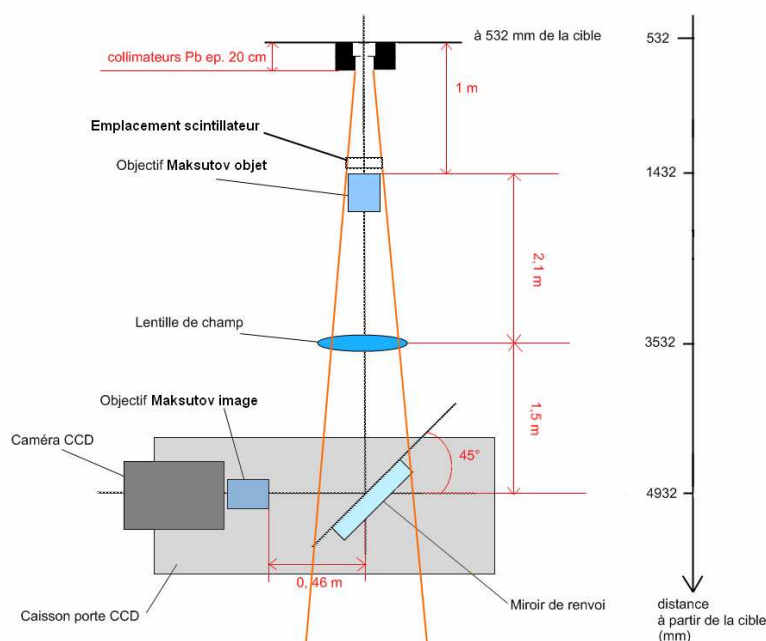


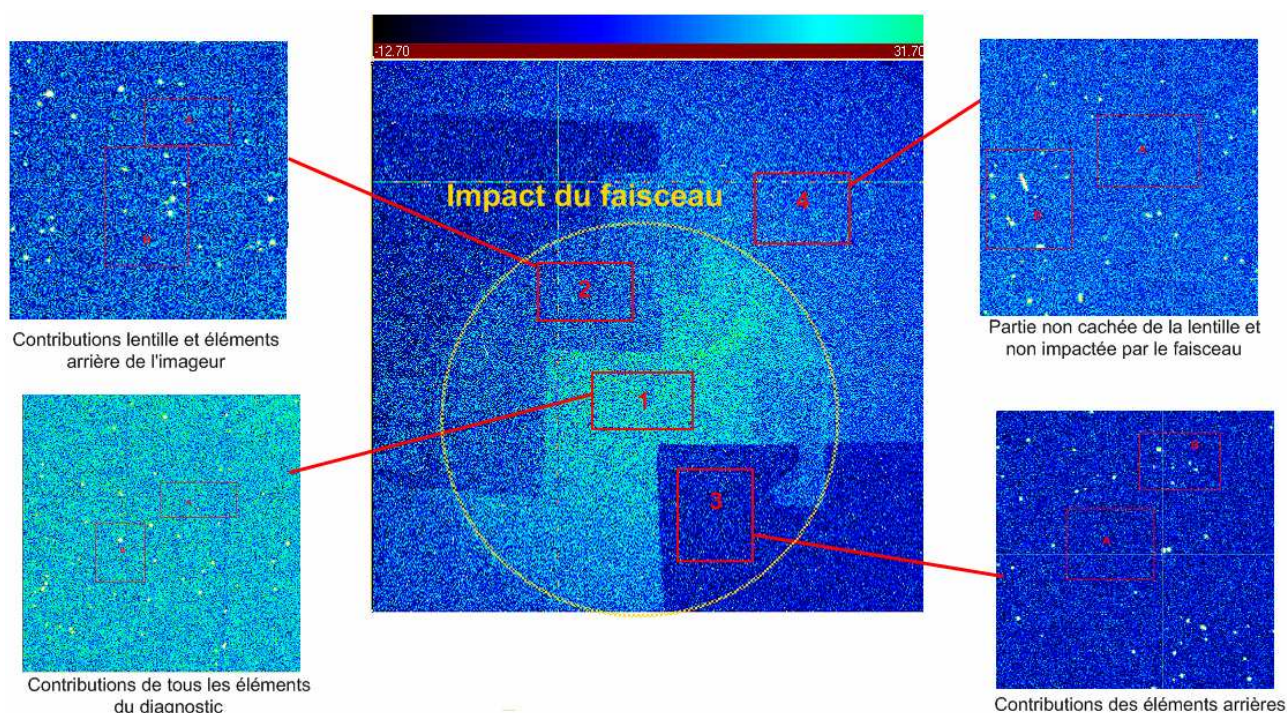
Figure 29 : Configuration expérimentale de mesures de durcissement



#### 1.4.2.1. Intensité de rayonnement Cerenkov

Chaque tir résulte en une image comme celle au centre de la Figure 30, dont on extrait les niveaux d'intensité dans des zones caractéristiques. En effet, des caches en scotch noir sont apposés au niveau de la lentille de champ de manière à identifier les différents contributeurs de luminescence Cerenkov dans notre imageur. Chaque zone numérotée de la Figure 30 correspond à la contribution d'éléments du système imageur sur le trajet du faisceau, dont on analyse les niveaux d'intensité d'image :

- la zone 1 correspond à l'ensemble objectif Maksutov1, lentille de champ et miroir de renvoi
- la zone 2 correspond à l'émission de la lentille de champ et du miroir de renvoi
- la zone 3 correspond à l'émission liée au miroir de renvoi
- la zone 4 est la périphérie de la lentille hors faisceau



**Figure 30 : Image-type obtenue lors d'une irradiation et ses zones caractéristiques**

Afin de cerner le caractère spectral de l'émission du rayonnement Cerenkov, la mesure est répétée en utilisant des filtres optiques logés au niveau de l'objectif Maksutov juché sur la caméra CCD. On utilise un filtre passe-bande de 440 à 680 nm *Semrock FF554* ainsi qu'un filtre *Schott OG515*, passe-haut à partir de 515 nm. Leur transmission est montrée en concordance avec la sensibilité spectrale normalisée de la caméra CCD.

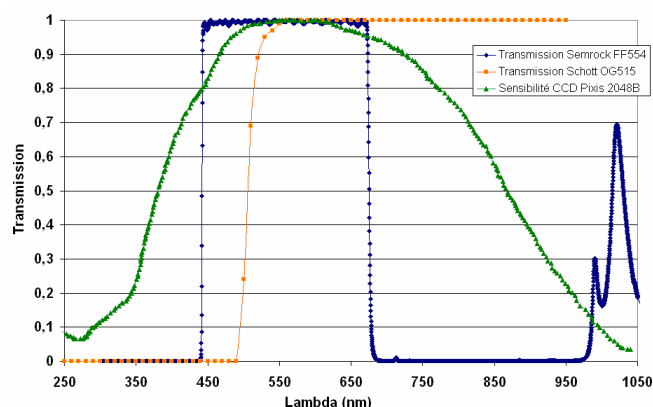


Figure 31 : Transmission des filtres et sensibilité spectrale CCD normalisés

Nous disposons d'images sans filtre, avec un seul des deux filtres et avec les deux filtres. Au vu du nombre de paramètres influant sur les niveaux d'intensité de rayonnement Cerenkov, nous ne disposons que de quatre points de dose pour chaque caractéristique de niveau d'intensité CCD en fonction de la dose. La dose est mesurée au moyen d'écrans radioluminescents à mémoire (ERLM), que l'on a disposés sur certains tirs aux emplacements correspondant aux composants du relais optique. La Figure 32 résume les caractéristiques de niveau d'intensité CCD en fonction de la dose au niveau de l'emplacement scintillateur, pour différentes configurations. Les intensités montrées sont celles que l'on a dans les zones 1 des différentes images. L'intensité CCD (en LSB) est prélevée sur des zones peu étendues, de manière à ne pas comptabiliser les *stars*. Ces *stars* correspondent à l'impact des rayonnements diffusés sur la partie sensible de la CCD.

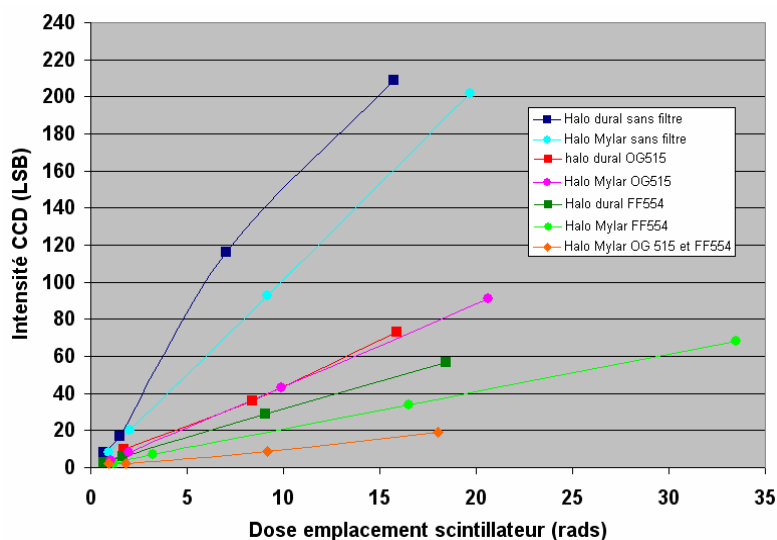


Figure 32 : Niveaux d'intensité CCD

Avec quatre points par série, on constate que l'intensité CCD est proportionnelle à la dose, avec un coefficient de corrélation supérieur à 0,99. On peut tirer des conclusions qualitatives. La configuration sans filtre permet de détecter tous les photons Cerenkov de longueur d'onde comprise entre 250 et 1050 nm, modulés par la sensibilité spectrale de la caméra CCD. Les intensités CCD de photons Cerenkov diminuent avec l'utilisation de filtres bornant les domaines spectraux détectés. L'usage du filtre OG515 limite la détection des photons Cerenkov entre 515 nm et 1050 nm. L'effet est encore plus marqué avec l'usage du filtre passe-bande FF554. La combinaison des deux filtres

ramène le niveau de rayonnement Cerenkov à un niveau très faible, pour des doses allant jusqu'à 20 rads.

L'apposition de caches sur la lentille de champ, Figure 30, permet de séparer les contributions en rayonnement Cerenkov des éléments du système imageur, comme le montre l'exemple d'analyse de la Figure 33, sur laquelle on dégage les contributions groupées d'éléments de l'imageur. La courbe bleue correspond à la zone 1, la courbe magenta à la zone 2 et la courbe jaune à la zone 3. L'information intéressante réside dans les différences entre courbe bleu et magenta, et magenta et jaune. La contribution due au miroir de renvoi se résume à la courbe jaune. Sur l'ensemble des mesures, la contribution du miroir n'est pas très importante en niveaux d'intensité CCD. Les doses vues par le miroir sont fortement diminuées d'un facteur 13 par rapport à l'emplacement scintillateur, le miroir en étant séparé de 3,6 mètres. Nous négligerons donc la contribution du miroir détectée sur la caméra CCD.

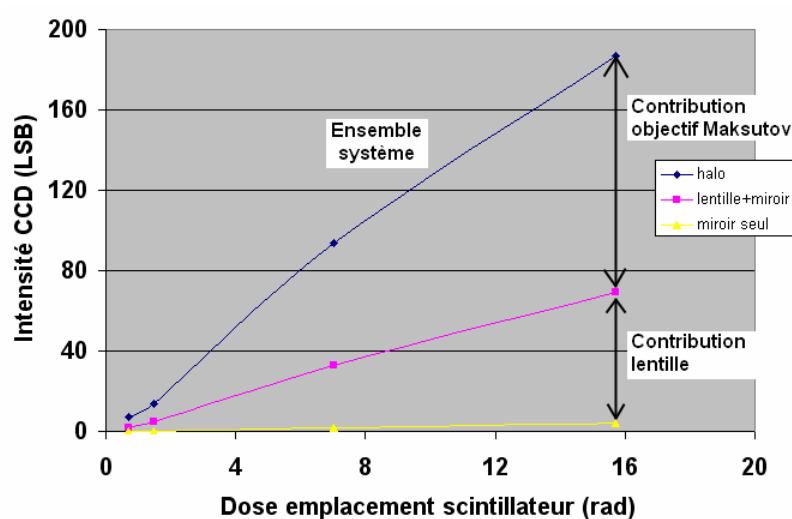




Figure 33 : Contributions des éléments du système imageur

Etant donné le placement des éléments du système imageur, ils ne reçoivent pas tous la même dose de rayonnement. Connaissant les doses à partir de lois en  $d^{-2}$ , ainsi que les points de mesure des doses par les ERLM, nous traçons les contributions à la luminescence de l'objectif Maksutov et de la lentille de champ soumis au faisceau de bremsstrahlung en fonction de la dose effectivement vue par chacun de ces éléments, Figure 34. Les courbes  représentent la contribution imputée à l'objectif Maksutov à l'emplacement scintillateur en fonction du filtrage employé (filtre FF554 ou filtre OG515) et suivant que l'on emploie le miroir mylar ou bien le miroir dans le support aluminium (notation -Al-). Les courbes  représentent les contributions de la lentille pour ces mêmes paramètres, mais en fonction de la dose à l'emplacement de la lentille.

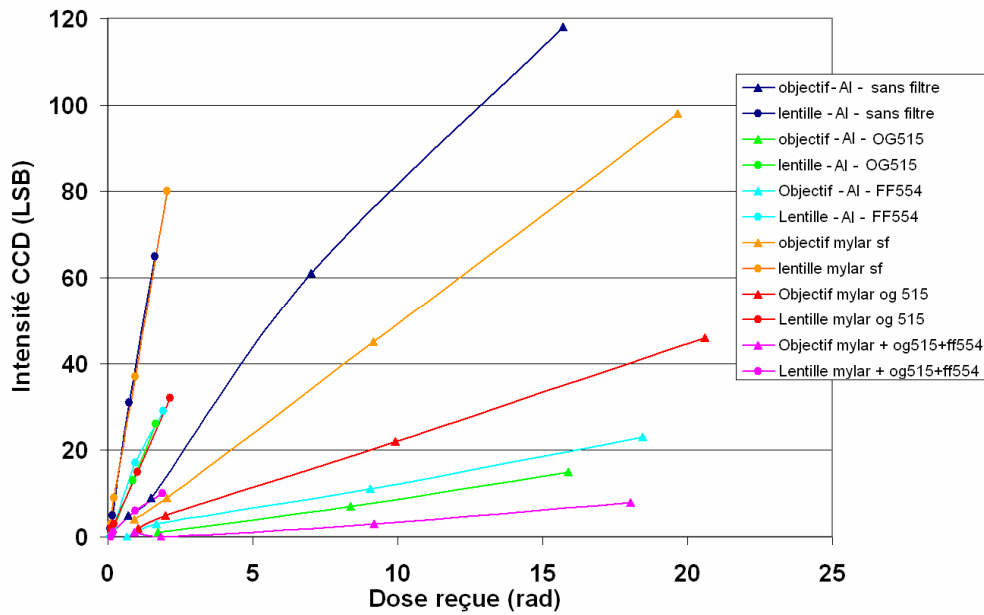


Figure 34 : Tendances de contributions linéaires de la lentille et de l'objectif Maksutov

La Figure 34 contenant beaucoup d'informations dans la zone de 0 à 5 rads sur la contribution de la lentille, on détaille cette partie sur la Figure 35. Les caractéristiques annotées sur la Figure 35 concernent uniquement la lentille. Nous nous intéressons en particulier à la production de la lentille, si les niveaux de luminescence induite sont, à configuration identique de filtrage et de miroir, inférieurs à ceux de l'objectif Maksutov, les pentes des caractéristiques de rayonnement Cerenkov sont plus élevées pour la lentille que pour l'objectif.

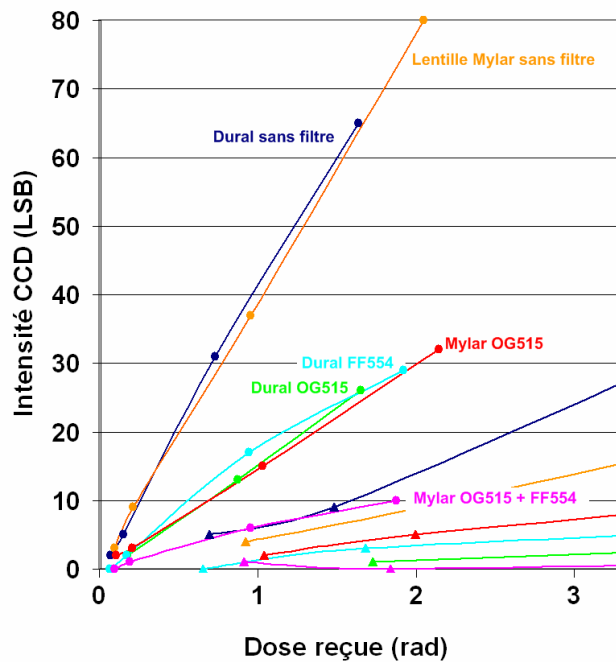


Figure 35 : Détail des contributions lentille

Nous constatons de ces observations que le principal contributeur à la luminescence Cerenkov est l'objectif Maksutov objet. Cette tendance est à pondérer par la relativité des doses reçues. La lentille contribue beaucoup moins sur l'image que nous avons, mais a un meilleur taux



de production de rayonnement Cerenkov. La constante de la tendance affine de production de rayonnement Cerenkov étant de 1 LSB pour quasiment toutes les séries, on assimile ce niveau au bruit naturel que l'on peut trouver sur une caméra CCD. Par ailleurs, l'ajustement affine fournit des coefficients de corrélation supérieurs à 0,98. On peut donc comparer quantitativement la lentille et l'objectif Maksutov par la pente de leur caractéristique, Tableau 18.

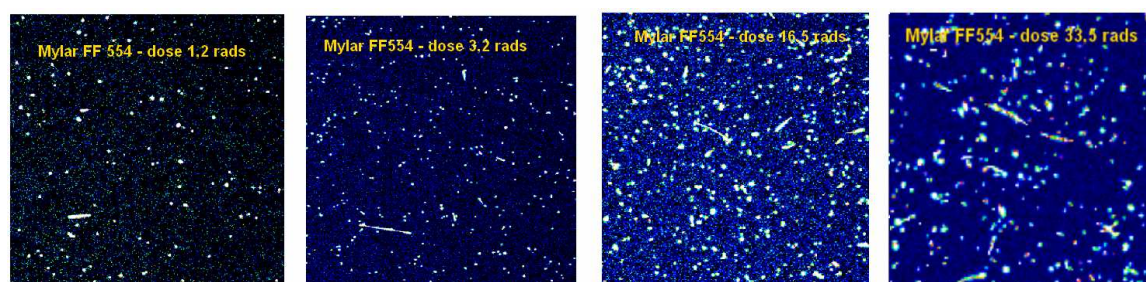
Configuration expérimentale	Lentille de champ (LSB.rad <sup>-1</sup> )	Objectif Maksutov objet (LSB.rad <sup>-1</sup> )
Sans filtre miroir Al	40,539	7,634
Filtre OG 515 miroir Al	16,294	0,990
Filtre FF554 miroir Al	15,813	1,245
Sans filtre miroir mylar	39,140	5,031
Filtre OG515 miroir Al	14,812	2,228
Filtre FF554 miroir Al	Pas de donnée mesurée	
Deux filtres miroir Al	5,581	0,473

**Tableau 18 : Pentes de production de rayonnement Cerenkov**

Les intensités de rayonnement sont intéressantes lorsqu'elles sont comparées à des intensités de scintillateurs. Nous effectuerons ces comparaisons au chapitre 3 suivant, en nous basant sur les intensités de scintillateurs sur des images que nous avons acquises avec le système imageur dans la même configuration (longueur de 4 m au total). Nous retenons de cette partie que le producteur de rayonnement Cerenkov est la lentille de champ, car elle a été soumise à la propagation du rayonnement  $\gamma$ . Si la lentille avait été écartée, sa contribution au rayonnement détectée aurait été soustraite à la contribution totale et aurait fortement diminué l'intensité de rayonnement Cerenkov détectée. Nous avons pu mesurer les niveaux de luminescence pour des doses allant jusqu'à 20 rads, largement supérieures aux 2 rads en  $\gamma$  attendus pour un tir d'allumage.

#### 1.4.2.2. Dégradation d'image

Si on peut réduire l'intensité de rayonnement Cerenkov détectée sur l'image CCD, on peut par contre difficilement s'affranchir des spots lumineux peuplant l'image, ou *stars*. Ces *stars*, augmentent fortement l'écart-type sur le niveau d'intensité de la zone concernée. Leur présence sur l'image est une conséquence indirecte du niveau de dose déposé. Ils sont la signature des rayonnements diffusés sur le caisson de renvoi de la caméra CCD : le faisceau de  $\gamma$  interagit avec l'aluminium du caisson porte CCD et diffuse des photons de plus basse énergie. Ces photons diffusés viennent ensuite se déposer directement sur la partie sensible de la caméra CCD. Leur impact est de forme aléatoire, il n'est pas nécessairement ponctuel : sur les images de la Figure 36, on constate qu'ils ont une forme étendue, témoignant d'un niveau de dépôt d'énergie progressif dans le silicium. Ces images sont enregistrées dans la configuration miroir en mylar avec le filtre FF554.



**Figure 36 : Visualisation des stars au centre du faisceau en fonction de la dose**

Cette analyse est intéressante dans notre cas. En effet la partie du spectre LMJ de  $\gamma$  ayant traversé le mur de chambre en béton boré peut interagir avec le plomb qui compose la protection rapprochée et générer du rayonnement diffusé directement sur la caméra CCD.

En fonction de la dose déposée au niveau du scintillateur, le nombre, la taille et les niveaux d'intensité des stars évoluent. Plus la dose est importante, plus les stars tendent à se transformer en *tracks*. Le dépôt d'énergie se fait sur un chemin, long et large de plusieurs pixels. Par contre, on ne constate pas de différence notable sur les points parasites de l'image en fonction de l'un ou l'autre miroir. Les principales caractéristiques des stars sont résumées dans le Tableau 19.

		Dose déposée scintillateur (rads)	Total stars	Taille moyenne (pixels carrés)	Occupation surface CCD (%)
Miroir aluminisé filtre	verre	0,695	7711	7,6	1,5
	sans	1,526	7066	7,9	1,3
		7,284	24057	4,8	3,0
Miroir aluminisé filtre	Mylar	0,927	2263	6,9	0,4
	sans	2,043	2520	5,3	0,3
		9,158	11902	4,2	1,2
		19,665	23409	3,4	2,2
Miroir aluminisé FF554	verre	0,657	633	5,7	0,1
	filtre	1,683	2349	5,7	0,3
		9,058	11899	6,2	1,8
		18,641	22435	6,5	3,5
Miroir aluminisé FF554	Mylar	1,208	3951	5,6	0,5
	filtre	3,204	6917	5,8	1,0
		16,490	26497	6,9	4,3
		33,480	48136	5,2	6,0
Miroir aluminisé OG515	verre	0,851	2680	5,2	0,3
	filtre	1,726	3558	5,4	0,5
		8,386	13007	5,9	1,8
		15,887	22770	6,6	3,6
Miroir aluminisé OG515	Mylar	1,041	2296	4,9	0,3
	filtre	2,135	2571	5,2	0,3
		10,760	13123	6,0	1,9
		20,565	25601	4,4	2,6

Tableau 19 : Récapitulatif des propriétés des stars pour différentes configurations expérimentales

La moyenne des niveaux d'intensité CCD renseigne peu : étant donné qu'une *star* occupe une certaine étendue sur laquelle le niveau n'est pas uniforme ; il est donc difficile d'opérer un seuillage postérieur sur l'image afin d'éliminer les *stars* par niveau d'intensité. La plus intéressante des caractéristiques du Tableau 19 est le taux d'occupation, qui est le pourcentage de la somme des surfaces des stars à la surface de la caméra CCD. La Figure 37 montre le taux d'occupation des *stars* sur l'image en fonction de la dose déposée au niveau du scintillateur, en fonction des différentes configurations de mesure. Ce taux augmente avec la dose déposée au niveau de l'emplacement du scintillateur, à 5 cm de l'objectif Maksutov1 sur la Figure 29. N'ayant pas

suffisamment de points pour déterminer la tendance de l'occupation par les stars sur le champ de l'image, on peut considérer qu'une tendance linéaire est pertinente.

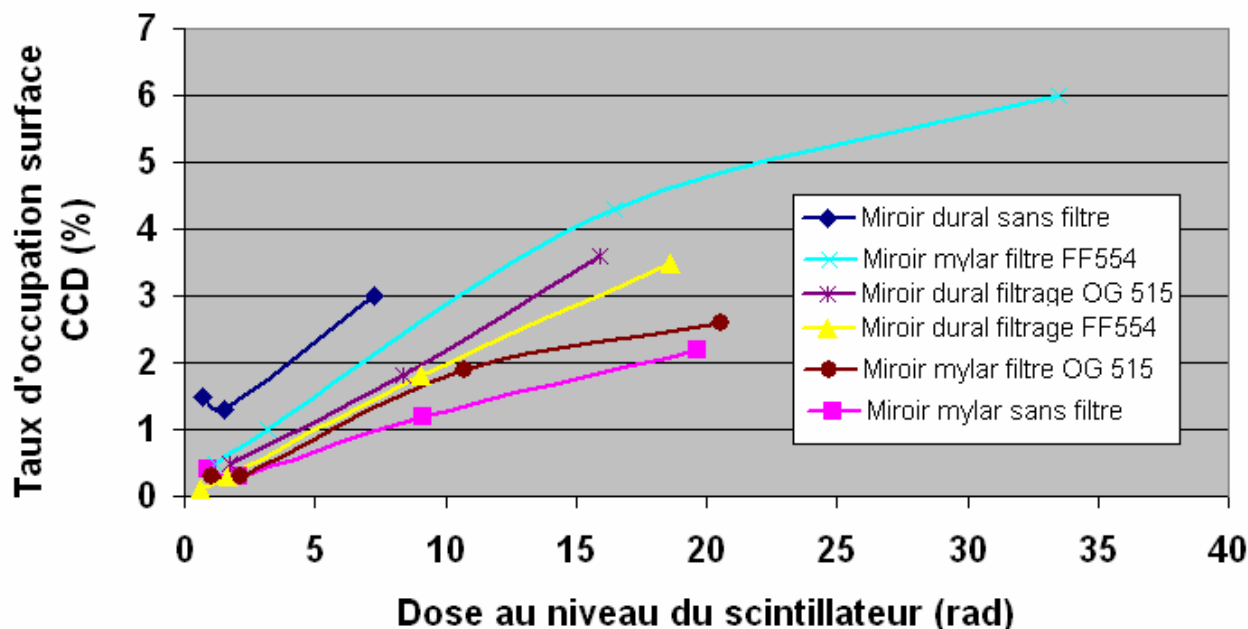


Figure 37 : Taux d'occupation de spots lumineux sur la caméra CCD

Les conditions LMJ, pour un tir d'allumage indiquent une dose déposée de 2 rads à 5 mètres du centre de la chambre pour les rayonnements  $\gamma$ . D'après nos mesures, pour une dose déposée de cet ordre, le taux d'occupation des stars générées serait inférieur à 1% de la surface de la caméra CCD, pour l'ensemble des différents filtrages.

### 1.5. Etude d'optimisation

Les mesures de résolution spatiale de notre relais optique long de 4 mètres ont mis en évidence qu'il permet de résoudre des détails d'une dimension de  $100 \mu\text{m}$  sur une image visible. Il faut noter que cette performance optique a été atteinte avec des objectifs Maksutov du commerce, destinés à être montés sur des appareils photographiques. Connaissant les dimensions influençant les propriétés optiques de ce type d'objectif (voir Figure 18), on décide de réaliser une étude d'optimisation sur ces paramètres. Cette étude, dont la partie simulation a été réalisée par Erik Vigne [10] suppose le placement de la caméra CCD dans une protection rapprochée, dont on connaît les dimensions caractéristiques depuis le chapitre 1. L'étude a été faite au moyen du logiciel de conception optique ZEMAX [11].

Préalablement, la résolution spatiale de l'ensemble du diagnostic dépend de l'optique X. Nous spécifions certains paramètres réalistes, afin de pouvoir optimiser un relais optique. Les paramètres de l'optique X envisagée sont les suivants:

- grandissement 12
- résolution spatiale : 10 à  $12 \mu\text{m}$
- transmission en énergie : 0,04 (pour le domaine 10-30 keV)
- angle d'ouverture : 0,5 mrad

Une représentation de ce que pourrait être cette optique X est donnée en Figure 38. C'est un schéma de principe du système d'optique X PIXEL, constitué de miroir plans et prévu pour fonctionner à

des énergies inférieures à 10 keV sur une étroite bande spectrale [12]. L'optique X prise pour exemple présente la particularité d'avoir un tirage objet court (distance d'approche minimale de 50 mm en raison de la vulnérabilité) et un tirage image long, d'environ 7 mètres. Le système à miroirs multicouches est tel que, par incidences rasantes successives, l'image de la source est déplacée hors de l'axe cible-entrée de SID. Ce qui fait que l'on peut placer un écran de métal lourd (comme tungstène ou tantale) devant la cible pour atténuer le rayonnement X dur résultant des phénomènes de couplage laser-cavité (voir chapitre 1).

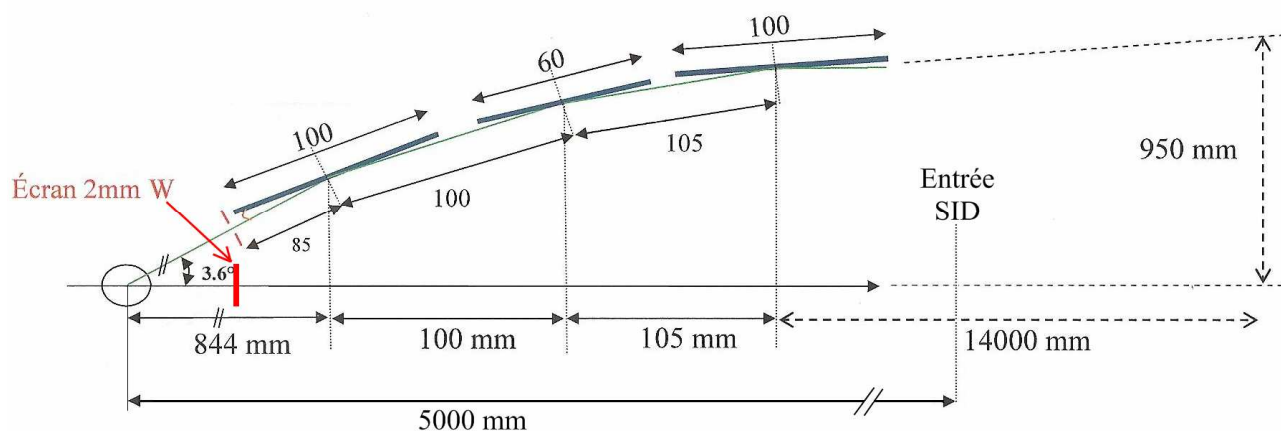


Figure 38 : Possibilité d'optique X

Les propriétés supposées de l'optique X permettent le placement du scintillateur le plus loin possible du centre de la réaction de fusion, à 11 m du centre de la chambre. La source X à imager aura un diamètre d'environ 100  $\mu\text{m}$  (correspondant au microballon en compression maximale). Etant donné le grandissement de l'optique X, l'image de la source sur le scintillateur aura un champ de diamètre 1 à 1,2 mm. Considérant que cette zone se situe au centre d'une zone non éclairée sur le scintillateur, on peut donc optimiser le système en résolution spatiale pour un champ de 6 à 12 mm. C'est réduit par rapport au champ de 40 mm initial, mais transporter une image sur une longueur de 7 m, résolue à moins de 100  $\mu\text{m}$  et sur un tel champ relève d'un compromis. Ce compromis est d'autant plus difficile à atteindre que l'on doit utiliser le moins possible d'éléments en verre, voire pas du tout. Il faudrait alors user d'optiques de plus faible ouverture, pour pouvoir imager un faible champ, mais ce serait au détriment de la photométrie. Néanmoins, un champ de 6 à 12 mm peut suffire pour imager une zone centrale d'intérêt d'un diamètre de 1 mm.

Comme le prototype de relais catadioptrique testé en laboratoire, l'étude d'optimisation porte sur un relais se composant de deux objectifs Maksutov, placés symétriquement par rapport à une lentille de champ. Le premier objectif, dont le couplage avec le scintillateur définira en grande partie les propriétés optiques de l'ensemble du relais, a les paramètres de définition suivants :

- champ objet minimal de 6 à 12 mm, dont 1 à 1,2 mm au centre pour la zone dédiée à la source (grandie par l'optique X)
- ouverture numérique de travail en  $f/4$  au minimum<sup>13</sup>
- résolution spatiale entre 60 et 75  $\mu\text{m}$ , pour pouvoir capitaliser la résolution spatiale permise par l'optique X
- maintenir une distance objet (scintillateur) image (intermédiaire, formée sur la lentille de champ) de 3,5 mètres
- utiliser des optiques de diamètre, supports inclus, inférieurs à 450 mm.

<sup>13</sup> On privilégie les faibles nombres d'ouverture numérique, ce qui conduit à des grandes ouvertures, favorisant la photométrie du système.



Ces données sont illustrées sur la Figure 41. Avec ces paramètres, nous optimisons d'abord les objectifs intrinsèquement. C'est-à-dire que nous diminuons le plus possible leur résolution spatiale. Le logiciel Zemax ne permet pas directement le calcul de résolution spatiale, c'est une information que l'on déterminera indirectement. La qualité optique permise par un objectif est la taille du *spot diagram*, déterminée par simulation. C'est le résultat de la fonction de transfert de l'objectif appliqué à un point source du champ. Pour déterminer cette taille de *spot diagram*, on utilise l'objectif Maksutov à l'envers. C'est-à-dire que l'on lui fait imaginer une source lumineuse par son côté champ, puis on détermine dans le plan du scintillateur la taille des *spots* (voir Figure 42). Pour mesurer l'évolution de la résolution spatiale en fonction du plan objet, nous avons pris comme paramètres trois points du champ objet à 0, 4 et 6 mm, correspondant respectivement dans le plan du scintillateur aux positions du champ de 0, 2,673 et 4,012 mm. Spectralement, le *spot diagram* était formé des principales longueurs d'onde visibles de 450 à 650 nm, par pas de 50 nm, soit un spectre d'émission visible du YAG:Ce<sup>3+</sup>.

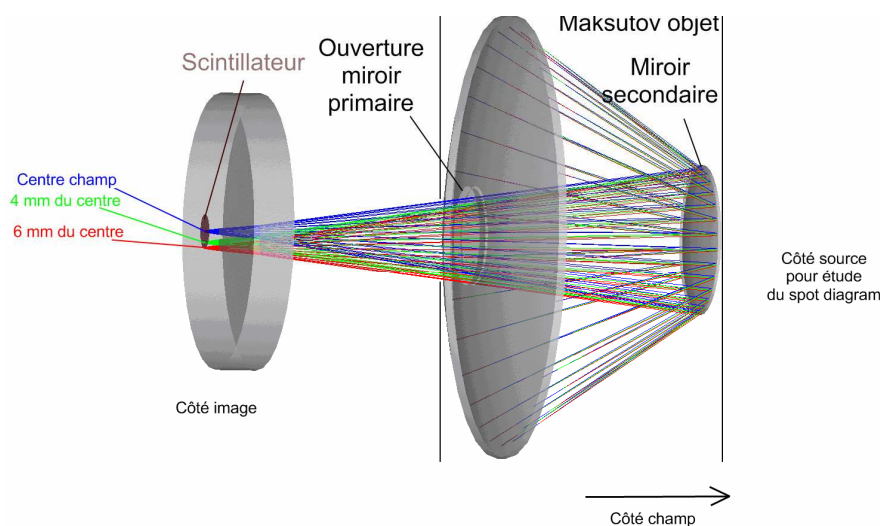


Figure 39 : Couplage Maksutov – scintillateur

Les représentations graphiques du résultat de l'étude de cette tache focale sont résumées sur la Figure 40. De gauche à droite, on y voit la taille du *spot diagram*, prise au centre du champ, à 4 mm et à 6 mm du centre champ dans le plan objet.

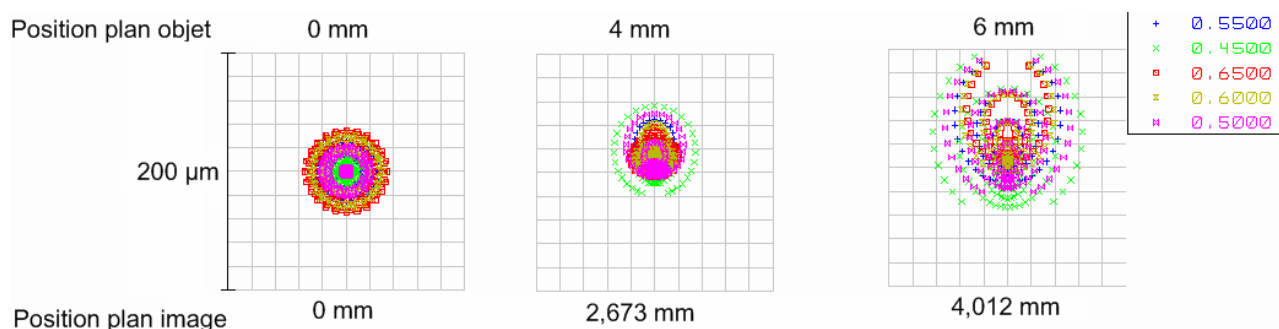


Figure 40 : *Spot diagrams* du couplage Maksutov objet-scintillateur

Nous résumons dans le Tableau 20 les dimensions particulières de ces *spot diagrams*. On trouve deux informations : le diamètre géométrique et le diamètre contenant 80% de l'énergie du signal de la tache. Le diamètre géométrique augmente beaucoup plus rapidement que le diamètre contenant

80% de l'énergie lumineuse de la tache focale. Cela traduit un certain chromatisme du système, qui prend de plus en plus d'importance à mesure que l'on s'éloigne du centre du champ.

Position plan objet (mm)	0	4	6
Diamètre géométrique <i>spot diagram</i> ( $\mu\text{m}$ )	69,084	112,782	195,092
Diamètre 80% énergie ( $\mu\text{m}$ )	41,932	41,052	79,728
Position plan image (mm)	0	2,673	4,012

Tableau 20 : Dimensions particulières des *spot diagrams*

D'après l'analyse des tailles de *spot diagram*, un objectif Maksutov optimisé permet une résolution spatiale correcte sur un champ de 8 mm de diamètre, ce qui comprend la zone imageant la source (diamètre de 1,2 mm) et une zone non éclairée du scintillateur. Les paramètres de définition des objectifs Maksutov optimisés sont illustrés sur la Figure 41.

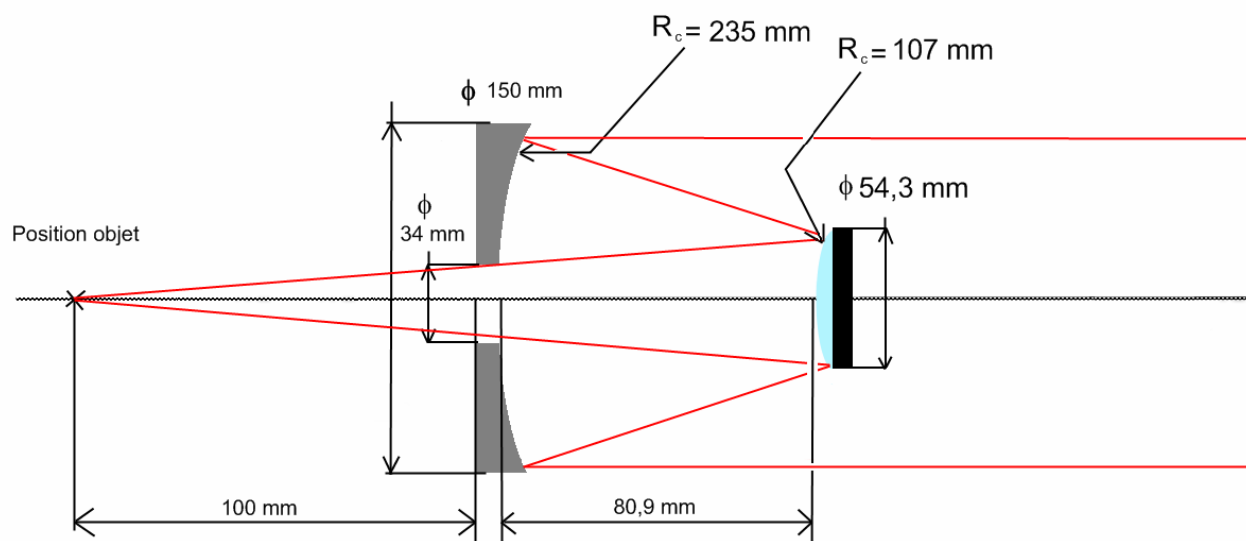


Figure 41 : Dimensions caractéristiques des Maksutov optimisés

Leurs propriétés de construction optique sont les suivantes :

- tirage objet de 100 mm,
- tirage image de 3,5 m,
- diamètre miroir primaire : 150 mm, avec une ouverture de 34,6 mm, rayon de courbure de 235 mm, coefficient de conicité 0,91,
- diamètre de miroir secondaire : 54,3 mm, rayon de courbure de 107 mm, coefficient de conicité -2,92,
- séparation entre les miroirs : 80,9 mm,
- ouverture numérique de travail de 3,5

Le *spot diagram* traduisant l'étalement de l'image d'un point induit par l'objectif, on peut considérer que l'on n'aura pas une résolution spatiale meilleure que  $40 \mu\text{m}$  dans le plan objet sur un

champ de 8 mm de diamètre avec cette version de système optimisé, ou meilleure que 80  $\mu\text{m}$  sur un champ de 12 mm.

Les objectifs optimisés ne contiennent pas d'élément de verre, comme le ménisque correcteur, contrairement aux objectifs commerciaux utilisés pour bâtir le prototype de relais catadioptrique. La formule de Maksutov [6], emploie des miroirs sphériques et un ménisque correcteur. Du fait de la vulnérabilité, il est préférable de supprimer le plus possible les éléments en verre, pour réduire les contributions de rayonnement Cerenkov. Les miroirs des objectifs optimisés sont donc de profil hyperboliques, ce qui explique leur coefficient de conicité. S'il y a réalisation de prototypes, cela se fera nécessairement sur mesure. C'est la contrepartie pour avoir un système de vulnérabilité réduite.

Les paramètres des autres composants de la formule du relais catadioptrique (lentille de champ, correcteur en fluorine) sont donnés dans le Tableau 21. Le système est défini en dioptries, qui sont des surfaces faisant l'interface entre deux milieux d'indices optiques différents. Pour nous repérer dans ce tableau, les objectifs Maksutov, dont nous avons détaillé les paramètres, sont représentés par les dioptries {4, 5, 6} et {11, 12,13}. Etant identiques et placés symétriquement par rapport à la lentille de champ, les tirages objet et image des objectifs sont inversés. Pour l'objectif en regard du scintillateur, 100 mm est la distance le séparant du scintillateur et 3,5 m est la distance le séparant de la lentille de champ. Inversement pour l'objectif placé en regard de la caméra CCD : séparation de 100 mm de la caméra CCD et séparation de 3,5 m de la lentille de champ.

La lentille de champ, dioptrie 8, est en silice pure, un matériau pouvant être utilisé en milieu nucléaire. Néanmoins, étant déglagée de l'axe direct de propagation des neutrons et des  $\gamma$  ayant pu traverser le SID, sa production de rayonnement Cerenkov sera probablement faible. La lentille a un diamètre de 90 mm et une épaisseur au centre de 10 mm. La lentille et le hublot de la fin du SID, épais de 15 mm, induisent un certain chromatisme, qui est compensé par l'usage du correcteur en fluorine devant la caméra CCD. Le couple lentille de champ-correcteur en fluorine a pour effet d'augmenter l'ouverture de travail en conférant à l'ensemble un nombre d'ouverture de 2,5, contre 3,5 qui était induit par le premier objectif Maksutov.

Numéro du dioptré	Commentaire	Rayon de courbure (mm)	Epaisseur (mm)	Nature du verre	Rayon du dioptré (mm) <sup>14</sup>
0	Objet		0		6
1			5		6
2	Hublot		15	Silice pure	6,64
3			80		
4	Ouverture miroir objectif 1		80,89		18,18
5	Petit miroir objectif 1	106,6	-80,89	Miroir	29,02 (-2,92)
6	Grand miroir objectif 1	235,2	80,89	Miroir	80,32 (-0,91)
7	Distance jusqu'à la lentille de champ		3317,28		77,95
8	Lentille de champ	708,0	10	Silice pure	45,00
9	Distance jusqu'à l'objectif image		3375,17		39,21
10			80,89		72,98
11	Grand miroir objectif 2	-235,2	-80,89	Miroir	74,84 (-0,91)
12	Petit miroir objectif 2	-106,6	80,89	Miroir	26,43 (-2,92)
13	Ouverture miroir objectif 2		30		17,00
14	Correcteur	45,03	5,00	Fluorine	13,18
15	Distance correcteur-image	159,77	39,76		12,56
16	Image		0,00	4,11	0,00

**Tableau 21 : Paramètres du relais optimisé**

Sur la Figure 42, nous avons un schéma d'ensemble du système optique optimisé, adapté aux dimensions d'une utilisation en protection rapprochée. Ce schéma fait apparaître les dimensions caractéristiques des composants du relais. Toutes les dimensions ne sont pas à la même échelle, afin de faciliter la représentation et la lecture.

<sup>14</sup> Entre parenthèses coefficient de conicité.

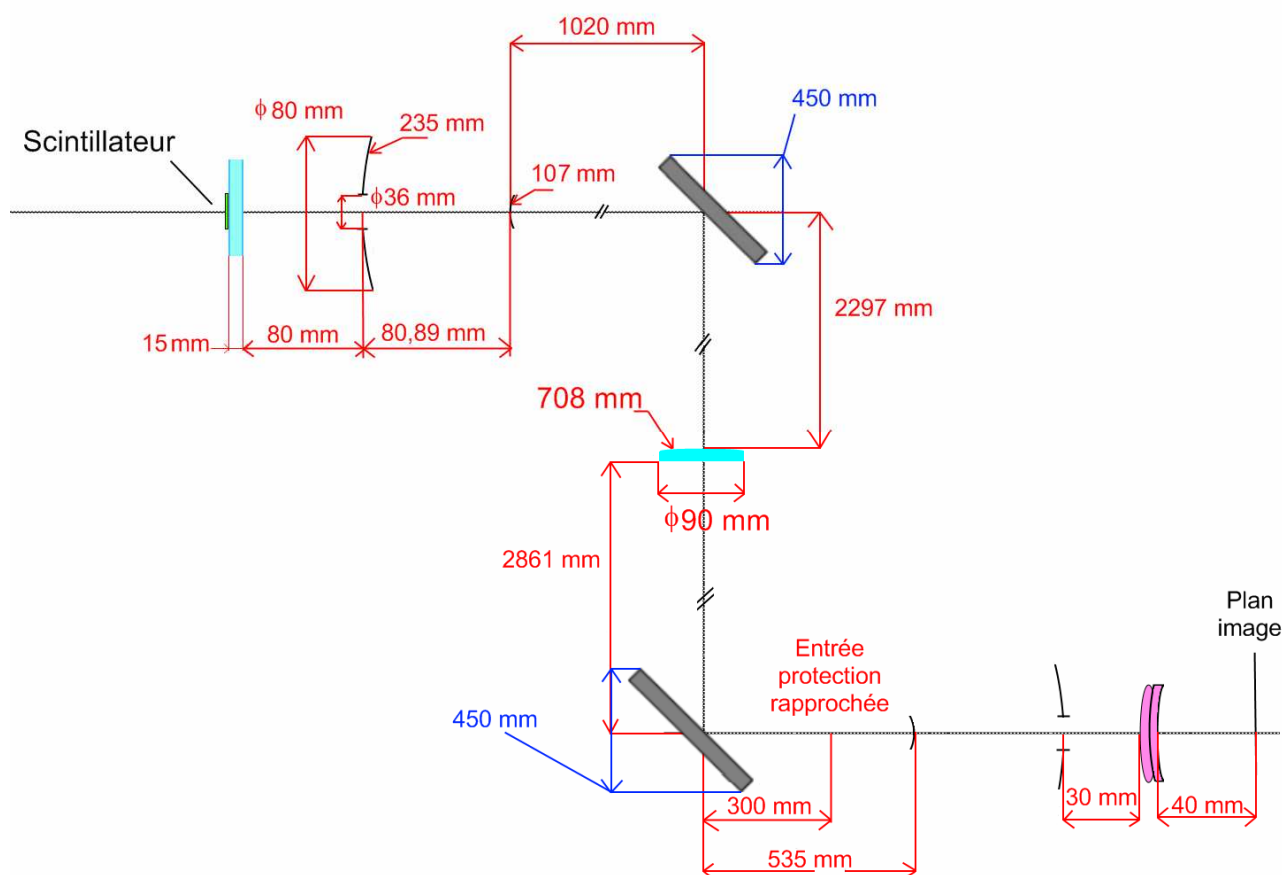


Figure 42 : Dimensions caractéristiques du relais catadioptrique

L'ensemble permet une résolution spatiale de  $96 \mu\text{m}$  sur un champ objet de  $12 \text{ mm}$ . La résolution spatiale descend à  $75 \mu\text{m}$  sur un champ de  $8 \text{ mm}$ . C'est un net progrès par rapport à la solution de relais optique essayée en laboratoire, pour laquelle on obtenait une résolution spatiale entre  $100$  et  $120 \mu\text{m}$  pour un déport de  $4 \text{ m}$ , sur un champ d'environ  $5 \text{ mm}$ .

En conclusion de cette étude d'optimisation, on peut disposer d'un relais optique permettant un déport de  $7$  mètres, entre le scintillateur et la partie sensible de la caméra CCD. Le système est simple en nombre d'éléments, puisqu'il ne comprend que deux objectifs Maksutov, une lentille de champ, ainsi que des miroirs de renvoi, dégageant la lentille de la propagation directe des neutrons et des  $\gamma$ . Le système proposé a une ouverture numérique effective de  $2,5$ , ce qui est favorable à la photométrie. Il permet d'obtenir une résolution spatiale dans le plan du scintillateur pouvant être aussi fine que  $75 \mu\text{m}$ , sur un champ de  $8 \text{ mm}$ . Le champ maximal pouvant être transporté est de  $12 \text{ mm}$  avec une résolution spatiale de  $96 \mu\text{m}$ . Cette étude n'est toutefois que calculatoire et ne tient pas compte des problèmes d'alignement, de tolérancement entre autres. Elle devra être validée expérimentalement.

## 2. Scintillateurs

Le but de ce paragraphe est de dégager un choix de scintillateur(s), qui par leurs propriétés, répondront aux spécifications du chapitre 1. On rappelle que les scintillateurs doivent être choisis pour pouvoir réaliser une imagerie X résolue, tout en permettant de tenir à l'environnement radiatif LMJ. Nous expliquerons d'abord pourquoi nous choisissons les scintillateurs plutôt que d'autres

détecteurs visibles. Puis nous expliquerons les interactions des scintillateurs avec le rayonnement X ainsi que leurs influence sur l'atteinte de nos objectifs. Nous résumerons ensuite les principales propriétés des familles de scintillateurs, puis, les analysant au regard des critères attendus, nous conclurons sur un choix de scintillateurs pour notre étude. Nous verrons également les choix de scintillateur pour un modèle de diagnostic existant.

## 2.1. Justification

Nombre de détecteurs X/visible convertissent le rayonnement X en rayonnement visible dans le but d'applications d'imagerie X résolue. Les dispositifs décrits ci-dessous sont notamment employés en microtomographie et en radiographie à contraste de phase. Nous recensons succinctement dans ce paragraphe ces détecteurs (excepté les scintillateurs, pour lesquels le reste de ce paragraphe est consacré) et résumons leurs qualités. Nous expliquons également quel aspect empêche leur utilisation dans le cas de notre application.

- les films X : ils présentent une sensibilité très élevée dans le domaine X et permettent d'atteindre une résolutions spatiale jusqu'à 1  $\mu\text{m}$ . Le film le plus couramment utilisé est le fluorure de baryum BaFBr:Eu<sup>2+</sup> de Fuji [13]. Néanmoins, l'analyse de l'image n'est possible qu'après l'acquisition, ce qui n'est pas possible dans notre cas : le film serait impressionné par les neutrons et les  $\gamma$  de fusion.
- les résines photosensibles : elles peuvent atteindre des résolutions allant jusqu'à 40 nm, mais seulement dans le domaine des rayons X d'énergie inférieure à 600 eV [14]. Nous n'avons aucune idée de leur cinétique de décroissance.
- les caméras CCD : elles permettent d'imager le rayonnement X par interaction directe du rayonnement avec la partie sensible en silicium [15]. La limitation en résolution spatiale de ce procédé est de 6  $\mu\text{m}$  [2]. Dans notre cas, c'est impossible, ne pouvant placer de caméra CCD en visée directe de la cible (voir chapitre 1).
- les détecteurs basés sur photocathode avec une épaisseur de 0,3  $\mu\text{m}$  montrent une faible absorption X entre 10 et 60 keV, mais permettent d'atteindre une résolution spatiale inférieure à 1  $\mu\text{m}$  [16].
- dans le même ordre d'idées, les détecteurs basés sur des photoconducteurs sont intéressants car ils permettent de conjuguer des grandes épaisseurs et une fine résolution spatiale, jusqu'à 1  $\mu\text{m}$  [17]. Néanmoins, comme les détecteurs à photocathode, on ne peut déporter sur plusieurs mètres la partie détection de la partie analyse d'image, car il faudrait pour cela réaliser un tunnel à électrons en garantissant une non-divergence du faisceau.

Dispositif	Domaine d'énergie X de travail	Résolution spatiale au niveau du détecteur
Film X	<100 keV	1 $\mu\text{m}$
Photorésistant	$\leq 0,6$ keV	0,04 $\mu\text{m}$
Caméra CCD	$\leq 5$ keV	$\geq 6$ $\mu\text{m}$
Scintillateur	$\leq 511$ keV	$\geq 0,3$ $\mu\text{m}$
Systemes à photocathode	10 à 60 keV	1 $\mu\text{m}$
Systeme à photoconducteur		

Tableau 22 : Domaines d'utilisation et résolution spatiale intrinsèque des détecteurs X

Les détecteurs cités ont une résolution spatiale intrinsèque qui permet d'atteindre le micron, mais leur conception ne permet pas leur emploi dans le cadre du LMJ, notamment à cause des contraintes de vulnérabilité.

Les systèmes les plus résolus de scintillateurs couplés à des détecteurs électroniques ont une résolution spatiale limitée par la diffraction de la lumière visible, égale à  $0,3 \mu\text{m}$  [3]. Pour ces systèmes, l'élément le plus influent sur la résolution spatiale est le scintillateur. Mais le couplage optique entre le scintillateur et le détecteur électronique se fait avec une optique assez simple [2].

On peut atteindre des résolutions spatiales de l'ordre du micron avec des scintillateurs sous forme de dépôt de poudre. On peut trouver des poudres de tailles de grain de  $1 \mu\text{m}$ , que l'on peut déposer en couches d'épaisseur de 2 à  $3 \mu\text{m}$ , la résolution spatiale<sup>15</sup> d'un scintillateur sous cette forme devenant sensiblement égale à son épaisseur [18]. Toutefois, la densité d'un scintillateur en poudre étant moitié moindre par rapport à sa densité en massif, cela conduit en une absorption X réduite. Pour surmonter le compromis entre l'absorption X et la résolution spatiale, il est possible de structurer le scintillateur en fibres séparées par un matériau diélectrique, comme cela a été fait de nombreuses fois pour l'iodure de césium dopée thallium [19, 20]. La structuration sous forme de fibres permet de bénéficier d'un effet de guidage de la lumière visible, s'affranchissant ainsi de la diffusion latérale de la lumière dans l'épaisseur du scintillateur [20]. Cette technique demande encore à être étendue à d'autres types de scintillateurs. Dans notre cas, nous avons effectué nos mesures sur des scintillateurs transparents, non structurés, gardant à l'esprit que cette technique permettra d'améliorer la résolution spatiale de notre système imageur.

En résumé, un système électronique couplé à un scintillateur permet d'atteindre une résolution spatiale de l'ordre du micron. Mais ceci reste fonction du couplage entre le scintillateur et le relais optique, qui sera assez long dans notre cas. Les possibilités de résolution spatiale que permettent d'atteindre les scintillateurs que nous avons retenus seront présentées au chapitre 3. Cette partie décrira théoriquement et par des résultats de mesure quelques-uns des paramètres nécessaires à la tenue à l'environnement LMJ.

## 2.2. Théorie

### 2.2.1. Interaction du rayonnement avec les scintillateurs

La matière absorbe le rayonnement X suivant une loi de type Beer-Lambert, c'est-à-dire que l'absorption augmente exponentiellement avec l'épaisseur du matériau. L'intensité de rayonnement  $I_{\text{abs}}$  absorbée dans un matériau de coefficient d'absorption massique  $\mu$ , de densité  $\rho$  et d'épaisseur  $d$  s'écrit avec l'équation (20). Cette équation est valable pour une énergie  $E_X$  des photons X, le coefficient  $\mu$  est fonction de l'énergie. Pour un large spectre d'émission, il faut bien sûr intégrer sur tout le domaine spectral :

$$I_{\text{abs}} = I_0(1 - e^{-\mu\rho d}) \quad (20)$$

Où  $I_0$  est l'intensité incidente. L'équation (21) définit la transmission  $t$  du matériau, pour une énergie  $E_X$  donnée :

$$t = e^{-\mu\rho d} \quad (21)$$

Le coefficient d'absorption peut s'exprimer de manière linéique (en  $\text{m}^{-1}$  ou en  $\text{cm}^{-1}$ ) ou massique (en  $\text{cm}^2.\text{g}^{-1}$ ). Il existe la relation (22) entre le  $\mu$  massique et le  $\mu'$  linéique :

$$\mu = \frac{\mu'}{\rho} \quad (22)$$

---

<sup>15</sup> Au sens de la Fonction de Transfert de Modulation de la Fonction d'Étalement de Ligne

Le coefficient  $\mu$  global du matériau traduit la somme des probabilités d'absorption de l'énergie initiale par effet photoélectrique, Compton ou bien de création de paire, en équation (23) :

$$\mu = \mu_{PE} + \mu_{Comp} + \mu_{Paire} \quad (23)$$

Où  $\mu_{PE}$  est le coefficient d'absorption par effet photoélectrique,  $\mu_{Comp}$  par effet Compton et  $\mu_{Paire}$  par effet de création de paire. L'inverse du  $\mu$  linéique est la longueur d'absorption à  $e^{-1}$  du rayonnement par effet photoélectrique, Compton ou par création de paire. Chaque élément de la classification de Mendeleïev a son coefficient  $\mu$  propre. Dans le cas d'un matériau composé, l'absorption  $\mu$  est un barycentre de l'absorption des éléments, pondéré par les proportions massiques  $w_i$  des composants dans le matériau, équation (24) :

$$\mu_{global} = \sum_i w_i \mu_i \quad (24)$$

Pour caractériser l'absorption d'un scintillateur, on emploie couramment une grandeur empirique  $P_{stop}$  nommée pouvoir d'arrêt, définie par l'équation (25) :

$$P_{stop} \propto \rho Z^n \quad \text{avec } 4 < n < 5 \quad (25)$$

Pour un atome isolé,  $Z$  est le nombre atomique, c'est-à-dire le nombre de charges vues par le noyau. Dans le cas d'un matériau, on parle de  $Z$  effectif. Ce nombre dans l'équation (25) permet de définir en fonction de l'énergie incidente quelle interaction aura lieu dans le scintillateur. La Figure 43 résume les zones de prédominance des principales interactions.

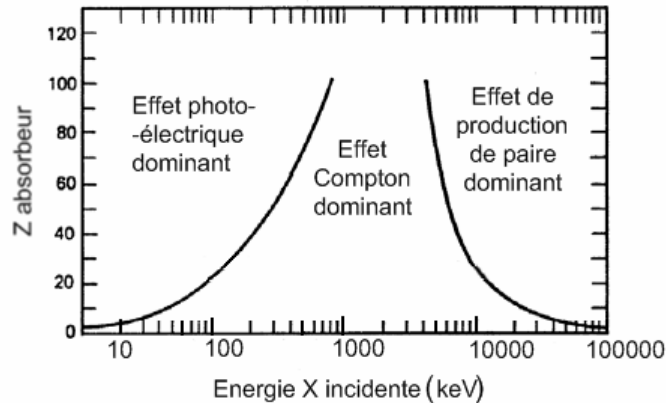


Figure 43 : Diagramme ( $h\nu ; Z$ ) des interactions entre rayonnement et matière

Pour avoir un effet photoélectrique prédominant dans le domaine 10-30 keV, nous devons choisir des scintillateurs ayant un numéro atomique effectif supérieur à 40. Cela permettra de limiter l'épaisseur de scintillateur, condition nécessaire pour avoir une résolution spatiale fine.

### 2.2.1.1. L'effet photoélectrique

Le photon X incident d'énergie  $h\nu$  dissipe toute son énergie dans la matière. Un photoélectron est éjecté d'une des couches de liaison de l'atome. Pour des photons X d'énergie suffisante, l'origine la plus probable du photoélectron est la couche la plus liée de l'atome, ou couche K, d'énergie de liaison  $E_K$ . Le photoélectron a une énergie égale à  $h\nu - E_K$ . La section



efficace d'effet photoélectrique varie comme la puissance 5 du numéro atomique  $Z$  et comme la puissance  $-3,5$  de l'énergie du photon  $X$  incident. Autrement dit l'effet photoélectrique est prédominant pour les énergies  $X$  inférieures à 500 keV pour les atomes de numéro atomique  $Z$  élevé. La section efficace  $\sigma_K$  d'interaction par effet photoélectrique et est donnée par l'équation (26) :

$$\sigma_K = \frac{8\pi r_0^2}{3} Z^5 \alpha^4 4\sqrt{2} \left(\frac{m_0 c^2}{h\nu}\right)^{3,5} \quad (26)$$

Où  $r_0$  est le rayon classique de l'électron ( $2,8 \cdot 10^{-15}$  m),  $\alpha$  est la constante de structure fine (égale à  $137^{-1}$ ),  $m_0 c^2$  est l'énergie au repos de l'électron (égale à 511 keV). L'équation (26) est la forme non relativiste ( $h\nu < m_0 c^2$ ) de la formule de Sauter [21], qui donne la section efficace d'effet photoélectrique avec des électrons de la couche K. Empiriquement, on exprime la probabilité d'interaction par effet photoélectrique  $\tau_{pe}$  par la relation (27) :

$$\tau_{pe} \propto \frac{Z^5}{(h\nu)^{3,5}} \quad (27)$$

Cette équation permet de choisir pertinemment des matériaux ayant une section efficace d'effet photoélectrique grande devant les sections efficaces Compton pour des énergies inférieures à 511 keV. C'est l'interaction qu'il faut privilégier afin de générer un maximum de photons visibles par le scintillateur.

### 2.2.1.2. L'effet Compton (ou diffusion Compton)

Nous développons ici sur cet effet, car à cause de l'environnement radiatif causé par la FCI, les composant de mon système imageur risquent d'absorber des  $\gamma$ . Il est donc important de connaître les conséquences de cet effet.

Un photon incident d'énergie  $h\nu$  est dévié d'un angle  $\theta$  de sa trajectoire initiale en cédant une partie de son énergie à un électron du milieu qui se trouve éjecté, voir Figure 44.

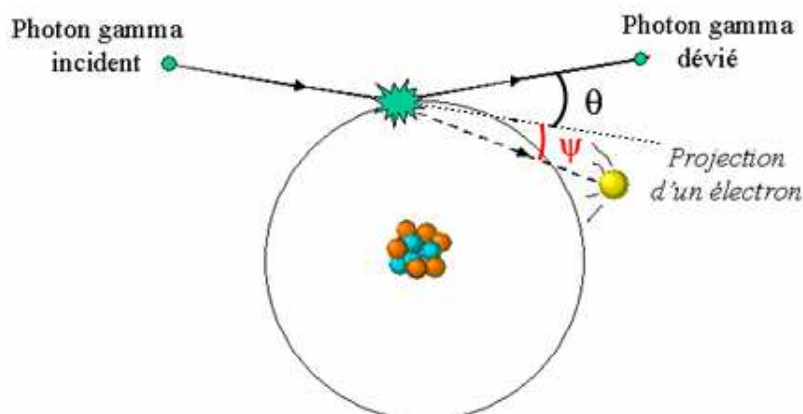


Figure 44 : Effet Compton

Le photon incident peut être diffusé dans toutes les directions. L'énergie  $h\nu'$  du photon diffusé après la collision est inférieure à l'énergie  $h\nu$  initiale et est fonction de l'angle  $\theta$  de déviation initiale. En posant  $\alpha = \frac{h\nu}{m_0c^2}$ , l'énergie du photon diffusé est donnée par l'équation (28) [22] :

$$h\nu' = h\nu \frac{1}{1 + \alpha(1 - \cos \theta)} \quad (28)$$

L'équation (28) est illustrée par la Figure 45. Les  $\gamma$  diffusés vers l'avant sont plus énergétiques que les  $\gamma$  diffusés latéralement, prenant pour exemple un photon incident de 300 keV et un photon incident de 3 MeV interagissant dans du verre.

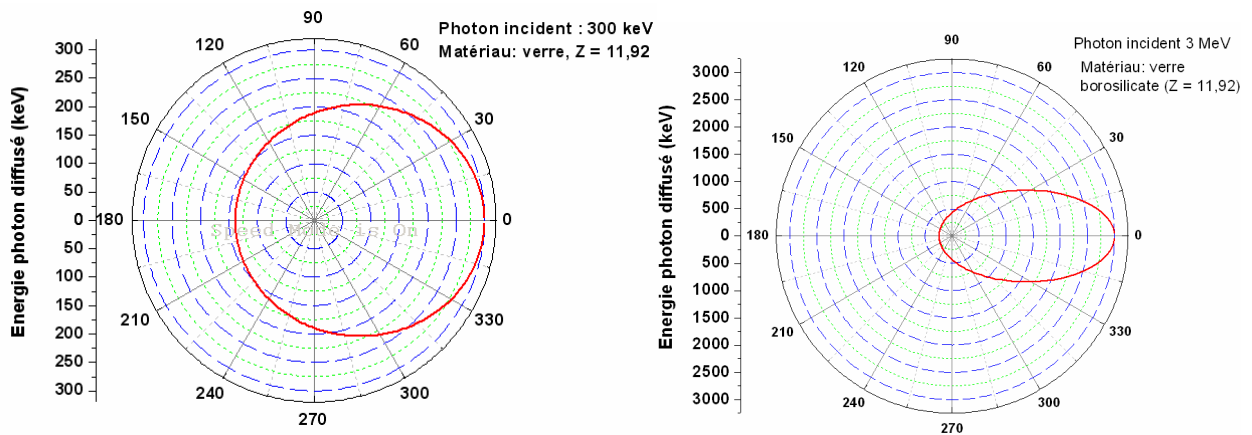


Figure 45 : Répartition angulaire de l'énergie des photons diffusés

L'angle de diffusion du photons X (ou  $\gamma$ ) obéit à la loi de Klein-Nishina [22] (équation (29)), qui exprime la section efficace associée à l'angle de diffusion  $\theta$  :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = Zr_0^2 \left( \frac{1}{1 + \alpha(1 - \cos \theta)} \right)^2 \left( \frac{1 + \cos^2 \theta}{2} \right) \left( 1 + \frac{\alpha^2(1 - \cos \theta)^2}{(1 + \cos^2 \theta)(1 + \alpha(1 - \cos \theta))} \right) \quad (29)$$

Cette loi de distribution angulaire est illustrée par la Figure 46, qui montre le fait que la probabilité d'être diffusé vers l'avant augmente avec l'énergie du photon incident.

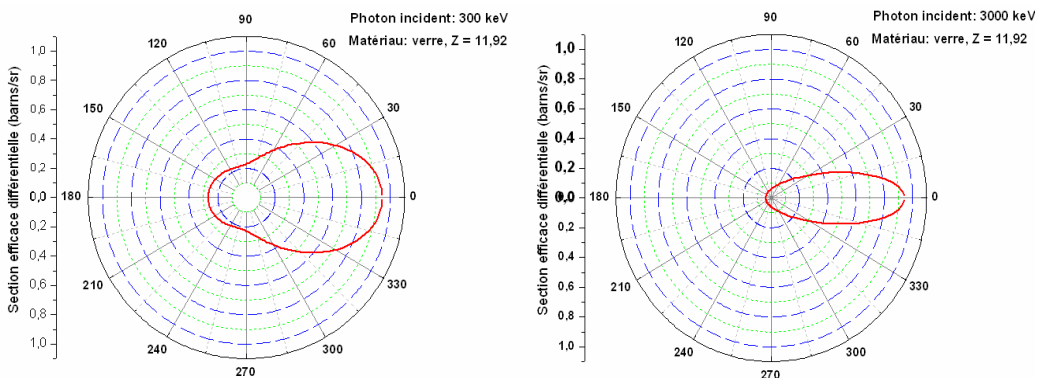


Figure 46 : Illustration de la loi de Klein-Nishina dans du verre

Pour résumer la diffusion Compton se manifeste par la propagation, à une énergie réduite, du photon X (ou  $\gamma$ ) incident dans une direction proche de sa direction de propagation. Ce phénomène

cause des pertes de résolution spatiale sur de l'imagerie X, par le fait que le photon X (ou  $\gamma$ ) diffusé peut être absorbé plus loin dans l'épaisseur de scintillateur est générer un flou sur l'image. Aux effets du photon incident diffusé, s'ajoutent les effets de l'électron éjecté. Cet électron est caractérisé par une direction d'éjection et une énergie. La section efficace différentielle angulaire de diffusion des électrons est régie par la loi de Klein-Nishina pour les électrons [23] :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{e^-}} = \frac{r_0^2}{2} \left( \frac{2(\alpha+1)}{(\alpha+1)^2 \tan^2 \Psi + 2\alpha + 1} \right)^2 \frac{1}{\cos^3 \Psi} \left( 1 + \frac{(\alpha+1)^2 \tan^2 \Psi - 1}{(\alpha+1)^2 \tan^2 \Psi + 1} + \frac{4\alpha^2}{((\alpha+1)^2 \tan^2 \Psi + 1)((\alpha+1)^2 \tan^2 \Psi + 2\alpha + 1)} \right) \quad (30)$$

Où  $r_0^2$  est le rayon classique de l'électron<sup>16</sup> et  $\psi$  l'angle de projection de l'électron par rapport au  $\gamma$  incident. L'équation (30) est illustrée par la Figure 47, pour des énergies de photon incident de 300 keV et 3 MeV :

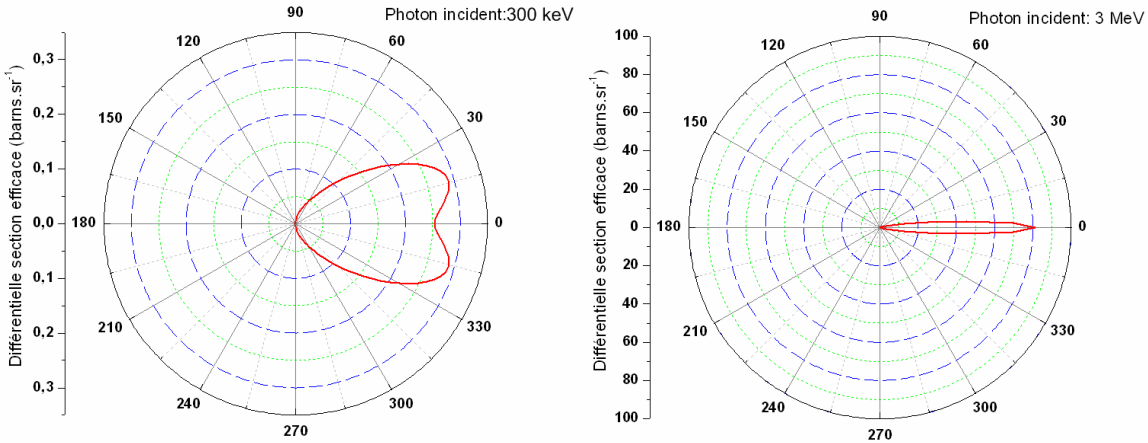


Figure 47 : Répartition angulaire de la section efficace différentielle de diffusion des électrons

Chaque électron est éjecté suivant un angle par rapport à la direction du photon incident et aura une énergie en correspondance avec son angle d'éjection. L'énergie peut être décrite de deux manières. Une première formulation est issue de calculs dans le référentiel de l'électron :

$$E_{e^-} = \frac{2ah\nu}{1 + 2a + (1 + a)^2 \tan^2 \psi} \quad (31)$$

Avec  $\psi$  l'angle d'éjection de l'électron. Une deuxième possibilité est de déduire l'énergie de l'électron par la différence entre l'énergie du photon incident et celle du photon diffusé (équation (32)), soit :

$$E_{e^-} = \frac{h\nu\alpha(1 - \cos \theta)}{1 + \alpha(1 - \cos \theta)} \quad (32)$$

L'électron, en fonction de l'énergie qui lui aura été communiquée par la collision du photon incident, se déplacera à une certaine vitesse. On définit un coefficient  $\beta$  sans dimension, fonction de l'énergie  $E_{e^-}$ , par l'équation (33) :

<sup>16</sup>  $r_0 = 2,817 \cdot 10^{-15} \text{m}$

$$\beta = \sqrt{1 - \left( \frac{m_0 c^2}{m_0 c^2 + E_{e^-}} \right)^2} \quad (33)$$

Lors de sa propagation dans le milieu, l'électron va polariser localement, par son champ électrique, les atomes environnants, Figure 48. Si l'électron se déplace à une vitesse inférieure à celle de la lumière, la polarisation des atomes reste de symétrie sphérique et le champ résultant est nul.

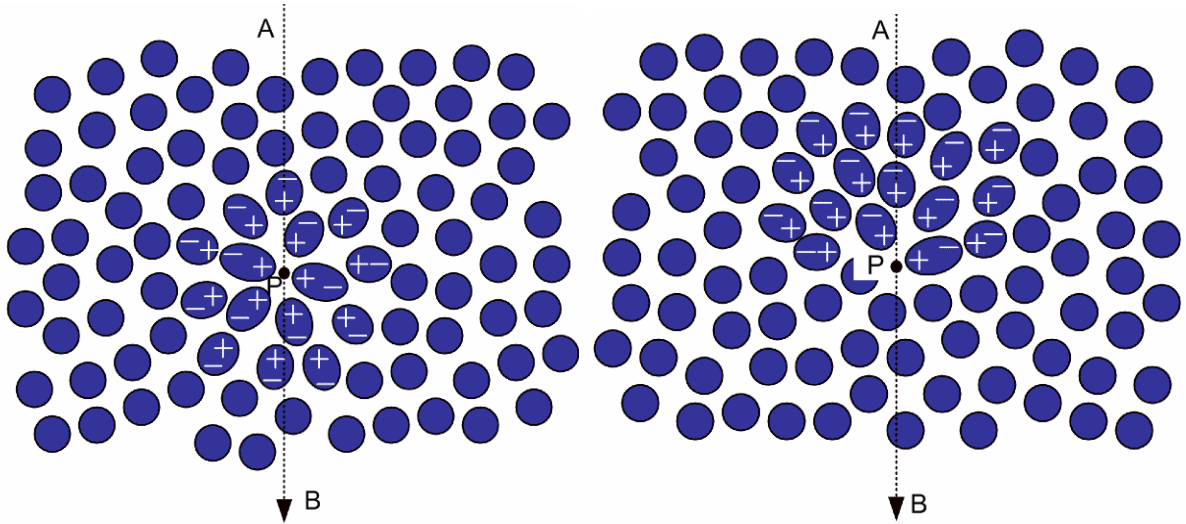
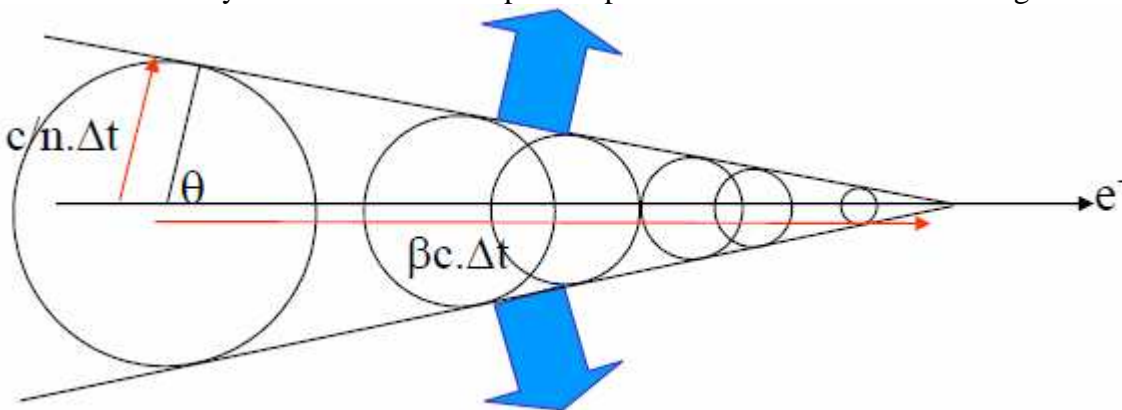


Figure 48 : Déplacement d'un électron dans du verre, lent (à gauche), relativiste (à droite)

Si la particule chargée se déplace plus rapidement que la propagation du rayonnement dipolaire, c'est-à-dire à la vitesse  $\beta c$ , supérieure à la vitesse  $\frac{c}{n}$  de la lumière dans le milieu, le champ émis va interférer constructivement et de la lumière va se propager dans le milieu. Cette lumière est directive et non isotrope : elle se fait selon un lobe d'émission fonction de l'indice de réfraction du matériau et de l'énergie de la particule. C'est ce que définit la relation de Cerenkov, équation (34) :

$$\cos \theta = \frac{c \Delta t}{n \beta c \Delta t} = \frac{1}{\beta n} \quad (34)$$

L'illustration du rayonnement Cerenkov produit par un électron est donnée en Figure 49.



**Figure 49 : Propagation de l'émission lumineuse Cerenkov** Pour les particules relativistes, lorsque  $\beta$  tend vers 1, c'est-à-dire lorsque l'énergie  $E_{e^-}$  de l'électron devient grande devant  $m_0c^2$ , le cône devient de plus en plus ouvert, comme l'exprime l'équation (35) :

$$\theta \xrightarrow{\beta \rightarrow 1} \arccos\left(\frac{1}{n}\right) \quad (35)$$

En appliquant l'équation (35) au verre, pour lequel  $n = 1,5$ , on a un cône d'émission de demi-angle au sommet de  $48^\circ$ . L'équation (34) permet de trouver l'énergie seuil d'un électron donnant lieu à l'émission lumineuse. En effet si  $\cos \theta = 1$ , alors  $\beta = \frac{1}{n}$ . Dans le cas du verre, on a  $\beta = 0,666$  et l'énergie limite est 175 keV. On peut donc dire que des électrons d'énergie supérieure à 175 keV se propageant dans du verre génèreront une émission de photons Cerenkov. Le nombre de photons visibles émis par cet électron suit la loi de Frank et Tamm [24] :

$$N = 2\pi\alpha l \left( \frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right) \left( 1 - \frac{1}{\beta^2 n^2} \right) \quad (36)$$

Avec  $\alpha$  la constante de structure fine ( $\alpha = 7,3 \cdot 10^{-3}$ ),  $l$  le libre parcours moyen de la particule chargée,  $n$  l'indice de réfraction et  $\lambda_1$  et  $\lambda_2$  les bornes du spectre visible considéré. Si l'on considère que l'intensité lumineuse  $I_\lambda$  à la longueur d'onde  $\lambda$  peut s'écrire  $I_\lambda = Nhc\lambda^{-1}$ , on peut écrire la distribution spectrale du rayonnement Cerenkov de quatre manières différentes, en considérant les pulsations lumineuses ( $\omega = \frac{2\pi c}{\lambda}$ ) Nous retiendrons les expressions employant les longueurs d'onde en équations (37) et (38) :

$$\frac{d^2W}{d\lambda d\lambda} \propto \frac{1}{\lambda^3} \quad (37)$$

$$\frac{d^2N}{d\lambda d\lambda} \propto \frac{1}{\lambda^2} \quad (38)$$

Les équations (37) et (38) expriment respectivement l'énergie lumineuse émise par unité de longueur par intervalle spectral et le nombre de photons émis par unité de longueur par intervalle spectral. L'énergie lumineuse se distribue sur le domaine spectral considéré suivant  $\lambda^{-3}$  tandis que le nombre de photons suit une tendance en  $\lambda^{-2}$ .

L'électron ne se propage pas indéfiniment dans le verre, au bout d'une distance nommée libre parcours moyen l'électron créant le rayonnement Cerenkov voit son énergie divisée par  $e$ . Le libre parcours moyen d'un électron dans un matériau est déterminé de façon empirique par la formule généralisée de Katz et Penfold [25]. Dans le cas du verre, la relation empirique se décline suivant le domaine énergétique, de 100 keV à 2,5 MeV pour l'équation (39) et supérieur à 2,5 MeV pour l'équation (40) et donne deux expressions différentes de  $l_{\text{verre}}$  :

$$l_{\text{verre}} = 0,412 \frac{A}{Z\rho_{\text{verre}}} E_{e^-}^{1,265-0,0954 \ln E_{e^-}} \quad 0,01 \text{ MeV} < E_{e^-} < 2,50 \text{ MeV} \quad (39)$$

$$l_{\text{verre}} = \frac{0,530 E_{e^-} - 0,106}{\rho_{\text{verre}}} \quad \text{pour } E > 2,5 \text{ MeV} \quad (40)$$

A est le nombre de masse effectif du verre, Z son numéro atomique et  $\rho_{\text{verre}}$  sa densité.

### 2.2.1.3. L'effet de production de paires (ou de matérialisation)

Ce phénomène se produit pour des énergies supérieures à 1,02 MeV soit deux fois 511 keV, l'énergie au repos de l'électron. Cet effet devient prépondérant pour des énergies de plusieurs MeV. Le rayonnement incident interagit avec le noyau et disparaît en donnant naissance à une paire électron-positron. Toute l'énergie excédant 1,02 MeV nécessaire pour créer la paire électron-positron se dissipe en énergie cinétique partagée entre le positron et l'électron. Cet effet sera assez inévitable pour tout élément se trouvant dans la chambre d'expérience du LMJ. C'est pourquoi certains choix architecturaux ont été effectués pour notre système imageur.

## 2.2.2. Scintillateurs organiques

### 2.2.2.1. Généralités et principales propriétés

La luminescence de ce type de scintillateurs est d'origine moléculaire, c'est-à-dire qu'elle dépend des propriétés des composants du scintillateur. Les propriétés de scintillation demeurent donc identiques suivant que le scintillateur soit sous phase solide, liquide ou gazeuse.

- Absorption X et épaisseur : l'absorption est réalisée par le composant de matrice du scintillateur, ou solvant primaire, dans lequel on dissout les autres composés permettant les mécanismes de fluorescence du diagnostic. Les matrices des scintillateurs organiques étant composées de carbone et d'hydrogène, le numéro atomique effectif est de l'ordre de 5. La densité est comprise entre 1 et 2 g.cm<sup>-3</sup>. La section efficace d'effet photoélectrique est prédominante jusqu'à 10 keV environ pour les scintillateurs plastiques types (basés vinyltoluène). L'effet Compton devient majoritaire à partir de 20 keV, Figure 50.

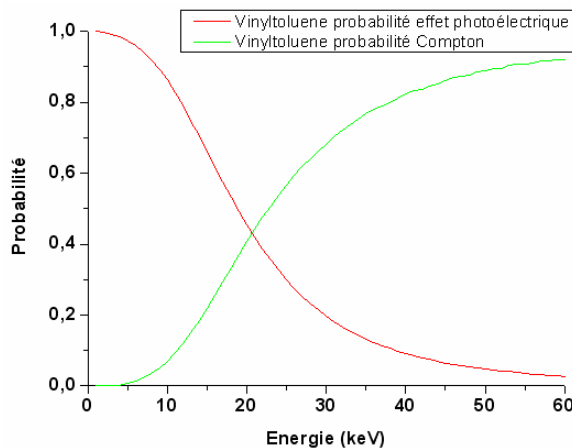


Figure 50 : Probabilité d'interaction d'absorption X de scintillateurs plastiques

- Efficacité de conversion X/visible : la nature du phénomène fait que le phénomène principal de luminescence est concurrencé par nombre d'autres phénomènes. Cela résulte en un rendement de conversion inférieur à 10%. Certains scintillateurs arrivent à présenter un rendement de conversion assez élevé, mais ont une composition particulière [26].
- Cinétique de décroissance : le processus de luminescence est un réarrangement des couches électroniques, dont les électrons sont mis en vibration après l'absorption d'un photon X. Le phénomène dans sa globalité dure de 10<sup>-10</sup> à 10<sup>-7</sup> s, la plupart du temps de l'ordre de 1 ns (voir Annexes).

- Spectre d'émission visible : les organiques peuvent atteindre des longueurs d'onde d'émission autour de 600 nm par l'ajout de *shifters*, mais cela se fait au détriment du rendement de conversion. En général, l'émission des organiques est une suite d'absorptions-émissions par des composants intermédiaires jusqu'au fluorophore de fin de chaîne. L'émission issue du composant de matrice se fait dans l'UV et est progressivement décalée vers le rouge.
- Indice de réfraction et transparence visible : l'indice de réfraction est généralement compris entre 1,5 et 2. On recherche un indice de réfraction proche de celui du verre pour optimiser le couplage entre le scintillateur et une optique. La transparence d'un scintillateur à son propre rayonnement est nécessaire pour réaliser une imagerie résolue. En effet, les photons X sont absorbés dans une épaisseur plus ou moins grande, suivant l'absorption X. Les photons visibles générés par effet photoélectrique parcourent une certaine épaisseur avant de se retrouver en-dehors du scintillateur. Si l'autoabsorption du scintillateur est trop importante, l'intensité de rayonnement détectée sera faible.

Scintillateur	Z effectif	Densité (g.cm <sup>-3</sup> )	Rendement de conversion X-visible	$\lambda$ émission max	Gain photonique (ph.MeV <sup>-1</sup> )	Temps de fluorescence (ns)	Indice de réfraction
Anthracene (C <sub>14</sub> H <sub>10</sub> )	5,81	1,25	0,038	450	15000	30	1,62
P-terphényl (C <sub>14</sub> H <sub>10</sub> )	5,81	1,65	0,011	390	3500	3	1,65
Trans-stilbène (C <sub>14</sub> H <sub>12</sub> )	5,76	1,22	0,017	385	5400	3,5	1,64
NE102 ou BC400 (base polyvinyltoluène)	5,72	1,03	0,025	420	8800	2,4	1,58

Tableau 23 : Synthèse de scintillateurs organiques [27-29]

Tous les paramètres cités plus haut sont influencés par la complexité du scintillateur. Ainsi une composition de trois, quatre composants voit son rendement de scintillation diminué, sa cinétique d'émission lumineuse ralentie et son spectre d'émission décalé vers de plus grandes longueurs d'onde.

En résumé, les scintillateurs appartenant à la famille des organiques sont plutôt rapides mais peu absorbants au rayonnement X. Ce qui résulte en une faible intensité d'émission visible lorsque ces scintillateurs interagissent avec du rayonnement. En général, ils sont plutôt utilisés pour des applications de comptage et peu souvent pour des applications d'imagerie. Néanmoins, la rapidité de réponse qui les caractérise est très intéressante dans notre cas.

#### 2.2.2.2. Un cas particulier : scintillateurs chargés avec un élément de Z élevé

Parmi les scintillateurs organiques, il existe une famille peu usitée : les organiques chargés. Ce sont des scintillateurs qui ont dans leur matrice des atomes d'éléments métalliques. Leur présence a pour but d'augmenter la section efficace d'effet photoélectrique pour des énergies plus hautes que 10 keV. Si l'absorption X est augmentée, rien n'est changé sur la cinétique de décroissance : le temps caractéristique typique ne dépasse pas 10 ns. Une incorporation trop importante d'atomes métalliques dans la matrice du scintillateur n'augmente pas nécessairement le rendement de scintillation. Cela tient à l'équilibrage des divers composants du scintillateur. Pour obtenir le bon compromis entre absorption augmentée et rendement de luminescence, il faut tenir compte des indications suivantes [30] :



- le rendement de scintillation est fonction de la concentration de soluté scintillant et de la dilution du solvant. Il est également important que le soluté soit soluble dans le solvant choisi. Augmenter la proportion de métal diminue la concentration de soluté scintillant.
- l'ajustement de la concentration de métal se fait pour un domaine d'énergie X déterminé. La section efficace d'effet photoélectrique pour un composé étant fonction inverse de l'énergie X, il y aura besoin de plus de concentration de métal pour augmenter la probabilité d'effet photoélectrique et inversement pour les basses énergies. Si l'on veut travailler dans des énergies supérieures à 100 keV, il faut privilégier un alourdissement avec des atomes de Z élevé, de manière à limiter la quantité de composé alourdisseur et donc concentrer le soluté scintillant.
- on peut augmenter le nombre d'interactions photoélectriques dans un scintillateur en augmentant l'épaisseur. Si l'application visée ne tient pas compte de l'épaisseur de scintillateur (comptage de photons), l'incorporation de métal ne présente aucun intérêt.

La méthode permettant d'équilibrer le Z effectif du matériau et son rendement de scintillation [31] nécessite d'employer des composés (solvants, solutés et solutions d'atomes lourds) ayant des appendices alkyles. Les alkyles permettent d'éviter l'extinction mutuelle de la fluorescence entre molécules trop proches. Dans la littérature, on relate des mesures sur des compositions alourdies avec de l'étain [30, 32] pour des énergies inférieures à 200 keV. Ces compositions [30] étaient basées sur une matrice pseudocumène (PC), un élément alourdisseur et un fluorophore. Le choix de l'alourdisseur doit tenir compte de la taille des molécules. Les groupes méthyles du tétraméthylétain (TMSn) sont plus petits que les groupes butyles du tétrabutylétain (TBSn), ce qui implique que la concentration en étain du TMSn est 2,6 fois supérieure à celle du TBSn. Il faudra donc moins de TMSn que de TBSn pour atteindre un pourcentage donné en étain, ce qui diluera d'autant moins le fluorophore. Ce dernier élément doit d'abord être choisi en fonction de sa solubilité. L'étude [30] a mis en concurrence le SG-180 et le 4-BHTP, deux dérivés du *p*-terphényl. Le fluorophore 4-BHTP est plus rapide que SG-180 mais confère un rendement de scintillation inférieur. Par contre SG-180 est plus soluble que 4-BHTP et donc tolère mieux la dilution par des compositions alourdissantes, comme le TMSn.

La nature et la proportion des composants du scintillateur (matrice, alourdisseur(s) et fluorophore(s)) conditionnent l'absorption X et le rendement quantique de transfert d'énergie intrinsèque au scintillateur. Ces derniers facteurs renseignent sur le rendement de scintillation pour un domaine spectral X donné. L'exemple de la Figure 51 compare les rendements de scintillation du NE111<sup>17</sup> et de scintillateurs plastiques contenant diverses proportions de TMSn [30]. L'intensité relative est le produit du rendement quantique et de l'absorption X pour chaque scintillateur.

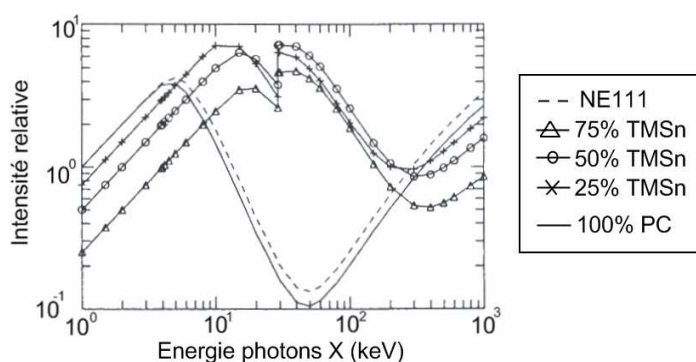


Figure 51 : Rendement de scintillation théoriques du NE111 et de plastiques chargés en étain [30]

<sup>17</sup> Scintillateur plastique à simple soluté fabriqué par *Nuclear Enterprises* présentant un temps de déclin de 1,6 ns et émettant à 367 nm.



En particulier, l'étain a des propriétés d'absorption X (seuil K à 29,2 keV) qui rendent l'usage de scintillateurs au TMSn plus intéressant que le NE111 et la pseudocumène pure pour le domaine spectral de 10 à 100 keV. Par contre, ces derniers ont un meilleur rendement de scintillation que les plastiques chargés en étain pour les énergies inférieures à 8 keV. Il est important de doser un scintillateur pour un domaine spectral X, de manière à optimiser son rendement de luminescence.

L'intensité de fluorescence et le temps de déclin de l'intensité lumineuse en réponse à des pulses d'électrons de 6 MeV ont été étudiés [32]. Quand la concentration en TMSn est augmentée, la hauteur de pic et l'intégrale du signal de scintillation diminuent. Cette baisse est liée à la dilution du solvant, la pseudocumène. Le temps de déclin de fluorescence ne baisse pas avec l'augmentation de la concentration de TMSn. Il n'y a donc pas de *quenching* par les atomes lourds. Les solutions contenant du SG-180 sont plus intenses que celles contenant du 4-BHTP.

La réponse à des impulsions de rayons  $\gamma$  révèle que les solutions les moins concentrées en étain ont un plus grand rendement de scintillation, mais un plus faible taux de comptage. Inversement, l'augmentation de la concentration en étain augmente le taux de comptage mais diminue le rendement de scintillation [32]. Un matériau plus « lourd » absorbe plus de rayons  $\gamma$ , mais les électrons générés par effet photoélectrique sont moins énergétiques et donc produisent moins de lumière visible.

Parmi les compositions industrialisées, le NE140, (*Nuclear Enterprises*) est un scintillateur chargé à 5% en masse en étain et est employé pour le comptage de photons et la tomographie X ou  $\gamma$  [32]. Il a une absorption comparable au NaI:Tl en-dessous de 60 keV. On trouve actuellement dans le commerce, notamment chez *Saint-Gobain Crystals* [28] les compositions chargées suivantes :

- BC-452, cristal chargé à 5% en Pb ; il existe également une solution liquide chargée en plomb : BC-551
- BC-521 : solution liquide chargée en gadolinium
- BC-553 : solution liquide chargée en étain

En résumé, les quelques compositions de scintillateurs plastiques alourdis commercialisées sont surtout utilisées sous forme liquide dans les applications de comptage pour des énergies X allant jusqu'à 200 keV. L'incorporation d'éléments métalliques lourds sert surtout à augmenter l'efficacité de détection, mais cet aspect n'a jamais été exploité en vue pour des applications d'imagerie. Toutefois, leurs propriétés d'absorption et de rapidité de réponse peuvent en faire des candidats intéressants pour des applications d'imagerie X limitée en temps, sous réserve d'améliorations.

Pour introduire les scintillateurs organiques chargés que nous avons étudiés, nous avons sur la Figure 52 une comparaison des probabilités d'absorption X par effet Compton ou photoélectrique pour le polyvinyltoluène (PVT, constituant de base de nombreux scintillateurs organiques), du YAG:Ce<sup>3+</sup>, notre inorganique de référence et un scintillateur plastique chargé au plomb de notre étude, MHA30.

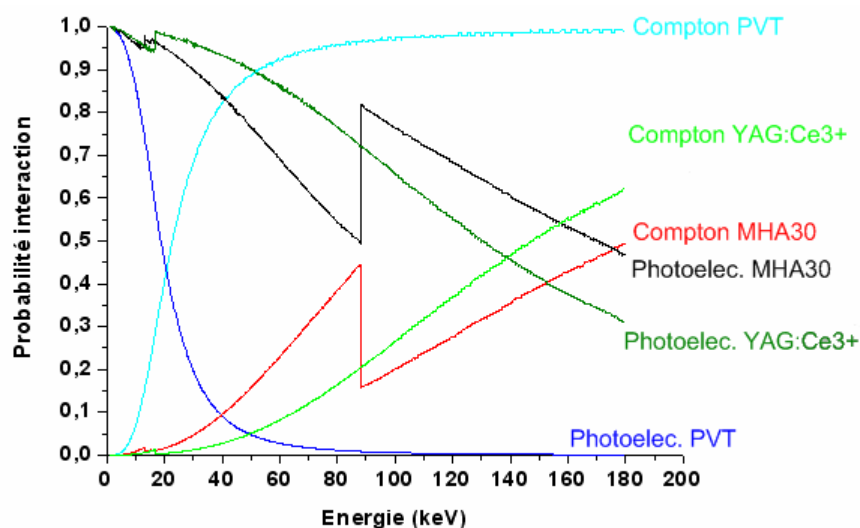


Figure 52 : Probabilités d'absorption X pour PVT, YAG:Ce<sup>3+</sup> et MHA30

La présence de plomb dans le scintillateur MHA 30 amène une équiprobabilité d'effet photoélectrique et d'effet Compton aux environs de 80 keV. Cette équiprobabilité, pour un organique classique se situe à 20 keV. Sur le domaine 0-40 keV, le MHA30 a un comportement d'absorption X comparable à celui du YAG:Ce<sup>3+</sup>. Les mesures faites avec les scintillateurs de type MHA sont présentées plus loin dans ce chapitre.

### 2.2.3. Scintillateurs inorganiques, généralités et principales propriétés

La luminescence de ce type de scintillateur est d'origine cristalline. C'est-à-dire que les propriétés de luminescence sont influencées par la méthode de fabrication (croissance de Czochralski, Bridgman...) et de la phase cristalline sous laquelle se trouve le cristal fini. Les mécanismes menant à la luminescence sont donc différents de ceux se produisant dans les scintillateurs organiques.

Nous nous intéressons aux paramètres concernant l'application d'imagerie X, à savoir le rendement de scintillation (ou rendement de conversion de l'énergie X en énergie visible), la cinétique de décroissance, le spectre d'émission visible, l'absorption X et la qualité optique.

Les paramètres devant satisfaire aux contraintes d'environnement sont le rendement de scintillation, la cinétique de décroissance et le spectre d'émission. Nous détaillons chaque paramètre :

- **Absorption au rayonnement X et épaisseur.** Le paramètre majeur du scintillateur influant sur la résolution spatiale est l'épaisseur. Plus le scintillateur sera fin, meilleure sera la résolution spatiale. Pour des épaisseurs de l'ordre du micron, la résolution spatiale intrinsèque est sensiblement égale à l'épaisseur [3]. Toutefois, un scintillateur épais maximise le nombre d'interactions photoélectriques dans la masse et donc l'intensité de rayonnement émis, ce qui peut contribuer à un meilleur contraste d'image. Une grande épaisseur dégrade la résolution spatiale puisque les interactions générant des photons visibles ne seront pas localisées dans un plan, mais distribuées dans une certaine épaisseur. Cette épaisseur s'ajoute à la profondeur de champ d'un système optique de reprise d'image. Des scintillateurs très absorbants nécessiteront une faible épaisseur d'absorption, ce qui contribue à améliorer la résolution spatiale. Suivant sa nature, le scintillateur a une probabilité d'absorption du rayonnement X par effet photoélectrique ou Compton fonction de l'énergie des photons X incidents, comme le montre la Figure 53. L'interaction à privilégier pour réaliser une imagerie X résolue est l'absorption par effet photoélectrique.

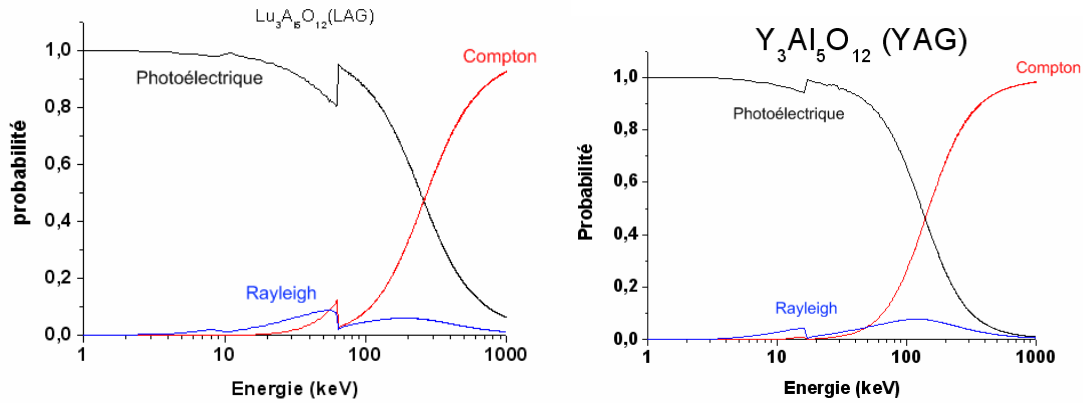


Figure 53 : Probabilité du type d'interaction pour le LAG:Eu et pour le YAG:Ce

➤ Efficacité de conversion de l'énergie X en lumière visible

C'est le quotient de l'énergie visible émise à l'énergie X absorbée par le scintillateur. Le rendement de conversion  $\eta$  d'un scintillateur s'exprime par l'équation (41) :

$$\eta = E_{vis} \frac{N_{ph}}{E_{inc}} \quad (41)$$

Où  $E_{vis}$  est l'énergie moyenne des photons visibles émis,  $N_{ph}$  le nombre de photons émis pour l'absorption de la quantité d'énergie incidente  $E_{inc}$ . Le terme  $\frac{N_{ph}}{E_{inc}}$  est la grandeur appelée rendement de scintillation, exprimée en photons.keV<sup>-1</sup> ou en photons.MeV<sup>-1</sup>. Ce chiffre est préférablement employé par rapport à l'efficacité de conversion, souvent inférieure à 0,1. Le nombre  $N_{ph}$  de photons visibles émis par le scintillateur en ayant absorbé la quantité  $E_{inc}$  d'énergie s'écrit suivant l'équation (42) :

$$N_{ph} = \frac{E_{inc}}{\beta E_g} SQ \quad (42)$$

$N_{ph}$  est le nombre de photons visibles produits par la scintillation,  $E_{inc}$  l'énergie incidente,  $E_g$  la largeur de la bande interdite du matériau,  $\beta$  un paramètre phénoménologique sans dimension tel que  $2 < \beta < 3$ ,  $S$  l'efficacité quantique de la phase de transport, sans dimension tel que  $0 < S < 1$  et  $Q$  l'efficacité quantique de luminescence, sans dimension telle que  $0 < Q < 1$ . Il existe une limitation théorique  $G_{lim}$  au rendement de scintillation qu'on ne peut dépasser, elle dépend de la largeur  $E_g$  (en eV) de la bande interdite de la matrice [33], équation (43) :

$$G_{lim} = \frac{10^6}{2,5.E_g} \quad (43)$$

➤ Cinétique de décroissance lumineuse et rémanence

Ce paramètre dépend de la nature du phénomène de désexcitation lumineuse du scintillateur et de sa classe (intrinsèque, activé, semiconducteur...). Le temps de déclin lumineux est conditionné par les phénomènes de désexcitation suivants :

- Transitions cœur-valence : les scintillateurs utilisant ce type de transitions sont ultra-rapides, les temps de déclin sont compris entre 0,6 et 3 ns. Le scintillateur type utilisant ces transitions est le BaF<sub>2</sub>.
- Emission d'ions de terre rare : la vitesse de scintillation est déterminée par le temps de vie radiatif de l'ion Ce<sup>3+</sup> dans sa matrice<sup>18</sup>. On peut le résumer par l'équation (44) :

$$\tau_{rad} = \beta \lambda^2 \quad (44)$$

$\beta$  est une constante sans véritable sens physique fonction de l'indice de réfraction du scintillateur et de la force d'oscillateur (voir annexes). Le temps de vie radiatif le plus court se trouve parmi les chlorures et les bromures, en particulier le PrBr<sub>3</sub>:Ce<sup>3+</sup> pour lequel le temps de vie radiatif est de 11 ns.

- L'ion typique est le cérium trivalent Ce<sup>3+</sup> dont on utilise la transition 5d→4f. On emploie également les transitions d→f des ions Pr<sup>3+</sup> et Nd<sup>3+</sup>. Les scintillateurs typiques de cette classe de matériaux sont le grenat d'alumine d'yttrium dopé cérium trivalent Y<sub>3</sub>Al<sub>5</sub>O<sub>12</sub>:Ce<sup>3+</sup> et la pérovskite d'alumine de lutétium dopée cérium trivalent LuAlO<sub>3</sub>:Ce<sup>3+</sup>. Toutefois le temps de déclin de tels scintillateurs est entre 10 et 60 ns à cause du faible recouvrement entre les orbitales 5d et 4f.
  - Luminescence excitonique : cette luminescence provient d'excitons autopiégés. Les scintillateurs de cette classe, typiquement l'iodure de césium CsI, ont des temps de décroissance lumineuse dont les temps s'étendent de 2 à 20 ns. Le temps de décroissance dépend grandement de la pureté du composé, puisque la luminescence émane de défauts. La présence de défauts structurels dans ces scintillateurs doit être maîtrisée, sous peine d'augmenter le temps de réponse et/ou d'avoir de la rémanence.
  - Luminescence d'origine inconnue : ces matériaux sont surtout des semi-conducteurs comme l'oxyde de zinc dopé gallium ZnO:Ga et le sulfure de cadmium dopé indium CdS:In, dont les temps de décroissance lumineuse sont toujours inférieurs à 1 ns. La luminescence commence à être expliquée aujourd'hui, mais le phénomène utilisé (luminescence excitonique ou bien semblable à une transition cœur-valence) dépend de facteurs comme la température, ou bien le dopage.
- Spectre d'émission visible : Les scintillateurs inorganiques émettent en général dans les longueurs d'onde bleues que les scintillateurs inorganiques, dont les méthodes de croissance cristalline (Czochralski...) sont plus difficiles à mettre en œuvre et dont les difficultés de fabrication peuvent causer une modification des propriétés sur les scintillateurs finis.

Pour qualifier l'absorption X d'un scintillateur, on utilise une donnée pratique : le pouvoir d'arrêt  $\rho Z^4$  au rayonnement X, ce qui est pertinent pour des énergies X inférieures à 100 keV. On peut concilier une forte épaisseur et une résolution spatiale fine en structurant le scintillateur dans une géométrie particulière. Cela a été réalisé par exemple avec du CsI:Tl [19, 34] organisé en fibres de matériau séparées par un matériau opaque diélectrique afin d'avoir un effet de guidage de la lumière. La résolution spatiale d'un tel dispositif est de l'ordre du diamètre des fibres.

➤ Indice de réfraction et transparence visible

L'indice de réfraction conditionne le dimensionnement (ouverture numérique) d'une chaîne de reprise optique. Nous retiendrons qu'idéalement l'indice de réfraction du scintillateur doit être

---

<sup>18</sup> Nous prenons le cas particulier de l'ion Ce<sup>3+</sup>, car c'est l'ion le plus couramment employé parmi les scintillateurs inorganiques activés par une terre rare.

proche de 1,5, c'est-à-dire celui du verre. La transparence du scintillateur traduit le fait que le matériau absorbe et diffuse peu son propre rayonnement. Un scintillateur fortement absorbant et de haut rendement photonique présente peu d'intérêt s'il est opaque. Cette donnée s'exprime quantitativement par la transmission visible du matériau. Sur la Figure 54, l'image X d'une mire de résolution formée par une céramique de rubis  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Cr}$  (à gauche) sous excitation de photons X d'énergie 40 keV est peu transparente. Sur la droite, nous avons une image formée sous les mêmes conditions avec du YAG:Ce. On distingue nettement des motifs de résolution spatiale sur le YAG:Ce alors que ces mêmes motifs sont flous sur l'alumine à gauche.



Figure 54 : Images d'une alumine chromée (gauche) et d'un YAG:Ce (droite) sous X à 40 keV

#### ➤ Autres paramètres

Les paramètres de ce paragraphe sont non dimensionnants pour un scintillateur mais sont importants. L'hygroscopicité (absorption de l'humidité ambiante) doit être évitée, de manière à obtenir un scintillateur qui ne se décompose pas. Certains scintillateurs, comme les sulfures se liquéfient sous atmosphère ambiante et rendent impossible toute opération d'imagerie. Parmi ces paramètres, on compte également la résistance aux rayonnements ionisants. Les scintillateurs employés dans le cadre de notre application peuvent subir des dégâts liés à l'absorption de fortes doses de rayonnement  $\gamma$  ou neutrons qui peuvent créer des défauts comme les centres colorés. Ce paramètre peut être décidé par le choix de matériaux présentant des sections efficaces d'absorption aux hautes énergies les plus faibles possibles.

### 2.3. Paramètres de sélection des scintillateurs

Après avoir résumé les propriétés des familles principales de scintillateurs, nous analysons qualitativement les caractéristiques des scintillateurs en regard des spécifications de notre système imageur. Dans un premier temps, nous décrivons les paramètres d'importance pour pouvoir réaliser une imagerie X résolue. Dans un deuxième temps, en complément des spécifications édictées au chapitre 1, nous recensons les qualités nécessaires pour réduire la vulnérabilité de notre système, puis nous concluons sur le compromis nous permettant de réaliser nos études.

#### 2.3.1. Paramètres d'importance pour la fonction imagerie

Les paramètres d'importance pour cette partie sont :

- l'absorption X : ou la section efficace d'effet photoélectrique. Cette section efficace doit être majoritaire dans le domaine 10-30 keV pour nos scintillateurs. C'est le mode par lequel

le scintillateur produira les photons visibles que nous imagerons. L'effet Compton diffuse des photons X dans une direction différente de la direction du photon X incident. Ces photons diffusés sont absorbés plus loin dans l'épaisseur du scintillateur, ce qui ajoute au flou de l'image. Pour estimer numériquement ce paramètre, connaissant le numéro atomique Z et la densité, on peut utiliser l'équation (25) pour avoir le pouvoir d'arrêt du scintillateur. En général, les scintillateurs de Z élevé sont les inorganiques, basés sur des éléments de Z élevés. Ce paramètre influence également la qualité optique que l'on peut attendre du scintillateur ; si l'absorption est faible, elle se fera sur une certaine épaisseur, qui contribuera à la profondeur de champ du système imageur.

- le rendement de scintillation : on l'attend de l'ordre de  $10\ 000\ \text{photons.MeV}^{-1}$ , pour obtenir des images suffisamment contrastées. Cette valeur est plus un ordre de grandeur qu'une valeur arrêtée par une étude photométrique. Cette caractéristique dépend de l'efficacité quantique des transferts internes de l'énergie dans les scintillateurs. Ce critère est en général satisfait par les compositions de scintillateurs inorganiques et quelques exceptions de scintillateurs organiques [26].
- la qualité optique (transparence et réfraction) : ce paramètre est difficile à exprimer en soi. Ce critère est lié à la diffusion interne du rayonnement visible dans le scintillateur. On peut le quantifier par l'indice de réfraction du scintillateur. Ce phénomène peut être limité par la qualité cristalline des scintillateurs. Si les scintillateurs inorganiques sont la plupart cristallins et que c'est leur nature cristalline qui conditionne leurs propriétés, il existe également des cristaux organiques. Un deuxième paramètre vient influencer la qualité optique du scintillateur : l'épaisseur. Ce paramètre ne dépend pas exclusivement du scintillateur, mais de la sensibilité de détection que l'on cherche. Si l'on ne dispose pas d'un scintillateur assez absorbant, il faudra ajouter de l'épaisseur pour augmenter l'intensité délivrée par le scintillateur, mais ce sera au détriment de la résolution spatiale. L'indice optique est important pour le couplage entre le scintillateur et un système de reprise optique.

### 2.3.2. Paramètres d'importance pour la vulnérabilité

Les paramètres d'importance visant à répondre à la vulnérabilité de notre système sont :

- le rendement de scintillation : cette caractéristique se retrouve également parmi les critères associés à la vulnérabilité. En effet, il faut qu'en cas de dégradations inévitables de l'image, le scintillateur puisse fournir une image avec un rapport signal-à-bruit suffisant, afin de dominer les dégradations.
- la cinétique de décroissance : le critère que nous nous sommes fixés est de pouvoir obturer la caméra CCD au bout de 100 ns. Pour ce faire, il faudrait que l'on soit à  $10^{-2}/10^{-3}$  de l'intensité maximale au bout de ces 100 ns. Pour satisfaire ce critère de 100 ns, il faudrait que cinq fois le temps de décroissance soit égal à 100 ns, soit un temps caractéristique de déclin exponentiel de 20 ns. Les plus rapides des scintillateurs inorganiques permettent d'atteindre des temps caractéristiques de 40 à 50 ns ; les organiques ont souvent des temps de décroissance de 10 ns.
- Le spectre d'émission : on cherche pour satisfaire ce critère un scintillateur émettant autour de 600 nm, avec de préférence une largeur spectrale assez réduite. Le spectre d'émission doit être choisi de manière à correspondre au maximum de sensibilité spectrale du détecteur employé, mais aussi en fonction de la résolution spatiale que l'on veut obtenir. La plupart

des caméras CCD sont plus sensibles dans le domaine spectral de 500 à 700 nm. Le chromatisme des verres est plus important dans le domaine UV-bleu.

Au vu de tous les paramètres concernés, la synthèse sélective de nos scintillateurs inorganiques pour l'imagerie X résolue se résume au Tableau 24.

Scintillateur	Z effectif	Densité (g.cm <sup>-3</sup> )	$\lambda_{\max}$ (nm)	Rendement de scintillation (photons/MeV)	Temps de fluorescence (ns)	Indice de réfraction
Y <sub>3</sub> Al <sub>5</sub> O <sub>12</sub> :Ce <sup>3+</sup> (ou YAG:Ce)	31	4,57	550	8000	70 à 300	1,82
Gd <sub>2</sub> SiO <sub>5</sub> :Ce <sup>3+</sup> (ou GSO)	53,53	6,71	430	10000	60	1,87
Lu <sub>2</sub> SiO <sub>5</sub> :Ce <sup>3+</sup> (ou LSO)	64,87	7,4	480	30000	40	1,82
YAlO <sub>3</sub> :Ce <sup>3+</sup> (ou YAP)	32,37	5,35	350	10000	30	1,94
Y <sub>2</sub> SiO <sub>5</sub> :Ce <sup>3+</sup>	33,59	4,45	420	9200	40	1,82
NaI:Tl	50,23	3,67	415	40000	230	1,85
BaF <sub>2</sub>	51,72	4,9	220	14300	0,6	1,54
Lu <sub>2</sub> S <sub>3</sub> :Ce <sup>3+</sup>	65,24	6,25	592	28000	32	Non connu
LuI <sub>3</sub> :Ce <sup>3+</sup>	60	5,68	505	115 000	33	Entre 2,5 et 2,8
YI <sub>3</sub> :Ce <sup>3+</sup>	57	4,62	532	99 000	45	
GdI <sub>3</sub> :Ce <sup>3+</sup>	51	5,22	552	90 000	43	

**Tableau 24 : Synthèse sélective de scintillateurs inorganiques**

Pour conclure sur les scintillateurs inorganiques, ils ont en général une absorption X importante dans le domaine 10-30 keV, associée à structure cristalline rendant une qualité optique d'image intéressante. Néanmoins ils émettent souvent dans les longueurs d'onde bleues et ont peu souvent des temps de réponse caractéristique inférieurs à 100 ns.

### 2.3.3. Synthèse de la sélection

Pour résumer, les scintillateurs inorganiques réunissent les qualités nécessaires à l'imagerie X résolue, les scintillateurs organiques disposent des qualités nécessaires à la réduction de la vulnérabilité. Le compromis idéal n'est donc pas présent dans l'état de l'art. Une exception est faite d'un nombre réduit de scintillateurs qui auraient pu apporter un compromis plus que satisfaisant : Lu<sub>2</sub>S<sub>3</sub>:Ce<sup>3+</sup> [35] et les iodures LuI<sub>3</sub>:Ce<sup>3+</sup>, YI<sub>3</sub>:Ce<sup>3+</sup>, GdI<sub>3</sub>:Ce<sup>3+</sup> [36]. Ces scintillateurs présentent les qualités résumées dans le Tableau 24. Mais ils sont éliminés de notre sélection car le sulfure de lutétium Lu<sub>2</sub>S<sub>3</sub>:Ce<sup>3+</sup> est très dur à fabriquer et les iodures sont hygroscopiques. Or pour notre application, nous avons besoin d'un scintillateur cristallin qui soit auto-supporté.

L'état de l'art a dégagé les quelques scintillateurs inorganiques pouvant proposer une réponse au problème de vulnérabilité : le grenat d'alumine d'yttrium Y<sub>3</sub>Al<sub>5</sub>O<sub>12</sub>:Ce<sup>3+</sup>, l'oxyde de zinc dopé

gallium ZnO:Ga et le  $\text{Lu}_2\text{S}_3:\text{Ce}^{3+}$ . Les scintillateurs organiques, bien que rapides, sont peu absorbants au rayonnement X et mettent en balance la sensibilité de détection et la résolution spatiale. De plus, ils ont généralement un faible rendement de luminescence, sauf exceptions [26]. C'est pourquoi nous nous sommes intéressés aux scintillateurs organiques chargés. Ces compositions organiques sont alourdies (chargées) par une incorporation de plomb. Leur intérêt principal est de tirer parti à la fois de la rapidité de réponse et de leur absorption X afin de mieux répondre aux spécifications du chapitre 1. Dans la littérature, nous n'avons pas de référence d'une application d'imagerie X avec ces scintillateurs, seulement des applications de comptage de particules hautement énergétiques. C'est pourquoi les compositions dont nous présentons les résultats de mesures dans la section 2.4, sont innovantes. Faisant l'objet d'un dépôt de brevet, nous leur donnerons l'appellation générique MHAxx, mais aucune information sur leurs composants ne sera communiquée. Néanmoins, cela ne nous empêchera pas de présenter les résultats que nous avons obtenus avec ces matériaux.

## 2.4. Méthodologie commune de comparaison

Devant la multitude de données et de procédures de mesures sur les scintillateurs provenant de la littérature, nous avons besoin d'utiliser des configurations de mesure communes permettant de comparer entre eux les scintillateurs que nous avons choisis. Elles nous permettront de vérifier l'adéquation des scintillateurs choisis avec le besoin exprimé au chapitre 1. Outre les scintillateurs que j'ai choisis d'extraire de l'état de l'art, YAG:Ce et ZnO:Ga, d'autres matériaux ont été mesurés. La disponibilité des scintillateurs variant au cours des campagnes de mesure, je rappellerai la liste des scintillateurs essayés à chaque phase de mesures.

Les mesures que j'ai faites sur les scintillateurs eux-mêmes concernent la cinétique de décroissance ainsi que le spectre d'émission, sous excitation UV et sous excitation X. Nous avons utilisé l'excitation UV par la facilité d'accès et de mise en œuvre à ce type de source. Nous avons fait des acquisitions sur des sources X chaque fois que nous en avons la possibilité afin de les confronter aux mesures UV. Les mesures de résolution spatiale et d'intensité d'émission ont été effectuées sur le système imageur complet, au chapitre 3.

### 2.4.1. Mesures de temps de déclin

Le temps de déclin est une donnée importante à connaître. La plupart des documentations commerciales donnent un temps correspondant au passage de 90 à 10% de l'intensité lumineuse maximale. Les temps dont nous parlerons dans nos paragraphes relatant les mesures seront des temps caractéristiques de décroissance exponentielle d'intensité lumineuse. Je présente ici des résultats obtenus sur une chaîne de comptage de photons uniques (excitation UV) et d'autres résultats concernant un nombre plus réduit de scintillateurs sur une source X impulsionnelle.

#### 2.4.1.1. Sous excitation UV

Ces mesures ont été effectuées au moyen d'une chaîne de comptage de photons uniques au LPCML de Lyon. Nous trouvons dans notre liste d'essais nos scintillateurs de référence, le YAG:Ce (sous forme cristalline et dépôt de poudre) et le ZnO:Ga (sous forme de dépôt de poudre et de pastille). Nous avons pu disposer d'une composition voisine du YAG:Ce<sup>3+</sup> : le grenat d'alumine de gadolinium-scandium, de formule générique  $\{\text{Gd}_{3-x}\text{Sc}_x\}\{\text{Sc}_{2y}\text{Al}_y\}\text{Al}_3\text{O}_{12}:\text{Ce}^{3+}$  [37] Pour notre cas, nous retiendrons comme formule chimique pour le décrire  $\text{Gd}_3\text{Sc}_2\text{Al}_3\text{O}_{12}:\text{Ce}^{3+}$ . Nous trouvons parmi les scintillateurs organiques le NE109 et une série de premières moutures de nos scintillateurs plastiques chargés, MHA28 à MHA87.



Scintillateur	Type	Temps de déclin littérature
YAG:Ce <sup>3+</sup> cristal	Inorganique	70 à 130 ns
YAG:Ce <sup>3+</sup> dépôt de poudre (P46)	Inorganique	
ZnO:Ga	Inorganique - semi-conducteur	10 ns
GSAG: 0,5% Ce <sup>3+</sup>	Inorganique	Pas de données
GSAG: 0,75% Ce <sup>3+</sup>	Inorganique	
NE109	Organique	Pas de données
MHA28 à 87	Organique chargé	Pas de données de référence

Tableau 25 : Scintillateurs mesurés

Le déclin des scintillateurs a été mesuré par des impulsions de photons UV, de l'ordre de la nanoseconde, produits par une lampe à décharge électrique dans un gaz d'hydrogène. Le schéma expérimental est donné en Figure 55. La détection est assurée par un tube PM Philips XP2020 polarisé à -2000 V, dont l'anode est dirigée vers une chaîne de comptage de photons uniques (composée d'un discriminateur picoseconde, d'une boîte à retard, d'un compteur de taux, et d'un convertisseur temps-amplitude/analyseur monocanal).

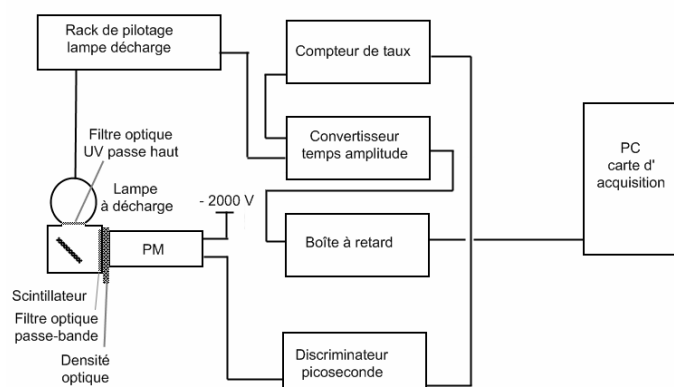


Figure 55 : Configuration expérimentale de mesure de déclin sous excitation UV

La lampe à décharge est commandée par un rack qui génère des impulsions électriques à une fréquence de 40 Hz. Les photons UV issus de la lampe sont filtrés de manière à définir une bande spectrale susceptible d'exciter au mieux le scintillateur, en général par un filtre interférentiel passe-haut à partir de 300-350 nm. L'émission visible du scintillateur est filtrée au moyen d'un filtre interférentiel passe-bande centré sur la longueur d'onde principale d'émission. Les photons issus du scintillateur sont ensuite détectés par le PM. Le filtrage optique, centré sur la longueur d'onde principale est destiné à s'affranchir des éventuelles fuites de lumière ambiante : le scintillateur est placé dans une boîte métallique fermée, recouverte d'un drap noir de manière à éviter la détection de la lumière ambiante. On place en avant du PM une densité optique Kodak, de manière à atténuer l'émission visible du scintillateur, afin de travailler sous l'hypothèse dite du « photon unique ». Pour pouvoir discriminer correctement et éviter l'empilement, le PM doit détecter une intensité correspondant à un seul photon visible émis par le scintillateur. Cela permet d'avoir une courbe de déclin. L'électronique de discrimination permet de construire des courbes de déclin de 2048 points

sur une durée de 200 ns, soit un pas temporel de 100 ps par point. La courbe de déclin est envoyée à un PC d'acquisition sous forme brute d'intensités associées à des canaux. Après normalisation et calibration temporelle, nous obtenons des courbes comme celle de la Figure 56.

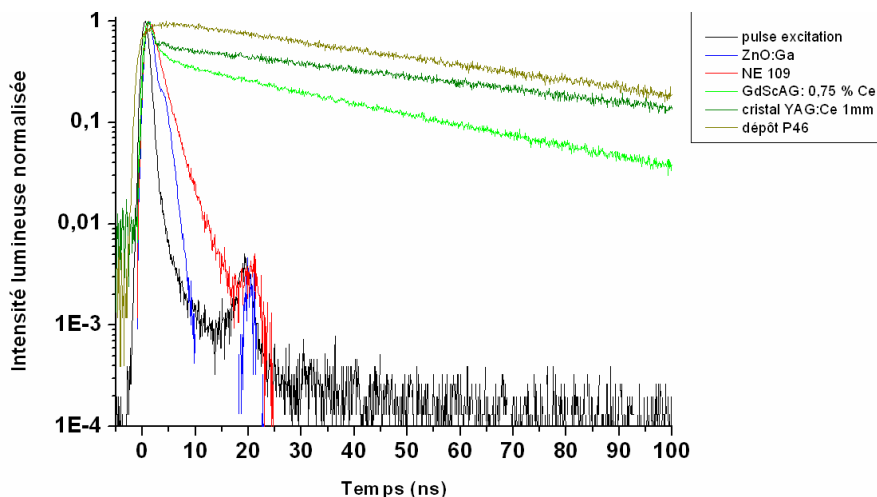


Figure 56 : Courbes de déclin brutes du YAG:Ce<sup>3+</sup>, GSAG:Ce<sup>3+</sup>, NE109 et ZnO:Ga

Les courbes de déclin de la Figure 56 sont convoluées par la source par la réponse impulsionnelle de la chaîne de mesure, en Figure 57. Il est donc nécessaire d'opérer une déconvolution par la réponse impulsionnelle du système pour retrouver la réponse originale des scintillateurs.

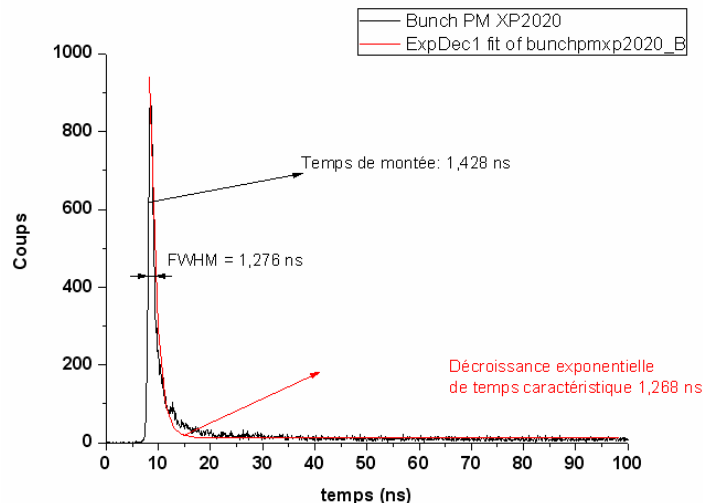


Figure 57 : Réponse impulsionnelle de l'instrumentation

La réponse impulsionnelle présente un temps de montée de 1,4 ns et une décroissance exponentielle de temps caractéristique 1,268 ns. La largeur à mi-hauteur du pic est de 1,276 ns mais la réponse est non-symétrique. La déconvolution est surtout nécessaire pour les scintillateurs dont le temps de déclin est de l'ordre de grandeur de la réponse impulsionnelle du système. Nous avons une illustration du traitement de déconvolution pour le déclin du ZnO:Ga sur la Figure 58. Pour cet exemple, nous aboutissons à un temps caractéristique monoexponentiel de 1,626 ns. La déconvolution par la courbe de la Figure 57 d'une courbe type de celle de la Figure 56 résulte en la courbe noire très bruitée de la Figure 58. Cette courbe est lissée par une moyenne mobile sur 20 points. Cette courbe lissée est ensuite normalisée, puis de nouveau lissée par une moyenne

mobile de 5 points et à nouveau normalisée. L'ajustement monoexponentiel, que l'on peut voir sur la Figure 58, à partir du maximum de l'intensité normalisée est effectué sur cette dernière courbe.

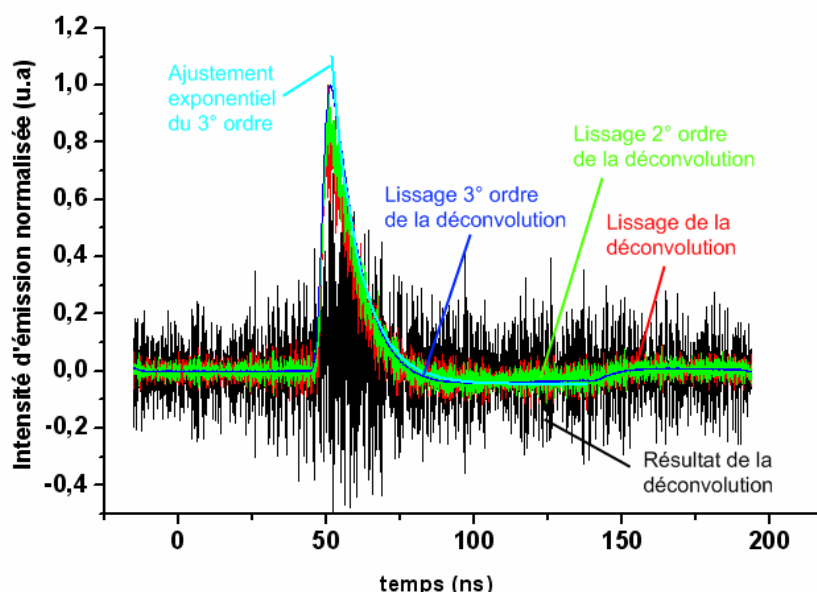


Figure 58 : Déconvolution puis ajustement de la décroissance exponentielle du MHA 28

Le résultat de la campagne de mesure des temps de déclin des principaux scintillateurs étudiés est donné sur les courbes de la Figure 59. A gauche, nous avons les principaux scintillateurs inorganiques : YAG:Ce<sup>3+</sup>, GSAG:Ce<sup>3+</sup> (deux échantillons dopés à 0,5 et 0,75% en masse) et ZnO:Ga avec un scintillateur organique, NE109. Sur la partie droite de la figure, nous avons les courbes de déclin de scintillateurs organiques chargés.

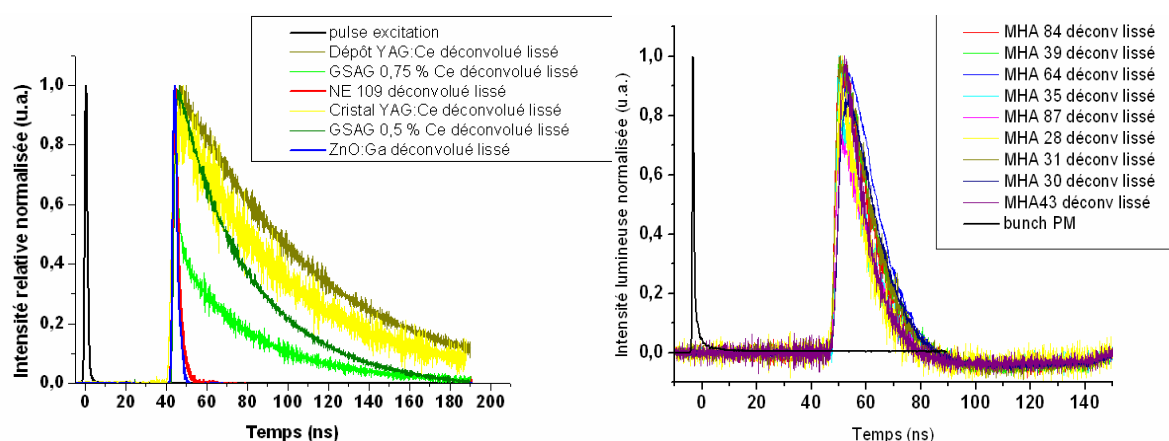


Figure 59 : Courbes de déclin des scintillateurs cahier des charges et scintillateurs MHA

Les paramètres de déclin déconvolués sont résumés dans le Tableau 26. L'équation mathématique de déclin exponentiel à une composante (équation (45)) ou deux composantes (équation (46)) ajuste au mieux la courbe de déclin d'intensité lumineuse des scintillateurs :

$$I(t) = I_0 \exp\left(\frac{-t}{\tau}\right) \quad (45)$$

$$I(t) = I_1 \exp\left(\frac{-t}{\tau_1}\right) + I_2 \exp\left(\frac{-t}{\tau_2}\right) \quad (46)$$

Scintillateur	Temps exponentiel caractéristique (ns)	Coefficient de détermination
YAG:Ce <sup>3+</sup> cristal	55,011	0,960
YAG:Ce <sup>3+</sup> dépôt de poudre (P46)	72,772	0,994
ZnO:Ga	1,623	0,991
GSAG: 0,5% Ce <sup>3+</sup>	36,27	0,998
GSAG: 0,75% Ce <sup>3+</sup>	$\tau_1 = 6,577 - I_1 = 358,055$ $\tau_2 = 54,994 - I_2 = 0,77$	0,962
NE 109	2,276	0,993
MHA 28	$\tau_1 = 11,994 - I_1 = 32$ $\tau_2 = 46,059 - I_2 = 0,6$	0,997
MHA 30	13,257	0,989
MHA 31	12,779	0,992
MHA 35	11,280	0,996
MHA 39	13,188	0,991
MHA 43	9,216	0,997
MHA 64	13,471	0,990
MHA 84	13,387	0,990
MHA 87	12,088	0,993

Tableau 26 : Résumé des paramètres temporels des scintillateurs

Pour la plupart des scintillateurs mesurés, le modèle mono exponentiel de déclin lumineux est suffisamment précis, excepté pour le MHA 28, qui est mieux modélisé par un déclin exponentiel à deux composantes (avec une composante secondaire minoritaire). Le coefficient de détermination (qui marque la similarité entre l'ajustement et la courbe réelle) est supérieur à 0,960, ce que l'on peut juger acceptable pour des courbes déconvoluées.

Pour conclure, le YAG:Ce<sup>3+</sup> a un temps de décroissance caractéristique qui lui fait atteindre (2e)<sup>-1</sup> fois son intensité maximale au bout de 100 ns. C'est la limite de satisfaction du critère de rapidité de réponse lié à la vulnérabilité (voir chapitre 2). Suivant ce seul critère de rapidité de réponse, le ZnO:Ga et NE109 sont très satisfaisants. Les compositions voisines du YAG:Ce<sup>3+</sup>, les GSAG:Ce<sup>3+</sup>, ont une cinétique de réponse lumineuse plus rapide que celle du YAG:Ce<sup>3+</sup>. Les scintillateurs MHA, par essence organiques, ont des propriétés de décroissance lumineuse largement satisfaisantes du point de vue décroissance d'intensité.

#### 2.4.1.2. Sous excitation X

Les scintillateurs testés sont le cristal de YAG:Ce<sup>3+</sup>, ainsi que des compositions de scintillateurs plastiques : DRT1, DRT2 et DRT6. Ces compositions ont des propriétés comparables au NE102, elles sont issues d'une première étude pour les scintillateurs plastiques chargés développés au cours de cette thèse. L'objectif de cette expérience est de pouvoir mesurer la réponse de scintillateurs à une excitation ayant un caractère X impulsif nanoseconde. Bien que la source n'émette pas dans le domaine énergétique 10-30 keV, elle n'en reste pas moins pertinente pour tester le caractère temporel de nos scintillateurs.

La source employée pour cette campagne de mesure est un *pinch*. Les *pinches* sont des sources de rayonnement X, alimentés par des générateurs électriques de hautes puissances pulsées. Ces installations sont généralement utilisées pour l'étude de l'ablation X des matériaux, la radiographie biologique ou encore la radiographie X de plasmas pulsés. Parmi les *pinches* connus, on trouve le *Z-pinch* des Sandia National Laboratories [38] ainsi que les machines Sphinx [39] au CEA/CEG,

Ambiorix [40] et Cesar [41] [42] au CEA/CESTA. Pour mes essais, j'utilise un *X-pinch* compact nommé PIAF [43], au Laboratoire de Physique et de Technologie des Plasmas à l'Ecole Polytechnique, détaillé en Figure 60.

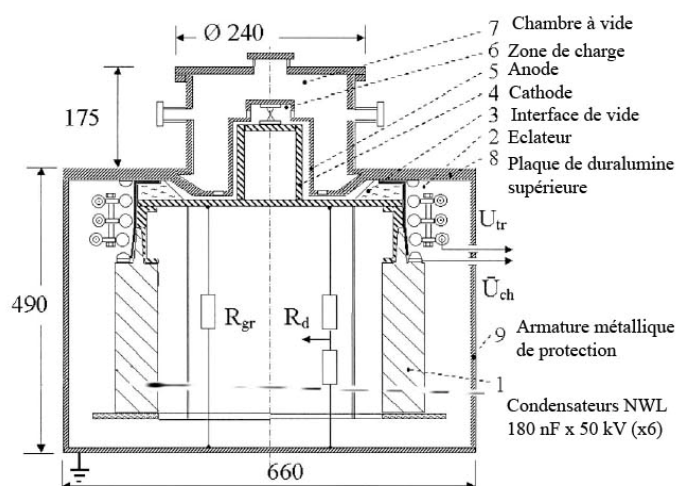


Figure 60 : Vue en coupe du générateur PIAF [43]

Le générateur faible inductance commandant PIAF présente les caractéristiques suivantes :

- le banc LC est composé de 6 condensateurs *NWL* connectés en parallèle. Chaque condensateur a une capacité de 180 nF, une tension-service de 50 kV. A 40 kV de charge ( $U_{ch}$  sur la Figure 60), le banc stocke 850 J.
- l'interrupteur du schéma de la Figure 60 représente 18 éclateurs à étages placés par 3 en parallèle sur l'électrode haute tension de chaque condensateur,
- le délai interne du générateur, entre le signal de déclenche et la fermeture du commutateur est de 80 ns avec un jitter de 6 ns,
- l'inductance en court-circuit est mesurée par la fréquence d'oscillation et est de 15,6 nH. Cette valeur inclut les inductances des diverses parties du générateur, dont 6 nH pour le banc de condensateurs et les éclateurs,
- la résistance des connexions est négligeable (0,01  $\Omega$ ). L'impédance d'ensemble de PIAF de 0,12  $\Omega$  est relativement basse pour des générateurs X. En général, l'impédance des *pinches* est de l'ordre de 1  $\Omega$  [44]. Cette faible inductance permet de délivrer dans les fils un courant de plusieurs kA pour une énergie initialement stockée inférieure à 1 kJ.

Le rayonnement X est issu de la décharge du courant, dans deux fils de molybdène de 25  $\mu\text{m}$  de diamètre via un circuit peu inductif. Le schéma électrique équivalent est résumé à la droite de la Figure 61. Il fait l'approximation que l'inductance et la résistance du circuit sont celles du générateur et sont considérées comme constantes.

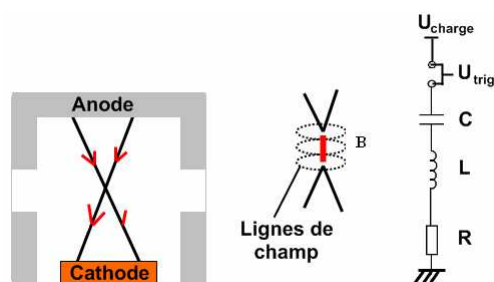


Figure 61 : Géométrie de principe et schéma électrique équivalent de PIAF

La tension crée autour de chaque fil un plasma coronal qui porte le courant (milieu de la Figure 61), dont le temps de montée est de 200 ns. Le pic de courant se distribue entre les fils et est maximum en leur point de croisement. La pression magnétique est maximale en ce point et le plasma crée est confiné. La source de rayonnement ainsi produite est de taille micrométrique, Figure 62.

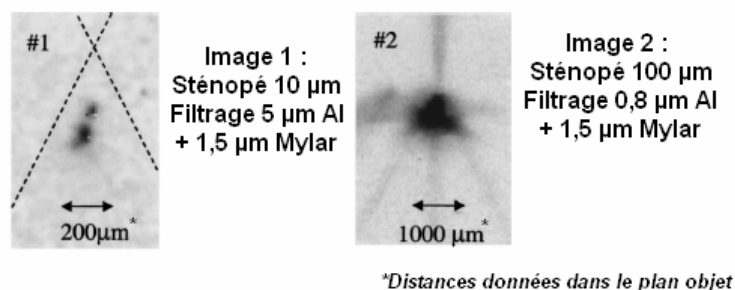


Figure 62 : Images type de la source pour des fils de Mo

Sa taille est inférieure à 15 µm, le spectre X est compris entre 1 et 2,5 keV. La durée d'émission varie de 1 à 100 ns (suivant les régions spectrales) et l'intensité X émise est de l'ordre de 80 mJ dans les 4π [43] [45].

Les paramètres du *pinch* permettant de suivre la génération du rayonnement X sont la tension de décharge, la dérivée du courant et la tension de la *X-ray diode (XRD)*. Les signaux de dérivée du courant, notés  $U(B_{\dot{d}})$  permettent une chronométrie fine du *X-pinch* du point de vue électrique. Le moment du pincement des fils est marqué précisément par un pic dans le signal de  $B_{\dot{d}}$ . Sur la Figure 63, nous avons en concordance de temps un signal de  $B_{\dot{d}}$  et de tension de décharge du *pinch*. L'instant de striction se produit environ à l'instant 200 ns : le signal de tension a une brusque variation de son évolution, qui correspond à une brusque augmentation de l'impédance entre l'anode et la cathode. En effet, les fils s'étant vaporisés, il n'y a plus de contact électrique entre l'anode et la cathode.

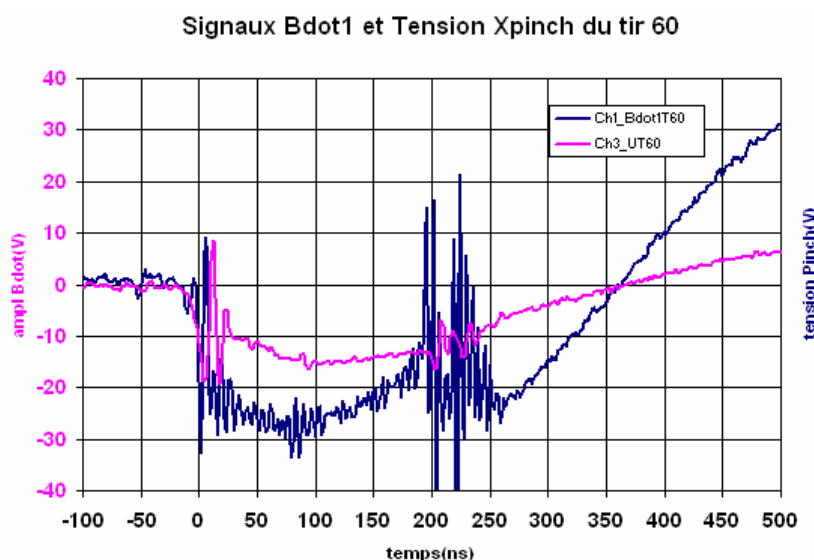


Figure 63 : Signaux de tension du PIAF et  $B_{\dot{d}}$  en concordance de temps

L'instant de la striction se marque aussi par l'émission d'un signal électrique par la *XRD*. A l'instant 200 ns, sur la Figure 64, qui illustre le même tir que celui de la Figure 63, le signal *XRD* présente un pic d'émission au moment de la brusque variation du signal de  $B_{\dot{d}}$ . L'émission de rayonnement par le pinch ne se fait pas forcément de manière identique à chaque tir. Les fils

peuvent implorer en deux temps, il peut y avoir plusieurs sources ponctuelles pour une même décharge comme on peut le voir sur la Figure 64, avec deux pics dans le signal de *XRD* marquant deux fois une brusque variation de la dérivée de courant.

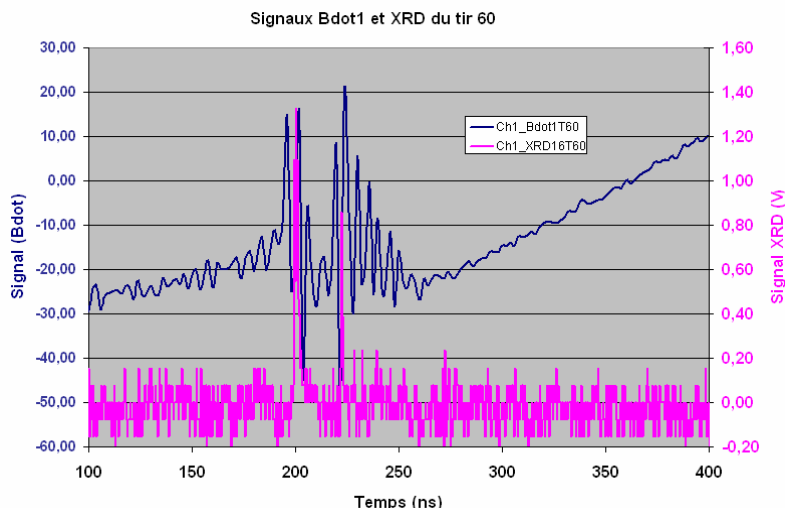


Figure 64 : Signal  $B_{dot}$  et *XRD* en concordance de temps

Ayant décrit tous les paramètres importants du *pinch*, nous pouvons décrire la configuration de mesure. Le schéma expérimental de nos mesures de temps de déclin est donné sur la Figure 65. Le rayonnement émis par la source est filtré par  $15\ \mu\text{m}$  de béryllium, ce qui ne transmet que le rayonnement d'énergie supérieure à  $1\ \text{keV}$ . Le scintillateur testé repose sur une pièce de maintien et son émission visible est vue au travers d'un hublot par une fibre optique de  $200\ \mu\text{m}$  de diamètre de cœur. La fibre aboutit jusqu'à un tube PM Philips XP2257, logé dans une cage de Faraday (à cause des fortes perturbations électromagnétiques de l'environnement). Les paramètres caractéristiques (ils ne sont pas tous représentés sur la Figure 65) d'une décharge X (tension de décharge, signaux  $B_{Dot}$  et *XRD*) sont prélevés dans la cage de Faraday, ce qui nous permet de reconstituer tout le contexte de la source pour chaque scintillateur.

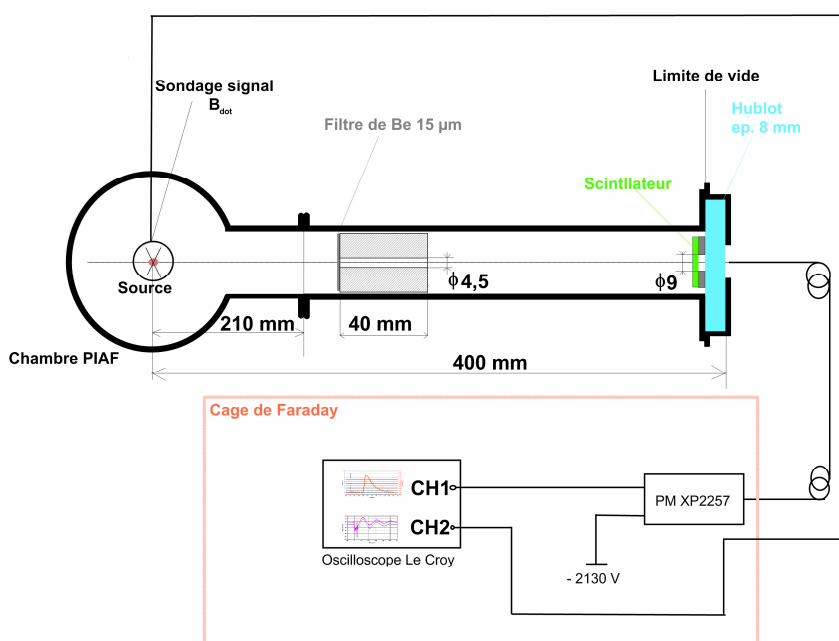


Figure 65 : Configuration expérimentale de la mesure de temps de déclin

Le YAG:Ce a un temps caractéristique de déclin de 50 à 70 ns. La plupart des références donnent son temps de déclin sous excitation UV. Les scintillateurs plastiques ont des propriétés semblables à celle du NE102 (ou BC400) : le pic d'émission visible est à 420 nm et l'émission de luminescence est très rapide. Le dernier échantillon, DRT6, est de composition voisine mais fluoresce par un colorant lui conférant une émission vert-jaune.

Il est intéressant de connaître le comportement de nos scintillateurs sous une impulsion X monocoup. A la différence des spectres d'émission visible, semblables sous excitations X ou UV, la méthodologie ici propose une approche différente pour mesurer le temps de déclin. La méthode de mesure de temps de déclin sous UV permet d'exposer le scintillateur le temps nécessaire à l'acquisition d'une statistique suffisante. L'impulsion X est monocoup dans le cadre de cette expérience; si le scintillateur n'est pas assez sensible, nous ne pourrions rien détecter. Etant donné le temps nécessaire pour réaliser une mesure, nous n'avons pas pu mesurer le temps de déclin de beaucoup de scintillateurs.

Nous montrons sur les Figure 66 à Figure 68 les signaux obtenus sur un cristal de YAG:Ce<sup>3+</sup> ainsi que sur deux scintillateurs plastiques, de propriétés d'émission semblables au NE102.

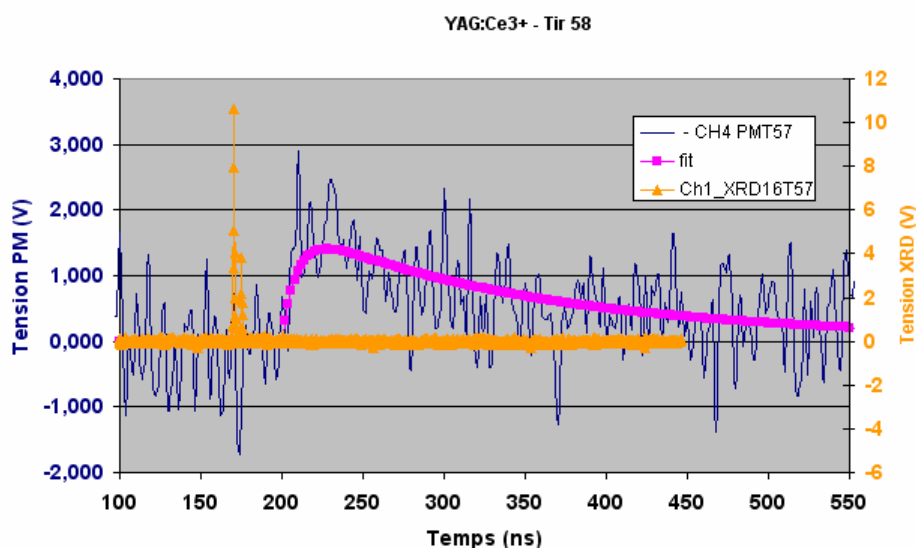


Figure 66 : Signal de scintillation du YAG:Ce<sup>3+</sup> et ajustement temporel

L'information d'intérêt dans ces figures est la cinétique de décroissance de l'intensité lumineuse des scintillateurs. Pour la trouver, nous ajustons le signal du tube photomultiplicateur par une fonction exponentielle décroissante. Le signal brut, fortement bruité, est ajusté par un modèle exponentiel à une ou plusieurs composantes. Suivant l'intensité du rayonnement, le rapport signal-à-bruit, l'ajustement exponentiel peut trouver plusieurs valeurs de paramètres d'un tir à l'autre, comme pour le YAG:Ce<sup>3+</sup>. L'ajustement est choisi par une minimisation de l'écart quadratique au signal de PM.



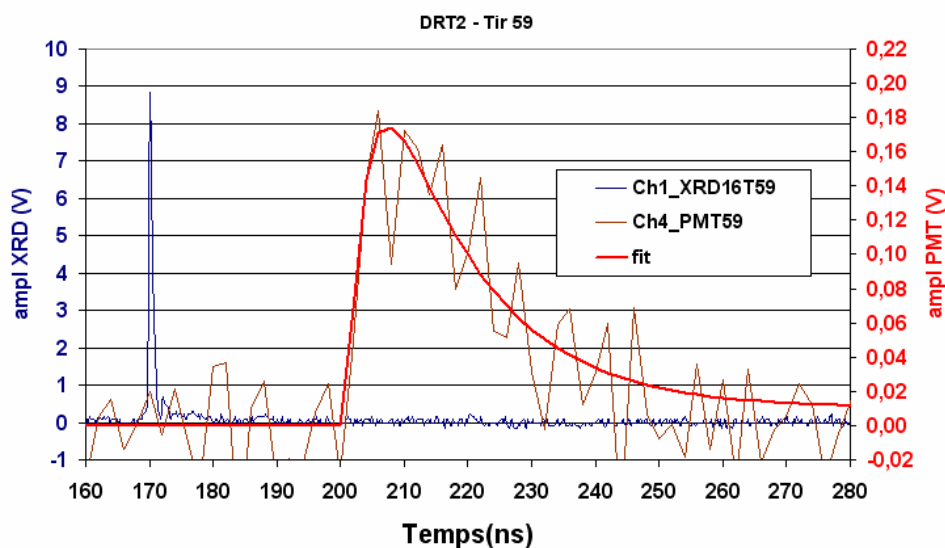


Figure 67 : Signal de scintillation de DRT 2 et ajustement temporel

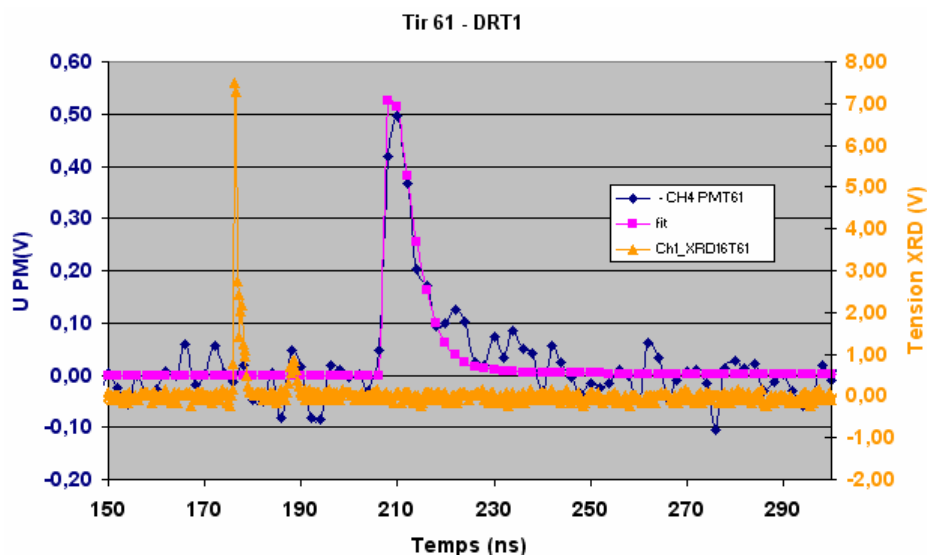


Figure 68 : Signal de scintillation de DRT1 et ajustement temporel

Les ajustements exponentiels du temps de déclin des scintillateurs YAG:Ce, DRT1, DRT2 et DRT6 sont résumés dans le Tableau 27. On ajuste chacun des signaux issus du tube photomultiplicateur par une fonction exponentielle du type de celle de l'équation (47) :

$$I_{scint}(t) = (1 - \exp\left(-\frac{(t - T_{start})}{\tau_{rise}}\right)) \left( I_1 \exp\left(-\frac{(t - T_{start})}{\tau_1}\right) + I_2 \exp\left(-\frac{(t - T_{start})}{\tau_2}\right) \right) \quad (47)$$

La partie intéressante de l'équation est le terme  $(I_1 \exp\left(-\frac{(t - T_{start})}{\tau_1}\right) + I_2 \exp\left(-\frac{(t - T_{start})}{\tau_2}\right))$  traduisant la décroissance d'intensité lumineuse. Le terme à gauche définit un temps d'établissement de la réponse lumineuse du scintillateur. Il peut être intéressant par rapport aux problématiques du LMJ. Le terme de décroissance met en lumière les propriétés de déclin du scintillateur. Les temps caractéristiques  $\tau_1$  et  $\tau_2$  des deux composantes de décroissance et leurs intensités relatives associées sont résumées dans le Tableau 27.

Scintillateur	Intensité relative composante principale (u.a.)	Temps de déclin principal (ns)	Intensité relative composante secondaire (u.a.)	Temps de déclin secondaire (ns)
Tir 57 (YAG:Ce <sup>3+</sup> )	1,750	150	0,051	1000
Tir 58 (YAG:Ce <sup>3+</sup> )	5	130	0,15	1000
Tir 59 (DRT 2)	0,32	15	0,01	100 000
Tir 61 (DRT 1)	3,25	3,5	0,01	37,5

**Tableau 27 : Récapitulatif des temps de déclin mesurés sur PIAF**

Les coefficients d'intensité relative entre les deux composantes exponentielles ajustent aux mieux les courbes brutes de décroissance lumineuse, non normalisées. Le YAG:Ce révèle un comportement plus lent que ce qui est attendu et qui est critique par rapport au cahier des charges défini au chapitre 2. Sur les deux tirs répertoriés dans le Tableau 27, le temps caractéristique est de 130 à 150 ns, ce qui est deux fois supérieur à ce que l'on envisageait. Cela tient à sa nature polycristalline. En tant que scintillateur inorganique, il faut être très attentif à ses propriétés structurales (voir chapitre 1). Les scintillateurs plastiques, qui certes sont différents de ceux testés en excitation UV, ont des temps de décroissance semblables au NE109. Ils sont tout à fait satisfaisants du seul point de vue de la rapidité de réponse. Par contre, on peut voir à l'amplitude du signal que le YAG:Ce est plus intense que celle des scintillateurs plastiques, ce qui permettra un meilleur rapport signal-à-bruit sur l'image acquise. Les réponses révèlent un temps d'établissement de la réponse lumineuse que nous n'avons pas pu observer en excitation UV. Ce temps n'est pas très élevé, mais est à prendre en compte pour notre application.

#### 2.4.2. Mesure de spectre d'émission

Le spectre d'émission est une donnée importante de notre cahier des charges, à cause de l'effet Cerenkov et de la sensibilité spectrale de la caméra CCD employée. Les spécifications privilégient les scintillateurs ayant leur pic d'émission vers 600 nm. D'un part pour travailler dans un domaine spectral où le rayonnement Cerenkov est moins important et pour exploiter le maximum de sensibilité spectrale de la CCD. Si de plus on dispose de scintillateurs ayant un spectre d'émission fin, on pourra filtrer la lumière arrivant sur la CCD, ce qui réduira d'autant l'influence du rayonnement Cerenkov. L'ensemble des mesures a employé la caméra Princeton Instruments Pixis 2048B, dont on a la sensibilité spectrale superposée à un spectre Cerenkov généré dans du verre par l'absorption d'un photon  $\gamma$  de 3 MeV en Figure 69. Cette figure révèle surtout l'importance relative du rayonnement Cerenkov sur le domaine spectral visible considéré.

J'ai mesuré les spectres d'émission visible du YAG:Ce (poudre et cristal), du ZnO:Ga (dépôt de poudre et pastille compressée), du GSAG:Ce<sup>3+</sup> (dopés à 0,5 et 0,75% en masse) et des compositions de plastiques chargés.

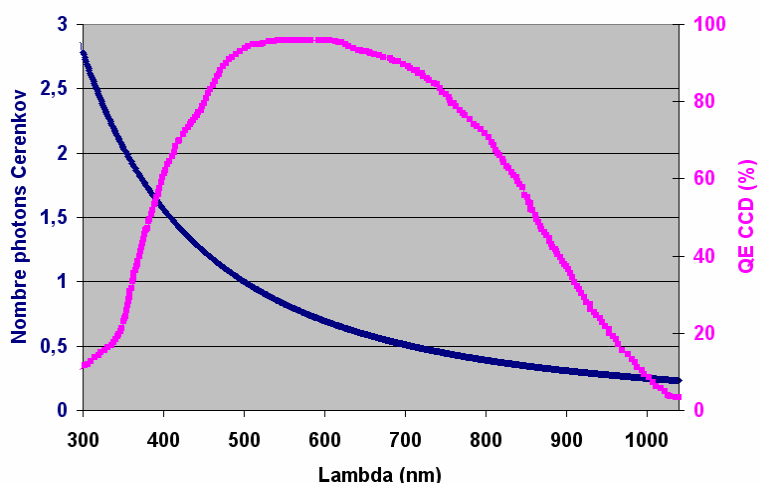


Figure 69 : Sensibilité CCD Pixis 2048B et spectre Cerenkov pour un  $\gamma$  de 3 MeV

Les paragraphes suivants présentent des spectres d'émission visible des scintillateurs obtenus par excitation UV et par excitation X. Une excitation UV est plus facile à mettre en œuvre qu'une excitation X, mais il est nécessaire de vérifier que la réponse UV est pertinente par rapport au comportement attendu en X du scintillateur.

#### 2.4.2.1. Sous excitation UV

Parmi les scintillateurs testés, on retrouve nos références YAG:Ce<sup>3+</sup> et ZnO:Ga, pour l'occasion en pastille de poudre compressée et sous forme de dépôt de poudre. On teste également dans cette campagne de mesure des compositions voisines du YAG:Ce, les grenats de gadolinium-scandium Gd<sub>3</sub>Sc<sub>2</sub>Al<sub>3</sub>O<sub>12</sub>:Ce<sup>3+</sup> dopées à 0,5 et 0,75% en Ce<sup>3+</sup>. Un scintillateur organique de référence, le NE102 et une variante décalée dans le rouge, le NE109 font également partie des tests.

J'ai mesuré les spectres d'émission visible sous excitation UV au LPCML à Lyon au moyen d'une lampe Gemini blanche. La configuration expérimentale est donnée Figure 70. La longueur d'onde choisie dans l'UV servant à exciter le scintillateur est déterminée par une mesure préalable de spectre d'excitation à partir d'un monochromateur source et d'une chaîne de spectrométrie. L'émission visible du scintillateur est ensuite collectée au moyen d'une fibre optique aboutissant jusqu'à un monochromateur Jobin Yvon Triax 320. Suivant l'intensité et la pureté spectrale de la lumière analysée, la lumière issue du monochromateur de mesure est dirigée soit vers un détecteur CCD, soit vers un tube PM, que nous utiliserons.

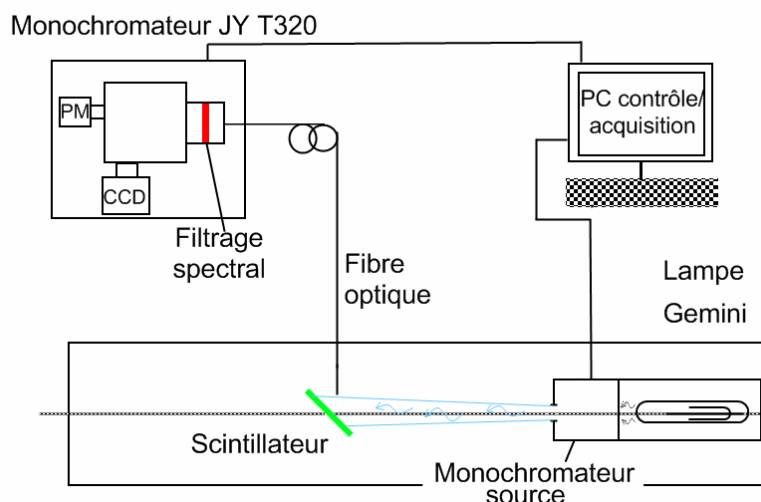


Figure 70 : Configuration de mesure des scintillateurs en excitation UV

Pour qualifier l'adaptation spectrale des scintillateurs par rapport à la caméra CCD, nous calculons une grandeur nommée facteur d'adaptation spectral (*SMF* pour *Spectral Matching Factor*), définie par l'équation (48) :

$$SMF = \frac{\int_{\Delta\lambda} E(\lambda) S_{CCD}(\lambda) d\lambda}{\int_{\Delta\lambda} E(\lambda) d\lambda} \quad (48)$$

Où  $E(\lambda)$  est le spectre d'émission normalisé du scintillateur et  $S_{CCD}(\lambda)$  la sensibilité spectrale de la caméra CCD. Le *SMF* est un nombre sans unité compris entre 0 et 1 traduisant le recouvrement spectral entre l'émission du scintillateur et la sensibilité spectrale de la caméra CCD. On cherche donc des scintillateurs permettant un *SMF* le plus proche possible de 1.

Des exemples de spectres d'émission des scintillateurs sont donnés sur les Figure 71 (YAG:Ce<sup>3+</sup> et GSAG:Ce<sup>3+</sup> 0,5 et 0,75% en masse), Figure 72 (ZnO:Ga) et Figure 73 (NE102). Les spectres sont à chaque fois superposés avec la sensibilité spectrale de la caméra CCD.

Les scintillateurs YAG:Ce<sup>3+</sup> et les GSAG:Ce<sup>3+</sup> ont un spectre d'émission visible centré sur le maximum de sensibilité spectrale de la caméra CCD Pixis, voir Figure 71. Le pic d'émission du YAG:Ce<sup>3+</sup> se situe à 550 nm, tandis que les GSAG:Ce<sup>3+</sup> ont un maximum d'émission vers 580 nm. Leur spectre d'émission les rend tout à fait intéressants pour les utiliser en imagerie avec la caméra CCD.

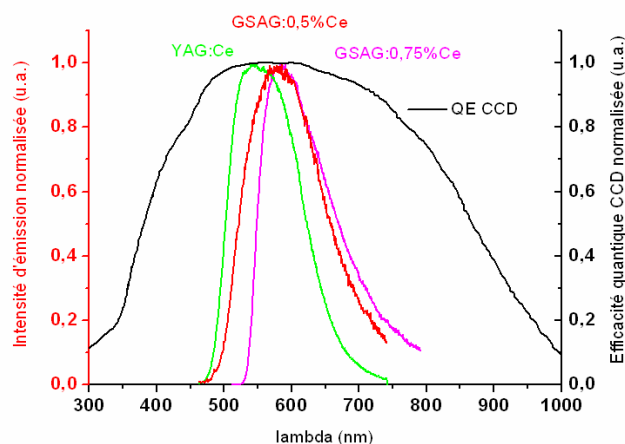


Figure 71 : Spectre d'émission YAG:Ce, GSAG:(0,5%Ce<sup>3+</sup>) et GSAG:(0,75% Ce<sup>3+</sup>)

Le spectre d'émission visible du ZnO:Ga est fonction de la forme du scintillateur. Sur la Figure 72, le spectre de la pastille présente un pic à 300 nm (émission du ZnO pur), un autre pic à 400 nm (effet du dopage du gallium, voir chapitre 2) ainsi qu'une longue traînée dans les longueurs d'onde 450-500 nm, correspondant à des impuretés dans la poudre [46]. Le dépôt de poudre, non contraint mécaniquement présente un fin pic à 400 nm (effet du dopage du gallium). Graphiquement, on constate que ce scintillateur n'exploite pas le domaine de sensibilité maximale de la caméra CCD.

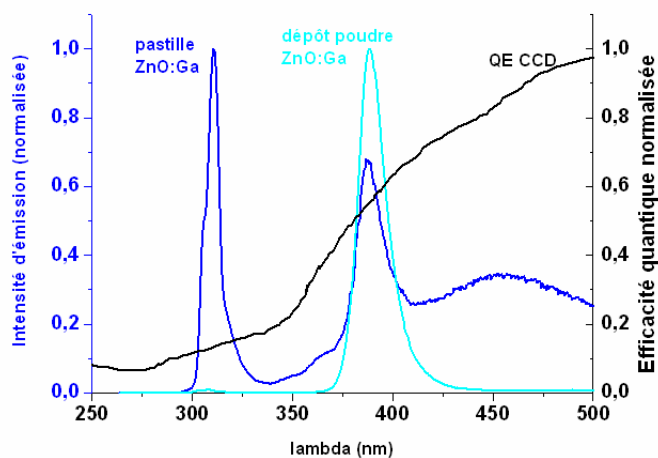


Figure 72 : Spectre d'émission du ZnO:Ga

Concernant le NE102, outre son pic principal à 420 nm, nous voyons apparaître des bandes d'émission UV-visible, sur la Figure 73. Elles correspondent aux différents composants intermédiaires [47] du NE102 : le *p*-terphényl et le POPOP.

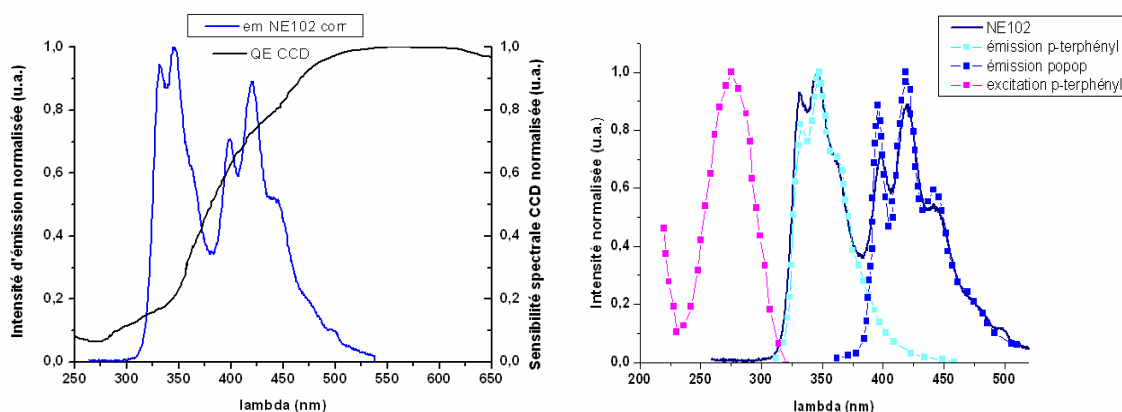


Figure 73 : Emission visible du NE102 et sensibilité spectrale de la CCD (à gauche) spectres des composants du NE102 (à droite)

En excitant le NE102 à 250 nm, on est dans le spectre d'excitation du *p*-terphényl, mais pas à la longueur d'onde la plus excitatrice. Le *p*-terphényl émet avec un maximum vers 350 nm, ce qui coïncide avec le spectre d'absorption du POPOP, responsable de l'émission à 420 nm caractéristique du NE102. Ce scintillateur, bleu principalement, n'est pas le plus adéquat pour notre caméra CCD. Montrer un spectre du NE102 est intéressant si on montre en même temps un spectre de NE109. Ce scintillateur est tout simplement une version *shiftée* du NE102 : un colorant de type rhodamine le fait émettre dans le rouge, Figure 74.

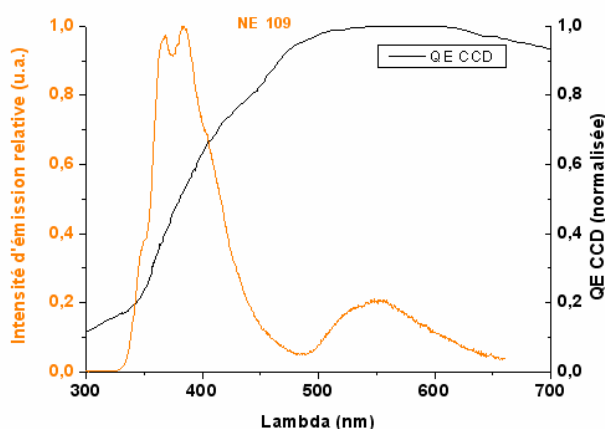


Figure 74 : Spectre d'émission du NE109 et sensibilité spectrale CCD

Si on filtre l'émission entre 500 et 650 nm, on élimine la composante bleue à 420 nm, mais on perd la majeure partie de l'énergie lumineuse dans le spectre. C'est souvent le cas parmi les scintillateurs organiques comprenant des *shifters*.

Les *SMF* en excitation UV des scintillateurs essayés sont résumés dans le Tableau 28.

Scintillateur	$\lambda_{\max}$ (nm)	SMF
Gd <sub>3</sub> Sc <sub>2</sub> Al <sub>3</sub> O <sub>12</sub> :Ce <sup>3+</sup> (0,5%)	586	0,982
Dépôt poudre P46	557	0,990
Cristal Y <sub>3</sub> Al <sub>5</sub> O <sub>12</sub> :Ce <sup>3+</sup>	547	0,991
Gd <sub>3</sub> Sc <sub>2</sub> Al <sub>3</sub> O <sub>12</sub> :Ce <sup>3+</sup> (0,75%)	583	0,972
NE109	548 <sup>19</sup>	0,649
NE102	420 <sup>20</sup>	0,665
Pastille ZnO:Ga	311 (pic 2 <sup>aire</sup> à 387 nm)	0,619
Poudre ZnO:Ga	389	0,588

Tableau 28 : Caractéristiques spectrales sous excitation UV

Un large spectre d'émission augmente le SMF, comme dans le cas du NE102, mais beaucoup d'énergie visible est perdue lorsque l'on emploie des scintillateurs bleus. Les scintillateurs les moins adaptés spectralement à la caméra CCD sont le ZnO:Ga et le NE109, à cause d'une composante bleue intense. Du seul point de vue de la finesse du spectre d'émission, le ZnO:Ga serait tout à fait satisfaisant ; la largeur à mi-hauteur de son pic d'émission est de 10 nm. Les scintillateurs se prêtant le mieux à la caméra CCD sont les grenat d'yttrium YAG:Ce et de gadolinium-scandium (Gd<sub>3</sub>Sc<sub>2</sub>Al<sub>3</sub>O<sub>12</sub>:Ce<sup>3+</sup>), qui ont un SMF supérieur à 0,99.

#### 2.4.2.2. Sous excitation X

Nous mesurons les spectres d'émission visible sous excitation X des scintillateurs suivants : YAG:Ce<sup>3+</sup> (sous forme poudre et cristal) et des compositions voisines, les GSAG:Ce<sup>3+</sup> à 0,5 et 0,75% de Ce<sup>3+</sup>, ZnO:Ga sous forme dépôt de poudre et pastille compressée, le NE102 et le NE109, ainsi que quelques unes des compositions de scintillateurs plastiques : MHA28, MHA30, MHA31, MHA39, MHA43, MHA64 et MHA87.

Leurs spectres d'émission visible ont été mesurés au LPCML à Lyon, afin de connaître leur réponse lors de l'absorption de rayonnement X. Nous avons besoin de connaître la réponse dans le domaine X de 10 à 30 keV, afin d'être pertinent par rapport au LMJ. En effet, l'excitation sous UV n'implique pas les mêmes mécanismes d'émission visible que l'excitation X. L'excitation UV est absorbée dans une épaisseur de peau et accède directement aux niveaux d'énergie de fin de chaîne de luminescence. L'excitation X est absorbée dans épaisseur supérieure de matériau et sollicite nombre de transitions énergétiques au sein du scintillateur avant d'accéder aux niveaux d'émission des fluorophores. Dans la même démarche, les spectres d'émission seront comparés avec la sensibilité spectrale de la caméra CCD, afin de déterminer le couplage spectral.

La configuration expérimentale de mesure du spectre d'émission visible sous excitation X est donnée en Figure 75.

<sup>19</sup> Pic d'excitation à 383 nm détecté par la chaîne de mesure.

<sup>20</sup> Même remarque que la précédente.

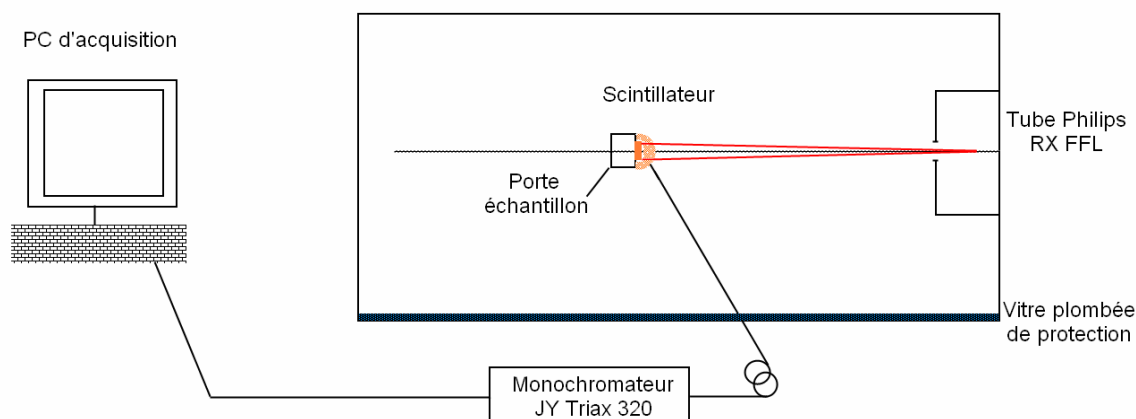


Figure 75 : Configuration expérimentale de mesure des spectres

La haute tension de fonctionnement du tube X est 40 kV et le débit électronique est 40 mA. Le spectre X généré est large bande et présente un maximum de fluence à 35 keV et s'arrêtant à 40 keV. Pour des raisons de protection radiologique, le scintillateur est placé derrière une vitre de protection. La lumière émise par le scintillateur est collectée au moyen d'une fibre optique. L'intensité de scintillation n'étant pas l'objet de cette mesure, on expose le scintillateur le temps nécessaire, pour avoir une statistique suffisante. On veille toutefois à ne pas placer la fibre dans la direction de propagation du rayonnement X, pour éviter sa fluorescence. Les spectres obtenus sont donnés dans les Figure 76 à Figure 78. Le monochromateur de mesure permet de voir les spectres sur une largeur spectrale de 300 nm.

La Figure 76 montre une émission du ZnO:Ga dépendante de sa forme d'utilisation, comme dans le cas de son excitation UV. Le dépôt de poudre montre un pic d'émission fin centré sur 400 nm, correspondant à l'émission excitonique du ZnO:Ga (voir Chapitre 3), tandis que la pastille montre une émission large bande centrée sur 300 nm, correspondant au ZnO non dopé.

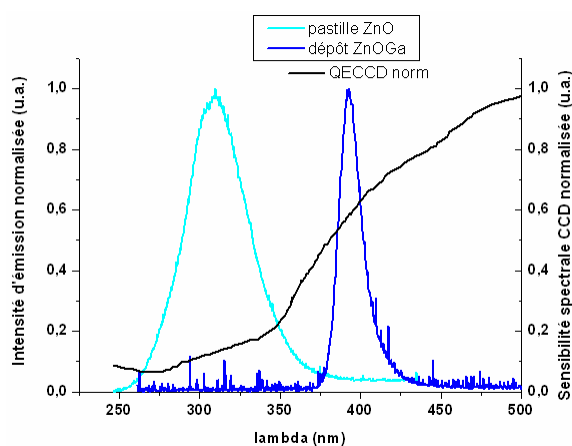


Figure 76 : Spectres d'émission ZnO:Ga dépôt de poudre et pastille comprimée

Son spectre d'émission se situe dans un domaine où le rayonnement Cerenkov est relativement intense. Néanmoins la finesse du spectre d'émission permet, par un filtrage optique, de s'affranchir de nombre de sources parasites, tout en conservant l'énergie visible émise détectable par la caméra CCD.

La Figure 77 montre les spectres d'émission du NE102 et du NE109. Le NE102 montre seulement l'émission visible du composé POPOP. L'émission du NE102 n'exploite toutefois par le



maximum de sensibilité de la caméra CCD, tout en se situant dans un domaine spectral où le rayonnement Cerenkov est relativement important. Le NE109 montre en irradiation X une composante rouge plus importante que sa composante bleue, chose que l'on observait pas en irradiation UV. Un filtrage optique permettrait une élimination de la composante bleue et réduirait l'influence du rayonnement Cerenkov.

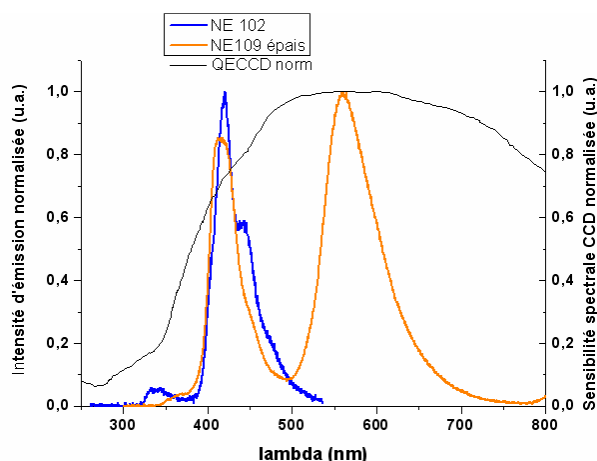


Figure 77 : Spectres d'émission NE102 et NE109 sous excitation X

La Figure 78 montre les spectres d'émission des grenats YAG:Ce<sup>3+</sup> et GSAG:Ce<sup>3+</sup>. Le YAG:Ce<sup>3+</sup> montre sous sa forme cristalline un pic d'émission vers 550 nm. Le dépôt de poudre de YAG:Ce<sup>3+</sup> montre une émission se rapprochant de 600 nm ; les propriétés d'émission des inorganiques étant influencées par la phase cristalline du scintillateur.

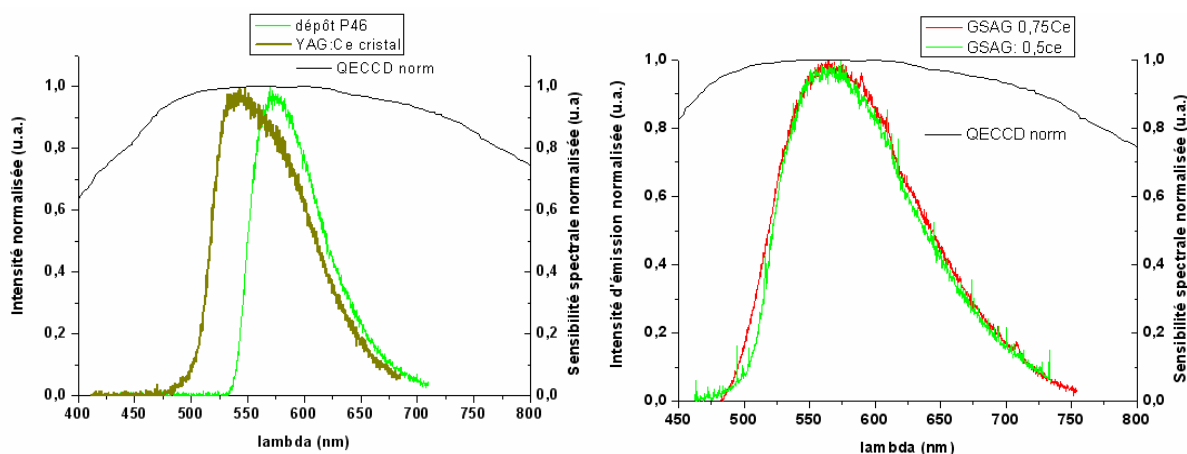


Figure 78 : Emission sous excitation X du YAG:Ce<sup>3+</sup> et des GSAG:Ce<sup>3+</sup>

La Figure 79 résume les spectres d'émission de quelques-uns des scintillateurs plastiques chargés. Nous connaissons les spectres d'émission des composés intermédiaires<sup>21</sup>. Dans notre cas, les fluorophores ont un décalage de Stokes tel qu'au-delà de 500 nm, on ne détecte que le spectre d'émission du fluorophore de fin de chaîne de fluorescence. Le pic d'émission du fluorophore employé se situe vers 580 nm. Le MH64 a un pic plus net à 573 nm. Le signal du spectre du MHA64 domine mieux le bruit, par rapport aux MHA28, MHA31 et MHA43 montrés en exemple, ce qui fait apparaître plus nettement le pic d'émission visible. Le spectre d'émission de ces

<sup>21</sup> Que nous ne donnerons pas car les compositions font l'objet d'un dépôt de brevet.

scintillateurs exploite la caméra CCD vers son maximum de sensibilité spectrale et, bien que large, est situé dans un domaine spectral où le rayonnement Cerenkov est relativement peu important.

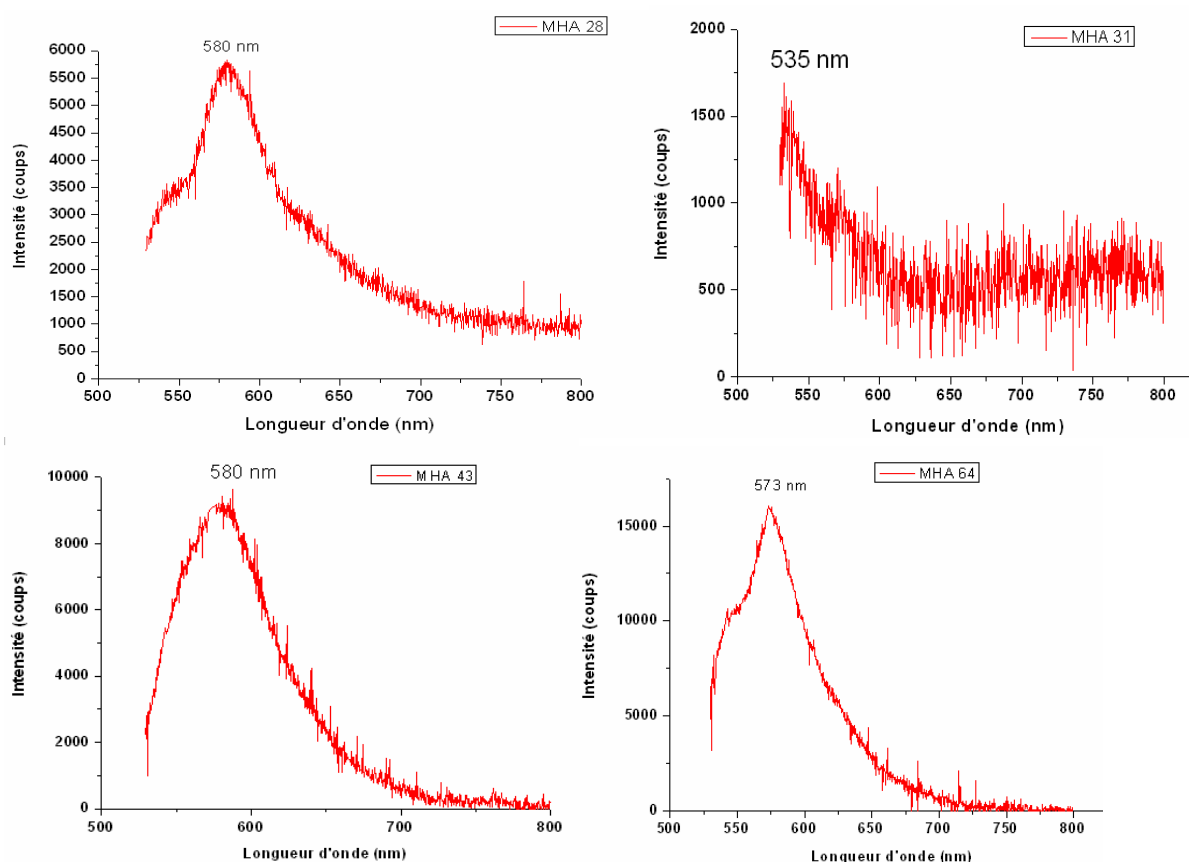


Figure 79 : Spectres d'émission des scintillateurs chargés

Le Tableau 29 résume les facteurs d'adaptation spectraux des scintillateurs à la caméra lorsqu'ils excités avec un large spectre en X d'énergie pic 35 keV.

Scintillateur	$\lambda_{\max}$ (nm)	SMF sous excitation X
Gd <sub>3</sub> Sc <sub>2</sub> Al <sub>3</sub> O <sub>12</sub> :Ce <sup>3+</sup> (0,5%)	574	0,987
Dépôt poudre P46	570	0,992
Cristal Y <sub>3</sub> Al <sub>5</sub> O <sub>12</sub> :Ce <sup>3+</sup>	543	0,993
Gd <sub>3</sub> Sc <sub>2</sub> Al <sub>3</sub> O <sub>12</sub> :Ce <sup>3+</sup> (0,75%)	564	0,987
NE109	560 (pic excitation à 418 nm)	0,906
NE102	420	0,756
Pastille ZnO:Ga	310	0,201
Poudre ZnO:Ga	393	0,571
MHA 28	580	0,966
MHA 30		0,999
MHA 31		0,940
MHA 39		0,985
MHA 43		0,989
MHA 64		0,993
MHA 87		0,983

Tableau 29 : SMF des scintillateurs chargés

Les scintillateurs ayant les moins bons *SMF* sont ceux qui émettent dans les longueurs d'onde bleues : NE102 et ZnO:Ga. Tous les autres ont un *SMF* supérieur à 0,9, ce qui les rend spectralement adéquats avec la caméra CCD. La largeur du spectre d'émission est un critère discriminant : si l'on envisage un filtrage optique de ces scintillateurs devant la caméra CCD, on risque de perdre de l'énergie lumineuse et dégrader le bilan photométrique de l'imageur complet. Les scintillateurs retenant notre attention sont les grenats YAG:Ce<sup>3+</sup> et GSAG:Ce<sup>3+</sup>, ainsi que les plastiques chargés.

### 2.4.3. Conclusions sur les mesures

Les résultats de mesure de temps de déclin et de spectre sont résumés dans le Tableau 30.

Scintillateur	Temps de décroissance caractéristique (ns)		Longueur d'onde d'émission principale (nm)		
	Excitation UV	Excitation X	Excitation UV	Excitation X	
YAG:Ce <sup>3+</sup> (cristal)	55	130 à 150	547	543	
YAG:Ce <sup>3+</sup> (poudre)	73	n.m	557	570	
ZnO:Ga (poudre)	2		389	393	
ZnO:Ga (pastille)	n.m		311 (pic 2 <sup>aire</sup> à 387 nm)	310	
GSAG:0,5% Ce <sup>3+</sup>	36		586	574	
GSAG: 0,75% Ce <sup>3+</sup>	7 (54)		583	564	
NE102			420	420	
NE109	2		548	560	
DRT1	1,2		3,5(2 <sup>aire</sup> 37,5 ns)	n.m	420
DRT2	1,6		15 (2 <sup>aire</sup> 2.10 <sup>4</sup> ns)		420
DRT3	1,5		n.m		420
DRT6	n.m	n.m	503		511
MHA28	12 (composante 2 <sup>aire</sup> 46 ns)	n.m	n.m	580	
MHA30	13				
MHA31	13				
MHA35	11				
MHA39	13				
MHA43	9				
MHA64	13				
MHA84	13				
MHA87	12				

**Tableau 30 : Synthèse des mesures de temps caractéristique et spectre d'émission des scintillateurs mesurés**

Nous avons mesuré dans cette partie les caractéristiques temporelles et spectrales de scintillateurs sous excitation UV et sous excitation X. Tous les scintillateurs n'ayant pas pu faire l'objet de toutes les mesures, la comparaison ne peut être totalement affirmative, surtout au niveau des temps de déclin. Le YAG:Ce<sup>3+</sup> présente une différence notable dans le temps de déclin suivant qu'il est excité en X ou bien en UV. Tout scintillateur inorganique nécessite d'être vérifié par ces deux types d'excitation. Le spectre d'émission ne pose pas de problème : les scintillateurs ayant été mesuré à la fois en excitation X et en excitation UV montrent que les deux mesures fournissent des résultats suffisamment ressemblants. Sur l'ensemble de ces deux aspects les scintillateurs étant les mieux qualifiés par rapport à ces critères, importants à cause de la vulnérabilité, sont les plastiques

chargés. Les grenats YAG:Ce<sup>3+</sup> et GSAG:Ce<sup>3+</sup> sont plus lents que les plastiques, avec un couplage spectral équivalent.

### 2.5. Scintillateurs choisis pour un système imageur existant

Nous décrivons ici des scintillateurs choisis dans le cadre de la faisabilité d'un diagnostic d'imagerie X existant, le diagnostic HEXRI [1]. Nous discutons les critères apparents de choix de ces scintillateurs et comparons par rapport aux scintillateurs de notre étude. Les propriétés des scintillateurs initialement envisagés pour HEXRI sont résumées dans le Tableau 31.

Scintillateur	Rendement de scintillation X-visible (ph/keV)	Temps de déclin (ns)	$\lambda_{\max}$ émission (nm)	Indice de réfraction pour $\lambda_{\max}$
CsF	2	5	390	1,95
CsI:Tl	2	16	310	1,48
YAlO <sub>3</sub> :Ce	18	25	350	1,94
BaF	1,8	0,6	220	1,54
LSO	30	40	480	1,82
GSO	10	60	430	1,87

Tableau 31 : Scintillateurs employés sur HEXRI

Pour discuter le choix et les propriétés des scintillateurs envisagés pour HEXRI, nous examinons les critères de rapidité de décroissance, d'intensité de scintillation émise et des effets causés sur l'imagerie. Nous ferons référence parfois à certains aspects globaux du système HEXRI, mais une synthèse documentaire sera effectuée au chapitre 3. En comparaison, nous avons choisi dans un premier temps le YAG:Ce<sup>3+</sup>, le ZnO:Ga et le Lu<sub>2</sub>S<sub>3</sub>:Ce<sup>3+</sup>. N'ayant pas pu nous procurer le Lu<sub>2</sub>S<sub>3</sub>:Ce<sup>3+</sup>, ne restent pour comparaison que le YAG:Ce<sup>3+</sup> et ZnO:Ga.

On prévoit pour ce système une obturation de la caméra CCD au bout de 50 ns, hypothèse retenue pour s'affranchir de l'impact des neutrons et donc de la pollution d'image. Le critère à satisfaire ici donc est de détecter en 50 ns la proportion  $R_{ph}$  maximum de photons visibles émis par le scintillateur, ce que l'on peut exprimer par l'équation (49) :

$$R_{ph} = \frac{\int_0^{50 \text{ ns}} e^{-\frac{t}{\tau_{decay}}} dt}{\int_0^{\infty} e^{-\frac{t}{\tau_{decay}}} dt} \quad (49)$$

Le ratio  $R_{ph}$  pour chacun des scintillateurs est déterminé dans le Tableau 32.

Concernant l'intensité d'émission, on se base sur le spectre dit «de long feu» pour déterminer le nombre de photons visibles émis par le scintillateur (voir chapitre 1). L'intensité est importante pour obtenir un niveau d'image suffisamment intense au niveau de la caméra CCD, mais, compte tenu du fait que l'on obture avant que les neutrons n'atteignent le mur de la chambre, les éléments d'optique en verre ne généreront pas de rayonnement Cerenkov par hypothèse. Le nombre de photons ainsi émis sera proportionnel, à la sensibilité spectrale près de la caméra CCD employée, à l'intensité de l'image enregistrée. On détermine donc la fraction de ce spectre absorbée par effet photoélectrique, dans chacun des scintillateurs faisant 25  $\mu\text{m}$ . Et partant, connaissant leur

rendement de scintillation, on détermine le nombre de photons visibles émis par élément résolvant de scintillateur.

Le système doit imager une source émettant dans le domaine spectral entre 5 et 20 keV. Pour que l'ensemble du système d'imagerie HEXRI atteigne une résolution spatiale de l'ordre du  $\mu\text{m}$ , il est nécessaire que le scintillateur ne soit pas trop épais. Pour des raisons d'optimisation de la résolution spatiale, on arrive à une épaisseur de scintillateur de 25  $\mu\text{m}$ , afin de limiter le flou de profondeur de champ (explication Figure 15 et équation (14)) C'est pourquoi, au choix initial des quatre premiers scintillateurs, destinés à capitaliser la rapide obturation de la caméra CCD, se sont rajoutés à la liste les scintillateurs GSO et LSO, qui par leurs propriétés d'absorption, permettent d'absorber le rayonnement X et surtout de générer des photons par effet photoélectrique entre 5 et 20 keV. On résume dans le Tableau 32 le nombre de photons visibles générés par chacun des scintillateurs par l'absorption du terme d'implosion considéré.

Scintillateur	Proportion de photons 50 ns	Nombre photons captés effet pe
CsF	0,999	$2,489.10^5$
CsI:Tl	0,955	$2,599.10^5$
YAP:Ce <sup>3+</sup>	0,862	$1,338.10^6$
BaF <sub>2</sub>	1	$2,355.10^5$
LSO:Ce <sup>3+</sup>	0,710	$5,231.10^6$
GSO:Ce <sup>3+</sup>	0,562	$1,649.10^6$
YAG:Ce <sup>3+</sup>	0,281 à 0,593	$4,745.10^5$
ZnO:Ga	1	$2,102.10^6$

Tableau 32 : Proportions de photons émis par les scintillateurs en 50 ns

La plupart des scintillateurs pour lesquels le calcul a été effectué montrent une émission de  $10^5$  à  $10^6$  photons visibles sur une épaisseur de 25  $\mu\text{m}$  et par élément résolvant. Cette donnée du nombre de photon servira à dimensionner le relais optique pour déterminer le nombre de photons visibles détectés par la caméra CCD. En ordre de grandeur, si l'on considère un système optique de transmission 1, le nombre de photons émis sera susceptible de saturer en intensité une caméra CCD codée sur 16 bits, soient 65535 niveaux d'intensité.

### 3. Références

1. R. Tommasini, J. Koch, B. Young, E. Ng, T. Phillips, and L. Dauffy, *High energy x-ray imager for inertial confinement fusion at the National Ignition Facility*, Rev. Sci. Instrum. **77** (2006), 10E301
2. A. Koch, C. Raven, P. Spanne, and A. Snigirev, *X-ray imaging with submicrometer resolution employing transparent luminescent screens* J. Opt. Soc. Am. A **15** (1998), 7
3. T. Martin and A. Koch, *Recent development in X-ray imaging with micrometer spatial resolution*, J. Sync. Rad **13** (2006),
4. CEA, *Communication privée*, 2006
5. Amateur telescope optics, <http://telescope-optics.net/>, 2006
6. D. Maksutov, *New catadioptric meniscus systems*, J. Opt. Soc. Am **34** (1944), 5
7. J.L. Bourgade, R. Marmoret, S. Darbon, R. Rosch, P. Troussel, B. Villette, V. Glebov, W.T. Shmayda, J.C. Gomme, Y. Le Tonqueze, F. Aubard, J. Baggio, S. Bazzoli, F. Bonneau, J.Y. Boutin, T. Caillaud, C. Chollet, P. Combis, L. Disdier, J. Gazave, S. Girard, D. Gontier, P. Jaanimagi., H.P. Jacquet, J.P. Jadaud, O. Landoas, J. Legendre, J.L. Leray, R. Maroni, D.D.

- Meyerhofer, J.L. Miquel, F.J. Marshall, I. Masclet-Gobin, G. Pien, J. Raimbourg, C. Reverdin, A. Richard, D. Rubin de Cervens, C.T. Sangster, J.P. Sceaux, G. Soullie, C. Stoeckl, I. Thfoin, L. Videau, and C. Zuber, *Diagnostic hardening of harsh environment in Laser Mégajoule (invited)*, Rev. Sci. Instrum. **79** (2008), 10F301
8. Edmund Optics, [www.edmundoptics.com](http://www.edmundoptics.com), 2010
  9. P. Guimbal, A. Binet, J.P. Bleses, V. Fontenay, S. Joly, A. Loulergue, J.G. Marmouget, Y. Pranal, J. Rodolfo, F. Sabary, S. Striby, and D. Touati, *Status of the ELSA facility, last results at high efficiency and first test of a 60 parameters, on line tunable wiggler*, Nucl. Instr. Meth. A **375** (1996), 1-3
  10. E. Vigne, *Rapport final d'apprentissage 2008-2010 : Conception et vulnérabilité d'un transport d'image pour les diagnostics du Laser Mégajoule*, Institut d'Optique Graduate School (2010)
  11. K. Takahashi, Y. Iwabushi, N. Mori, T. Matsuda, and S. Shionoya, *Mechanism of photostimulated luminescence process in BaFBr:Eu<sup>2+</sup> phosphors*, Jap. J. Appl. Phys. **33** (1994), 1
  12. J-P. Champeaux, P. Troussel, B. Villier, V. Vidal, T. Khachroum, B. Vidal, and M. Krumrey, *Development and realization of non-periodic W/Si multilayer mirrors for 5-14 keV X-ray plasma diagnostic*, Nucl. Instr. Meth. A **561** (2007),
  13. M. Born and E. Wolf, *Principle of optics, 6th ed.*, ed. Pergamon, 1986
  14. S.Lindass, M. Howells, C. Jacobsen, and A. Kalinovsky, *X-ray holographic microscopy by means of photoresist recording and atomic force microscopic readout*, J. Opt. Soc. Am. A **13** (1996),
  15. F. Livet, F. Bley, J. Mainville, R. Caudron, S.G.J Mochrie, E. Geissler, G. Dolino, D. Abernathy, G. Grübel, and M. Sutton, *Using direct illumination CCDs as high resolution area detectors for X-ray scattering*, Nucl. Instr. Meth. A **451** (2000),
  16. K. Kinoshita, T. Matusmura, Y. Inagaki, N. Hirai, M. Sugiyama, H. Kihara, N. Watanabe, Y. Shimanuki, and A. Yagashita. *X-Ray Microscopy III*. in *Springer Series In Optical Sciences*, 67. 1992.
  17. Y. Okamoto, T. Oguro, I. Kashima, D. Kanishi, T. Sakurai, and T. Matsuki, *Development of the computed electroradiography: trial manufacture of digital imaging system*, Radiology **185** (1992), 395
  18. A. Koch and C. Riekkel, *X-ray video camera with 10 μm spatial resolution*, Rev. Sci. Instrum. **67** (1996),
  19. J. Moy, *Recent developments in X-ray imaging detectors*, Nucl. Instr. Meth. A **442** (2000),
  20. X. Badel, A. Galeckas, J. Linnros, P. Kleimann, C. Fröjdh, and C.S. Petersson, *Improvement of an X-ray imaging detector based on a scintillating guides screen*, Nucl. Instr. Meth. A **487** (2002),
  21. T. Kahan, *Discussion de formules et courbes théoriques relatives aux rayons gamma*, Journal de Physique et le Radium **10** (1939), 10
  22. G.F. Knoll, *The Radiation Detection and Measurement*. 3rd ed, ed. John Wiley and Sons, 2000
  23. A.T. Nelms, *Graphs of the Compton Energy-Angle Relationship and the Klein-Nishina Formula from 1 keV to 500 MeV*. 1953, United States Department of Commerce, National Bureau of Standards.
  24. J.V. Jelley, *Cerenkov Radiation and its applications*, ed. Pergamon Press, 1958
  25. L. Katz and S. Penfold, *Range Energy Relations for Electrons and the Determination of Beta-Ray End-Point Energies by Absorption*, Rev. Mod. Phys. **24** (1952), 1
  26. I.H. Campbell and B.K. Crone, *Efficient plastic scintillators utilizing phosphorescent dopants*, Applied Physics Letter **90** (2007), 012117

27. J.B Birks, *The Theory and Practice of Scintillation Counting*, ed. Pergamon Press, 1964
28. Saint-Gobain, <http://www.detectors.saint-gobain.com>,
29. Proteus, Proteus Inc. index page, <http://apace-science.com/proteus/index.htm>, 2008
30. C.B. Ashford, I.B. Berlman, J.M. Flournoy, L.A Franks, S.G. Iversen, and S.S. Lutz, *High-Z liquid scintillators containing tin*, Nucl. Instr. Meth. A **243** (1985),
31. *Advances in Scintillation Counting*. S.A. McQuarrie, C. Ediss, L.I. Wiebe ed, 1983
32. L.A. Eriksson, C.M. Tsai, Z.H. Cho, and C.R. Hurlbut, *Comparative studies on plastic scintillators - Applications to low energy high rate photon detection*, Nucl. Instr. Meth. **122** (1974),
33. P. Dorenbos and M.D. Birowosuto, *Novel gamma and X-ray scintillator research: on the emission wavelength, light yield and time response of Ce<sup>3+</sup> doped halide scintillators*, Phys. Stat. Sol. A **206** (2009), 1
34. C. Chaussat, J. Chabbal, T. Ducourant, V. Spinnler, G. Vieux, and R. Neyret, *New CsI/a-Si 17"x17" X-ray flat panel detector provides superior detectivity and immediate direct digital output for General Radiography systems*, SPIE Conf. Phys. Med. Im. **3336** (1998),
35. J.C. van't Spijker, P. Dorenbos, C.P. Allier, C.W.E. van Eijk, A.R.H.F. Ettema, and G. Huber, *Lu<sub>2</sub>S<sub>3</sub>:Ce<sup>3+</sup>, A new red luminescing scintillator*, Nucl. Instr. Meth. B **134** (1998),
36. E.V. van Loef, W.M. Higgins, J. Glodo, A.V. Churilov, and K.S. Shah, *Crystal growth and characterization of rare earth iodides for scintillation detection*, Journal of Crystal Growth **310** (2008),
37. G.B. Lutts, A.L. Denisov, E. Zharikov, A.I. Zagumennyi, S.N. Kozliki, S.V. Lavrishchev, and S.A. Samoylova, *GSAG and YSAG: a study on isomorphism and crystal growth*, Opt. Quantum Electron. **22** (1990),
38. Sandia National Laboratories, <http://www.sandia.gov/pulsedpower/>, 2010
39. H. Calamy, F. Hamann, F. Lassalle, J.P. Chittenden, S.V. Lebedev, F. Bayol, C. Mangeant, A. Morell, D. Huet, and J.-P. Bedoch, *Characteristics of Microsecond Wire Array Z-Pinches on SPHINX Machine*, IEEE T. Plasma Sci. **34** (2006), 5
40. Thèse de R. Rosch, *Etude de l'émission X dans les plasmas d'aluminium de type Z-pinch*, Université de Paris-Sud, 1999
41. P. Eyl and P. Romary, *Principe de fonctionnement et technologie des générateurs de haute puissance pulsée*, Onde électrique **75** (1995), 3
42. Thèse de J.-N. Barnier, *Conception et réalisation de diagnostics optiques pour la caractérisation de jets gazeux en physique du Z-pinch. Comparaison expérience/simulation numérique. Application à l'étude d'une nouvelle tuyère.*, Université de Bordeaux 1, 1998
43. L.E. Aranchuk, J. Larour, and A.S. Chuvatin, *Experimental Study of X-Pinch in a Submicrosecond regime*, IEEE T. Plasma Sci. **33** (2005), 2
44. T.A. Shelkovenko, S.A. Pikuz, D.B. Sinars, K.M. Chandler, and D.A. Hammer, *Time resolved spectroscopic measurements of ~1 keV, dense, subnanosecond X-pinch plasma bright spots*, Physics of Plasmas **9** (2002),
45. L.E. Aranchuk, A.S. Chuvatin, and J. Larour, *Compact submicrosecond, high current generator for wire explosion experiments*, Rev. Sci. Instr. **75** (2004), 1
46. J.S. Neal, N. Giles, X. Yang, A. Wall, K. Ucer, R.T. Williams, and D.J. Wisniewski, *Evaluation of Melt-Grown, ZnO Single Crystals for Use as Alpha Particle Detectors*, IEEE Trans. Nucl. Sci **55** (2008), 3
47. PhotochemCAD Spectra by Category, <http://omlc.ogi.edu/spectra/PhotochemCAD/html/index.html>, 2006

## Chapitre 3 : Performance d'ensemble du système imageur proposé

Nous décrivons dans ce chapitre la performance globale du système proposé, que nous mettrons en face du besoin d'imagerie X exprimé. L'ensemble des mesures nous permettra de conclure sur la conformité par rapport au besoin initial.

<b>1. PERFORMANCES D'ENSEMBLE DE LA CHAINE DE MESURE .....</b>	<b>108</b>
<b>1.1. Performance de résolution spatiale de l'ensemble .....</b>	<b>108</b>
<i>1.1.1. Configuration longueur 2,8 mètres .....</i>	<i>108</i>
<i>1.1.2. Configuration longueur 4 mètres .....</i>	<i>114</i>
<b>1.2. Photométrie de l'ensemble.....</b>	<b>116</b>
<i>1.2.1. Intensités d'images .....</i>	<i>117</i>
<i>1.2.2. Vulnérabilité : comparaison par rapport aux signaux Cerenkov .....</i>	<i>122</i>
<b>1.3. Comparaison avec le système imageur HEXRI.....</b>	<b>127</b>
<i>1.3.1. Concept du diagnostic et éléments dimensionnants.....</i>	<i>127</i>
1.3.1.1. Dimensions et propriétés du sténopé .....	127
1.3.1.2. Propriétés du scintillateur et couplage au système de reprise optique.....	130
<i>1.3.2. Etude photométrique .....</i>	<i>132</i>
<i>1.3.3. Etude de vulnérabilité .....</i>	<i>136</i>
<i>1.3.4. Synthèse de la comparaison .....</i>	<i>139</i>
<b>1.4. Imagerie de source plasma .....</b>	<b>140</b>
<b>2. CONFORMITE ET PREVISION .....</b>	<b>145</b>
<b>2.1. Conformité par rapport à la fonction principale et aux contraintes .....</b>	<b>145</b>
<b>2.2. Prévion du comportement diagnostic .....</b>	<b>147</b>
<b>3. RÉFÉRENCES .....</b>	<b>148</b>



## 1. Performances d'ensemble de la chaîne de mesure

Nous présentons dans cette partie les mesures qualifiant les performances de notre système imageur dans son ensemble. Pour faire suite aux mesures de résolution spatiale intrinsèques à notre relais optique, nous l'avons couplé à plusieurs scintillateurs et mesuré la résolution spatiale par plusieurs méthodes et sur plusieurs configurations. Nous avons ensuite effectué une mesure de photométrie en approche « boîte noire ». Connaissant le rendement de scintillation de notre scintillateur de référence, le YAG:Ce<sup>3+</sup>, nous avons comparé les intensités d'images que l'on pouvait avoir, en irradiant nos scintillateurs par un terme source X connu. Ces mesures n'ont pas été faites pour leur seule relativité. Les niveaux de signal obtenus ont été comparés aux niveaux de luminescence parasite, obtenus lors des mesures de vulnérabilité au rayonnement  $\gamma$  effectuées au chapitre 2. Et enfin, nous avons effectué une expérience d'imagerie de source plasma sur une source laser, afin de valider l'ensemble des paramètres de notre système imageur.

### 1.1. Performance de résolution spatiale de l'ensemble

Nous avons justifié au chapitre 2 l'usage du scintillateur pour réaliser la fonction détection X/ conversion visible parmi les détecteurs existants. La raison principale est la nécessité absolue de la fonction déport. Nous avons vu que les systèmes les plus performants, couplant un scintillateur à une caméra CCD atteignent une résolution spatiale de 1  $\mu\text{m}$ . Mais ces systèmes ont le scintillateur séparé de la caméra CCD par une distance inférieure à 1 mètre, ce qui est court par rapport au système imageur que l'on propose. Nous nous attendons donc à ce que la résolution spatiale de notre système imageur soit moins fine que 1  $\mu\text{m}$ . Néanmoins, la résolution spatiale d'un imageur X peut être affinée en couplant les scintillateurs avec des dispositifs d'optique X, tels les miroirs multicouches, les cristaux de Bragg ou les lentilles à zones de Fresnel. Ces dispositifs permettent un grandissement de l'image X, quelquefois un filtrage spectral de la source de rayonnement, ce qui permet de diminuer l'exigence de résolution spatiale du système imageur. La résolution spatiale intrinsèque du relais optique a été mesurée au chapitre 2. Elle est de l'ordre de 100  $\mu\text{m}$  à 50% de contraste. Nous couplons pour ces mesures des scintillateurs à notre relais optique. Nous avons choisi le YAG:Ce<sup>3+</sup>, notre scintillateur de référence et des compositions de scintillateurs organiques chargés. Ces dernières compositions étaient les meilleures les plus abouties au moment de la mesure. Nous avons mesuré la résolution spatiale de notre système imageur dans sa configuration de longueur 2,8 mètres et dans sa longueur de 4 mètres au moyen de plusieurs méthodes.

#### 1.1.1. Configuration longueur 2,8 mètres

Nous avons évalué la résolution spatiale dans cette configuration par une méthode de bord franc. On plaque sur le scintillateur une épaisseur de plomb de 200  $\mu\text{m}$  présentant un bord saillant. L'épaisseur de plomb ne doit pas être trop grande de manière à éviter la diffusion du rayonnement X à l'endroit du bord. Les scintillateurs testés sont le YAG:Ce et des scintillateurs plastiques chargés MHA139 et MHA147<sup>22</sup>. Nous avons pris ces scintillateurs en particulier pour leur surface optique nette. Leurs propriétés influençant l'image obtenue sont résumées dans le Tableau 33.

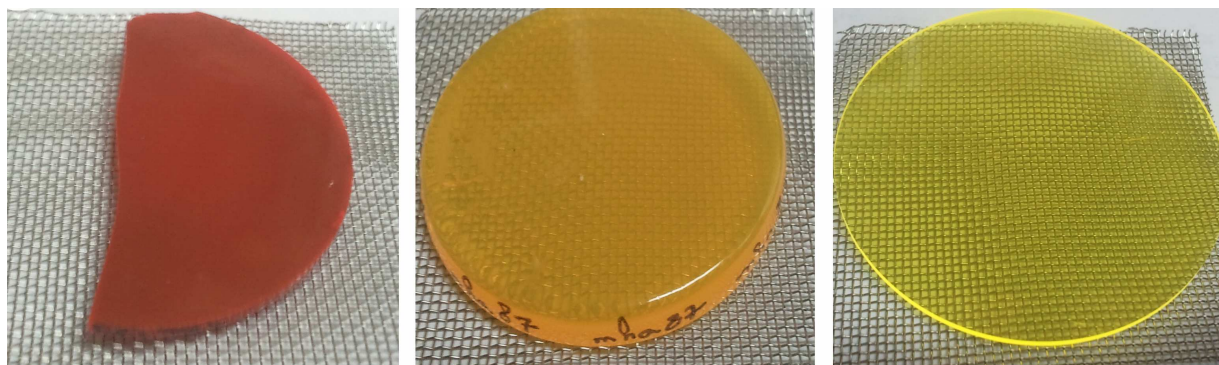
---

<sup>22</sup>Les scintillateurs plastiques sont issus d'une deuxième série de synthèses. Tous les paramètres ne sont donc pas forcément optimisés, ce qui explique les fortes épaisseurs qu'ils peuvent avoir.

	Epaisseur	Indice de réfraction	Longueur d'onde d'émission (nm)
YAG:Ce	1 mm	1,86	550 nm
MHA 139	1,70 mm	1,57 <sup>23</sup> [1]	630 nm
MHA 147	4,6 mm	1,57	630 nm

**Tableau 33 : Propriétés d'imagerie des scintillateurs testés**

Conformément aux remarques du chapitre 2 sur la qualité optique des scintillateurs, on peut avoir une première idée de la qualité d'image permise par les scintillateurs, sans instrument de mesure. Sur la Figure 80, on a des photographies des scintillateurs employés pour la mesure. De gauche à droite, le MHA139, MHA147 et YAG:Ce<sup>3+</sup>.



**Figure 80 : Scintillateurs de la mesure sur grille métallique de pas 1 mm**

MHA139 est synthétisé pour émettre à 620 nm (rouge bordeaux) mais on voit qu'il est peu transparent, la grille de pas 1 mm est masquée. Le MHA87, au milieu (ayant les mêmes propriétés optiques que MAH147) est un peu plus transparent, on peut discerner la grille, mais elle est un peu déformée par la réfraction et surtout l'épaisseur de 4,6 mm de ce scintillateur. Le YAG:Ce<sup>3+</sup> cristallin, permet de visualiser la grille nettement, sans trop de déformations, bien qu'ayant un indice de réfraction de 1,82. La configuration expérimentale est donnée en Figure 81.

<sup>23</sup> L'indice de réfraction est une supposition à faite à partir des composants de matrice, voir référence.

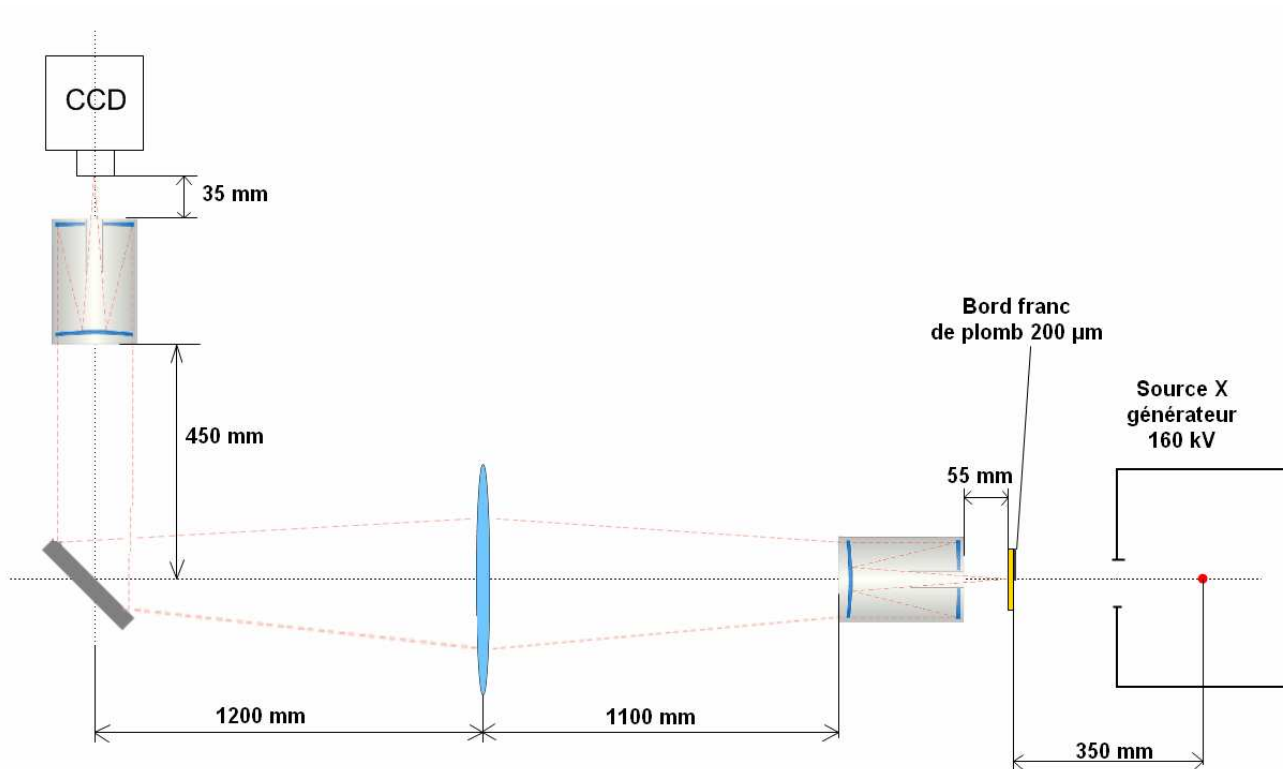


Figure 81 : Configuration expérimentale de mesure de bord franc

Nous irradions les scintillateurs avec le terme source du générateur 160 kV (décrit au chapitre 2), pour les tensions de commande 30 kV, 40 kV et 60 kV. Cela nous permet de balayer largement le spectre 10-30 keV, en déplaçant le maximum de fluence. A 30 kV le maximum est à 20 keV, à 40 kV il est à 30 keV et à 60 kV il est à 40 keV. Cet aspect est intéressant, car pour les basses énergies X, les photons sont facilement absorbés, mais les photoélectrons issus de l'effet photoélectrique sont moins énergétiques, et inversement pour les hautes énergies X. Cela peut se traduire par une variation de l'intensité, ce qui peut faire évoluer la résolution spatiale suivant l'énergie X. Chaque irradiation fournit des images comme celles des Figure 82 à Figure 84.



Figure 82 : Images de bord franc sur YAG:Cérium

Les images du YAG montrent une transition « noir-blanc » assez nette, par sa qualité cristalline et sa transparence. Le petit trait horizontal que l'on voit est un fil de cuivre fin,

placé côté X, sur lequel on se met au point. Ce fil tend à disparaître à mesure que l'on augmente la tension de commande du générateur 160 kV.

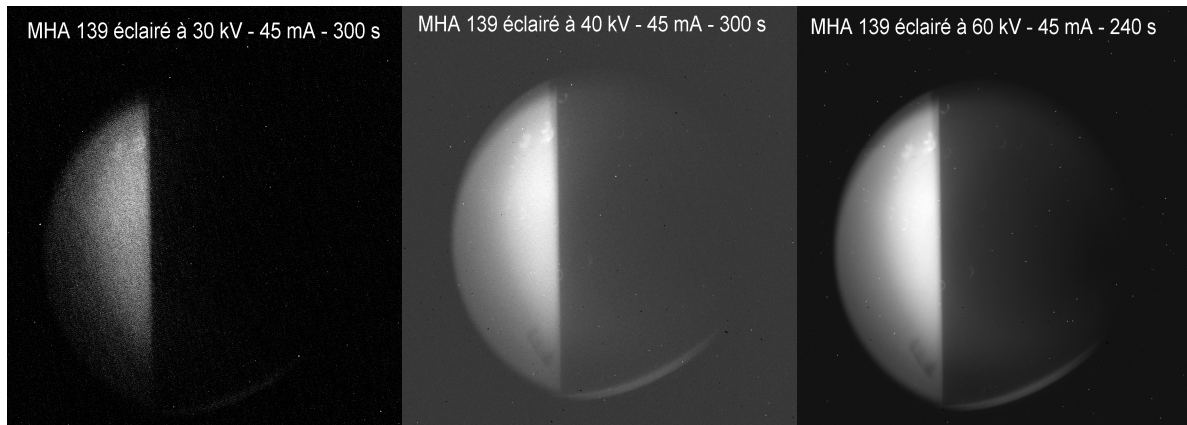


Figure 83 : Images de bord franc sur scintillateur MHA139

Suivant la nature du scintillateur, la zone « blanche » est plus ou moins intense. Sur le MHA139, Figure 83, peu transparent, les photons X du spectre généré pour la tension de 30 kV du générateur se convertissent en photons visibles que l'on a du mal à détecter. Pour les spectres à 40 kV et 60 kV, les photons X pénètrent plus loin dans l'épaisseur, ce qui fait que les photons visibles résultants ont moins de chemin à parcourir et donc qu'on les détecte mieux. Qualitativement, la transition « noir-blanc » est déjà moins nette que sur le YAG:Ce.

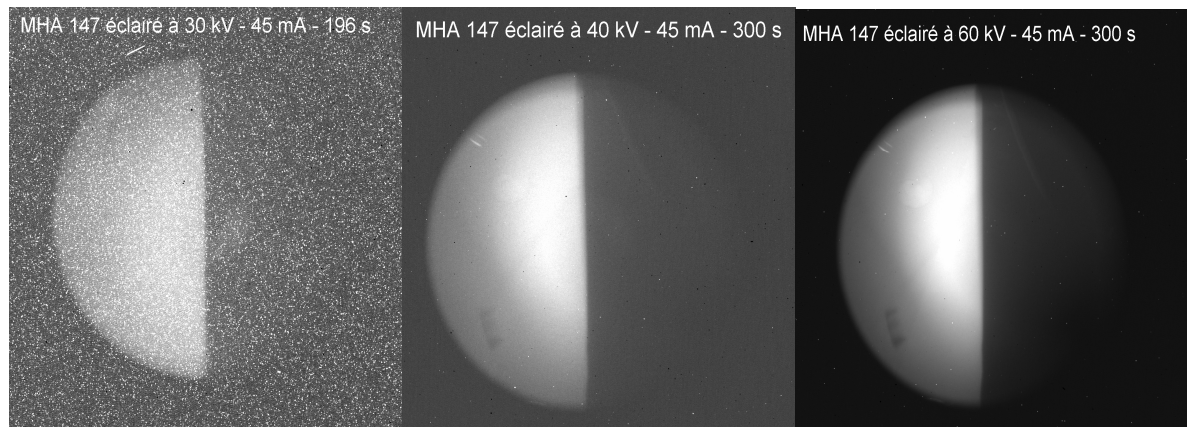


Figure 84 : Images de bord franc sur scintillateur MHA147

On extrait de ces images le profil d'intensité à l'endroit de la transition éclaircissement-obscurité. L'expression mathématique de cette transition est la fonction d'étalement de bord. Son analyse nous renseigne sur la résolution spatiale de l'ensemble imageur.

La première possibilité d'analyse est de dériver la fonction d'étalement de ligne puis d'ajuster par un modèle gaussien le profil obtenu. La largeur à  $e^{-1}$  de la gaussienne nous donne le diamètre de la tache contenant 68% de l'énergie du signal de l'image d'un point. On peut aboutir au même résultat avec l'analyse de la fonction d'étalement de point (PSF pour *Point Spread Function*), lorsqu'on utilise un sténopé. L'avantage de la méthode du bord est qu'elle nécessite un objet moins difficile à obtenir. Nous avons un exemple d'analyse graphique de ce traitement sur la Figure 85. Le profil fortement bruité de MHA147 est inexploitable, il faut le lisser afin de pouvoir y travailler. Cette méthode donne une valeur de résolution spatiale, mais qui dépend du contraste que l'on a dans l'image. Le bruit que l'on a sur le profil de MHA147 contribue à diminuer le contraste et rend moins net l'étalement de ligne, ce qui nuit à la

qualité optique de l'ensemble, ce qui se traduit par une plus grande largeur du modèle gaussien.

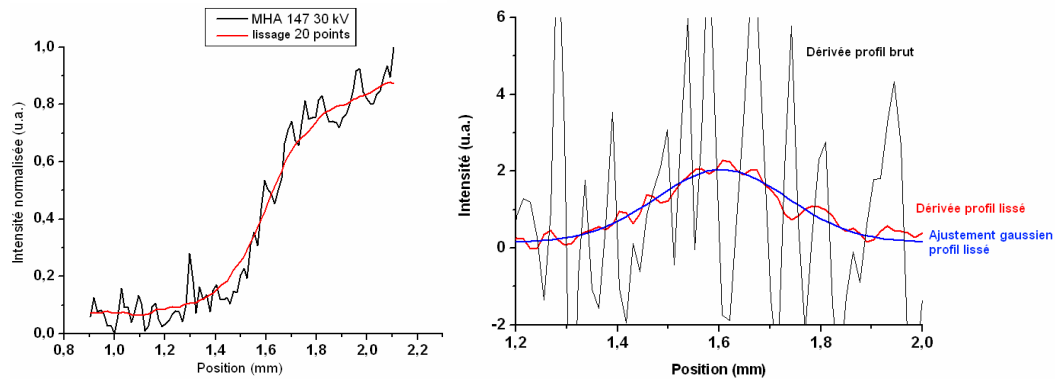


Figure 85 : Exemple de traitement profil MHA147 30 kV

Le Tableau 34 résume l'ensemble des largeurs à 68% d'ajustement gaussien des dérivées des fonctions d'étalement de bord des scintillateurs essayés.

	Eclairment 30 kV	Eclairment 40 kV	Eclairment 60 kV
YAG:Ce <sup>3+</sup> (1 mm)	100 μm	101 μm	85 μm
MHA139 (1,70 mm)	283 μm	295 μm	295 μm
MHA147 (4,6 mm)	260 μm	350 μm	363 μm

Tableau 34 : Largeurs à  $e^{-1}$  des dérivées de fonction d'étalement de bord

Le YAG:Ce<sup>3+</sup> présente une largeur à 68% plus fine que celle des scintillateurs plastiques. Ceci est dû à son épaisseur ainsi que sa transparence optique. La valeur obtenue pour le YAG:Ce<sup>3+</sup> se rapproche de la valeur à 50% de la FTC intrinsèque au relais optique (voir chapitre 2). Cela signifie la résolution spatiale est limitée ici par le relais optique.

La deuxième possibilité la résolution spatiale est l'obtention de la Fonction de Transfert de Modulation expérimentale à partir des profils obtenus. On a un tracé des profils d'intensité normalisés obtenus à 40 kV sur la Figure 86.

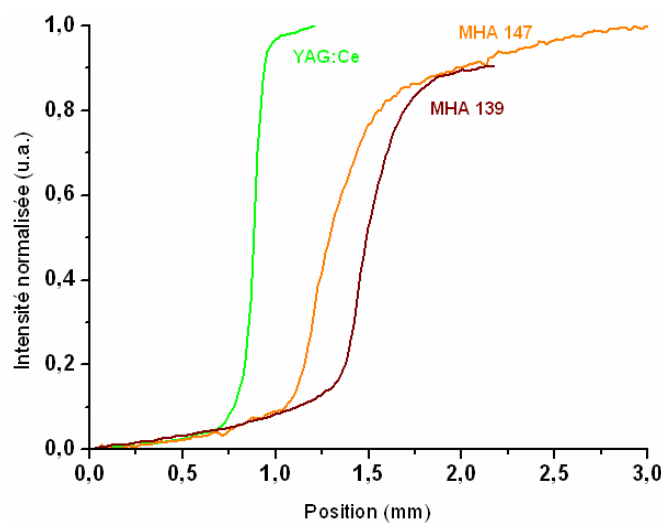


Figure 86 : Profils d'intensité à 40 kV

On dérive spatialement la fonction d'étalement de ligne, ce qui résulte en des courbes comme celles de la Figure 87. Le profil n'est pas rigoureusement symétrique, la zone d'éclairage n'ayant pas un niveau uniforme.

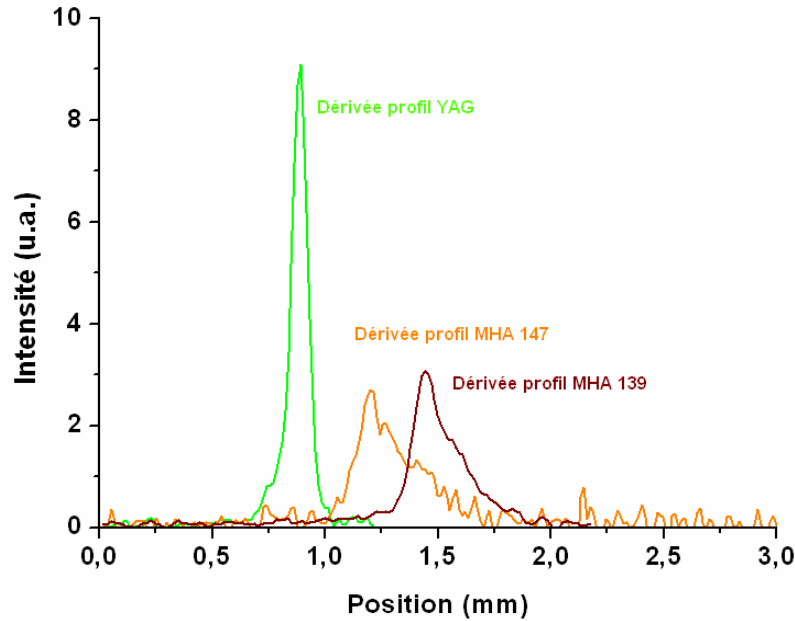


Figure 87 : Dérivées des profils d'intensité à 40 kV

On calcule ensuite la transformée de Fourier de cette dérivée, qui nous donne la FTM du système imageur. Parmi les multiples caractéristiques, le module de la FTM permet de cerner la résolution spatiale nous intéressant, comme sur la Figure 88.

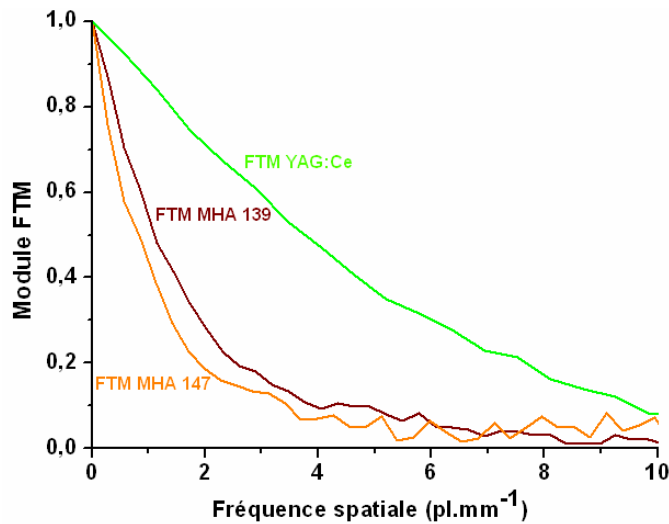


Figure 88 : Modules des FTM à 40 kV

La limite inférieure de fréquence spatiale correspond à la dimension totale du profil. Les profils que nous extrayons sur les Figure 82 à Figure 84 sont pris sur une largeur de 1,5 mm, soit une fréquence de  $0,666 \text{ mm}^{-1}$ . Ce qui constitue le pas de tracé graphique de nos FTM. La limite supérieure de fréquence est la taille du pixel : ceux de la caméra Roper Pixis 2048 ont une taille de  $13,5 \text{ }\mu\text{m}$ , ce qui correspond à une fréquence spatiale de  $74 \text{ pl.mm}^{-1}$ . L'expression de la FTM étant paire, le domaine de fréquences spatiales vues s'étend de  $-37$  à  $37 \text{ pl.mm}^{-1}$ . On peut donc obtenir des FTM entre les fréquences de  $0,666$  et  $37 \text{ mm}^{-1}$ .

Sur les FTM obtenues, on relève des points particuliers : la résolution spatiale pour laquelle la FTM est égale à 0,5 et la FTM correspondant à la fréquence spatiale de 5 pl.mm<sup>-1</sup>. Ces deux points servent à estimer quelle est la limite acceptable de résolution spatiale et comment le système imageur permet de distinguer des objets de taille 100 µm. Les points particuliers des FTM des trois scintillateurs essayés pour les trois tensions de commande du générateur X sont résumées dans le Tableau 35.

	Eclairement 30 kV	Eclairement 40 kV	Eclairement 60 kV
YAG:Ce 1 mm	FTM = 0,5 à 3,6 pl.mm <sup>-1</sup> FTM = 0,37 à 5 pl.mm <sup>-1</sup>	FTM = 0,5 à 3,8 pl.mm <sup>-1</sup> FTM = 0,37 à 5 pl.mm <sup>-1</sup>	FTM = 0,5 à 3,9 pl.mm <sup>-1</sup> FTM = 0,38 à 5 pl.mm <sup>-1</sup>
MHA139 (1,7 mm)	FTM = 0,5 à 1,0 pl.mm <sup>-1</sup> FTM ~0 à 5 pl.mm <sup>-1</sup>	FTM = 0,5 à 1,1 pl.mm <sup>-1</sup> FTM = 0,09 à 5 pl.mm <sup>-1</sup>	FTM = 0,5 à 1,1 pl.mm <sup>-1</sup> FTM = 0,09 à 5 pl.mm <sup>-1</sup>
MHA147 (4,6 mm)	FTM = 0,5 à 1,0 pl.mm <sup>-1</sup> FTM = 0,06 à 5 pl.mm <sup>-1</sup>	FTM = 0,5 à 0,8 pl.mm <sup>-1</sup> FTM = 0,06 à 5 pl.mm <sup>-1</sup>	FTM = 0,5 à 0,9 pl.mm <sup>-1</sup> FTM = 0,05 à 5 pl.mm <sup>-1</sup>

**Tableau 35 : Points particuliers des FTM expérimentales**

En conclusion, nous notons que la résolution spatiale sous rayonnement X ne varie pas significativement en fonction de l'énergie X. Cela est certainement dû au fait que les spectres sources sont large bande. La performance de résolution spatiale varie suivant le scintillateur employé. Le YAG:Ce couplé à notre système optique permet d'obtenir une résolution spatiale de l'ordre de 100 µm avec un contraste de 40%. Les scintillateurs plastiques chargés au plomb, présentant certes des qualités optiques moindres, ont des résolutions spatiales moins fines : largeur de fonction d'étalement de bord à 68% de 250 à 300 µm, FTM à 0,5 pour environ 500 µm. Il est nécessaire de pouvoir disposer de scintillateurs de fine épaisseur, de transparence aux longueurs d'onde visible et présentant une surface optique nette. La meilleure résolution spatiale est obtenue avec un scintillateur épais de 1 mm, avec des composants optiques issus du commerce et non fournis sur mesure. Des améliorations sont largement possibles.

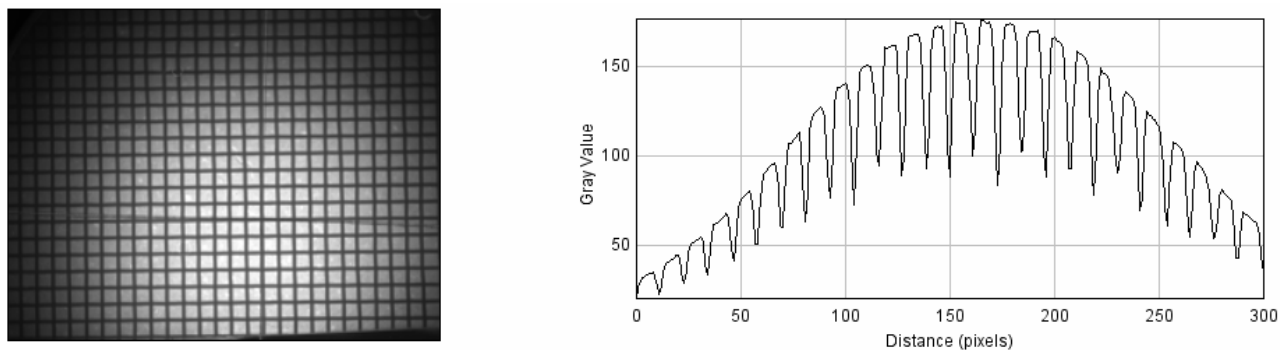
### **1.1.2. Configuration longueur 4 mètres**

Nous avons mesuré la résolution spatiale de notre système imageur atteignant une longueur de 4 mètres. Cette longueur est d'une part limitée par la place disponible en laboratoire mais aussi par la nature des éléments. La principale difficulté inhérente à la conception d'un système imageur de grande dimension est de pouvoir disposer d'une certaine résolution spatiale sur un grand champ. Ces deux aspects sont souvent concurrents et les conjuguer relève du compromis.

Avant de relever les résolutions spatiales, nous mettons en évidence une particularité constatée sur notre relais optique. La plupart des images que nous avons obtenues avec notre relais présentent un effet de dôme. Pour cerner les propriétés d'imagerie du système, nous avons éclairé au moyen d'une source visible étendue<sup>24</sup> un dépôt de poudre d'oxyde de zinc dopé gallium. L'image résultante est donnée en Figure 89. Le profil de surface de l'image révèle une distribution de l'intensité lumineuse. Le pas de la grille que l'on peut distinguer est de 1 mm. Analyser la résolution spatiale sur tout le champ révèle une distribution du contraste suivant que l'on mesure la modulation d'intensité au centre du profil ou bien sur les bords.

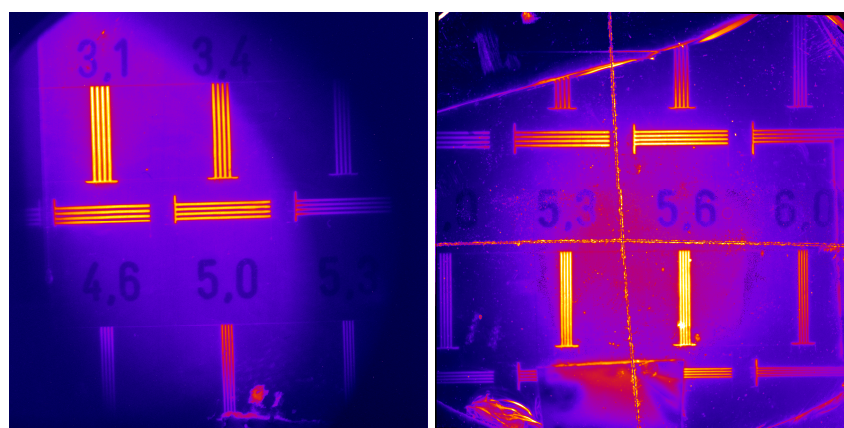
<sup>24</sup> Lampe visible recouverte d'un diffuseur.





**Figure 89 : Image de grille de distorsion en fausses couleurs et son profil de surface**

Ceci implique que les mesures de résolution spatiale doivent être faites au centre de l'image : la distribution d'intensité déforme les profils, ce qui est gênant lors de mesures de résolution spatiale au moyen d'une mire de plomb dont les motifs sont de larges sillons. Tenant compte de cette indication, des images de motifs de mire de résolution sont données en Figure 90. Les mesures de résolution spatiale dans ces conditions ont été effectuées avec un scintillateur YAG:Ce épais de 1 mm. Ce scintillateur offre le meilleur compromis de rendement de scintillation, d'intensité lumineuse, de longueur d'onde d'émission et de qualité optique pour notre étude. La méthode employée utilisait une mire de résolution épaisse de 100  $\mu\text{m}$  de plomb. Nous mesurons la résolution spatiale en estimant la Fonction de Transfert de Contraste (FTC). L'inconvénient de cette méthode est le fait que l'on ne puisse lire qu'une seule résolution spatiale à la fois au centre du champ. Sur l'image à gauche de cette figure, les résolutions centrées et les mieux éclairées dans l'image sont 3,1 et 3,4  $\text{pl.mm}^{-1}$ ; les autres résolutions spatiales, 4,6 et 5,0  $\text{pl.mm}^{-1}$ , sont considérées hors centre de l'image. Il en est de même pour l'image à droite pour les motifs à 5,3 et 5,6  $\text{pl.mm}^{-1}$ . Les fréquences spatiales analysées vont de 3,1 à 6  $\text{pl.mm}^{-1}$ .



**Figure 90 : Images de mire de résolution plomb**

Afin de faciliter la lecture des images, on donne en Figure 91 une cartographie des motifs de mire, dans la position sous laquelle on peut la voir sur la Figure 90. Ainsi, on peut voir qu'au-dessus des résolutions spatiales centrées 5,3 et 5,6  $\text{pl.mm}^{-1}$ , se trouvent tout aussi bien éclairées les résolutions spatiales de 3,7 et 4,0  $\text{pl.mm}^{-1}$ . Les différentes images nous permettent d'obtenir les points du tracé de la FTC expérimentale.



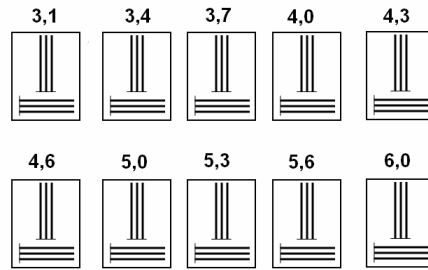


Figure 91 : Cartographie des motifs de la mire de résolution en plomb

La caractéristique de la fonction de transfert de contraste expérimentale est donnée en Figure 92. Etant donné que le contraste dépend de l'endroit du champ où il est relevé, indépendamment du motif de résolution regardé, nous ne pouvons que tracer un nuage de points, nous renseignant dans les grandes lignes sur la résolution spatiale du système optique concerné. Pour être plus précis, on peut ne conserver que les points de résolution spatiale concernant le centre du champ.

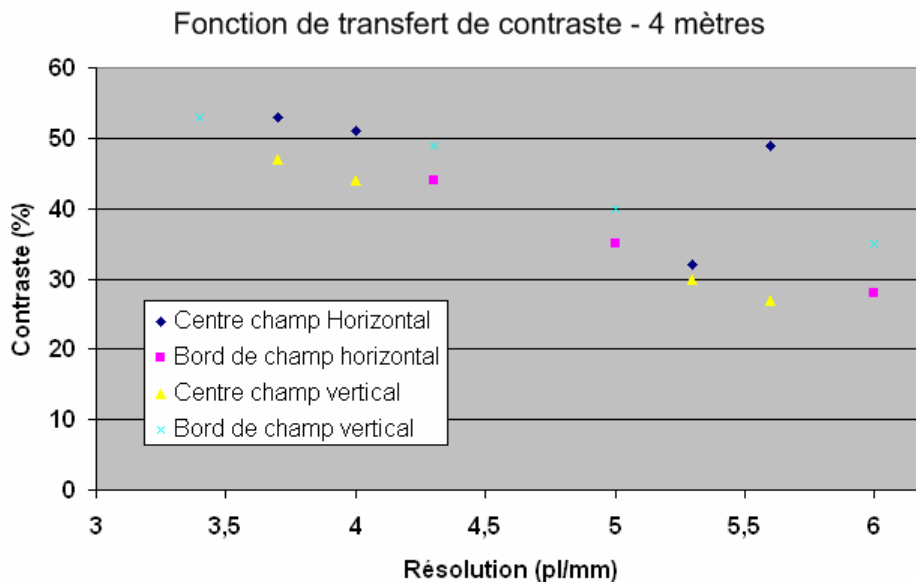


Figure 92 : Fonction de transfert de contraste expérimentale

Ce que l'on peut déduire de la Figure 92, c'est que l'on a une résolution spatiale de  $4 \text{ pl.mm}^{-1}$ , soit  $125 \mu\text{m}$ , à 50% de contraste, proche des valeurs mesurées pour le relais optique sans scintillateur au chapitre 2. A  $5 \text{ pl.mm}^{-1}$  on a un contraste de 35%, ce qui permet toutefois de pouvoir distinguer un détail de dimension  $100 \mu\text{m}$  dans l'image. On peut voir des détails plus fins, mais avec un contraste moindre. On peut donc obtenir une image résolue à  $10 \mu\text{m}$  par l'ensemble d'un diagnostic X utilisant cette partie imagerie X à condition que le dispositif d'imagerie X projetant la source X LMJ sur le scintillateur ait un grandissement d'au moins 10.

## 1.2. Photométrie de l'ensemble

Les mesures présentées dans cette partie ont pour but d'une part de quantifier l'intensité d'image obtenue avec divers scintillateurs, soumis à un flux X connu (paragraphe 1.2.1). Dans un deuxième temps, nous comparerons ces niveaux de luminescence obtenus par les scintillateurs, aux niveaux de luminescence Cerenkov générés par le relais optique, lorsqu'il est soumis des doses de rayonnement  $\gamma$  allant jusqu'à 20 rads.

### 1.2.1. Intensités d'images

Cette mesure a été effectuée sur le générateur 160 kV, avec le système imageur dans sa configuration de 4 mètres. Elle a pour but de déterminer l'intensité d'image obtenue avec chacun des scintillateurs pour un terme source X donné et permettra de déterminer le rendement de scintillation des scintillateurs plastiques chargés au plomb. La configuration expérimentale de cette mesure est donnée sur la Figure 93. Nous employons notre relais optique dans sa configuration 2m/2m, atteignant une longueur totale de 4 m, conformément à la configuration employée pour ses mesures de vulnérabilité du chapitre 2.

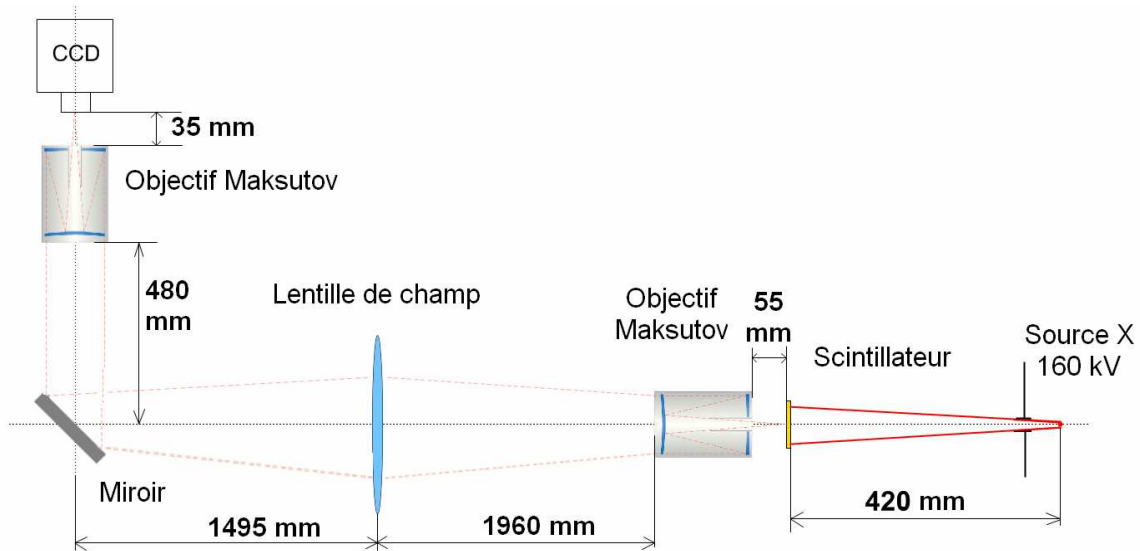


Figure 93 : Configuration expérimentale des mesures d'intensité de rayonnement.

La mesure d'intensité est relative, elle se fait par comparaison avec notre référence de  $\text{YAG:Ce}^{3+}$ , dont nous admettons que le rendement de scintillation est de  $8000 \text{ ph.MeV}^{-1}$ . Nous avons également testé un échantillon de  $\text{GSAG:0,5\%Ce}^{3+}$ , dont les propriétés de décroissance lumineuse et de spectre d'émission sont voisines de celles du  $\text{YAG:Ce}^{3+}$ . Pour notre mesure, nous pouvons admettre que ces scintillateurs ont une densité de  $5,7 \text{ g.cm}^{-3}$  [2]. Nous testons également par cette mesure le rendement de scintillation des scintillateurs plastiques chargés (MHA28 à 43), dont nous ne connaissons que les paramètres de densité, d'épaisseur et d'adaptation spectrale. Ces paramètres influant sur l'intensité d'émission sont résumés dans le Tableau 36.

Scintillateur	Densité ( $\text{g.cm}^{-3}$ )	Epaisseur (mm)	SMF
$\text{YAG:Ce}^{3+}$	4,57	1	0,991
$\text{YAP:Ce}^{3+}$	5,35	1	0,357
$\text{LYSO:Ce}^{3+}$	7,1	1	0,742
$\text{GSAG:0,5\%Ce}^{3+}$ 200 $\mu\text{m}$	5,7	0,2	0,982
$\text{GSAG:0,5\%Ce}^{3+}$ 300 $\mu\text{m}$	5,7	0,3	0,982
MHA28	1,2	4,92	0,966
MHA30	1,17	3,34	0,999
MHA31	1,12	2,71	0,940
MHA39	1,16	5,03	0,985
MHA43	1,55	2,67	0,989

Tableau 36 : Paramètres des scintillateurs testés

Nous verrons au paragraphe 1.2.2 que l'intérêt de l'intensité d'émission des scintillateurs réside dans la comparaison avec l'intensité de rayonnement Cerenkov induit par le dépôt de doses de rayonnement  $\gamma$ .

Les paramètres de densité et d'épaisseur sont nécessaires pour déterminer la probabilité d'absorption par effet photoélectrique, représentée graphiquement en Figure 94. Cela permet de calculer l'intensité de rayonnement X absorbée pouvant générer des photons visibles. Comme référence de rendement de scintillation, nous admettons que le YAG:Ce a un rendement de  $8000 \text{ ph.MeV}^{-1}$ . Mais cette valeur est modulée par l'absorption par effet photoélectrique du scintillateur.

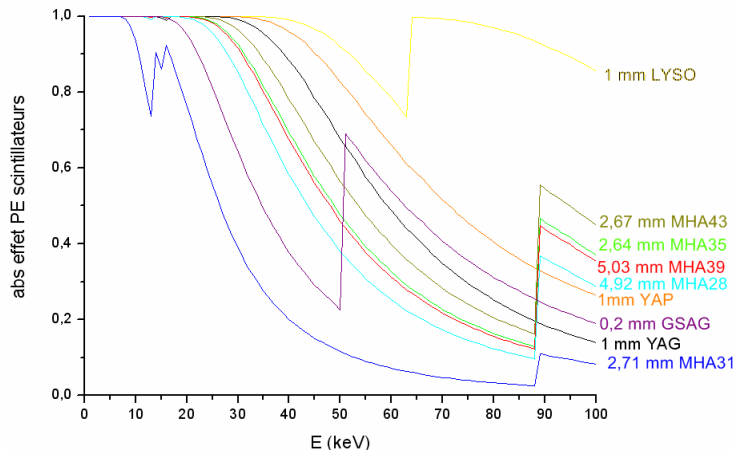


Figure 94 : Absorption par effet photoélectrique des scintillateurs utilisés

La plus grande énergie X du spectre issu du générateur X que l'on utilise est 40 keV. La probabilité d'effet photoélectrique est proche de 1 pour la plupart des scintillateurs utilisés. Le terme source X pour une haute tension de générateur de 40 kV est représenté sur la Figure 95. Ce spectre large bande est pertinent pour étudier le comportement des scintillateurs dans la bande spectrale 10-30 keV. On choisit de placer les scintillateurs à 42 cm de la source, afin de les irradier uniformément. Connaissant la probabilité d'absorption X par effet photoélectrique et le spectre X incident, nous pouvons calculer l'intensité X absorbée par les scintillateurs, présentée Figure 95.

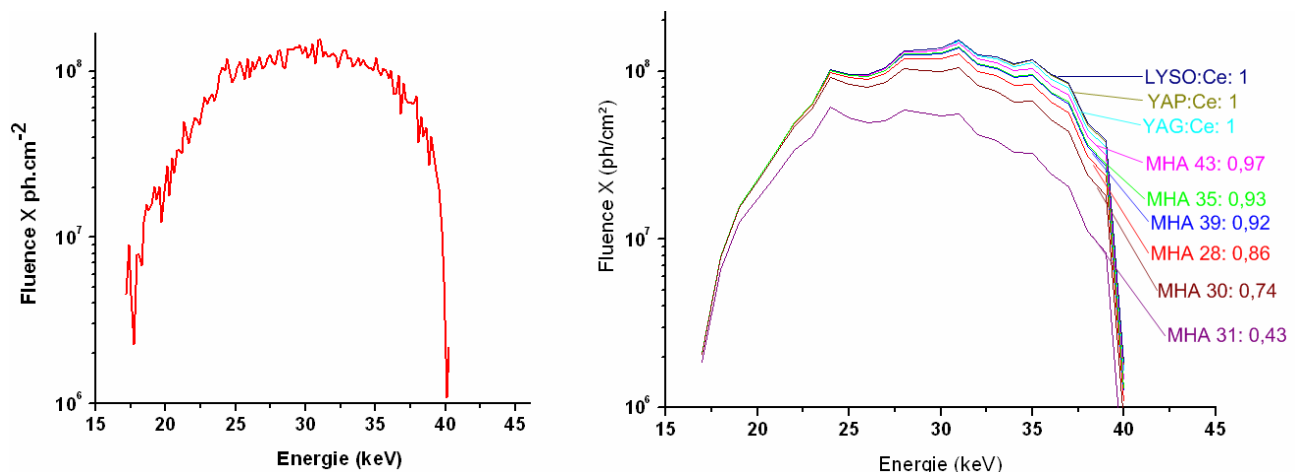


Figure 95 : Terme source X pour 40 kV et fractions d'énergie X absorbées

Le spectre représenté sur la Figure 95 est le même pour tous les scintillateurs. Il est obtenu pour une tension de commande de 40 kV, un courant de 45 mA et un temps de pose de 30 secondes pour tous les scintillateurs. L'intégrale de flux d'énergie contenue dans ce spectre atteint  $1,847.10^9 \text{ keV.cm}^{-2}$  au niveau du scintillateur. La partie droite de la Figure 95

représente la partie du spectre incident absorbée par effet photoélectrique par chacun des scintillateurs, avec l'indication de la fraction énergétique absorbée. La plupart des scintillateurs absorbent presque toute l'énergie du spectre incident par effet photoélectrique, excepté le scintillateur MHA31.

Le terme source X utilisé, s'il se situe dans le domaine spectral qui nous intéresse, n'est pas forcément représentatif de l'émission propre du microballon de DT. L'étude de faisabilité du diagnostic d'imagerie HEXRI, dont on a résumé certains aspects au paragraphe 1.3, se base sur un spectre d'émission du microballon, à la température de 5 keV (température minimale d'allumage). Le spectre incident sur le scintillateur, préalablement filtré par une épaisseur d'or du *hohlraum* de 10  $\mu\text{m}$  et une épaisseur de Be de 7 mm, afin de filtrer les énergies X au-dessus du keV, donné en  $\text{photons.keV}^{-1}$  par élément résolvant est donné sur la Figure 107. Pour cette étude, le diagnostic est optimisé pour l'énergie de 9 keV, pour laquelle la brillance était de  $10^6 \text{J.cm}^{-2}.\text{keV}^{-1}.\text{sr}^{-1}$ . Le diagnostic étant basé sur un système caméra-sténopé, pour lequel la résolution spatiale optimisée  $\sigma_{opt}$  est de 5  $\mu\text{m}$  à l'énergie de 9 keV. L'ordre de grandeur du flux X incident sur le scintillateur est de  $10^4 \text{photons.keV}^{-1}$  par élément résolvant, sachant qu'un élément résolvant a une surface de  $\pi\sigma_{opt}^2 4^{-1}$ , égale à  $1,963.10^{-9} \text{cm}^2$ . Le flux surfacique est donc de l'ordre de  $51.10^9 \text{photons.cm}^{-2}$  pour une énergie donnée. Le flux intégré entre 10 et 50 keV est de  $957.10^9 \text{keV.cm}^{-2}$ . Comparé à notre flux d'irradiation intégré sur tout le spectre du générateur X de  $1,9.10^9 \text{keV.cm}^{-2}$ , nous irradiions à trois ordres de grandeurs en-dessous de la fluence hypothèse d'HEXRI. Nous nous plaçons donc dans un cas plutôt défavorable du point de vue de l'intensité par rapport aux estimations d'intensité source d'émission du microballon.

Nos irradiations de scintillateurs nous fournissent les images suivantes, Figure 96 et Figure 97. Les niveaux d'intensité CCD sont indiqués sur la barre à gauche de chaque image, codée en fausses couleurs. Ces niveaux sont corrigés de l'image de noir préalablement acquise.

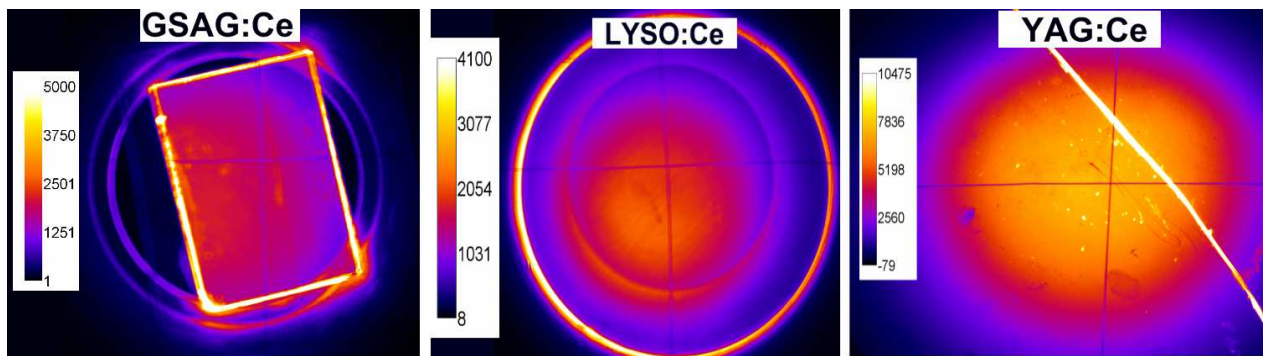


Figure 96 : Images d'intensité du  $\text{Gd}_3\text{Sc}_2\text{Al}_3\text{O}_{12}:\text{Ce}^{3+}$ ,  $\text{LYSO}:\text{Ce}^{3+}$  et  $\text{YAG}:\text{Ce}^{3+}$

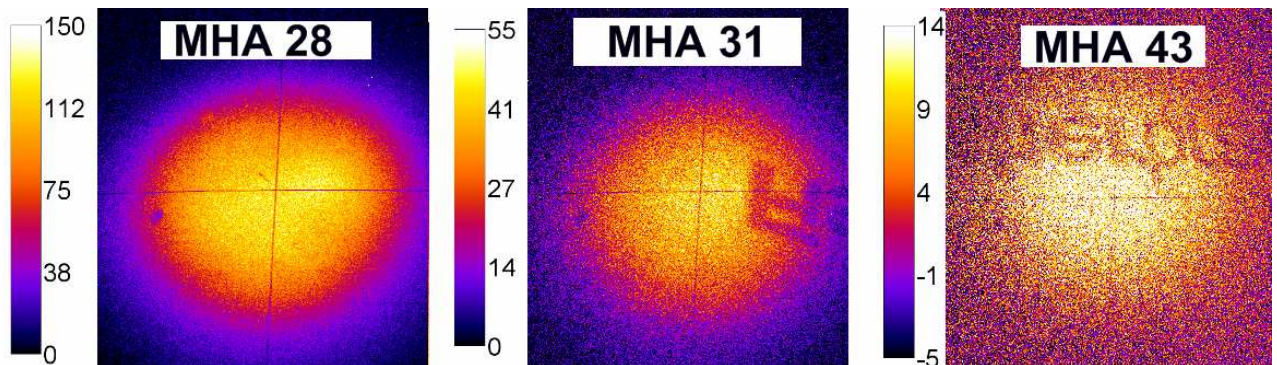


Figure 97 : Images d'intensité des scintillateurs MHA28, MHA31 et MHA43

Pour déterminer les rendements de scintillation nous prélevons l'intensité en niveaux CCD, dans la zone d'intérêt correspondant au scintillateur sur les images acquises. La Figure 96 montre des exemples d'images acquises avec les scintillateurs inorganiques (GSAG:Ce<sup>3+</sup>, YAG:Ce<sup>3+</sup> et LYSO:Ce<sup>3+</sup>) et la Figure 97 montre trois exemples d'images obtenues avec les scintillateurs plastiques chargés au plomb. Ces images permettent une rapide comparaison qualitative de l'intensité d'image, où l'on voit qu'elle est plus grande avec les scintillateurs inorganiques que les organiques chargés. Sur la Figure 97, nous constatons que l'intensité spectrale choisie est un seuil pour le moins intense de notre série de scintillateurs MHA43. L'intensité est prélevée sur une large coupe sur chaque image. Le profil d'intensité s'ajuste par une courbe gaussienne dans la plupart des cas. Nous prenons la largeur du profil gaussien contenant 80% de l'énergie du signal. Nous nous affranchissons ainsi de la distribution d'intensité du faisceau X. Nous déterminons la moyenne du niveau d'intensité sur cette zone et l'associons à un nombre de photons reçus par la caméra CCD. Telle qu'elle est paramétrée, un niveau d'intensité CCD correspond à un électron généré par la matrice. Sa sensibilité spectrale en électron par photon est donnée sur la Figure 98.

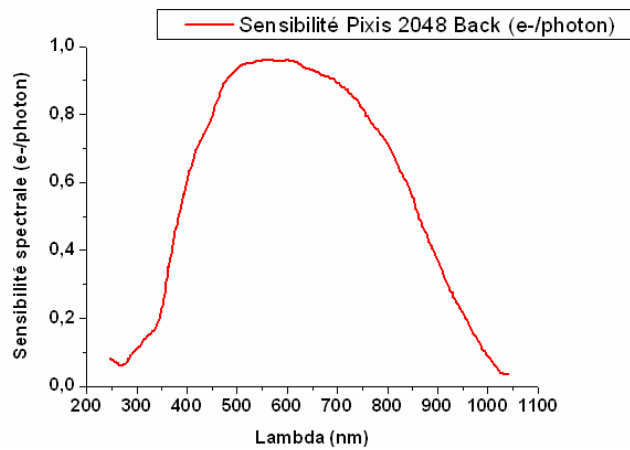


Figure 98 : Sensibilité spectrale de la caméra CCD

Nous connaissons le facteur d'adaptation spectral de chaque scintillateur, déterminé au chapitre 2, excepté pour les scintillateurs YAP:Ce<sup>3+</sup> et LYSO:Ce<sup>3+</sup> pour lesquels on l'a calculé à partir de données connues [3, 4]. Ce facteur d'adaptation spectral nous permet de déterminer le nombre d'électrons générés par la caméra CCD lorsqu'elle est éclairée par le spectre d'émission visible du scintillateur *via* le relais catadioptrique. Ayant d'un côté la quantité d'énergie absorbée par effet photoélectrique par chacun des scintillateurs et de l'autre la quantité de photons visibles détectés par la caméra CCD, nous pouvons déterminer le rendement de scintillation, à la transmission visible du relais optique près. Pour pouvoir reboucler, nous savons que le YAG:Ce<sup>3+</sup> a un rendement de luminescence de 8000 photons.MeV<sup>-1</sup>. Les rendements de scintillation calculés sont donnés dans le Tableau 37.



Scintillateur	Rendement de scintillation mesuré (ph/MeV) à 40 kV	Rendement de scintillation si $\eta_{\text{YAG:Ce}} = 8000$ ph.MeV <sup>-1</sup>
YAG:Ce	1268	8000
YAP:Ce	813	5130
LYSO:Ce <sup>3+</sup>	589	3720
GSAG:Ce <sup>3+</sup> 200 $\mu\text{m}$	605	3820
GSAG:Ce <sup>3+</sup> 300 $\mu\text{m}$	672	4240
MHA28	15	92
MHA30	14	86
MHA31	3	18
MHA35	4	23
MHA39	15	97
MHA43	4	27

Tableau 37 : Synthèse des rendements de scintillation

La première colonne donne un rendement calculé en photons.MeV<sup>-1</sup> déterminé par la connaissance de l'énergie X incidente absorbée et des niveaux d'intensité constatés sur la caméra CCD. Par la géométrie de la mesure et la transmission du relais optique inférieure à 1, la première colonne ne correspond pas au rendement de luminescence nominal du YAG:Ce<sup>3+</sup>. La deuxième colonne est une rectification considérant le rendement nominal de scintillation du YAG:Ce<sup>3+</sup>. On constate également un écart d'environ 10% sur le rendement calculé entre les deux échantillons de GSAG épais de 200 et 300  $\mu\text{m}$ . Nous remarquons que les rendements calculés pour YAP:Ce<sup>3+</sup> et le LYSO:Ce<sup>3+</sup> ne sont pas ceux de la littérature, qui sont respectivement de 20000 et 30000 photons.MeV<sup>-1</sup>. Nous connaissons leurs spectres d'émission et nous savons que leurs longueurs d'onde d'émission maximale sont respectivement de 380 nm et 400 nm. De tels spectres ne sont pas optimisés pour la caméra CCD, mais le calcul de rendement en tient compte, par le facteur d'adaptation spectral. Une explication serait que le relais optique catadioptrique que nous avons bâti serait sélectif en longueur d'onde. Sur la Figure 99, nous avons une photographie du ménisque correcteur des objectifs Maksutov que nous avons employés.

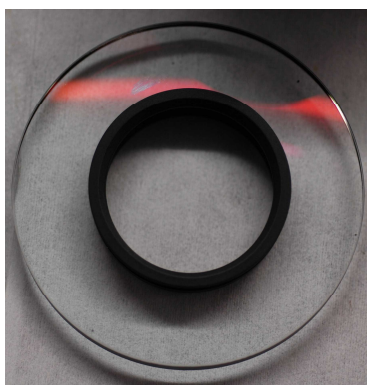


Figure 99 : Ménisque correcteur des objectifs Maksutov employés

On note un reflet rouge irisé sur la face de sortie. Cela est dû à un traitement antireflet déposé sur la face avant de l'objectif. Cela peut avoir un effet de filtre sur la lumière transmise par l'objectif. L'explication paraît plausible, car les autres scintillateurs, YAG:Ce<sup>3+</sup>, GSAG:Ce<sup>3+</sup> et les plastiques chargés au plomb émettent dans des longueurs d'onde de 550 nm et 580 nm. Ils subiraient donc une influence favorable du traitement antireflet. Nous n'avons pu faire de

mesures de transmission spectrale sur notre objectif et ne pouvons que supposer son comportement spectral. Avec les données obtenues de cette mesure, nous pouvons déterminer un ordre de grandeur de la transmission lumineuse de notre relais optique. Dans le Tableau 38, nous reprenons les données des scintillateurs dont nous connaissons le rendement de scintillation *a priori*, YAG:Ce<sup>3+</sup>, YAP:Ce<sup>3+</sup> et LYSO:Ce<sup>3+</sup>. Vu que l'on image le scintillateur sur une seule de ses faces et que son émission lumineuse se produit dans les 4 $\pi$ , on peut, dans le cas idéal détecter un rendement de scintillation égal à la moitié du rendement de scintillation nominal du scintillateur considéré.

	Rendement de scintillation mesuré (ph.MeV <sup>-1</sup> ) à 40 kV	Rendement nominal détectable (ph.MeV <sup>-1</sup> )	Transmission du relais optique
YAG:Ce <sup>3+</sup>	1268	4000	0,317
YAP:Ce <sup>3+</sup>	813	10000	0,081
LYSO:Ce <sup>3+</sup>	589	15000	0,040

Tableau 38 : Estimation de la transmission du relais

La transmission visible pour le spectre d'émission du scintillateur YAG:Ce<sup>3+</sup> est supérieure d'un ordre de grandeur par rapport à celle des spectres du YAP:Ce<sup>3+</sup> et du LYSO:Ce<sup>3+</sup>. On peut en déduire que notre relais optique est optimisé pour les longueurs d'onde au-delà de 450 nm.

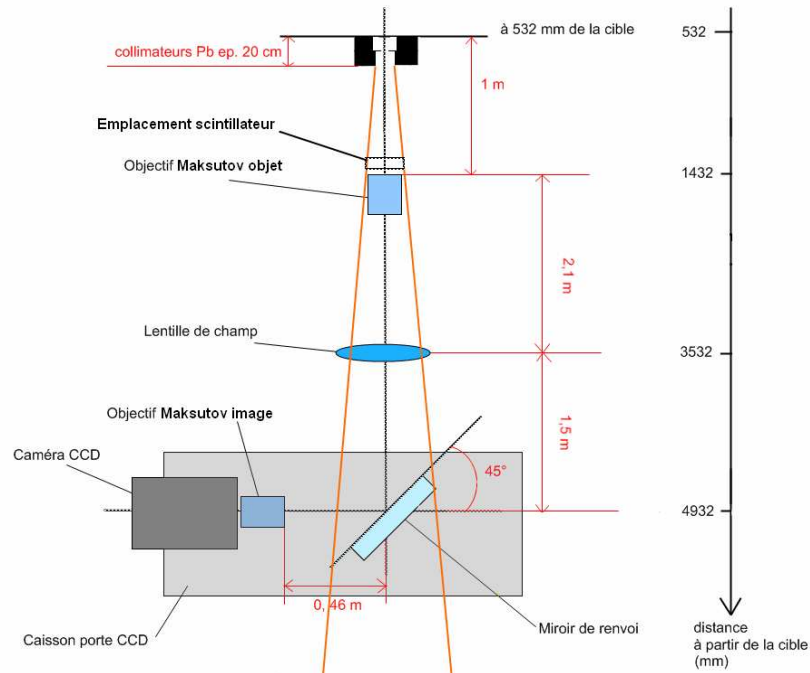
En conclusion, les scintillateurs plastiques chargés au plomb montrent une intensité d'émission inférieure de deux ordres de grandeur à celle de notre scintillateur de référence le YAG:Ce<sup>3+</sup>. Les scintillateurs LYSO:Ce<sup>3+</sup> et YAP:Ce<sup>3+</sup>, bien que relativement intenses semblent subir une basse transmission par le relais optique.

Les scintillateurs inorganiques montrent au final un plus grand rendement de scintillation et partant, une plus grande intensité d'image. Concernant les scintillateurs plastiques chargés, l'ajout d'un élément métallique n'est pas un gage de haut rendement de luminescence<sup>25</sup> et l'optimisation de l'intensité de scintillation résulte d'un équilibrage des composants [5, 6]. Cela montre que l'intensité des scintillateurs plastiques chargés peut être encore optimisée. On note que les scintillateurs plastiques chargés au plomb étaient épais de plusieurs millimètres, ce qui, bien qu'ayant augmenté la probabilité d'absorption par effet photoélectrique, a aussi généré de l'auto-absorption. Les résultats de cette mesure demandent également à vérifier la transmission du relais optique et notamment des objectifs Maksutov dans le domaine visible.

### 1.2.2. Vulnérabilité : comparaison par rapport aux signaux Cerenkov

La vulnérabilité de l'ensemble du système a été mesurée au chapitre 2. On rappelle la configuration expérimentale employée dans le cadre des mesures de vulnérabilité au rayonnement  $\gamma$  sur la Figure 100. Nous y reconnaissons les paramètres de la configuration 2m/2m de notre système imageur.

<sup>25</sup> Un rendement de luminescence est haut s'il est supérieur à 10 000 photons.MeV<sup>-1</sup>



**Figure 100 : Configuration expérimentale des mesures de vulnérabilité**

Nous repérons sur la Figure 100 un emplacement particulier de notre relais optique, l'emplacement scintillateur. Nous utilisons également les données de dose au niveau de la lentille, car la mesure de vulnérabilité a révélé que c'est cet élément du diagnostic qui produit le plus facilement le rayonnement Cerenkov. Les principaux résultats ont été les intensités de rayonnement Cerenkov détectées en fonction de la dose de rayonnement  $\gamma$  à laquelle on soumettait notre système imageur. L'impact des rayonnements diffusés a également été mesuré, résultant en un taux d'occupation inférieur à 10% de la surface CCD pour des doses allant jusqu'à 20 rads. Nous comparons ici les niveaux d'intensité de rayonnement Cerenkov aux niveaux de luminescence obtenus en imageant les scintillateurs. Le système imageur est essayé dans la même configuration que celle des mesures de vulnérabilité. Les niveaux d'intensité « utiles » sont obtenus par irradiation des scintillateurs à un flux X intégré de  $1,847 \cdot 10^9 \text{ keV} \cdot \text{cm}^{-2}$  sur le domaine spectral de 20 à 40 keV. Nous rappelons que ce flux est mille fois inférieur au flux X envisagée pour l'émission propre du microballon en allumage. Les niveaux d'intensité Cerenkov ont été enregistrés pour les mêmes paramètres de sensibilité de la caméra CCD. Les niveaux d'intensité Cerenkov sont donc directement comparables avec les niveaux d'intensité des scintillateurs.

Le comparatif d'intensités entre les scintillateurs et le rayonnement Cerenkov est résumé sur la Figure 101.



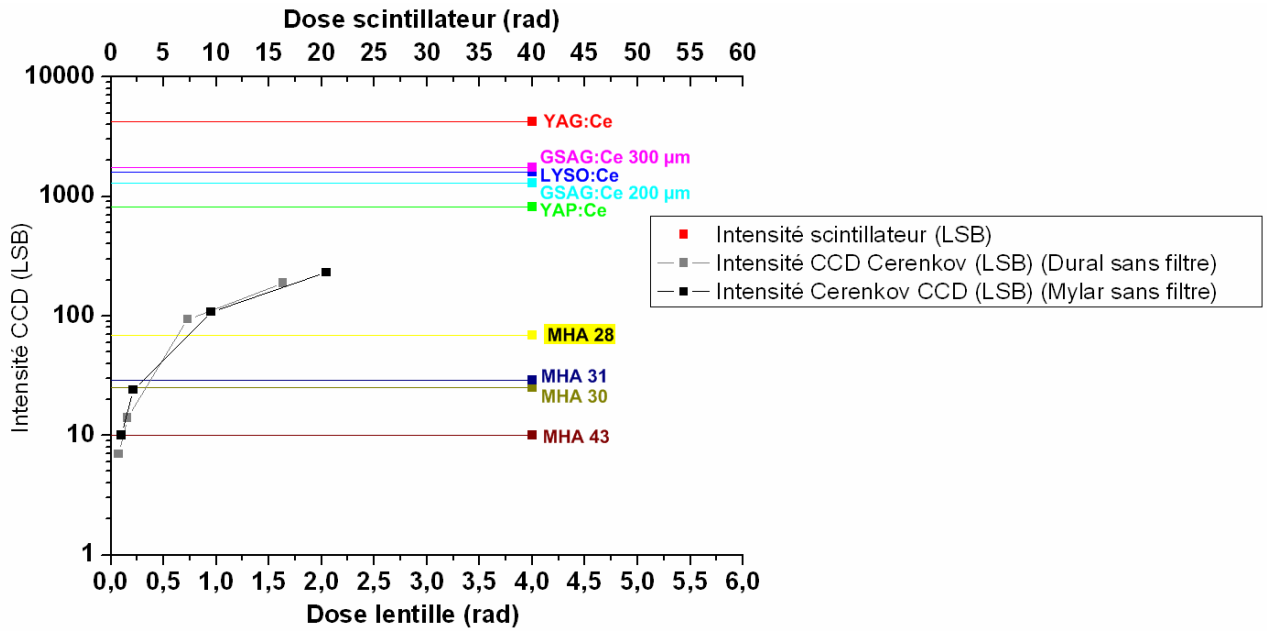


Figure 101 : Comparatif intensité des scintillateurs - rayonnement Cerenkov

Nous avons en abscisse la dose de rayonnement  $\gamma$  enregistrée au niveau de la lentille de champ, qui a le plus grand rendement de production de rayonnement Cerenkov dans le cadre des mesures de vulnérabilité. Sur l'axe d'abscisse supérieur, nous avons la dose au niveau de l'emplacement du scintillateur, c'est-à-dire la dose en entrée de diagnostic. Une tendance se dégage : les scintillateurs inorganiques surmontent le niveau d'intensité Cerenkov pour des doses de  $\gamma$  allant jusqu'à 20 rads au niveau du scintillateur, soit 2 rads au niveau de la lentille. Concernant les scintillateurs plastiques chargés au plomb, considérons une dose de  $\gamma$  de 2 rads, comme envisagé au chapitre 1. Le MHA43, le scintillateur le moins intense a une intensité visible inférieure à l'intensité de rayonnement Cerenkov. Le scintillateur le plus intense, MHA28, voit son intensité de rayonnement égalée par l'intensité de rayonnement Cerenkov pour une dose  $\gamma$  égale à 5 rads en « bout de système imageur ». Si l'on prend la dose estimée à 2 rads, le rapport d'intensité scintillateur/Cerenkov est 3 en faveur du scintillateur MHA28.

Pour réduire le domaine spectral sur lequel on détecte le rayonnement Cerenkov et donc l'intensité intégrée, nous avons utilisé des filtres optiques. Un filtre passe-bande Semrock FF01-554/211-25 entre 440 et 680 nm et un filtre passe-haut Schott OG515 à partir de 515 nm. Les transmissions des filtres sont données sur la Figure 102.

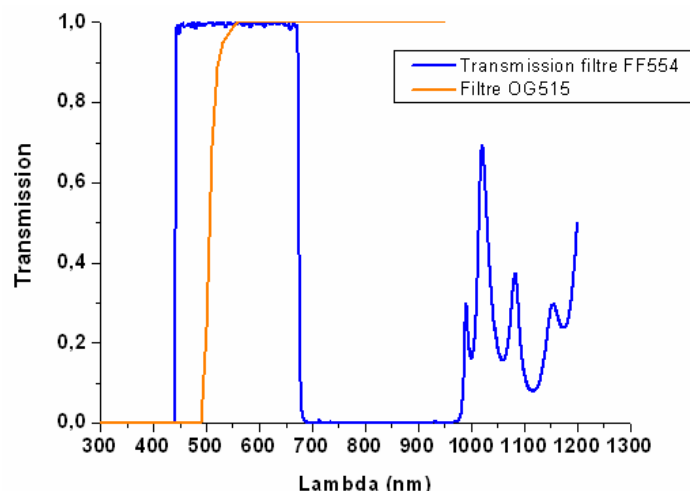


Figure 102 : Transmission des filtres Semrock FF554 et Schott OG515

Suivant le filtrage optique employé, le niveau de luminescence Cerenkov est plus ou moins important, mais le spectre d'émission des scintillateurs peut ne pas correspondre à la bande passante des filtres. Ainsi, il est par exemple inutile de vouloir comparer l'intensité des scintillateurs LYSO:Ce et YAP:Ce lorsque l'on utilise les filtres interférentiels. Pour les autres scintillateurs, il faut restituer le rapport des intégrales filtré-non filtré, pour que la comparaison avec le niveau d'intensité Cerenkov ait un sens. On détermine donc un facteur de couplage spectral entre les scintillateurs et les filtres. Ces facteurs seront multipliés aux intensités CCD de scintillation obtenues aux paragraphes 1.2.1, qui peuvent être comparés avec les intensités de rayonnement Cerenkov.

Scintillateur	Couplage filtre Semrock FF554	Couplage filtre Schott OG515
YAG:Ce <sup>3+</sup>	0,974	0,903
GSAG:Ce <sup>3+</sup>	0,923	0,973
LYSO:Ce <sup>3+</sup>	0,245	0,033
YAP:Ce <sup>3+</sup>	0,027	4.10 <sup>-4</sup>
MHA28	0,859	0,997
MHA30	0,856	0,996
MHA31	0,674	0,992
MHA35	0,952	0,911
MHA39	0,842	0,992
MHA43	0,944	0,997

Tableau 39 : Facteurs de couplage spectral des scintillateurs avec les filtres

Les deux filtres sont plutôt adaptés spectralement pour le YAG:Ce<sup>3+</sup>, GSAG:Ce<sup>3+</sup> et les scintillateurs plastiques chargés au plomb. Leurs spectres d'émission (mesurés au chapitre 1) sont en grande partie transmis par l'usage de ces filtres. Les synthèses de ces comparatifs sont données sur les Figure 103 et Figure 104.

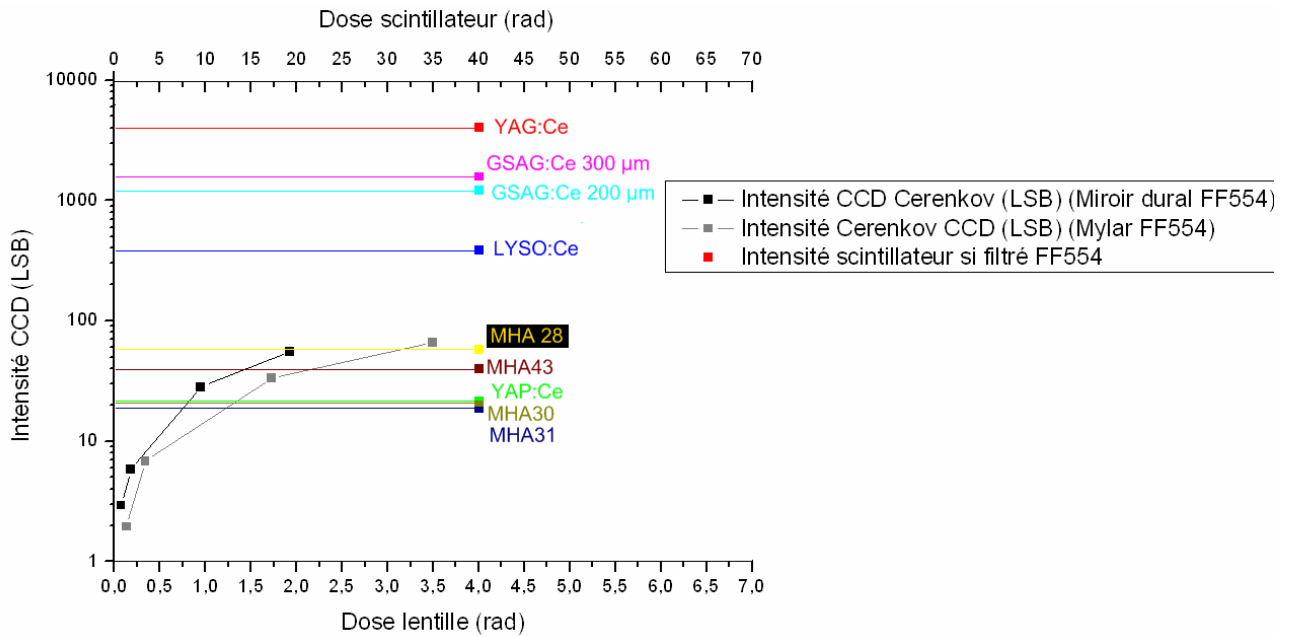


Figure 103 : Comparaison d'intensités avec le filtrage Semrock FF554

Pour les doses de  $\gamma$  de 2 rads à l'emplacement scintillateur, soit 0,2 rads au niveau de la lentille, attendues au chapitre 1, tous les scintillateurs surmontent en intensité de luminescence le rayonnement Cerenkov détecté. L'effet du filtrage réduit d'un ordre de grandeur l'intensité de rayonnement Cerenkov, tout en préservant en grande partie l'intensité de rayonnement des scintillateurs YAG:Ce<sup>3+</sup> et les plastiques chargés au plomb. Le LYSO:Ce<sup>3+</sup> et YAP:Ce<sup>3+</sup> voient leur intensité de rayonnement diminué par une incompatibilité. Avec le filtrage FF554, les scintillateurs plastiques chargés ont des niveaux de luminescence équivalents à ceux du rayonnement Cerenkov pour des doses d'environ 1 rad au niveau de la lentille, soit 10 rads à l'emplacement scintillateur.

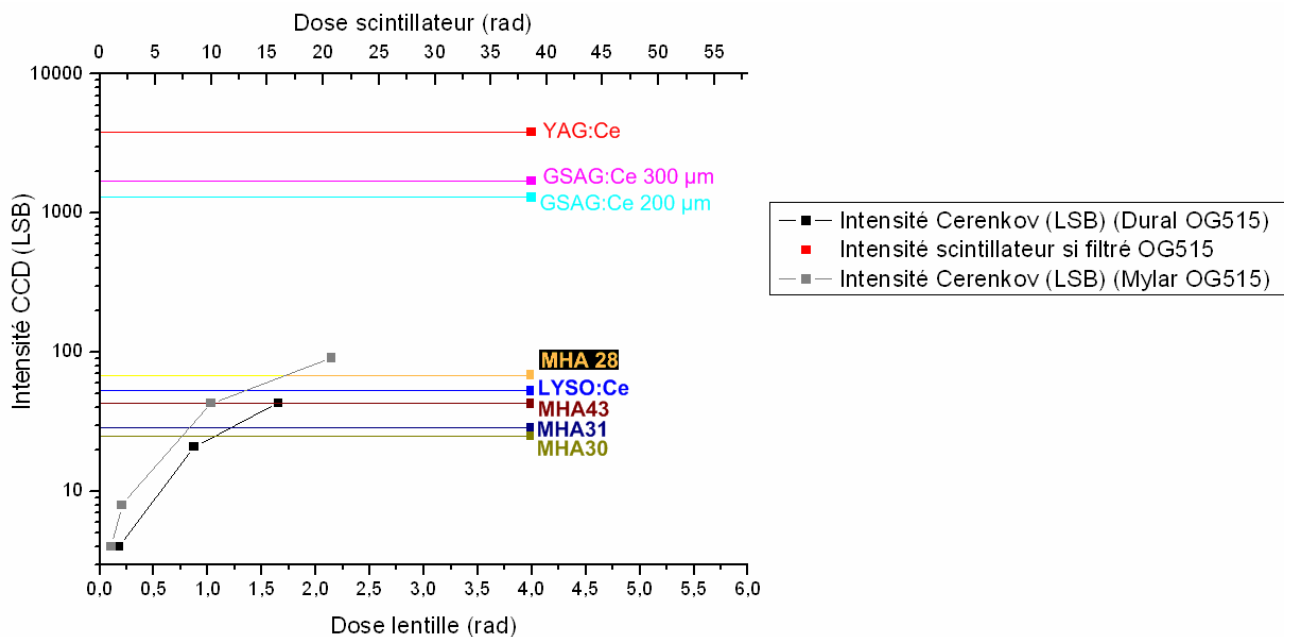


Figure 104 : Comparaison d'intensité avec le filtrage Schott OG515

Avec le filtrage OG515, laissant détecter à la caméra CCD le rayonnement visible de longueur d'onde supérieure à 515 nm. Le YAP:Ce<sup>3+</sup> voit son intensité nulle, car il n'est pas transmis

par le filtre. Pour commencer à voir l'intensité de rayonnement des scintillateurs les moins intenses égale à l'intensité de rayonnement Cerenkov, il faut atteindre une dose de rayonnement  $\gamma$  de 1 rad environ au niveau de la lentille, soit 10 rads à l'emplacement scintillateur. Les scintillateurs comme le YAG:Ce<sup>3+</sup> et les GSAG:Ce<sup>3+</sup> dominent de deux ordres de grandeur l'intensité de rayonnement Cerenkov.

En conclusion, la comparaison des niveaux de luminescence des scintillateurs avec le rayonnement Cerenkov, s'est faite dans un cas assez défavorable. Nous avons soumis le système imageur à des doses  $\gamma$  volontairement supérieures à celles prévues par simulation au chapitre 1 pour un tir d'allumage. Les doses  $\gamma$  attendues à 4 mètres du centre de la chambre d'expérience étaient de l'ordre de 2 rads. Les scintillateurs les moins intenses voient leur émission visible égalée à partir de doses déposées de 10 rads à l'emplacement du scintillateur. Le terme source X utilisé pour obtenir le niveau de signal scintillateur est mille fois inférieur en flux intégré au spectre de référence du microballon à une température de 5 keV.

En conclusion, si l'on s'en tient aux niveaux de doses de rayonnement  $\gamma$  attendues sur le LMJ, c'est-à-dire 2 rads à 4 m du centre chambre et que le terme source entre 10 et 30 keV correspond à celui que l'on attend, notre modèle de relais optique permet d'imager avec une intensité suffisante le microballon en subissant de manière modérée les effets de la vulnérabilité liés aux rayonnements  $\gamma$ .

### 1.3. Comparaison avec le système imageur HEXRI

Il existe dans la littérature un système imageur nommé HEXRI développé par M. Tommasini au *Lawrence Livermore National Laboratory*, à différencier du HRXI [7] développé au CEA/DAM/DIF. Ce système est défini dans son étude de faisabilité comme un imageur système caméra-sténopé [8]. Une variante de ce système s'est trouvée sous la forme du diagnostic imageur spectromètre MMI (*Multiple Monochromatic Imager*) [9]. Ce système comprend une optique X à miroir plat multicouche. La fonction spectromètre est assurée par un multisténopé de 10x10 trous filtrés différentiellement. Cela permet, sur une seule image, représentant la même source X, de la voir sous différentes régions spectrales. Nous discuterons ici du système HEXRI, sur lequel la littérature nous fournit quelques éléments permettant une comparaison.

Comme pour le diagnostic faisant l'objet de cette thèse, HEXRI a pour but d'enregistrer des images X de la cible de fusion lors de tirs de FCI. Ces images X, dans le domaine spectral de 5 à 20 keV. L'objet à imager a une dimension de l'ordre de 100  $\mu\text{m}$ , ce qui correspond à la taille du microballon en compression maximale. La résolution spatiale attendue est inférieure à 10  $\mu\text{m}$ . La connaissance des intensités et des spectres X émis par la cible permettra notamment d'évaluer l'échec ou la réussite de la fusion (voir Chapitre 1), notamment par la qualification de la symétrie d'implosion.

#### 1.3.1. Concept du diagnostic et éléments dimensionnants

##### 1.3.1.1. Dimensions et propriétés du sténopé

HEXRI est représenté schématiquement sur la Figure 105. La partie optique X proposée est un système dit caméra-sténopé. Le sténopé, en tantale ou platine, projette une image grandie de la source de rayonnement sur le scintillateur, filtré par une fenêtre de béryllium. Un relais optique, non décrit par les articles concernant HEXRI [8, 10-12], transporte l'image du scintillateur vers une caméra CCD équipée d'un système d'obturation. Le relais optique comprend un renvoi à 45°, matérialisé sur la Figure 105 par un miroir. Le mur illustre le fait que la caméra CCD se situe derrière le mur d'enceinte de la chambre d'expérience de la NIF, dans une zone protégée de l'environnement radiatif.

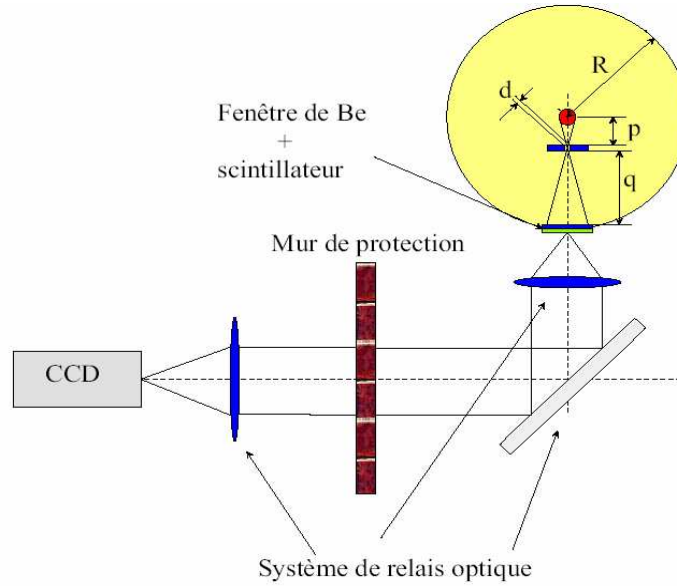


Figure 105 : Schéma de principe du diagnostic HEXRI [8]

Le rayon de la chambre d'expérience est de 5 m. Comme dans le chapitre 1, ce rayon de chambre définira en partie la vulnérabilité du système, que nous développerons au paragraphe 1.3.3. Le rayon de la chambre permet beaucoup de possibilité de placement du sténopé, sachant que l'on place le scintillateur au niveau du mur de chambre. Nous donnons les résultats de calcul permettant au système caméra sténopé d'aboutir à la meilleure résolution spatiale possible. Le détail de ces calculs est donné dans les annexes. Les dimensions du système caméra-sténopé sont fonction des paramètres suivants :

- d est le diamètre du sténopé employé
- p est la distance de la source lumineuse au sténopé
- q est la distance du sténopé au scintillateur
- M est le grandissement du système de sténopé, égal à q/p
- $\lambda$  est la longueur d'onde X que l'on image (à ne pas confondre avec la longueur d'onde d'émission du scintillateur)

La résolution spatiale  $\sigma$  du système d'optique X est fonction d'un terme géométrique  $\sigma_{geo}$  et un terme de diffraction  $\sigma_{diff}$ , équation (50) :

$$\sigma^2 = \sigma_{geo}^2 + \sigma_{diff}^2 \quad (50)$$

Le terme géométrique, lié au grandissement du sténopé est exprimé par l'équation (51) :

$$\sigma_{geo} = d \frac{p+q}{q} = d \frac{M+1}{M} \quad (51)$$

La limite de diffraction  $\sigma_{diff}$  est exprimée par l'équation (52) :

$$\sigma_{diff} = 2,44 \frac{\lambda p}{d} \quad (52)$$

Le contexte de vulnérabilité impose certaines dimensions au système caméra-sténopé. La distance limite p d'approche du sténopé est de 50 mm, à cause des débris émis lors d'un tir de

fusion et de l'ablation X que peut subir le sténopé (voir Chapitre 1). La chambre d'expérience de la *NIF* ayant un rayon  $R$  fixe et que le scintillateur est au niveau du mur de chambre, on a la condition de l'équation (53) sur les distances source-sténopé et sténopé-scintillateur :

$$p + q = R \quad (53)$$

Le grandissement du sténopé est alors celui de l'équation (54) :

$$M = \frac{R}{p} - 1 \quad (54)$$

Pour optimiser la résolution spatiale est le diamètre  $d$  du sténopé. En optimisant la plus petite valeur de résolution spatiale fonction du diamètre de sténopé, on aboutit à un diamètre optimal de sténopé, donné par l'équation (55) :

$$\frac{\partial \sigma}{\partial d} = 0 \Rightarrow d_{opt} = \sqrt{\frac{2,44 p \lambda M}{M + 1}} = \sqrt{2,44 p \lambda \left(1 - \frac{p}{R}\right)} \quad (55)$$

La résolution spatiale correspondante est exprimée par l'équation (56) :

$$\sigma_{opt} = \sqrt{\frac{4,88 p \lambda}{1 - \frac{p}{R}}} \quad (56)$$

Le grandissement, la distance source-sténopé et le diamètre de sténopé utilisables dans les conditions de la vulnérabilité sont alors ceux des équations (57), (58) et (59) :

$$M_{opt} = \frac{4,88 \lambda R}{\sigma_{opt}^2} \quad (57)$$

$$p_{opt} = \frac{R}{1 + \frac{4,88 \lambda R}{\sigma^2}} \quad (58)$$

$$d_{opt} = \frac{4,88 \lambda R \sigma}{\sqrt{2(4,88 R \lambda + \sigma^2)}} \quad (59)$$

Le rayon de la chambre étant de 5 m,  $p$  étant fixée à 50 mm, l'énergie pic dans le spectre d'implosion de long feu étant à 9 keV et en fixant la résolution spatiale  $\sigma$  à 5  $\mu\text{m}$ , nous obtenons une application numérique des équations (57), (58) et (59) dans le Tableau 40. Il contient une colonne définissant pour chaque énergie un paramètre de sténopé optimal et une résolution spatiale associée. Vu que le spectre utilisé est celui d'une implosion de long feu, on choisit d'optimiser le système pour l'énergie de 9 keV, qui a la fluence maximale du spectre, c'est pourquoi l'on donne la résolution spatiale si on choisit d'utiliser un sténopé de 4,1  $\mu\text{m}$  de diamètre.

M = 99 q = 4950 mm	Energie X (keV)	Diamètre de sténopé optimal (μm)	Résolution spatiale pour diamètre sténopé optimal (μm)	Résolution spatiale (μm) si d = 4,1 μm
	5	5,47	7,82	8,5
	12	3,53	5,05	5,8
	20	2,74	3,91	4,5

**Tableau 40 : Résolutions spatiales pour un sténopé à 50 mm de la source**

Les conditions d'approche ayant été données, il faut déterminer l'épaisseur optimale de sténopé. Un compromis doit être trouvé : il doit être assez absorbant jusqu'à 20 keV, limite supérieure d'énergie du spectre de cible, mais l'épaisseur limite le champ objet. L'épaisseur  $t_{sten}$  du sténopé pour un champ  $D_c$  de vue donné est régie par l'équation (60), en fonction de la distance sténopé-source  $p$  et du diamètre de sténopé :

$$t_{sten} = 2 \frac{pd}{D_c} \quad (60)$$

L'équation (60) est obtenue par l'application du théorème de Thalès. Pour la contrainte d'approche  $p > 50$  mm et un diamètre  $d$  de sténopé de 4,1 μm, un champ objet de 100 μm est possible si l'épaisseur de sténopé est au maximum 4 mm. Il faut beaucoup moins d'épaisseur de tungstène ou de tantale pour absorber du rayonnement X à 20 keV. L'épaisseur de sténopé n'est donc pas dans la pratique limitante pour le champ objet visible. Le champ visible est en général limité par l'aire du scintillateur utilisé [8]. Dans le cas présent, comme le grandissement optimal est de 99, pour imager une source de 100 μm de diamètre, il faut un scintillateur ayant au minimum un diamètre de 9,9 mm, ce qui est largement possible.

Pour conclure ce paragraphe, un système caméra-sténopé permet une résolution spatiale variant de 4,5 à 8 μm dans le domaine spectral de 5 à 20 keV. Une valeur optimisée de 5,8 μm est atteinte avec un sténopé de 4 μm de diamètre à 9 keV, qui est l'énergie principale du spectre X considéré d'émission de la cible.

### 1.3.1.2. Propriétés du scintillateur et couplage au système de reprise optique

L'épaisseur du scintillateur est un facteur de dégradation de la résolution spatiale du système dans son ensemble. Pour des raisons de vulnérabilité (voir paragraphe 1.3.3), il a été choisi pour HEXRI les scintillateurs rapides du Tableau 41, permettant l'obturation de la caméra CCD au bout de 50 ns.

Scintillateur	Gain de conversion X-visible (ph/keV)	Temps de déclin (ns)	$\lambda_{max}$ émission (nm)	Indice de réfraction pour $\lambda_{max}$
CsF	2 (0,64%)	5	390	1,95
CsI	2 (0,8%)	16	310	1,48
YAlO <sub>3</sub> :Ce	18 (6,38%)	25	350	1,94
BaF	1,8 (1,01%)	0,6	220	1,54

**Tableau 41 : Principaux scintillateurs retenus [13]**

Un compromis est à trouver entre la sensibilité de détection et la résolution spatiale de l'image que l'on aura au niveau de la caméra CCD. La sensibilité de détection et partant, l'intensité

d'image augmente avec l'épaisseur, mais la résolution spatiale diminue. Empiriquement, le flou lié à la diffusion de rayonnement augmente linéairement avec l'épaisseur du scintillateur (en prenant des simplifications par rapport au chapitre 2), équation (61) :

$$b_{Df} = 2t_s \quad (61)$$

L'équation (61) est un majorant empirique du flou d'image, qui suppose que le scintillateur concerné a un indice de 1,4. Sachant que la plupart des scintillateurs ont un indice au moins égal à 1,6, le diamètre de la taille de flou fait en réalité 1,6 fois l'épaisseur du scintillateur. L'épaisseur de scintillateur est dictée par des raisons de photométrie. Pour anticiper les conditions de photométrie, nous considérerons qu'une épaisseur de 25  $\mu\text{m}$  est suffisante pour générer suffisamment de photons visibles, ce qui fait que l'on a un flou de diffusion de 50  $\mu\text{m}$  causé par le scintillateur.

Une piste pour s'affranchir de ce flou tout en bénéficiant de l'absorption X sur l'épaisseur est d'utiliser un scintillateur structuré sous forme de fibres [14]. La limite de résolution devient alors le diamètre des fibres de scintillateur.

Le couplage du scintillateur avec le système de reprise optique est une deuxième source de flou d'image. Ce problème est illustré par la Figure 106, présentant un scintillateur, une lentille (simplifiant le relais optique) et un détecteur (représentant la caméra CCD). La simplification d'un système optique une lentille simple est pertinente dans la mesure où le système optique, vu par le scintillateur, peut être résumé par son diamètre d'ouverture et sa distance focale.

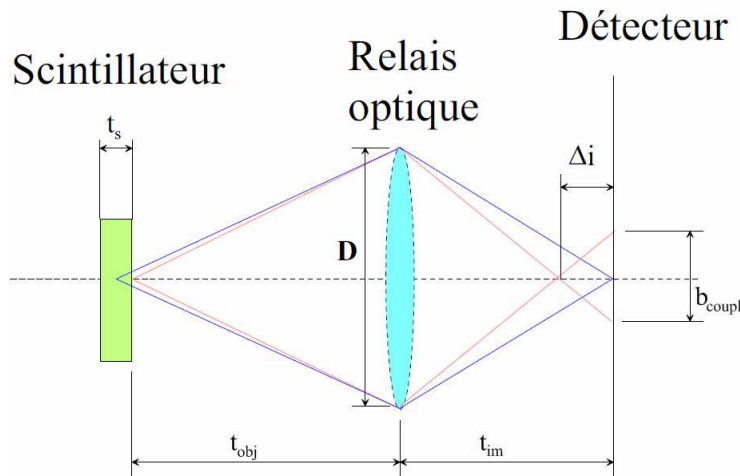


Figure 106 : Flou et profondeur de champ

Le flou  $b_{coupl}$  sur le détecteur CCD sur l'image en fonction des paramètres optiques s'exprime par l'équation (62) :

$$b_{coupl} = \frac{Dt_s}{2t_{obj}} \quad (62)$$

Si on fait en sorte que  $t_{obj}$  est égale à la distance focale du système optique, avec  $D$  son diamètre d'ouverture, en introduisant le nombre focal  $F = \frac{t_{obj}}{D}$  du système, de grandissement  $M_{opt}$ , le flou de couplage devient celui de l'équation (63) :



$$b_{coupl} = \frac{t_s M_{opt}}{2F} \quad (63)$$

Le flou  $b_{coupl}$  correspondant au couplage entre le scintillateur et le détecteur peut être réduit si on limite le grandissement du système, si on limite l'épaisseur du scintillateur et si le relais optique a un grand nombre d'ouverture. Pour limiter l'épaisseur de scintillateur, il faut disposer de matériaux suffisamment absorbants dans le domaine X concerné. Les paramètres du diagnostic d'HEXRI et de celui développé pour le LMJ sont résumés dans le Tableau 42.

	HEXRI	Système imageur LMJ
Epaisseur scintillateur	25 $\mu\text{m}$	1 mm
Grandissement relais	0,143	1
Nombre d'ouverture	2	4,5
Flou de diffusion dans le scintillateur	50 $\mu\text{m}$	2 mm
Flou de couplage	1 $\mu\text{m}^{26}$	111 $\mu\text{m}^{27}$

Tableau 42 : Comparaison des flous de couplage

Le flou lié à la diffusion de la lumière visible crée une distribution de l'intensité visible générée par l'absorption du rayonnement X dans le scintillateur. On peut tout de même exploiter l'image si l'on a un bon contraste sur l'intensité. Concernant le flou de couplage entre le scintillateur et le relais optique, si on employait pour nos mesures un scintillateur épais de 25  $\mu\text{m}$  et pour HEXRI un scintillateur épais de 1 mm, les valeurs de flou de couplage seraient de 3  $\mu\text{m}$  pour notre relais optique et de 36  $\mu\text{m}$  pour le diagnostic HEXRI. La valeur de 111  $\mu\text{m}$  que l'on a pour les conditions nominales (scintillateur épais de 1 mm) est celle qui a été mesurée lors de la caractérisation de notre relais optique (voir paragraphe 1.1.2). Le grandissement du système de relais optique d'HEXRI, égal à  $7^{-1}$  est justifié par le fait le champ vu est de 100  $\mu\text{m}$  doit être projeté sur un multisténopé et que l'aire de détection nécessaire est de 15x15 cm. Pour pouvoir imager le tout sur une caméra CCD d'aire sensible de 25,4 x 25,4 mm, il est donc nécessaire d'avoir un tel grandissement [8].

Pour résumer ce paragraphe, c'est surtout l'épaisseur de scintillateur qui conditionne le flou de couplage. Si c'était le flou de couplage qui limitait la résolution spatiale, que l'on veut à 10  $\mu\text{m}$ , notre système devrait être équipé d'un scintillateur épais de 90  $\mu\text{m}$  et le diagnostic d'HEXRI d'un scintillateur épais de 270  $\mu\text{m}$ .

### 1.3.2. Etude photométrique

Le spectre d'émission de la source a été déterminé à partir de simulations de modèle de cible. Le modèle utilisé dans l'étude correspond à une implosion de long feu[10], obtenue avec une cible détimbrée dont un point de fluence est de  $10^{16} \text{ W.cm}^{-2}.\text{sr}^{-1}.\text{keV}^{-1}$  à une énergie de 9 keV. La Figure 107 est une représentation graphique de ce spectre utilisé comme hypothèse de conception pour ce diagnostic.

<sup>26</sup> 36  $\mu\text{m}$  si scintillateur épais de 1 mm

<sup>27</sup> 3  $\mu\text{m}$  si scintillateur épais de 25  $\mu\text{m}$

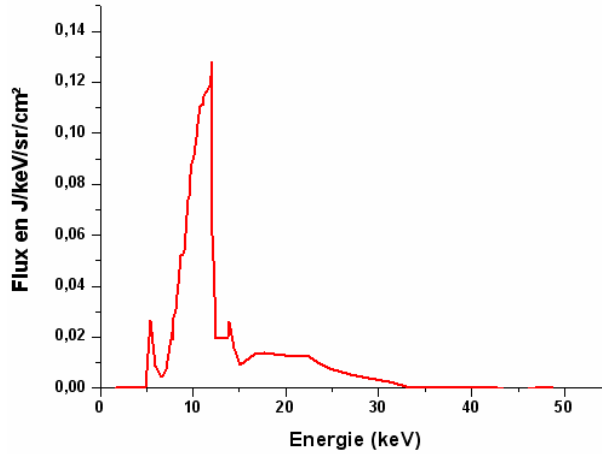


Figure 107 : Spectre d'implosion de long feu

En tenant compte des dimensions caractéristiques du système sténopé, l'éclairement photonique reçu par élément résolvant du scintillateur (surface circulaire de diamètre  $\sigma$ , qui est la résolution spatiale) est exprimé par l'équation (64) :

$$N_{ph-res}(\lambda) = I_0 \frac{\pi\sigma^2}{4} \Omega = I_0(\lambda) \frac{\pi^2\sigma^2 d^2}{16p^2} \quad (64)$$

$I_0(\lambda)$  est l'intensité de rayonnement X à la longueur d'onde  $\lambda$  émise par la cible. Les autres termes de l'équation sont les dimensions particulières du système sténopé. L'équation (64) peut être réécrite en fonction des paramètres optimisés du système caméra sténopé optimisé, équation (65) :

$$N_{ph-res}(\lambda_{opt}) = I_0 \frac{\pi^2(2,44\lambda_{opt})^2}{8} \quad (65)$$

Nous aboutissons, après calculs, pour un élément résolvant au spectre de la Figure 108.

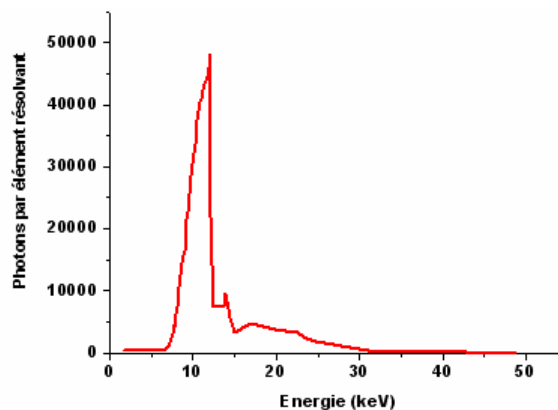


Figure 108 : Spectre de long feu incident par élément résolvant

Le spectre de la Figure 108 est une hypothèse optimiste pour la photométrie. Quand on calcule l'intégrale d'énergie contenue sous le spectre, on trouve une fluence intégrée de 190835 photons par élément résolvant. Considérant l'énergie moyenne du spectre à 12 keV, cela fait une fluence énergétique intégrée de  $2,297 \cdot 10^6$  keV par élément résolvant. Sachant qu'un élément résolvant, dans l'hypothèse d'un système optimisé (pour l'énergie de 9 keV) a

un diamètre de 5  $\mu\text{m}$ , soit une surface de  $1,963.10^{-7} \text{ cm}^2$ , nous atteignons donc une fluence énergétique de  $11,699.10^{12} \text{ keV.cm}^{-2}$ . C'est une hypothèse optimiste de conception d'un système de diagnostic X, puisqu'en laboratoire, avec un générateur X continu, nous avons généré une fluence intégrée de  $1,847.10^9 \text{ keV.cm}^{-2}$  au niveau du scintillateur (voir paragraphe 1.2.1). Cette hypothèse de fluence nous permet donc de déterminer le nombre de photons visibles émis par le scintillateur, fonction de son absorption par effet photoélectrique et donc de l'épaisseur de scintillateur. L'absorption, dépendante de l'énergie, module le rendement de luminescence du scintillateur, équation (66) :

$$\eta_{\text{scint}}(E_x) = G(1 - e^{-\mu(E_x)t_x}) \quad (66)$$

G est le rendement de scintillation nominal (en photons.keV<sup>-1</sup>) et E<sub>X</sub> l'énergie des photons X incidents.  $\eta_{\text{scint}}(E_x)$  est le nombre de photons visibles émis par le scintillateur par MeV d'énergie X absorbée. Pour chacun des scintillateurs du Tableau 41, nous avons intégré sur le spectre énergétique d'HEXRI le nombre de photons visibles effectivement émis. Les résultats sont représentés graphiquement sur la Figure 109.

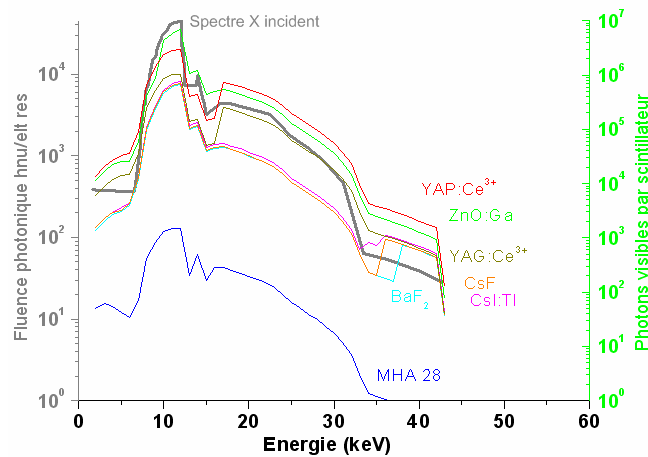


Figure 109 : Nombre de photons visibles émis par les scintillateurs

Nous avons utilisé pour ce calcul, des scintillateurs que nous avons utilisé au cours de nos études : le YAG:Ce<sup>3+</sup>, le ZnO:Ga, ainsi qu'une composition de scintillateur plastique chargé au plomb. Nous avons dans le Tableau 43 les intégrales des nombres de photons émis par chacun des scintillateurs absorbant par effet photoélectrique le rayonnement X issu de la cible.

Scintillateur	YAP:Ce <sup>3+</sup>	CsF	CsI:TI	BaF <sub>2</sub>	YAG:Ce <sup>3+</sup>	ZnO:Ga	MHA28
Photons émis par élément résolvant	$1,644.10^7$	$2,826.10^6$	$3,089.10^6$	$2,963.10^6$	$5,755.10^6$	$2,470.10^7$	8775

Tableau 43 : Nombre de photons émis par les scintillateurs par élément résolvant

Pour déterminer le nombre de photons visible incidents sur la caméra CCD, nous devons connaître le rendement de couplage entre le scintillateur et le relais optique ainsi que la transmission visible du relais optique. Le rendement de couplage  $\eta_{\text{coupl}}$  (ou efficacité de collection du relais optique) est défini par l'équation (67) :

$$\eta_{coupl} = \frac{1}{16F^2} \quad (67)$$

F étant le nombre focal de l'élément du système optique en regard du scintillateur. Cela fait apparaître que pour des raisons de photométrie, il faut privilégier les systèmes très ouverts, de faible nombre d'ouverture. Le système HEXRI prévoit pour son système un nombre d'ouverture égal à 2, ce qui conduit à un rendement de collection de  $16.10^{-3}$ . Par comparaison, les objectifs Maksutov de notre système sont ouverts en f/4,5, ce qui donne un rendement de couplage de  $3.10^{-3}$ . Concernant la transmission visible du relais optique d'HEXRI, nous n'avons aucune donnée. Cette transmission est le produit des transmissions visibles à chaque dioptre. Faisant l'hypothèse que les éléments optiques du système sont parfaitement couplés et que sur le domaine visible d'émission des scintillateurs la transmission est de 1, on peut supposer  $T_{relais}$  égal à 1. Ces paramètres sont résumés dans le Tableau 44.

	HEXRI	Système imageur LMJ
Transmission optique relais	1	1
Rendement de couplage	$16.10^{-3}$	$3.10^{-3}$

Tableau 44 : Transmission optique et rendement de couplage des relais optiques

Appliqué aux différents scintillateurs de l'étude, cela induit pour la caméra CCD, par élément résolvant les nombres de photons du Tableau 45. On rappelle que les nombres de photons sont donnés pour des épaisseurs de scintillateur de  $25 \mu\text{m}$  et pour des éléments résolvants d'un diamètre de  $5 \mu\text{m}$ . Sur la plupart des caméras CCD, le pixel a une dimension latérale supérieure à  $5 \mu\text{m}$ . Le nombre de photons par élément résolvant correspond donc directement à un nombre de photons incidents sur un pixel.

Scintillateur	Photons transmis CCD cas HEXRI	Nombre de coups par pixel sur caméra CCD Pixis 2048	Photons transmis CCD cas système imageur LMJ	Nombre de coups par pixel sur caméra CCD Pixis 2048
YAP:Ce <sup>3+</sup>	$2,630.10^5$	$9,391.10^4$	$4,932.10^5$	$1,761.10^4$
CsF	$4,522.10^4$	$1,809.10^4$	$8,478.10^3$	$3,391.10^3$
CsI:Tl	$4,942.10^4$	$1,977.10^4$	$9,267.10^3$	$3,707.10^3$
BaF <sub>2</sub>	$4,741.10^4$	$1,659.10^4$	$8,889.10^3$	$3,111.10^3$
YAG:Ce <sup>3+</sup>	$9,208.10^4$	$9,116.10^4$	$1,727.10^4$	$1,709.10^4$
ZnO:Ga	$3,952.10^5$	$2,324.10^5$	$7,410.10^4$	$4,357.10^4$
MHA28	104	104	26	25

Tableau 45 : Photons visibles incidents sur CCD

L'étude de faisabilité d'HEXRI ne présente aucune caméra CCD, aussi nous utiliserons la donnée d'une caméra CCD que nous connaissons bien, la Roper Pixis 2048 (Figure 98). Connaissant le *SMF* de la plupart des scintillateurs, nous avons pu donner un nombre de coups d'intensité sur la caméra CCD, en fonction de la transmission optique des relais optiques d'HEXRI et du système imageur. D'après les chiffres que l'on a, pour la plupart des scintillateurs, excepté le MHA28, il y aurait saturation de la caméra CCD, au vu du nombre de coups générés par les photons reçus. Ceci dit, ces chiffres sont vrais si la transmission du relais optique est de 1.

### 1.3.3. Etude de vulnérabilité

L'objectif de résistance de d'HEXRI est de fonctionner pour des tirs de FCI générant jusqu'à  $10^{19}$  neutrons dans tout l'espace. Pour parvenir à cet objectif, la caméra CCD est déportée. Par hypothèse, l'obturation au bout de 50 ns, rendue possible par le choix de scintillateurs rapides (Tableau 41), permet d'éliminer le bruit de fond radiatif des neutrons. La vulnérabilité d'HEXRI, au sens de la dégradation d'image, s'exprime par le rapport signal-à-bruit radiatif (SàBR) des images enregistrées. Le SàBR est calculé à partir de simulations par le code TART [15], qui permettent de recréer un environnement radiatif comprenant des neutrons et des photons X/γ. La configuration de la simulation est donnée Figure 110. La contribution au bruit des éléments de la chambre d'expérience est déterminée en fonction du nombre de neutrons généré [16]. Le diagnostic HEXRI consiste en deux scintillateurs placés dans le plan équatorial de la chambre, à 6 m du centre, séparés d'un angle de  $110^\circ$ . L'image de ces scintillateurs est transportée par un relais optique jusqu'à une caméra CCD obturée située à 20 m du centre de la chambre d'expérience. La Figure 110 détaille le modèle de cavité, qui est un paramètre important du SàBR. L'environnement de chambre n'est pas d'un environnement « réel » : seul est représenté le système de positionnement de la cible alors que dans la réalité d'autres éléments appartenant aux divers diagnostics sont susceptibles de causer du bruit de fond radiatif.

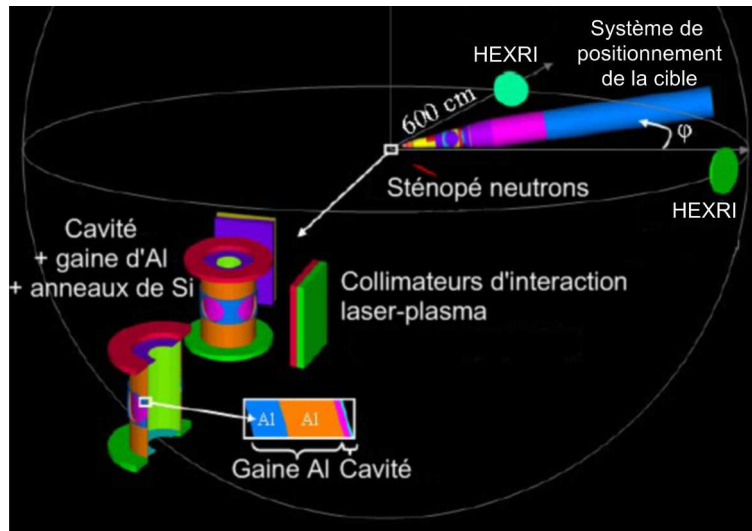


Figure 110 : Configuration de la simulation [16]

Les éléments du bruit de fond radiatif pris en compte pour calculer le SàBR sont les suivants :

- les neutrons : leur spectre d'énergie se distribue jusqu'à 14 MeV, leur nombre varie de  $4,1 \cdot 10^{16}$  à  $2,6 \cdot 10^{17}$ , leur temps de vol (neutrons de 14 MeV) est de 120 ns pour une distance de 6 m,
- le spectre X issu de l'interaction laser-plasma de cavité dont la distribution va jusqu'à 200 keV (voir Chapitre 3), cette interaction est fonction des dimensions caractéristiques de la cible, Figure 111 (dimensions des épaisseurs d'or et d'alliage uranium)

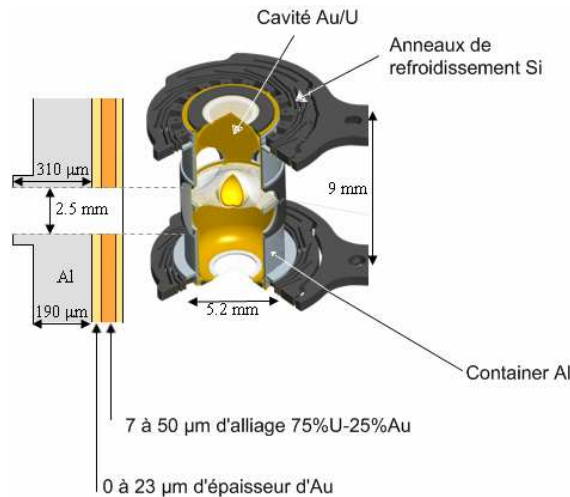


Figure 111 : Edifice cible (sans microballon), dimensions caractéristiques [17]

- les rayons  $\gamma$  de fusion et les  $\gamma$  secondaires (issus d'interactions  $(n,\gamma)$  avec l'environnement de chambre), dont la distribution d'énergie va jusqu'à 20 MeV.

Le bruit de fond radiatif peut être atténué par des choix techniques. Une caméra CCD, obturée au bout de 50 ns d'acquisition, enregistre l'image de scintillateurs rapides, avec une forte diminution du bruit causé par les neutrons. Pour atténuer le spectre X issu de l'interaction laser-cavité, des collimateurs d'interaction en alliage platine-tantale sont placés dans la ligne de visée des scintillateurs d'HEXRI. Si ces écrans métalliques atténuent le spectre X durs, ils peuvent générer des  $\gamma$  secondaires par des interactions  $(n,\gamma)$ . Atténuer l'effet des  $\gamma$  secondaires par obturation temporelle ou l'utilisation d'écrans métalliques est plus difficile. Les éléments placés à moins de 2 mètres de la cible peuvent rapidement interagir avec des neutrons (40 ns de temps de vol sur 2 m pour un neutron de 14 MeV) et générer des  $\gamma$  détectables en moins de 50 ns par HEXRI (12 ns de temps de vol pour un  $\gamma$  sur 4 m). Rajouter des écrans métalliques augmente le nombre d'interactions  $(n,\gamma)$ .

Le signal utile considéré est l'émission X issue du mélange DT pendant l'implosion, dont le spectre se distribue jusqu'à 100 keV et a son pic de fluence à 13 keV. Nous avons un tel spectre sur la Figure 112 (courbe rouge). Le spectre est donné pour un tir d'implosion de long feu générant  $4,1 \cdot 10^{16}$  neutrons. Le signal de la Figure 112 est normalisé par rapport au nombre de neutrons. La courbe bleue est la sensibilité de détection d'HEXRI. Elle pondère tous les signaux détectés, bruit ou signal utile.

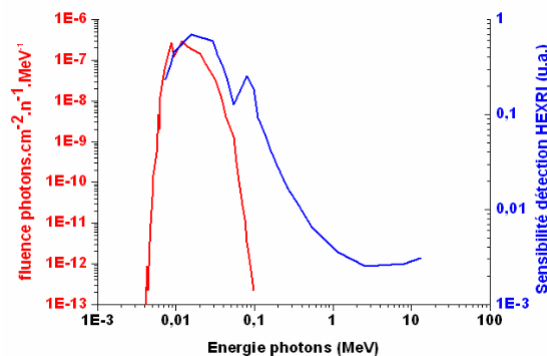


Figure 112 : Emission X de la cible et réponse d'HEXRI

Les contributions au bruit de fond de chaque élément de la chambre ont été simulées et sont représentées Figure 113, sous forme de fluences en  $\gamma \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{neutrons}^{-1} \cdot \text{MeV}^{-1}$ . Ces signaux par

contre peuvent être extrapolés linéairement par rapport au gain neutronique afin de calculer le SàBR. La contribution la plus importante vient du système de positionnement de cible. Les contributions des collimateurs laser-plasma sont couplées avec celles de la cavité. En augmentant la distance de ces écrans à la cavité, on diminue légèrement la contribution cavité + écrans, ce qui montre l'importance de la contribution de la cavité, qui est le plus employé.

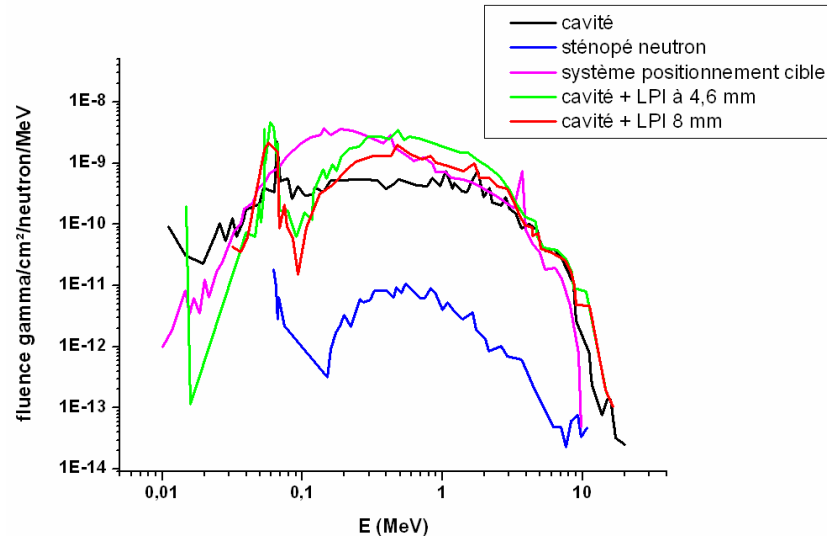


Figure 113 : Fluences de  $\gamma$  secondaires générées par les éléments de chambre

Le SàBR est le quotient de l'intégrale d'énergie du signal utile à l'intégrale d'énergie du signal de bruit de fond. Les résultats de calcul sont synthétisés dans le Tableau 46.

Nombre de neutrons	Système de positionnement cible (TARPOS)	Cavité 2 + écrans ILP <sup>28</sup> à 4,6 mm de la cible	Cavité 2 + écrans ILP à 8 mm de la cible	Cavité 2 seule	Sténopé à neutrons	SàBR global	
						Ecrans ILP 4,6 mm	Ecrans ILP 8 mm
$2,6 \cdot 10^{17}$	90	65	110	204	28423	32	40
$10^{17}$	30	21	37	68	9480	10	13
$4,1 \cdot 10^{16}$	9	6	11	20	2853	3	4

Tableau 46 : Rapports signal sur bruit de fond pour différents termes parasites

Mais les résultats présentés dans le Tableau 46 ne tiennent compte que d'un seul modèle de cavité, celui qui est le plus couramment employé.

En résumé de cette étude de détérioration du rapport signal-à-fond radiatif, le terme source issu de la cible de DT (présenté pour  $4,1 \cdot 10^{16}$  neutrons) domine largement le terme de bruit causé par chaque élément, le SàBR critique étant 1. Le SàBR global, prenant en compte toutes les contributions de bruit dans l'environnement varie de 3 à 40, suivant que l'on place les écrans ILP à 4,6 ou 8 mm de la cible et pour  $4,1 \cdot 10^{16}$  à  $2,6 \cdot 10^{17}$  neutrons émis, ce qui est favorable pour réaliser une image de la cible. Cette analyse doit toutefois être tempérée par le fait que l'environnement de chambre contiendra d'autres éléments que ceux nécessaires au seul HEXRI et que d'autres contributions pourraient s'ajouter. Toutefois, la simulation

<sup>28</sup> Interactions laser-plasma

réalisée s'est placée dans le cas défavorable où la caméra CCD n'est pas obturée temporellement, que le spectre des ILP n'est pas atténué, ce qui tend à augmenter le SàBR.

#### 1.3.4. Synthèse de la comparaison

Nous discutons dans ce paragraphe les éléments communs et différents aux deux diagnostics d'imagerie X. La comparaison ne sera pas forcément équitable, puisque nous avons mesuré certains aspects de notre diagnostic et que l'étude de faisabilité d'HEXRI en a simulé d'autres.

Les scintillateurs choisis pour HEXRI sont majoritairement bleus, très rapides en décroissance et de rendement de scintillation de l'ordre de  $2000 \text{ photons.MeV}^{-1}$ . Nous avons choisi pour concevoir notre système de diagnostic des scintillateurs un peu moins rapides, qui émettent dans des longueurs d'onde autour de 600 nm et plus intenses. Seules les absorptions par effet photoélectrique en-dessous de 50 keV sont comparables. Toutefois, le rendement de scintillation n'est pas un grand problème, puisque l'hypothèse faite sur le terme source X permet d'obtenir un rapport signal-à-bruit sur les images assez favorable à leur exploitation. Dans le cadre d'HEXRI, des simulations permettant de déterminer les effets de la vulnérabilité aux neutrons ont pu être effectuées, tandis que nous avons pu mesurer directement les effets de la vulnérabilité au rayonnement  $\gamma$ .

La résolution spatiale, variée sur le domaine spectral de 5 à 20 keV est meilleure que  $8,5 \mu\text{m}$  dans le domaine avec un minimum de  $5 \mu\text{m}$  à 9 keV [18], pour le système caméra-sténopé. La résolution spatiale n'est pas limitée par le sténopé, ou même l'optique X, mais par l'épaisseur du scintillateur et de son couplage avec le relais optique. Les valeurs particulières sont résumées dans le Tableau 47. Sur ce point, la comparaison n'est pas équitable, puisque les données d'HEXRI supposent une épaisseur de scintillateur de  $25 \mu\text{m}$  et que nous avons expérimenté en utilisant des scintillateurs d'épaisseur de l'ordre du millimètre. Nous avons donc comparé les effets de l'épaisseur de scintillateur si les scintillateurs d'HEXRI avaient une épaisseur millimétrique et si nos scintillateurs avaient une épaisseur de  $25 \mu\text{m}$ .

Le relais optique d'HEXRI n'est pas connu, nous n'avons quelques éléments chiffrés. Dans la dernière ligne du Tableau 47, nous donnons les maxima et minima des nombres de coups générés par la caméra CCD (voir paragraphe 1.3.2), pour des scintillateurs épais de  $25 \mu\text{m}$ , recevant le spectre d'implosion de long feu de la Figure 108.

	HEXRI	Diagnostic pour LMJ
Flou lié à l'épaisseur de scintillateur	$50 \mu\text{m}$	2 mm
Flou de couplage	$1 \mu\text{m}$	$111 \mu\text{m}$
Limite de résolution spatiale	$5 \mu\text{m}$	$100 \mu\text{m}$
Efficacité de collection (nombre d'ouverture)	$16 \cdot 10^{-3}$ (2)	$3 \cdot 10^{-3}$ (4,5)
Transmission interne	1	
Minimum bilan photométrique (cps/pixel) au niveau CCD avec MHA 28	104	25
Maximum bilan photométrique (cps/pixel) au niveau CCD avec YAP:Ce <sup>3+</sup>	$9 \cdot 10^4$	$1,761 \cdot 10^4$

Tableau 47 : Principaux paramètres pouvant être comparés

La principale différence entre les deux systèmes se situe principalement dans la résolution spatiale : elle est annoncée très fine dans le cas d'HEXRI et beaucoup plus



grossière dans le cas du système imageur développé pour le LMJ. Cette différence s'explique par le fait que j'ai utilisé des scintillateurs d'épaisseur de l'ordre du millimètre; la résolution spatiale peut facilement s'affiner en employant des scintillateurs plus fins. Le bilan photométrique reste sensiblement le même, si ce n'est un ordre de grandeur d'écart sur le rendement de couplage entre le scintillateur et le premier objectif Maksutov.

Concernant la vulnérabilité, nous ne pouvons pas comparer les résultats de mesure du paragraphe 1.2.2 aux simulations portant sur le diagnostic HEXRI au paragraphe 1.3.3, car ils concernent respectivement l'effet du rayonnement  $\gamma$  sur les composants du relais optique du système imageur et le bruit neutronique causé par la thermalisation des neutrons dans un environnement de chambre non réel. Toutefois, certaines conclusions qualitatives peuvent être tirées sur ces deux études. Dans le cas des mesures d'agression au rayonnement  $\gamma$ , nous avons constaté que notre relais catadioptrique, basé sur des objectifs Maksutov, émettait des doses de rayonnement Cerenkov variant quasi linéairement avec la dose déposée à l'extrémité du système imageur. Nous avons vu au paragraphe 1.2.2 que ces niveaux de luminescence Cerenkov restaient largement inférieurs aux niveaux de luminescence des scintillateurs inorganiques. Pour les scintillateurs organiques, l'égalité des niveaux d'intensité se fait pour une dose de rayonnement  $\gamma$  atteignant environ 5 rads au niveau du scintillateur. Le paragraphe 1.3.3 révèle que pour des tirs d'implosion de long feu, générant jusqu'à  $2,6 \cdot 10^{17}$  neutrons, le rapport signal-à-bruit radiatif atteignait 3 dans le cas le plus défavorable. Du point de vue de la dégradation d'image, les deux systèmes ont une certaine marge de sécurité.

#### 1.4. Imagerie de source plasma

Nous relatons dans ce paragraphe les résultats d'expérience d'imagerie de source plasma obtenus avec notre système imageur. N'ayant pas étudié de dispositif d'optique X optimisé de manière à produire un grandissement et un filtrage de l'énergie X, nous avons utilisé un sténopé repris en visible par notre système imageur.

Au cours de cette thèse, deux campagnes d'expérience d'imagerie de source plasma ont eu lieu. Une première expérience a eu lieu sur l'installation Pico2000 au Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses. Cette campagne s'est révélée infructueuse et n'a débouché que sur une image non filtrée, sans sténopé, sans savoir ce que l'on image. Le problème majeur a été un déclenchement à contretemps de la caméra CCD.

Une deuxième campagne, ayant livré plus de résultats s'est déroulée sur l'installation EQUINOX [19] au CEA/DAM/DIF. Cette installation a pour but de tester les diagnostics plasma et autres détecteurs destinés à être utilisés sur le LMJ. L'installation comprend une chambre principale, équipée d'un SID identique à ceux employés sur la LIL et une chambre d'étalonnage, que nous avons utilisée, voir Figure 114.

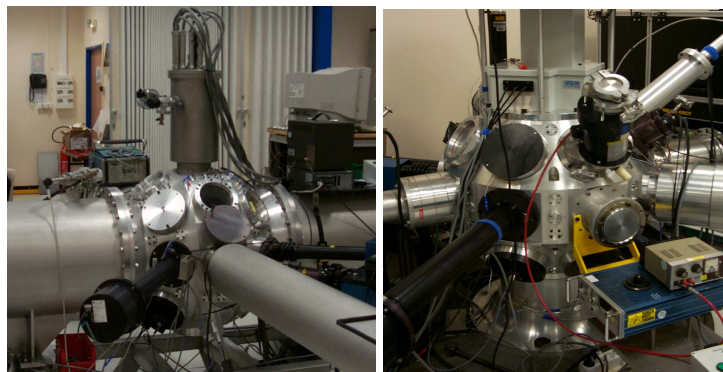


Figure 114 : Chambre principale (à gauche) et chambre d'étalonnage (à droite)

Le plasma est généré par l'interaction d'un laser femtoseconde avec une cible de cuivre. Les caractéristiques du laser sont les suivantes :

- Type : Titane : Saphir
- Longueur d'onde :  $800 \text{ nm} \pm 25 \text{ nm}$
- Récurrence : de monocoup à 10 Hz
- Durée d'impulsion : de 60 fs à 30 ps
- Energie en sortie du compresseur : jusqu'à 300 mJ

La cible de cuivre a une épaisseur inférieure à 1 mm. L'interaction génère un plasma émettant notamment du rayonnement X. Dans le cadre de notre expérience, le spectre de rayonnement est mesurable par des détecteurs coaxiaux. Le spectre X typique pour une impulsion laser d'une durée de 10 ps est donné en Figure 115.

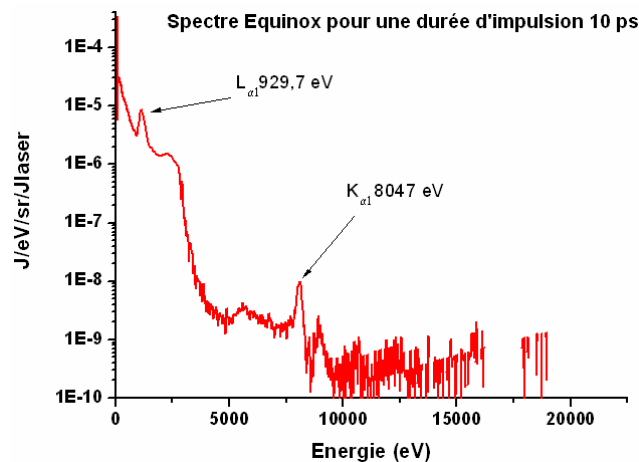


Figure 115 : Spectre d'émission de l'interaction laser-cible

L'un des détecteurs coaxiaux est filtré par  $5 \mu\text{m}$  d'aluminium, l'autre par du Mylar aluminisé ( $0,2 \mu\text{m}$  d'aluminium et  $1,5 \mu\text{m}$  de Mylar). Ces coaxiaux sont sensibles dans le domaine 60-1900 eV. Sur la Figure 116, nous avons le spectre de référence d'Equinox superposé aux spectres vus par chacun des câbles coaxiaux. Ils délivrent chacun un signal en tension correspondant à l'énergie de rayonnement X présente dans la chambre d'étalonnage. Cette mesure nous permet de faire la photométrie de notre système d'imagerie et, partant, d'en déterminer la sensibilité.

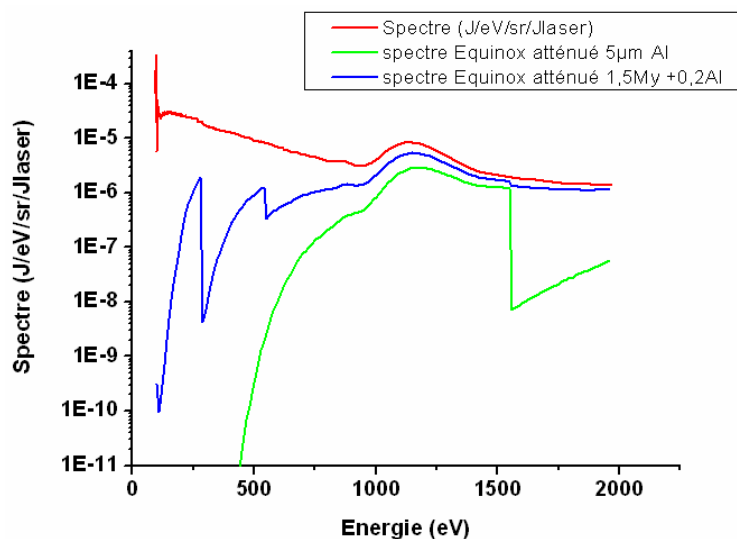


Figure 116 : Spectre Equinox détecté par les coaxiaux

Le dispositif utilisé pour la mesure d'imagerie est bâti de la manière suivante, Figure 117.

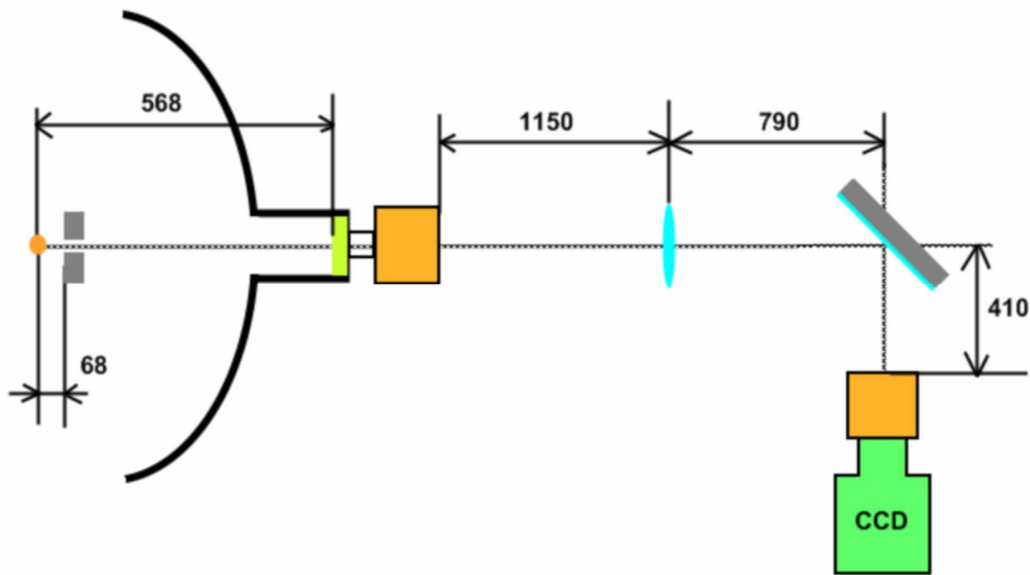


Figure 117 : Configuration expérimentale d'imagerie sur Equinox

On dispose devant la cible un sténopé de diamètre 1 mm dans un premier temps. Des images de la source plasma seront enregistrées avec un sténopé de diamètre 0,2 mm. Le trou est pratiqué dans une plaque de 100  $\mu\text{m}$  d'épaisseur de tantale, ce qui permet de réaliser une imagerie de pénombre. L'image X de la source, grandie par le sténopé, est projetée sur le scintillateur, un cristal de YAG:Ce épais de 1 mm. Le YAG:Ce est repris sur un champ de 40 mm par un objectif Maksutov (carré orange sur la Figure 117). Entre les deux objectifs Maksutov sont situés la lentille de champ d'un diamètre 100 mm et le miroir de renvoi. La distance de déport de l'image est de 2,4 m pour cette expérience. L'encombrement du laboratoire n'a pas permis l'installation du système imageur dans sa configuration 2,8 m. Nous supposons que la performance de résolution spatiale n'est pas dégradée par un raccourcissement du relais optique. La caméra CCD employée est la *Roper Pixis 2048 Back-Illuminated* [20]. La taille du pixel est de 13,5  $\mu\text{m}$  de côté. Pour des raisons de sensibilité, nous binons<sup>29</sup> la plupart des images en 4x4. Au niveau de la caméra CCD, l'élément résolvant fait donc une dimension de 54  $\mu\text{m}$  (4 x 13,5  $\mu\text{m}$ ). Le grandissement du relais optique étant de 1, l'élément résolvant sera de cette taille sur le scintillateur. Notre système, équipé d'un scintillateur cristallin YAG:Ce<sup>3+</sup> d'une épaisseur de 1 mm et sur une longueur de 2,4 mètres, est qualifié pour résoudre à 50% de contraste des éléments de dimension 100  $\mu\text{m}$ . Dans cette configuration, nous pourrions distinguer nettement des éléments sur l'image s'ils ont une dimension d'au moins 2 pixels. D'après les dimensions de la Figure 117, le grandissement optique induit par le sténopé est égal à  $\frac{568}{68} = 8,353$ . Un élément résolvant

étant de taille 54  $\mu\text{m}$  sur le scintillateur, il représentera un élément de taille 6,465  $\mu\text{m}$ . Le grandissement du relais optique étant de 1, nous déduisons alors que chaque pixel de la caméra CCD correspond à un élément de taille sur la source d'une taille de 6,46  $\mu\text{m}$ . Malgré l'opération de *binning*, la taille élémentaire accessible par notre système imageur reste acceptable pour une source d'une taille estimée à 100  $\mu\text{m}$ .

<sup>29</sup> Somme des intensités de groupes de pixels adjacents.

Pour commencer, avant d'acquérir des images de la source plasma, nous acquérons des images de mise au point, sans sténopé, Figure 118. Ces images nous permettent de vérifier le grandissement du relais optique et d'ajuster la netteté de l'image au niveau du scintillateur. Nous image un réticule fait d'un fil de cuivre de 120  $\mu\text{m}$  de diamètre. Le réticule est placé sur la face du scintillateur où les photons X sont incidents. L'analyse du profil d'intensité, révèle que la largeur à mi-hauteur du fil se situe entre 2 et 3 pixels, soit entre 108 et 162  $\mu\text{m}$ . L'élément résolvant étant de 54  $\mu\text{m}$  au niveau de la caméra CCD, cette mesure est conforme à un grandissement 1.

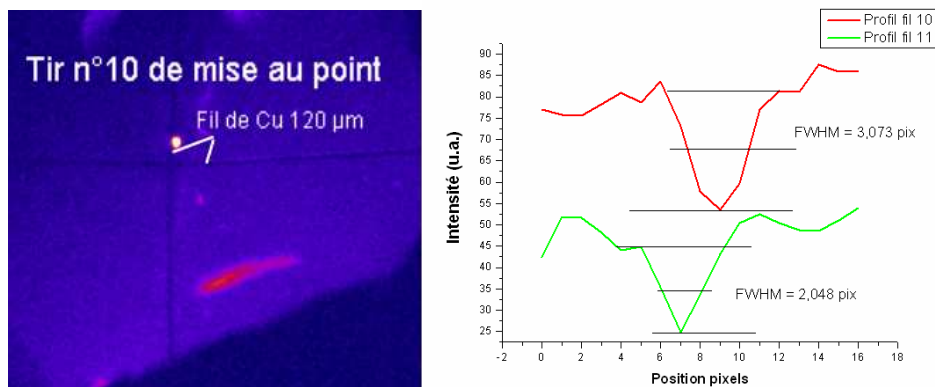


Figure 118 : Images de mise au point et profil d'intensité

La mise au point faite, nous acquérons des images de source plasma au moyen du sténopé de diamètre 1 mm. Cette technique est appelée imagerie de pénombre. Nous avons sur la Figure 119 un exemple d'image de pénombre acquise avec le sténopé de 1 mm. L'image à gauche est brute, c'est-à-dire qu'elle ne fait l'objet d'aucun traitement.

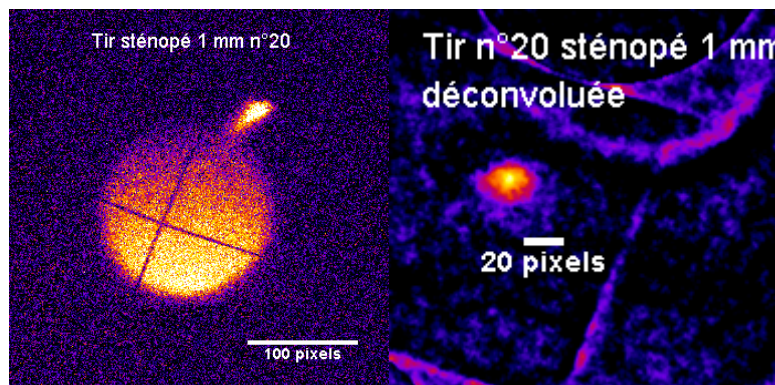


Figure 119 : Image de pénombre acquise avec le sténopé de 1 mm brute (à gauche), déconvoluée (à droite)

L'image brute est directement exploitable. L'information se situe dans la pente du profil de pénombre, dont nous avons un exemple sur la Figure 120. Ce que l'on appelle pénombre est la transition obscurité (niveau 0) à éclaircissement maximal. La distance sur laquelle s'effectue la transition obscurité-éclaircissement est proportionnelle à la taille de la source de rayonnement mesurée.

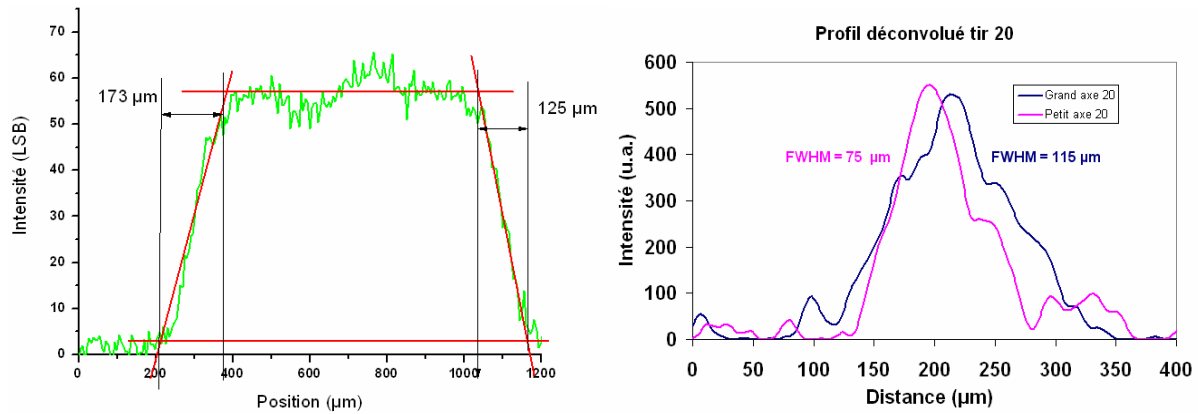


Figure 120 : Profil de pénombre d'image 1 mm, brut (gauche) et déconvolué (droite)

Pour obtenir la géométrie de la source de rayonnement, il est nécessaire de déconvoluer l'image brute par la *Point Spread Function* (PSF) de notre système. Dans le cas d'un système à sténopé, cette fonction est une fonction cercle [21], dont le diamètre est celui du sténopé multiplié par le grandissement. Cette opération est effectuée au moyen du logiciel de traitement d'image *ImageJ* [22]. L'image brute à gauche de la Figure 119 déconvoluée résulte en l'image de la partie droite. La forme de la source obtenue par déconvolution est elliptique. L'analyse des dimensions des profils de pénombre, bruts et déconvolués est résumée dans le Tableau 48 :

<b>Analyse images de pénombre brutes</b>			
	Pente à gauche (μm)		Pente à droite (μm)
Tir 16	155		136
Tir 17	183		182
Tir 18	190		162
Tir 19	171		216
Tir 20	173		125
<b>Moyenne tirs 16 à 20</b>	<b>174</b>		<b>164</b>
<b>Analyse image de pénombre déconvoluées</b>			
	Petit axe ellipse (μm)		Grand axe ellipse (μm)
Tir 16	75		121
Tir 17	81		161
Tir 18	78		115
Tir 19	92		104
Tir 20	81		115
<b>Moyenne tirs 16 à 20</b>	<b>81</b>		<b>123</b>

Tableau 48 : Synthèse dimensions image de pénombre sténopé 1 mm

Afin de voir les images de manière plus fine, on répète l'opération d'imagerie avec un sténopé de 200 μm de diamètre. Nous avons sur la Figure 121 une image convolué à gauche et à droite l'image déconvoluée de la PSF du sténopé de 200 μm de diamètre.



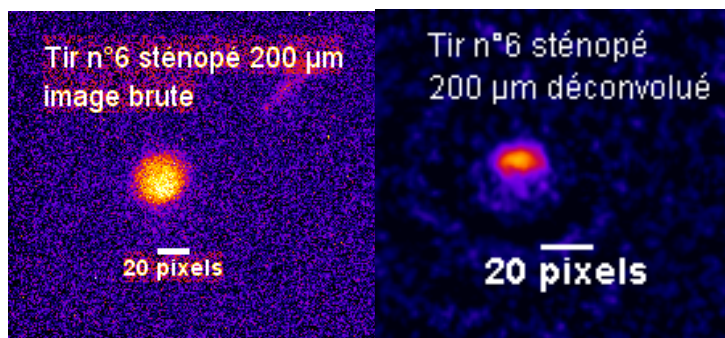


Figure 121 : Image obtenue avec le sténopé de 200  $\mu\text{m}$ , brute (à gauche), déconvoluée (à droite)

De la même façon que pour les images obtenues avec le sténopé de 1 mm de diamètre, nous extrayons les dimensions sur les images brutes et les images déconvoluées dans le Tableau 49.

<b>Analyse images de pénombre brutes</b>		
	Pente à gauche ( $\mu\text{m}$ )	Pente à droite ( $\mu\text{m}$ )
Tir 3	121	86
Tir 4	97	88
Tir 5	102	103
Tir 6	86	81
Tir 10	99	98
<b>Moyenne tirs 3 à 10</b>	<b>101</b>	<b>91</b>
<b>Analyse images de pénombre déconvoluées</b>		
	Petit axe ellipse ( $\mu\text{m}$ )	Grand axe ellipse ( $\mu\text{m}$ )
Tir 3	49	70
Tir 4	54	76
Tir 5	54	92
Tir 6	49	86
Tir 10	59	81
<b>Moyenne tirs 3 à 10</b>	<b>53</b>	<b>81</b>

Tableau 49 : Synthèse dimension images de pénombre sténopé 200  $\mu\text{m}$

Nous avons pu acquérir des images de pénombre d'une source plasma émettant du rayonnement X. Dans le plan objet, la construction du système imageur a ramené chaque pixel à une dimension de 6,5  $\mu\text{m}$  dans le plan objet. En considérant qu'il faut au minimum deux pixels pour distinguer un détail de la source, on obtient une résolution spatiale d'environ 13  $\mu\text{m}$ . Néanmoins le domaine énergétique d'émission de la source est plutôt éloigné du domaine spectral 10-30 keV. Toutefois, le scintillateur YAG:Ce<sup>3+</sup> garde une efficacité d'absorption de 1 à ces énergies. La seule difficulté supplémentaire serait la mise au point. Les photons X seraient absorbés dans l'épaisseur de scintillateur et la mise au point induirait un flou de profondeur de champ limitant la résolution spatiale. Notre système imageur était construit sur une longueur réduite et n'a pu être testé dans ses configurations nominales. Toutefois, notre système, non conçu sur mesure est tout à fait capable d'imager avec suffisamment de détails une source de rayonnement d'une taille de l'ordre de 100  $\mu\text{m}$ .

## 2. Conformité et prévision

### 2.1. Conformité par rapport à la fonction principale et aux contraintes

Concernant les aspects nous intéressant dans le cadre de l'imagerie, la résolution spatiale intrinsèque du relais catadioptrique, sur une longueur maximale de 4 m est de 100  $\mu\text{m}$  à 40%

de contraste. La résolution reste sensiblement la même quand le relais optique transporte l'image visible d'un scintillateur YAG:Ce<sup>3+</sup> épais de 1 mm. La résolution est moins fine : 200 à 300 µm avec un scintillateur plastique chargé au plomb d'épaisseur de 2 à 5 mm. Les résolutions spatiales obtenues dans les différentes configurations de notre système imageur semblent loin de celles idéales du système HEXRI, mais la résolution spatiale peut s'affiner facilement en employant des scintillateurs épais de quelques dizaines de micron. Les compositions des scintillateurs plastiques étaient expérimentales, mais des voies d'amélioration sont à explorer à court terme, afin d'une part d'améliorer le rendement de scintillation et dans un deuxième temps la résolution spatiale. Nous avons pu acquérir une image de source plasma générée par l'interaction d'un laser femtoseconde avec une fine cible de cuivre. On rappelle que la durée d'éclairement laser prévue pour la FCI est de l'ordre de 20 ns et la durée d'émission du spectre X nous intéressant est de 100 ps. L'expérience d'imagerie de source plasma nous a permis de mettre en évidence que notre système imageur, couplé à un sténopé, permettait d'imager avec un niveau de détail de l'ordre de 7 µm un objet de dimension 100 µm, avec un scintillateur épais de 1 mm. Cette performance optique a été obtenue avec notre système imageur ayant une longueur de 2,4 m. Le système imageur dans cette configuration étant qualifié pour résoudre à 100 µm des images visibles. Des mesures sur une longueur de 4 mètres nous indiquent que le relais optique, couplé à un scintillateur permet le transport d'images visible en résolvant à 40% de contraste des détails de 100 µm. Il reste à mesurer la performance optique de notre système sur une longueur d'au moins 5 mètres. A condition d'employer une optique X d'un grandissement d'au moins 10, il est possible d'imager une source de rayonnement à 10 µm de résolution spatiale.

La sensibilité de détection et l'intensité d'image que l'on peut obtenir par notre système imageur est une donnée à la fois liée à l'accomplissement de la fonction imagerie et à la vulnérabilité, au sens de la dégradation de l'image. Lorsque les scintillateurs sont irradiés par un spectre X de fluence intégrée de l'ordre de 10<sup>9</sup> keV.cm<sup>-2</sup> (environ 160 µJ.cm<sup>-2</sup>), obtenu avec un générateur X continu, l'intensité d'image sur la caméra occupe 10% de la dynamique. Ces images ont été obtenues sur une intégration de plusieurs secondes. Il est à noter que la fluence intégrée est trois ordres de grandeurs inférieure à celle d'un spectre d'hypothèse de FCI. Durant l'expérience d'acquisition d'image plasma, nous avons pu acquérir à des niveaux d'intensité suffisant, des images d'une source de rayonnement X autour de 1 keV émettant à une intensité de 1 à 4 mJ.sr<sup>-1</sup>. La sensibilité de détection du système était telle que l'on a obtenu un niveau d'intensité CCD pour une émissivité X source de l'ordre de 10 µJ.sr<sup>-1</sup>.

Concernant la vulnérabilité de notre système imageur, nous avons été en mesure de le mettre dans une situation réaliste par rapport à l'environnement LMJ. Nous avons pu le soumettre à des doses de rayonnement γ, dont le spectre s'étend de 1 à 18 MeV, allant jusqu'à 20 rads pour la partie du système imageur en première ligne. Nous avons pu constater que les niveaux de luminescence Cerenkov pouvaient être surmontés par les niveaux de luminescence de scintillateurs inorganiques notamment. Les niveaux de luminescence des scintillateurs ont été obtenus à partir d'un terme source X de laboratoire, mille fois inférieur en intensité au terme source de référence [8]. Pour des doses γ de 2 rads, la plupart des scintillateurs, inorganiques et organiques chargés au plomb, irradiés avec le terme source X laboratoire, surmontent l'intensité de rayonnement Cerenkov. Les doses de rayonnement ont été administrées durant des acquisitions pouvant durer plusieurs minutes, nous n'avons donc pas pu mesurer les effets transitoires liés à ces doses de rayonnement γ. Nous n'avons pu mesurer les effets liés aux neutrons. Pour avoir un ordre d'idée sur les effets des neutrons, nous pouvons nous appuyer sur les conclusions des simulations réalisées pour le diagnostic HEXRI : le rapport signal-à-bruit radiatif varie de 3 à 40, pour des tirs de FCI (simulés) générant jusqu'à 3.10<sup>17</sup> neutrons.

En résumé, l'exigence de résolution spatiale peut être satisfaite et une sensibilité de détection suffisante a été prouvée. Les résultats d'étude de la vulnérabilité (expérimentale et documentaire) laissent présager que notre système imageur peut résister à l'environnement radiatif d'un tir d'allumage et délivrer des images de source exploitables. Néanmoins, nous n'avons pu vérifier tous les aspects (photométrie, résolution spatiale et vulnérabilité) sur une expérience restituant tous les aspects d'un tir de FCI.

## 2.2. Prévision du comportement diagnostic

Nous essayons dans cette partie d'anticiper le fonctionnement de notre système imageur pour un tir d'allumage de FCI. Nous donnons des éléments permettant de prévoir son comportement concernant trois aspects majeurs : la résolution spatiale, la photométrie et la vulnérabilité.

Concernant la résolution spatiale, considérons que nous employons la version expérimentale de notre système imageur (scintillateur et relais catadioptrique), avec une optique X permettant un grandissement d'au moins 10, placée entre la cible du tir de FCI et le scintillateur, séparé de 11 mètres de la cible, soit au niveau du hublot de fond du SID de l'installation LMJ. Pour pouvoir installer la caméra CCD dans une protection rapprochée, il faudrait que notre relais catadioptrique soit long d'au moins 5 mètres, Figure 122. Nous considérerons que les propriétés de résolution spatiale du relais seront sensiblement les mêmes que sur 4 mètres. Nous projetons sur le scintillateur une image de la source ayant une dimension de  $100\ \mu\text{m}$ , ce qui devient 1 mm au niveau du scintillateur. Etant limité par l'épaisseur du scintillateur à une résolution spatiale de  $100\ \mu\text{m}$ , nous pouvons imager avec près de 50% de contraste des détails de dimension  $10\ \mu\text{m}$  dans le plan objet. Pour pouvoir tenir et même dépasser l'objectif de résolution spatiale, certaines optimisations sont immédiatement réalisables, comme une optimisation sur les objectifs Maksutov (voir chapitre 2) et l'emploi d'épaisseur de scintillateurs plus fines que le millimètre. Les scintillateurs plastiques chargés au plomb ont été étudiés dans ce but. L'ultime étape serait de structurer ces scintillateurs sous forme de fibre afin de conjuguer la sensibilité de détection (fonction croissante de l'épaisseur de scintillateur) et la résolution spatiale.

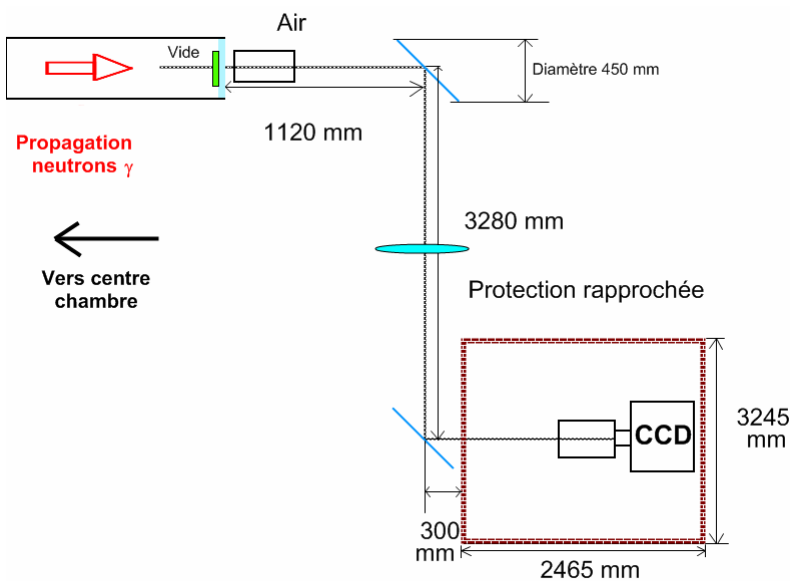


Figure 122 : Système imageur exploitant la protection rapprochée

Du point de vue de la photométrie, l'approximation du terme source la plus pertinente est le spectre X d'implosion de long feu de la Figure 108, correspondant à une autoémission du



microballon de DT lorsqu'il est porté à une température de 5 keV. Si nous avons effectivement ce terme source, à la fluence attendue, même si le relais catadioptrique a une transmission optique de  $10^{-2}$ , les niveaux d'intensité d'image détectés sur la caméra CCD seront suffisants pour exploiter l'image, si l'on emploie un scintillateur inorganique. Les scintillateurs plastiques chargés au plomb, sont cent fois moins intenses que les scintillateurs inorganiques, mais présentent des voies d'amélioration à court terme. Toutefois, quel que soit le scintillateur employé, un rapport signal-à-bruit sera d'autant meilleur que l'on sera capable d'obturer vite, dans le pire des cas au bout de 100 ns.

Enfin, concernant la vulnérabilité, considérons le fonctionnement de notre système imageur pour une dose de rayonnement  $\gamma$  induite égale à 2 rads au niveau du scintillateur (soit à 11 mètres du centre de la chambre). Cette hypothèse est un peu pessimiste, car au chapitre 1, nous attendons une dose de rayonnement de 2 rads en  $\gamma$  au niveau du mur de chambre. Les effets engendrés par le dépôt d'une telle dose de rayonnement pour nos optiques seront moindre que ceux que nous avons mesurés (voir paragraphe 1.2.2 et chapitre 2). L'expérience de mesure des effets de la vulnérabilité que nous avons menée plaçait notre relais optique dans un cas très défavorable. Les doses de rayonnement  $\gamma$  étaient volontairement supérieures à celles que nous attendions pour un tir d'allumage sur le LMJ. Les niveaux de signal de luminescence Cerenkov que nous attendions étaient, dans le cas où la lentille de champ était placée dans l'axe de propagation des rayons  $\gamma$ , surmontables par nombre de scintillateurs que nous avons étudiés. Si l'on reprend notre configuration expérimentale de système imageur, et que nous la plaçons dans l'installation LMJ, comme sur la Figure 122, nous supprimons la dose de rayonnement au niveau de la lentille, mais nous générons de l'effet Cerenkov au niveau du hublot. Par contre, nous avons énuméré de fortes doses de rayonnement X durs, au-delà de 100 keV, issues du couplage entre le laser et le *hohlraum*. Ces doses de rayonnement X, même à 11 m du centre de la chambre, peuvent générer une assez grande intensité de rayonnement X au niveau du hublot. Mais le rayonnement Cerenkov n'est pas problématique dans la mesure où il peut être filtré. On s'attend à ce que le système imageur produise des images avec une dégradation minimale. Ils peuvent générer du rayonnement  $\gamma$  diffusé par interactions ( $n, \gamma$ ) avec les éléments métalliques constituant l'environnement expérimental. Le tube métallique que constitue le SID peut être le siège de ces interactions et diffuser des  $\gamma$  dans l'espace séparant la fin du SID et la protection rapprochée.

### 3. Références

1. Q. Lin, B. Yang, J. Li, X. Meng, and J. Shen, *Synthesis, characterization and property studies of  $Pb^{2+}$ -containing optical resins*, *Polymer*, **41** (23), (2000)
2. G.B. Lutts, A.L. Denisov, E. Zharikov, A.I. Zagumennyi, S.N. Kozliki, S.V. Lavrishchev, and S.A. Samoylova, *GSAG and YSAG: a study on isomorphism and crystal growth*, *Optical and Quantum Electronics*, **22** (1990)
3. Crytur, Scintillation materials data, <http://crytur.darkmay.com/pages/33/scintillation-materials-data>,
4. Thèse de L. Pidol, *Scintillateurs denses et rapides pour la détection de rayonnement gamma, Monocristaux à base de silicates de lutécium dopés  $Ce^{3+}$* , Université Pierre et Marie Curie - Paris VI (2004)
5. C.B. Ashford, I.B. Berlman, J.M. Flournoy, L.A. Franks, S.G. Iversen, and S.S. Lutz, *High-Z liquid scintillators containing tin*, *Nucl. Instr. Meth. A*, **243** (1985)
6. L.A. Eriksson, C.M. Tsai, Z.H. Cho, and C.R. Hurlbut, *Comparative studies on plastic scintillators - Applications to low energy high rate photon detection*, *Nucl. Instr. Meth.*, **122** (1974)

7. J.L. Bourgade, P. Troussel, A. Casner, G. Huser, T.C. Sangster, G. Pien, F.J. Marshall, J. Fariaut, C. Remond, D. Gontier, C. Chollet, C. Zuber, C. Reverdin, A. Richard, P.A. Jaanimagi, R.L. Keck, R.E. Bahr, W.J. Armstrong, J. Dewandel, F. Aubard, B. Angelier, C.Y. Cote, and S. Magnan, *A versatile high-resolution x-ray imager (HRXI) for laser-plasma experiments on OMEGA*, Rev. Sci. Instrum., **10** (10E904), (2008)
8. R. Tommasini and J. Koch, *High-Energy X-ray Imager for Laser-Fusion Research at the National Ignition Facility*, LLNL Internal Published Report, **UCRL-TR-211667** (2005)
9. J. Koch, T. Barbee, N. Izumi, R. Tommasini, R. Mancini, L. Welser, and F. Marshall, *Multispectral x-ray imaging with a pinhole array and a flat Bragg mirror*, Review of Scientific Instruments, **76** (073708), (2005)
10. R. Tommasini, J. Koch, B. Young, E. Ng, T. Phillips, and L. Dauffy, *High energy x-ray imager for inertial confinement fusion at the National Ignition Facility*, Rev. Sci. Instrum., **77** (10E301), (2006)
11. R. Tommasini, J.A. Koch, N. Izumi, L.A. Welser, R.C. Mancini, J. Delettrez, S. Regan, and V. Smalyuk, *Multispectral x-ray imaging for core temperature and density maps retrieval in direct drive implosions*, Rev. Sci. Instrum., **77** (10E303), (2006)
12. R. Tommasini, T. Phillips, and J. Koch, *Ignition X-ray imager for laser-fusion research at the national ignition facility*, J. Phys IV France, **133** (2006)
13. Saint-Gobain, <http://www.detectors.saint-gobain.com>,
14. C. Chaussat, J. Chabbal, T. Ducourant, V. Spinnler, G. Vieux, and R. Neyret, *New CsI/a-Si 17"x17" X-ray flat panel detector provides superior detectivity and immediate direct digital output for General Radiography systems*, SPIE Conf. Phys. Med. Im., **3336** (1998)
15. TART, <https://wci.llnl.gov/codes/tart/>
16. L. Dauffy, R. Tommasini, N. Izumi, S. Hatchett, P. Song, and N. Landen, *Gamma Background Calculation for the HEXRI Diagnostic at the National Ignition Facility*, J. Phys. Conf. Ser., **112** (032085), (2008)
17. L. Dauffy, R. Tommasini, N. Izumi, S. Hatchett, P. Song, and N. Landen, *Gamma Background Calculation for the HEXRI Diagnostic at the National Ignition Facility*, Journal of Physics: Conference Series, **112** (032085), (2008)
18. R. Tommasini, J. Koch, B. Young, E. Ng, T. Phillips, and L. Dauffy, *High energy x-ray imager for inertial confinement fusion at the National Ignition Facility*, Rev. Sci. Instrum., **77** (10E301), (2006)
19. C.Reverdin, M. Paurisse, T. Caillaud, P. Combis, A. Duval, D. Gontier, D. Husson, C. Rubbelynck, and C. Zuber, *X-ray diagnostic calibration with the tabletop laser facility EQUINOX*, Rev. Sci. Instr., **79** (10E932), (2008)
20. J.W. McDonald, R.L. Kauffman, J.R. Celeste, M.A. Rhodes, F.D. Lee, L.J. Suter, A.P. Lee, J.M. Foster, and G. Slark, *Filter-fluorescer diagnostic system for the National Ignition Facility*, Rev. Sci. Instrum., **75** (10), (2004)
21. R.L. Waland, *Flat-Fielded Maksutov-Cassegrain Optical Systems*, Journal of the Optical Society of America, **51** (3), (1961)
22. S.P. Regan, B. Yaakobi, T.R. Boehly, R. Epstein, J.A. Delettrez, V.Y. Glebov, V.N. Goncharov, P.A. Jaanimagi, J.P. Knauer, F.J. Marshall, R.L. McCrory, D.D. Meyerhofer, P.B. Radha, T.C. Sangster, V.A. Smalyuk, J. Soures, C. Stoeckl, R.C. Mancini, D.A. Haynes, L. Welser-Sherrill, J.A. Koch, R. Tommasini, and H. Sawada, *Applied plasma spectroscopy: Laser-fusion experiments*, High Energ. Dens. Phys., **5** (2009)

## **Conclusion et perspectives**

### **1. Conclusions**

Le but de cette thèse était de développer un système d'imagerie X destiné au LMJ. Plus précisément, nous avons développé un sous-ensemble fonctionnel, comprenant un scintillateur et un relais d'image catadioptrique devant répondre au problème de vulnérabilité et devant présenter des propriétés de résolution optique suffisantes.

En réponse au problème de la vulnérabilité, j'ai proposé un système permettant premièrement le déport de la caméra CCD de 4 mètres du scintillateur. Le déport catadioptrique a commencé à être qualifié sur 4 mètres, la longueur minimale à atteindre pour réaliser le déport en protection rapprochée est de 5 mètres. Le relais optique proposé a été qualifié en vulnérabilité au rayonnement  $\gamma$ . Lorsqu'il est soumis à des doses de rayonnement  $\gamma$  allant jusqu'à 20 rads au niveau du scintillateur, les niveaux de luminescence Cerenkov générés par les éléments en verre du relais optique peuvent être surmontés par la luminescence de scintillateurs. La luminescence des scintillateurs inorganiques domine la luminescence Cerenkov induite dans le relais optique de deux ordres de grandeur d'intensité. Pour les organiques chargés, l'intensité Cerenkov égale l'intensité de scintillation pour des doses de  $\gamma$  allant de 2 à 10 rads, ce qui reste toutefois supérieur aux prévisions de dose attendues sur le LMJ pour un tir d'allumage. Les termes sources X utilisés pour étudier le système en photométrie sont mille fois inférieurs en fluence au terme source X entre 10 et 30 keV, émis par un microballon à une température de 5 keV. Concernant les scintillateurs essayés, ils présentaient tous une propriété les écartant de notre cahier des charges. La vulnérabilité imposait une réunion de caractéristiques de scintillateurs quasi impossible à atteindre parmi l'état de l'art. Le choix des scintillateurs possibles se résumait à un clivage net : les scintillateurs inorganiques présentaient une qualité optique et un rendement de scintillation idéaux pour l'imagerie X. Les scintillateurs organiques présentent une décroissance lumineuse rapide et des spectres d'émission facilement ajustables dans les longueurs d'onde rouge, nécessaires pour composer avec l'environnement radiatif. Une innovation a été initiée durant ces travaux de thèse : nous avons décidé de développer des scintillateurs plastiques chargés au plomb à des fins d'imagerie, compositions inexistantes avant le début de mes travaux. Leur absorption X est accrue par rapport aux scintillateurs organiques traditionnels, mais les temps caractéristiques de déclin de l'intensité lumineuse restent identiques. Le spectre d'émission visible peut être ajusté autour de 600 nm par un choix du fluorophore adéquat. Des propriétés d'imagerie intéressantes n'ont pu être mesurées avec ces scintillateurs, car nous n'avons disposé que de scintillateurs épais de 2 à 5 mm. Les premiers échantillons avaient pour but de valider leurs qualités d'absorption X accrue et de mesurer leur intensité relative par comparaison avec des scintillateurs inorganiques. L'intensité d'émission des plastiques chargés doit être améliorée : les mesures révélant une intensité de deux ordres de grandeur inférieure à celle de notre scintillateur inorganique de référence.

Ayant proposé une réponse plus que satisfaisante au problème de la vulnérabilité, nous avons pu travailler sur l'objectif de résolution spatiale. Un diagnostic d'imagerie X, HEXRI prétend à des résolutions spatiales inférieures à 10  $\mu\text{m}$ , avec un système caméra sténopé. C'est certes le composant de base de l'imagerie X résolue, mais les conditions de sûreté nucléaire du LMJ prohibent l'usage d'un tel dispositif. Néanmoins, n'ayant pas étudié de dispositif d'optique X, c'est avec un sténopé que nous avons pu tester les qualités d'imagerie de notre système. L'architecture catadioptrique, permettant le déport de la caméra CCD sur une

longueur de 4 m, permet aussi de résoudre assez nettement des détails de dimensions  $100\ \mu\text{m}$  sur un champ de  $5 \times 5\ \text{mm}^2$  dans le plan du scintillateur. Les performances optiques ont pu également être caractérisées sur une mesure d'imagerie de pénombre d'une source plasma émettant du rayonnement X autour de 1 keV. Nous avons pu imager la source d'une taille de l'ordre de  $100\ \mu\text{m}$ , chaque pixel sur l'image représentant un espace de  $6\ \mu\text{m} \times 6\ \mu\text{m}$  au niveau de la source. Notre système imageur avait pour cette mesure une longueur de 2,4 m. Intrinsèquement, le relais optique permet de résoudre des détails d'une dimension de  $100\ \mu\text{m}$  sur un champ de  $5 \times 5\ \text{mm}^2$ , sur une longueur de 2,8 m. Une étude d'optimisation logicielle, faisant varier les dimensions des éléments optiques internes à l'objectif Maksutov, permet d'augmenter la longueur du déport, d'augmenter le champ transporté et de diminuer la résolution spatiale. Les résultats de cette étude ont abouti à un système permettant un déport sur 7 m, avec une résolution spatiale intrinsèque du relais de  $96\ \mu\text{m}$  dans un champ de 12 mm de diamètre, ou si l'on est moins exigeant en champ, la résolution spatiale atteint  $75\ \mu\text{m}$  dans un champ de 8 mm. Cette performance de résolution, si notre système imageur est couplé à une optique X de grandissement d'au moins 10, permet d'atteindre une résolution spatiale de  $10\ \mu\text{m}$  dans le plan objet, la cible de fusion. La principale difficulté à l'optimisation du relais catadioptrique est la conjugaison des aspects résolution spatiale, longueur de transport et champ.

Cette partie système imageur peut se transposer à d'autres diagnostics d'imagerie. Par exemple, les éléments que nous avons vus d'HEXRI servent à la conception d'un diagnostic imageur-spectromètre. La caméra CCD n'a pas fait l'objet d'une étude en soi. Pour pouvoir tirer parti des 100 ns de fenêtre de tranquillité laissées par la fusion, nous devons disposer d'une caméra CCD obturée. Il existe des dispositifs permettant de réaliser cette fonction, comme les caméras à image intégrale (CII), les caméras EMCCD (Electron Magnification CCD), ou bien des modules comme des amplificateurs de luminance, que l'on peut disposer devant la caméra CCD. Le concept de système imageur ainsi proposé est faisable dans les conditions attendues, mais les compositions de scintillateurs plastiques chargés restent perfectibles et des travaux d'optimisation sur le relais optique restent à faire. Toutefois, on peut dire que du point de vue de la vulnérabilité, notre système est valide. Si cette thèse n'a pas validé à une solution prête à l'emploi sur une installation de laser de puissance, elle a néanmoins ouvert un certain nombre de perspectives à explorer à court terme en vue d'aboutir à un diagnostic d'imagerie X résolue. Elle a également apporté un certain nombre de réponses à des questions concernant plus généralement les diagnostics de la fusion, qu'elle soit inertielle ou magnétique.

## 2. Perspectives

Cette thèse a permis de valider la faisabilité d'un concept de système imageur, constituant un sous-ensemble fonctionnel de diagnostic d'imagerie X. Néanmoins, des optimisations des composants de notre système imageur, vérifiées expérimentalement seront nécessaires.

A court terme, nous pouvons améliorer le rendement des scintillateurs plastiques chargés au plomb. Pour estimer leurs qualités optiques, il sera nécessaire d'en fabriquer des épaisseurs inférieures à 1 mm et de surfaces polies. L'ultime étape permettant d'atteindre une fine résolution spatiale serait de structurer ces scintillateurs sous forme de fibres, afin de bénéficier à la fois d'une sensibilité de détection accrue et d'une fine résolution spatiale, de l'ordre de 50 à  $80\ \mu\text{m}$  dans le plan du scintillateur. Des efforts devront être faits afin d'allonger la longueur de déport permise par le relais catadioptrique. Nous savons qu'un relais de 4 mètres, constitué d'objectifs du commerce basé sur des miroirs sphériques du commerce

permet de résoudre des détails d'une dimension de  $100\ \mu\text{m}$  dans le plan du scintillateur. En réalisant la solution optique basée sur l'étude logicielle, on peut atteindre un déport de 7 mètres, basée sur des objectifs à miroirs asphériques, permettant d'atteindre une résolution spatiale intrinsèque du relais de  $75\ \mu\text{m}$ .

A moyen terme, on peut réaliser une optique X que l'on associera à notre système imageur. L'optique X peut revêtir la forme d'un système à miroirs multicouches, plan(s) ou torique(s). On pourra alors utiliser notre système imageur, soit comme base d'un diagnostic d'imagerie X ou bien comme un spectromètre imageur. Le diagnostic d'imagerie X utilise la projection de l'image X formée et filtrée par l'optique X sur le scintillateur. Dans le cas du spectromètre, on place entre le scintillateur et l'optique X un multisténopé dont les trous sont filtrés différentiellement. Pour valider l'un ou l'autre système, on pourra réaliser des expériences sur des installations pouvant reproduire tout ou partie des aspects du terme source d'un tir de FCI. Pour avoir une connaissance qualitative et quantitative des effets des neutrons, une expérience de vulnérabilité aux neutrons au CEA/DAM/Valduc sur le générateur Sames peut être réalisée. Pour mesurer à la fois la sensibilité de détection et les propriétés d'imagerie X on peut envisager une expérience sur un pinch, comme Cesar ou Ambiorix au CEA/DAM/CESTA, ou bien un Z-pinch comme celui de la Sandia.

A long terme, lorsque le système proposé sera un diagnostic d'imagerie X, on pourra envisager une expérience sur une installation laser de puissance réunissant tous les aspects inhérents un tir de FCI, sur une installation de type *NIF* : intensité X de l'ordre de  $10^{10}\ \text{keV}\cdot\text{cm}^{-2}$  dans les énergies de 10 à 30 keV, durée d'émission de 100 ps ainsi que les  $10^{16}$  neutrons générés par la fusion du DT. On pourra également utiliser le concept pour d'autres types de diagnostic, comme des spectromètres séparant le rayonnement X sur une grande étendue pour faire des images de la cible à différentes énergies.

Le système proposé a été pensé en vulnérabilité pour un tir d'allumage générant  $10^{16}$  neutrons. Il appartient aux perspectives lointaines de creuser le concept ainsi montré pour penser sa vulnérabilité à  $10^{19}$  neutrons, où là le déport en casemate sera incontournable.

## Annexes

Le but de ce chapitre est donner des éléments théoriques et expérimentaux qui auraient alourdi le corps de ce document. Ils rappellent quelques détails sur les mécanismes de scintillation. La formule optique de Maksutov est décrite. Des documents publiés dans le cadre de ma thèse y figurent.

<b>1. COMPLEMENTS SUR LES SCINTILLATEURS .....</b>	<b>154</b>
<b>1.1. Scintillateurs organiques .....</b>	<b>154</b>
<i>1.1.1. Mécanismes de scintillation.....</i>	<i>154</i>
<i>1.1.2. Classification structurelle des scintillateurs organiques.....</i>	<i>155</i>
<i>1.1.3. Paramètres de sélection de scintillateurs organiques.....</i>	<i>155</i>
<b>1.2. Scintillateurs inorganiques.....</b>	<b>160</b>
<i>1.2.1. Description générale de la scintillation.....</i>	<i>160</i>
<i>1.2.2. Particularité des cristaux intrinsèques.....</i>	<i>162</i>
<i>1.2.3. Particularité des cristaux activés .....</i>	<i>163</i>
<i>1.2.4. Particularité des cristaux à luminescence croisée .....</i>	<i>164</i>
<i>1.2.5. Particularité des semi-conducteurs .....</i>	<i>165</i>
<b>2. FORMULE OPTIQUE MAKSUTOV .....</b>	<b>166</b>
<b>3. DOCUMENTS PUBLIES.....</b>	<b>169</b>
<b>4. REFERENCES .....</b>	<b>175</b>

# 1. Compléments sur les scintillateurs

## 1.1. Scintillateurs organiques

### 1.1.1. Mécanismes de scintillation

La luminescence visible des scintillateurs organiques provient d'un processus de réarrangement des électrons des couches énergétiques du matériau. Nous avons sur la Figure 123, ou diagramme de Perrin-Jablonski, les niveaux électroniques d'une molécule de scintillateur organique impliqués dans un phénomène de luminescence.

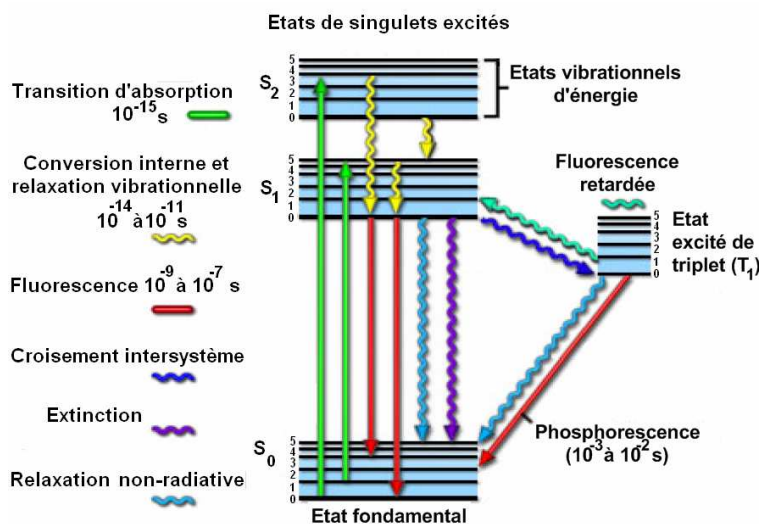


Figure 123 : Niveaux d'énergies d'une molécule organique quelconque

Le phénomène de luminescence des scintillateurs organiques est indépendant de l'état physique (liquide, solide ou gazeux) du scintillateur, car c'est un phénomène d'origine moléculaire.

Sur la Figure 123, on peut suivre séquentiellement un processus menant à la luminescence d'un matériau :

- avant excitation, à température ambiante, les niveaux S d'énergie sont à l'état fondamental. Les niveaux de la bande S<sub>1</sub> sont situés à plus de 0,025 eV des niveaux de S<sub>0</sub>, c'est-à-dire que le scintillateur ne peut pas être excité par l'agitation thermique à température ambiante.
- Un photon incident excite la molécule, dont les électrons quittent l'état fondamental pour peupler les niveaux d'énergies supérieurs S<sub>1</sub> et S<sub>2</sub> (flèches vertes). L'ordre de grandeur de la durée de la transition d'absorption est 10<sup>-15</sup> s. Chacun de ces niveaux a une transition d'absorption électronique qui lui est propre. La transition choisie est fonction de l'énergie du photon incident.
- Les états vibrationnels de S<sub>1</sub> se désexcitent vers le niveau fondamental de S<sub>1</sub>, puis la désexcitation à partir du fondamental de S<sub>1</sub> peut se poursuivre de deux manières :
  - le fondamental de S<sub>1</sub> se désexcite vers les niveaux vibrationnels de S<sub>0</sub>, ce qui a pour effet d'émettre une fluorescence visible rapide, de l'ordre de 10<sup>-9</sup> à 10<sup>-7</sup> s. La fluorescence est rapide, car elle emprunte une transition autorisée du matériau.
  - le fondamental du singulet S<sub>1</sub> se désexcite vers les états du triplet T<sub>1</sub>, par une conversion inter-systèmes. La structure de la molécule est telle que les niveaux d'énergie sont entrecroisés. Le niveau fondamental de T<sub>1</sub> se désexcite vers les niveaux vibrationnels de S<sub>0</sub>. La fluorescence émise est plus lente que lors d'une désexcitation de S<sub>1</sub> vers S<sub>0</sub>, car la voie empruntée correspond à une transition interdite. On ne parle alors plus de fluorescence mais de phosphorescence, dont la durée est de l'ordre de 10<sup>-3</sup> à 10<sup>-2</sup> s.

Ceci est une explication simplifiée du phénomène de scintillation dans un scintillateur organique de composition assez simple. Dans la réalité, les scintillateurs organiques sont plus

complexes, contenant trois, quatre composants. Dans ce cas, une quinzaine de phénomènes dissipant de l'énergie dans des transitions non-radiatives, ou bien des transitions intersystèmes concurrencent le phénomène de fluorescence [1], signal utile attendu. Pour un scintillateur contenant deux à trois composants, on peut illustrer le phénomène par la Figure 124.

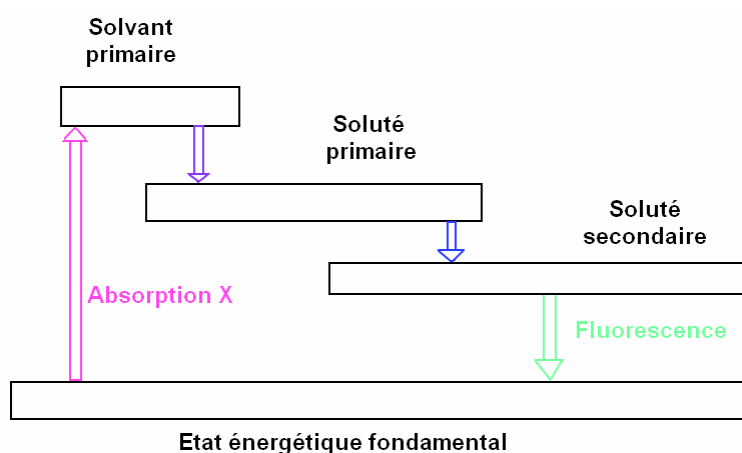


Figure 124 : Niveaux énergétiques d'un scintillateur organique complexe

### 1.1.2. Classification structurelle des scintillateurs organiques

Les scintillateurs organiques se classent en plusieurs familles :

- les systèmes unaires (ou cristaux purs) : ce sont les matériaux constitués d'un seul composé. Parmi ces matériaux, on trouve l'anthracène, qui a le plus haut rendement de scintillation de tous les organiques et le trans-stilbène très utilisé en discrimination entre électrons et autres particules chargées [1].
- les systèmes binaires déclinés en trois sous classes :
  - solutions liquides, par exemple le p-terphényl dans le toluène
  - solutions plastiques par exemple le p-terphényl dans le polystyrène
  - solutions cristallines par exemple l'anthracène dans le naphthalène
- les systèmes ternaires déclinés en deux sous classes :
  - solutions liquides, par exemple le p-terphényl et POPOP<sup>30</sup> dans le toluène
  - solutions plastiques, exemple p-terphényl et POPOP dans le polystyrène

Il existe des composés plus complexes, comme les composés quaternaires. Mais ils sont rarement employés, en raison de la complexité des phénomènes de scintillation, qui induit notamment un faible rendement lumineux.

### 1.1.3. Paramètres de sélection de scintillateurs organiques

Dans le cas de notre application, les critères de vulnérabilité inhérents au LMJ conduisent à choisir des scintillateurs rapides, rouges et intenses. Nous discutons donc de compositions de scintillateurs organiques suivant ces paramètres.

#### 1.1.3.1. Temps de déclin de l'intensité lumineuse

Nous avons vu au paragraphe 1.1.1 que la transition de fluorescence avait une durée de l'ordre de 1 à 100 ns. En général, cela confère aux scintillateurs organiques un rapide temps de

<sup>30</sup> 2,2'-p-Phénylenebis-(5-phényloxazole)



réponse qui les destine souvent aux applications de hauts taux de comptage de photons. Mathématiquement, le déclin de l'intensité lumineuse s'exprime par l'équation (68) :

$$I(t) = I_{\max} \left( 1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_R}\right) \right) \exp\left(-\frac{(t - T_{\max})}{\tau_F}\right) \quad (68)$$

Avec  $I_{\max}$  l'intensité maximale de luminescence,  $\tau_R$  le temps caractéristique de croissance de la réponse lumineuse et  $\tau_F$  le temps caractéristique de décroissance de la réponse lumineuse. Le critère de rapidité d'un scintillateur se résume, dans la plupart des documentations techniques, à un temps dit de décroissance (ou de déclin lumineux), le temps de croissance de la réponse lumineuse étant considéré comme nul. Ce temps de décroissance, exprimé généralement en nanosecondes, est le temps mis par la réponse lumineuse pour décroître de 90% du maximum d'intensité lumineuse à 10% de cette valeur. Il vaut en général 2,19 fois le temps de décroissance caractéristique exponentiel. La forme temporelle de l'émission visible des scintillateurs organiques est montrée sur la Figure 125. Elle présente une croissance et une décroissance de formes exponentielles, pour un scintillateur fictif. La Figure 125 fait seulement apparaître les paramètres caractéristiques de la cinétique d'émission lumineuse.

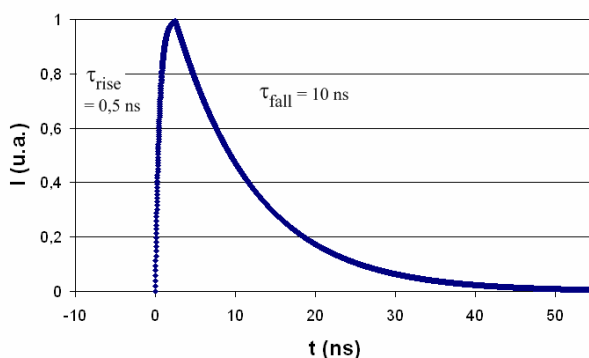


Figure 125 : Réponse temporelle d'un scintillateur organique

Cette caractéristique n'est pas discriminante parmi les scintillateurs organiques pour notre application : ils sont généralement tous très rapides, comme le montre le Tableau 50, contenant les temps de décroissance caractéristiques de scintillateurs organiques de référence.

Scintillateur	Temps de déclin caractéristique
Anthracène (C <sub>4</sub> H <sub>10</sub> )	30
Trans-stilbène	3,5
<i>p</i> -terphenyl	3
NE102	2,4

Tableau 50 : Temps de décroissance de scintillateurs organiques courants [1, 2]

En résumé de ce paragraphe, les scintillateurs organiques sont généralement très rapides en décroissance lumineuse, avec des temps de déclin largement inférieurs à 100 ns. De ce point de vue, de tels scintillateurs sont plus que satisfaisants par rapport à la vulnérabilité.

### 1.1.3.2. Spectre d'émission visible

La longueur d'onde d'émission est choisie pour exploiter au mieux la sensibilité spectrale d'un détecteur, dans notre cas une caméra CCD, dont le maximum de sensibilité spectrale se situe entre 500 et 700 nm. Nous recherchons également des scintillateurs émettant le plus possible autour de 600 nm afin de s'éloigner des longueurs d'onde bleues, domaine privilégié de la partie visible du rayonnement Cerenkov.

Le solvant primaire d'un scintillateur absorbe le rayonnement X et le convertit en rayonnement UV. Ce rayonnement UV peut soit être émis ou bien exciter les composants suivants dans la chaîne de fluorescence du scintillateur (voir Figure 124) Plus il y a de composants intermédiaires composant le scintillateur, plus la longueur d'onde d'émission principale sera élevée. Si le scintillateur comprend peu de composants, on adapte sa longueur d'onde d'émission en incorporant dans la composition un composé nommé *wavelength shifter*. Ces composés sont en général des molécules aromatiques comme la rhodamine. Pour atteindre une émission visible vers les grandes longueurs d'onde, on utilise généralement plusieurs *shifters*, ce qui diminue le rendement de scintillation. Mais l'ajout de tels composés diminue le rendement de scintillation et augmente le temps de déclin du scintillateur.

Les scintillateurs organiques sont souvent sujets aux phénomènes d'auto-absorption. Bien qu'il existe un décalage de Stokes, Figure 126, entre l'absorption et l'émission, il y a toujours un recouvrement plus ou moins important entre le spectre d'émission et le spectre d'absorption du scintillateur. Le décalage de Stokes varie suivant le matériau et trouve son origine dans la quantité d'énergie dissipée dans les états vibrationnels d'un niveau. Les énergies visibles se situant dans le recouvrement entre le spectre d'absorption et d'émission donnent à détecter des signaux de faible intensité, car les photons émis sont réabsorbés dans le matériau. Ce phénomène est d'autant plus prononcé que le scintillateur est épais.

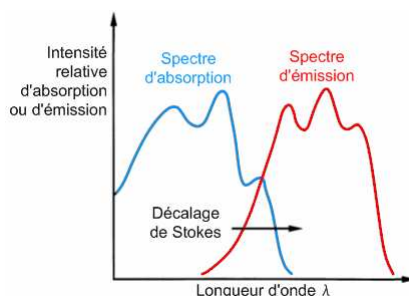


Figure 126 : Spectres d'absorption et d'émission d'un scintillateur organique

La longueur d'onde d'émission d'un scintillateur organique dépend du colorant de fin de chaîne employé. Les trois premières lignes du Tableau 51 concernent des scintillateurs organiques intrinsèques, sans shifter. Le NE102, un scintillateur basé polyvinyltoluène, qui emploie le POPOP comme colorant de fin de chaîne, qui lui confère une émission à 420 nm. La dernière ligne concerne un scintillateur du commerce, le BC-430, contenant de la rhodamine, lui conférant une émission visible à 580 nm.

Scintillateur	Longueur d'onde d'émission (nm)
Anthracène	447
Trans-stilbène	384
P-terphényl	391
NE102 (ou BC-400)	420
BC-430	580

Tableau 51 : Emission visible de scintillateurs organiques [1, 2]

### 1.1.3.3. Rendement de scintillation

Le rendement de scintillation est souvent donné sous diverses formes. La plus pertinente est un chiffre en photons par MeV ( $\text{ph.MeV}^{-1}$ ). Cela correspond au nombre de photons visibles émis par le scintillateur en fonction de l'intensité de rayonnement absorbée. Ce chiffre doit souvent être pondéré par le fait que les scintillateurs organiques ne sont pas très absorbants, au rayonnement X pour des énergies supérieures à 20 keV, exceptés les organiques chargés. On donne parfois une

efficacité relative à l'anthracène, mais sans pour autant indiquer les propriétés de l'anthracène. Le Tableau 52 indique les propriétés de scintillateurs employés en référence d'intensité [1].

Scintillateur	Densité (g.cm <sup>-3</sup> )	Rendement de scintillation (ph/MeV)
Anthracène [1]	1,25	15 000
Trans-stilbène [1]	1,22	5400
P-terphényl [1]	1,65	3500
NE102	1,03	10 000
PVT, PVK (Ir) [3]	1,0	32 000

**Tableau 52 : Propriétés de quelques scintillateurs organiques**

La quantité d'énergie lumineuse  $dL$  produite dans une épaisseur  $dx$  de scintillateur est proportionnelle à l'énergie  $dE$  des photons X absorbée dans cette épaisseur, comme l'indique l'équation (69). Le coefficient  $\eta$  exprimant cette proportionnalité est appelé rendement de luminescence du scintillateur. On l'appelle aussi rendement de conversion car il traduit la capacité du matériau à transformer le rayonnement X en rayonnement visible.

$$\frac{dL}{dx} = \eta \frac{dE}{dx} \quad (69)$$

La relation (69) exprime le cas idéal, mais l'énergie du photon incident est dissipée en transitions non radiatives au cœur du scintillateur, qui concurrencent la luminescence utile du scintillateur. La loi de Birks [1], équation (70) ajoute des termes correctifs à l'équation (69) :

$$\frac{dL}{dx} = \eta \frac{dE}{dx} \frac{1}{1 + kB \frac{dE}{dx}} \quad (70)$$

$B$  exprime la densité de particules ionisées dans le milieu et parmi ces particules ionisées, une proportion  $k$  dissipera par un phénomène de *quenching*<sup>31</sup> l'énergie reçue (extinction de l'énergie lumineuse). En général, les scintillateurs organiques ont un faible rendement global de conversion de l'énergie X en énergie visible. Cela s'explique par à la fois la faible absorption du rayonnement X et la multiplicité de phénomènes dissipant l'excitation faisant suite à l'absorption d'énergie X par le scintillateur. Un type particulier de scintillateurs permettent d'obtenir un rendement de scintillation égal à deux fois celui de l'anthracène. Ce sont des matrices de polyvinyltoluène et poly(9-carbazole) dopées avec un fluorophore basé irridium (dernière ligne du Tableau 52). Contrairement aux scintillateurs organiques classiques où seules les excitations des états de singulets sont collectées et utilisées dans le phénomène de luminescence [3], mais le temps de déclin de ce type de scintillateurs atteint la microseconde. Ces compositions sont un exemple de compositions de scintillateurs organiques expérimentales.

#### 1.1.3.4. Absorption du rayonnement X

Ce paramètre est très important pour les applications d'imagerie X. En effet, pour limiter les effets de flou liés à l'épaisseur de scintillateur, il est important de disposer de scintillateurs ayant une forte section efficace d'absorption par effet photoélectrique, afin de maximiser le nombre de photons visibles émis par le scintillateur. En général, les scintillateurs organiques sont constitués d'éléments

<sup>31</sup> Diminution du rendement quantique d'un fluorophore due aux conditions environnementales (effet des solvants...), correspondant à une relaxation non-radiative des électrons excités vers l'état fondamental.

légers, carbone et hydrogène, ce qui leur confère un numéro de masse atomique de l'ordre de 5. Par ailleurs, la densité résultante est généralement de l'ordre de  $1 \text{ g.cm}^{-3}$ . Sur la Figure 127, on peut voir que pour des scintillateurs de numéro de masse effectif de l'ordre de 5, la probabilité d'effet Compton devient égale à celle de l'effet photoélectrique pour des énergies de rayonnement X de 20 keV.

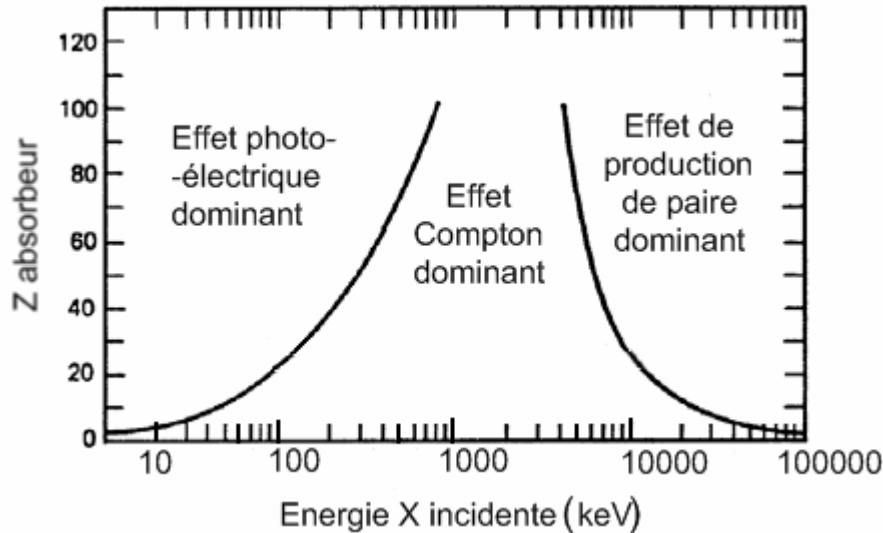


Figure 127 : Domaines énergétiques d'interaction d'absorption du rayonnement X

Dans ce but, les scintillateurs organiques chargés au plomb [4], à l'étain [5, 6] prennent leur intérêt. Le Z effectif augmentant, la probabilité d'effet photoélectrique augmente. Toutefois, il est à noter que cette propriété des scintillateurs organiques n'a jamais été employée pour des applications d'imagerie. Sur la Figure 128, sont représentées les probabilités d'interaction par effet photoélectrique des compositions de scintillateurs organiques chargés au plomb, en comparaison avec la probabilité par effet photoélectrique du YAG:Ce<sup>3+</sup>. La courbe la plus basse représente la probabilité d'absorption par effet photoélectrique du polyvinyltoluène, c'est-à-dire le constituant de base du NE102.

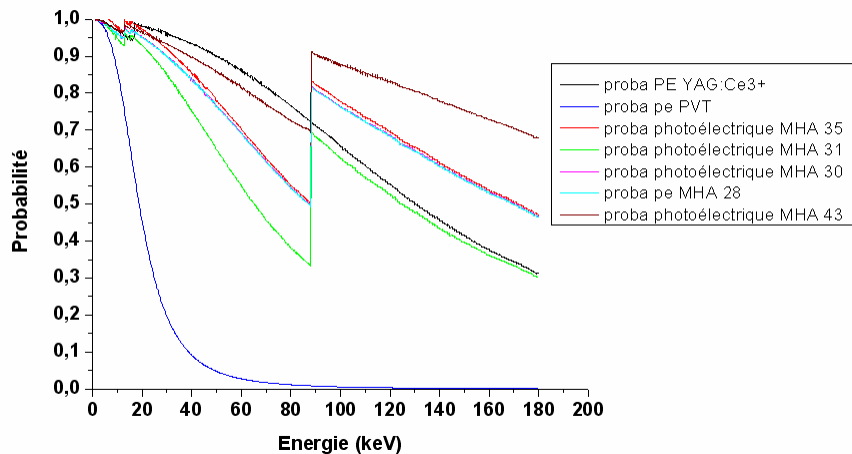


Figure 128 : Probabilité d'absorption par effet photoélectrique

#### 1.1.3.5. Résistance aux rayonnements ionisants

Les scintillateurs organiques résistent mieux aux dommages radiatifs que les inorganiques, grâce à leur faible densité. Ces matériaux sont couramment utilisés sous forme liquide, leurs propriétés de scintillation restant identiques suivant leur état. La forme liquide est utilisée dans les applications nécessitant un volume de comptage de l'ordre du mètre cube. La solution est stockée dans un container en verre peu absorbant au rayonnement X, purgé en oxygène afin d'en éviter la

dissolution dans le scintillateur. La forme liquide de scintillateur est la plus résistante aux rayonnements ionisants : aucune modification chimique n'est observée pour des doses absorbées inférieures à  $10^5$  Gy [7], le verre se noircissant en absorbant 10 Gy. On peut aussi les utiliser sous forme gazeuse, comme dans les détecteurs à rayonnement Cerenkov. La vapeur de scintillateur organique peut se déposer en fine couche, d'épaisseur  $10\ \mu\text{m}$  pour réaliser des fenêtres d'entrée de détecteurs en transmission.

## 1.2. Scintillateurs inorganiques

### 1.2.1. Description générale de la scintillation

Le phénomène de scintillation se décompose en trois phases :

- La conversion : c'est la création et la thermalisation de paires électrons-trous dans les bandes de valence et de conduction. Lors de l'absorption d'énergie, qui se produit en moins d'une picoseconde, des électrons de la bande de valence franchissent la bande interdite et vont dans la bande de conduction, où ils sont libres de migrer à travers le cristal. Si l'électron de la bande de conduction est lié à un trou de la bande de valence, ce système est appelé exciton. Un exciton est un cas particulier de la paire électron-trou : ils restent liés durant la migration jusqu'à leur recombinaison. L'énergie  $E_{eh}$  de création de paire électron-trou (3,6 eV dans le silicium par exemple) est inversement proportionnelle à la largeur de la bande interdite. Le quotient  $N_{eh}$  de paires électron-trou créées par absorption photoélectrique d'une quantité  $E_{inc}$  d'énergie est donné par l'équation (71) suivante :

$$N_{eh} = \frac{E_{inc}}{E_{eh}} \quad (71)$$

Ce paramètre est pertinent pour décrire un matériau semi-conducteur dans lequel on crée des paires électron-trou proportionnellement à l'énergie absorbée. Mais pour d'autres matériaux plus complexes, dans lesquels des électrons se trouvent piégés par la suite, ce paramètre n'est plus pertinent.

- Le transport : c'est la phase de migration des excitons dans le matériau. Durant cette phase, la plus influente sur les propriétés de scintillation du matériau, les excitons créés par l'absorption d'énergie migrent jusqu'à ce que l'électron et le trou se recombinent, radiativement ou non. Suivant la nature du cristal et ses défauts intrinsèques, plusieurs phénomènes peuvent concurrencer la recombinaison radiative de l'électron et du trou et ainsi limiter l'intensité et/ou retarder la scintillation du cristal.

Les principaux phénomènes influençant les propriétés de scintillation durant le transport sont :

- l'interaction mutuelle entre excitons : elle se produit lors d'une absorption d'une grande densité d'énergie. Si deux excitons sont créés à moins de 5 nm de distance, un des excitons cède toute son énergie à l'autre. L'exciton ayant acquis un surcroît d'énergie va se propager en excitant des niveaux énergétiques plus hauts dans la bande de conduction et concurrencer la scintillation attendue du cristal.
- le piégeage d'électrons ou de trous : il s'agit de la formation spontanée de trous auto-piégeants au cœur du matériau, appelés centres  $V_k$ . Ce phénomène est lié à la nature intrinsèque du cristal scintillant. Ces centres  $V_k$  peuvent se recombiner avec l'électron et le décorréler de son trou avec lequel il forme l'exciton. Si la recombinaison est non radiative, la scintillation sera éteinte ; on parle alors de *quenching* (par analogie aux scintillateurs organiques, ce phénomène est dû à des défauts cristallins). Si elle est radiative, elle

concurrence la scintillation attendue. Si elle génère de l'énergie, elle peut exciter les centres lumineux utiles, mais génère une rémanence appelée *afterglow*<sup>32</sup>.

- l'extinction de l'exciton par des ions spécifiques : c'est la recombinaison de l'exciton avec des ions présents dans le matériau. Cela se traduit par une luminescence non souhaitée qui concurrence la scintillation. Ces défauts, à la différence des centres,  $V_k$  sont présents constitutionnellement dans le matériau et sont liés à la pureté, ainsi qu'à la « propreté » de la méthode de fabrication du matériau. Par exemple, dans les cristaux activés dopés au cérium, à cause des deux états stables  $Ce^{3+}$  et  $Ce^{4+}$  de valence du cérium, la recombinaison avec les ions  $Ce^{4+}$  concurrence la recombinaison avec l'ion  $Ce^{3+}$ , qui elle, est utile. Ce défaut est limité par la croissance du cristal opérée sous vide et de manière générale par une méthode de fabrication appropriée.
- la probabilité de non-capture par le centre de recombinaison radiative : l'exciton migrant peut ne pas se recombiner radiativement avec le centre lumineux. Cette probabilité dépend de la position du niveau énergétique du centre lumineux dans la bande interdite. Par exemple, le niveau énergétique 4f de l'ion  $Ce^{3+}$  du cérium, situé au sommet de la bande de valence dans les oxydes et les halogénures a une forte probabilité de recombinaison avec un exciton, tandis que dans les fluorures, où ce niveau est situé 3 eV au-dessus de la bande de valence, la probabilité est moindre. Il est à noter que les scintillateurs intenses ont nécessairement des centres lumineux à haute probabilité de capture des excitons.

➤ La luminescence : c'est le dernier stade de la relaxation électronique du cristal suite à l'absorption d'énergie. C'est le piégeage consécutif de l'électron et du trou au centre de luminescence et à leur recombinaison radiative. Ce dernier phénomène s'établit dans un temps inférieur à la nanoseconde et s'élargit temporellement par la relaxation des excitons.

Le temps de déclin d'intensité lumineuse pour une recombinaison électron-trou directe ne dépasse pas quelques nanosecondes, si l'état final implique la bande dite de cœur<sup>33</sup>. S'il y a participation d'un état de la bande de valence dans la recombinaison, la cinétique de décroissance de scintillation est lente, dans des temps de l'ordre de la microseconde à la milliseconde. L'expression générale du temps de vie radiatif est donnée par l'équation (72) :

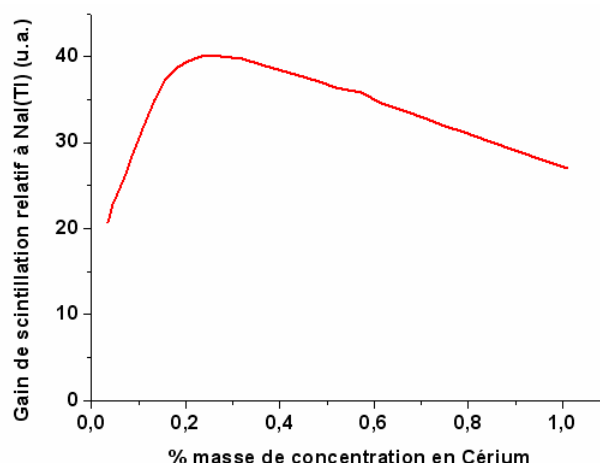
$$\tau_r = \frac{1,5 \cdot 10^5 \lambda^2}{f \frac{1}{9} (n^2 + 2)^2 n} \quad (72)$$

Avec  $\lambda$  (nm) la longueur d'onde de transition moyennée,  $f$ <sup>34</sup> la force d'oscillateur et  $n$  l'indice de réfraction du milieu,  $\tau_r$  est homogène à des secondes. Les centres lumineux ayant capturé un exciton sont ensuite excités par transfert d'énergie ou par transfert de charge. Dans le cas du transfert d'énergie, le rendement maximal de luminescence est atteint pour un optimum de concentration en ions activateurs (en ordre de grandeur 0,5% en masse, ou  $10^{18}$  ions.cm<sup>-3</sup>). On peut le voir sur la Figure 129 pour la pérovskite d'alumine d'yttrium dopée cérium trivalent  $YAlO_3:Ce^{3+}$  (ou YAP). Dans le cas du transfert de charge, le rendement de luminescence n'est pas limité par la concentration en ions activateurs et commence à saturer pour des concentrations relativement grandes (supérieures à 1% en masse).

<sup>32</sup> Leur rémanence après la fin de la scintillation, liée à la relaxation électronique retardée par des pièges à électrons.

<sup>33</sup> Cette bande est voisine de la bande de valence, située plus profondément dans le cortège électronique. On l'appelle également « deuxième bande de valence ».

<sup>34</sup> Grandeur physique servant à qualifier le taux de transition radiative, par émission spontanée.



**Figure 129 : Rendement de luminescence du  $\text{YAlO}_3:\text{Ce}^{3+}$  en fonction de la concentration de  $\text{Ce}^{3+}$**

L'excitation des centres luminescents peut être inhibée par des phénomènes concurrents qui sont, pour citer les principaux : le *quenching* thermique, la relaxation non-radiative à l'état fondamental et la photoionisation stimulée. Même si les centres luminescents sont excités, il existe encore des phénomènes influençant la scintillation du cristal : le couplage électron-phonon, la photoionisation, le *quenching* de transfert de charge, entre autres phénomènes.

Tous ces phénomènes sont favorisés la plupart du temps par la constitution même du cristal, ou la température ambiante dans laquelle s'utilise le scintillateur. Ces phénomènes, lorsqu'ils sont considérés comme gênants pour l'utilisation du scintillateur, peuvent être corrigés en adaptant la méthode de fabrication.

### 1.2.2. Particularité des cristaux intrinsèques

L'émission d'un photon visible par un scintillateur est due à la recombinaison d'électrons libres thermalisés dans la bande de conduction avec des trous de la bande de valence, ou des couches électroniques plus profondes. Le photon incident produit des trous profonds dans la matrice. Ces trous sont progressivement convertis en trous de moindre énergie par une succession de conversions Auger. Les électrons chauds sont thermalisés dans le bas de la bande de conduction par des interactions inélastiques. Quand les énergies de l'électron et du trou sont suffisamment basses, ils peuvent se lier pour former un exciton, d'énergie légèrement inférieure à la largeur de la bande interdite. La luminescence émergeant du scintillateur est dite excitonique et les photons émis sont en majorité de longueur d'onde correspondant à l'énergie de l'exciton, comme on peut le voir sur la Figure 130. Dans l'ordre indiqué sur cette figure, les phases menant à la luminescence sont :

- Phase 1 : absorption de l'énergie ionisante (X ou UV) et création des paires électron-trou ou excitons.
- Phase 2 : thermalisation des électrons et des trous qui cèdent de leur énergie dans la matrice par divers mécanismes, la plupart du temps sous forme de phonons<sup>35</sup> (marqués ph sur la Figure 130).
- Phase 3 : migration des excitons, dans la bande de conduction pour les électrons et dans la bande de valence pour les trous. A la fin de cette phase, les électrons et les trous sont soit piégés par des centres  $V_k$ , soit sont capturés par des centres luminescents C, qu'ils excitent.
- Phase 4 : le centre luminescent et le trou se recombinent aux abords de la bande interdite
- Phase 5 : ultime phase de la relaxation électronique sur la Figure 130 : émission d'un photon, dit excitonique, car il est directement issu de l'exciton dont l'énergie est légèrement inférieure à celle de la bande interdite, voir Figure 130.

<sup>35</sup> Modes collectifs de vibration dans la maille atomique, se manifestant en général sous la forme d'ondes sonores. Dans le cas des scintillateurs, c'est un des modes de transport de l'excitation électronique.

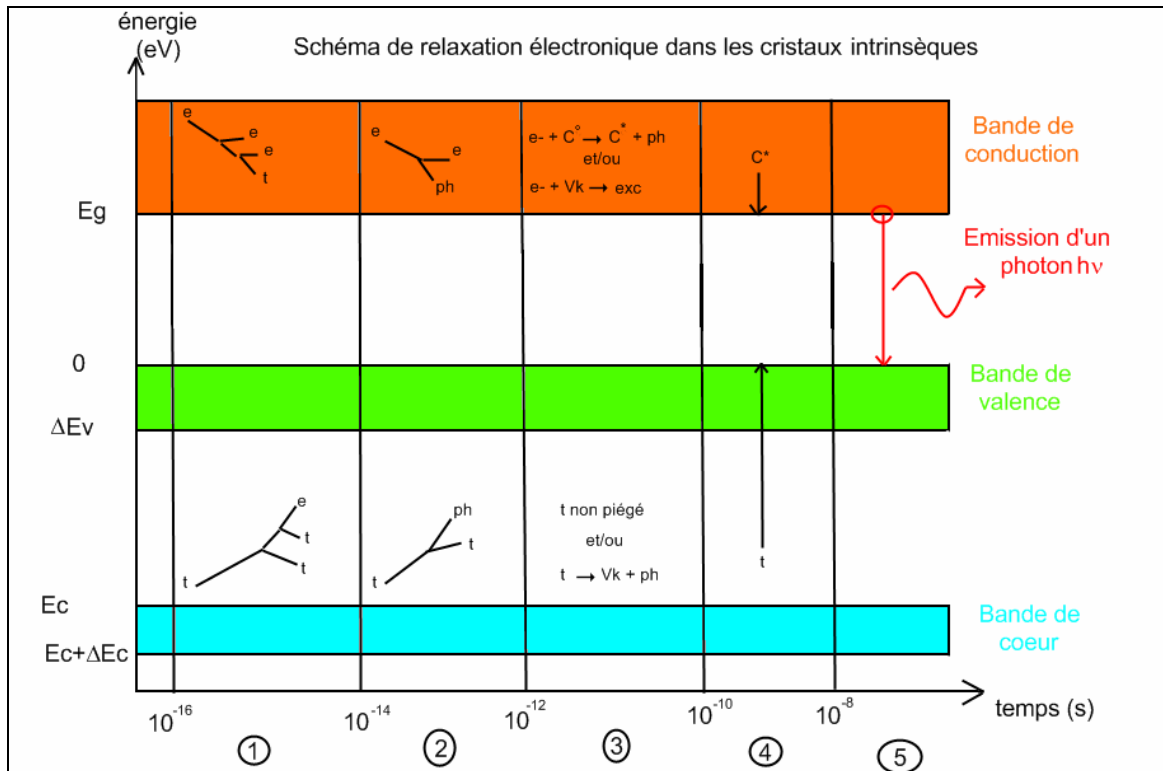


Figure 130 : Schéma de relaxation électronique dans les cristaux intrinsèques

### 1.2.3. Particularité des cristaux activés

Cette famille de cristaux a la particularité d'avoir des centres luminescents qui sont des ions dont les niveaux énergétiques se situent dans la bande interdite du matériau. La présence de ces ions est due à l'introduction volontaire, ou dopage, d'impuretés en quantité contrôlée. Les dopants sont souvent des ions de terre rare, comme le cérium. La proportion en masse de ces impuretés est en général inférieure à 1%. Pour un fort rendement de scintillation, la première condition pour un scintillateur activé est que l'état excité d'énergie  $E_r$  se trouve dans la bande interdite de largeur  $E_g$  (voir Figure 132). Pour que le rendement de scintillation soit non nul, il faut qu'il y ait une différence d'énergie  $\Delta E$  entre le niveau radiatif  $E_{dop}$  (Figure 132) de l'ion dopant et le bas de la bande de conduction. Si  $\Delta E$  est très supérieur à l'énergie d'agitation thermique, alors le rendement de scintillation est faiblement dépendant de la température ambiante. Dans le cas inverse le scintillateur sera sujet à ce que l'on appelle *quenching* thermique, comme on peut le voir sur la Figure 131, pour la pérovskite d'alumine d'yttrium.

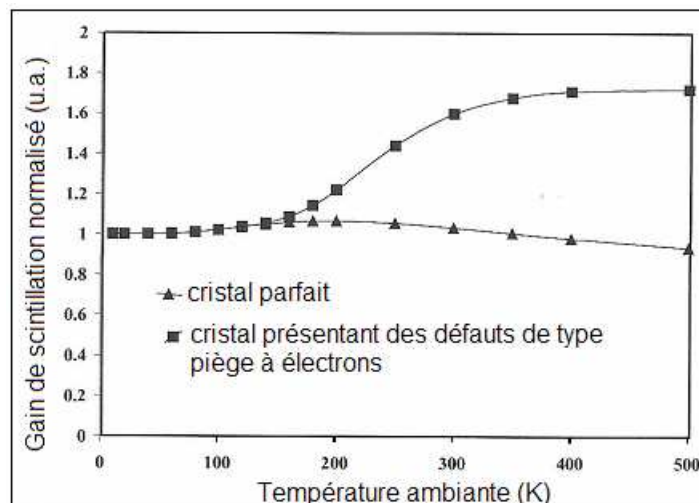


Figure 131 : Rendement de scintillation du YAIO<sub>3</sub>:Ce en fonction de la température



Le processus de scintillation est résumé sur la Figure 132. Les phases 1 à 3 sont identiques à celles des cristaux intrinsèques. Le phénomène de scintillation devient différent à partir de la phase 4 :

- Phase 4 : le centre lumineux et le trou se recombinent dans un des niveaux de la bande de dopant située dans la bande interdite,
- Phase 5 : ultime phase de la relaxation électronique : émission d'un photon provenant d'une transition autorisée parmi les niveaux énergétiques de dopant.

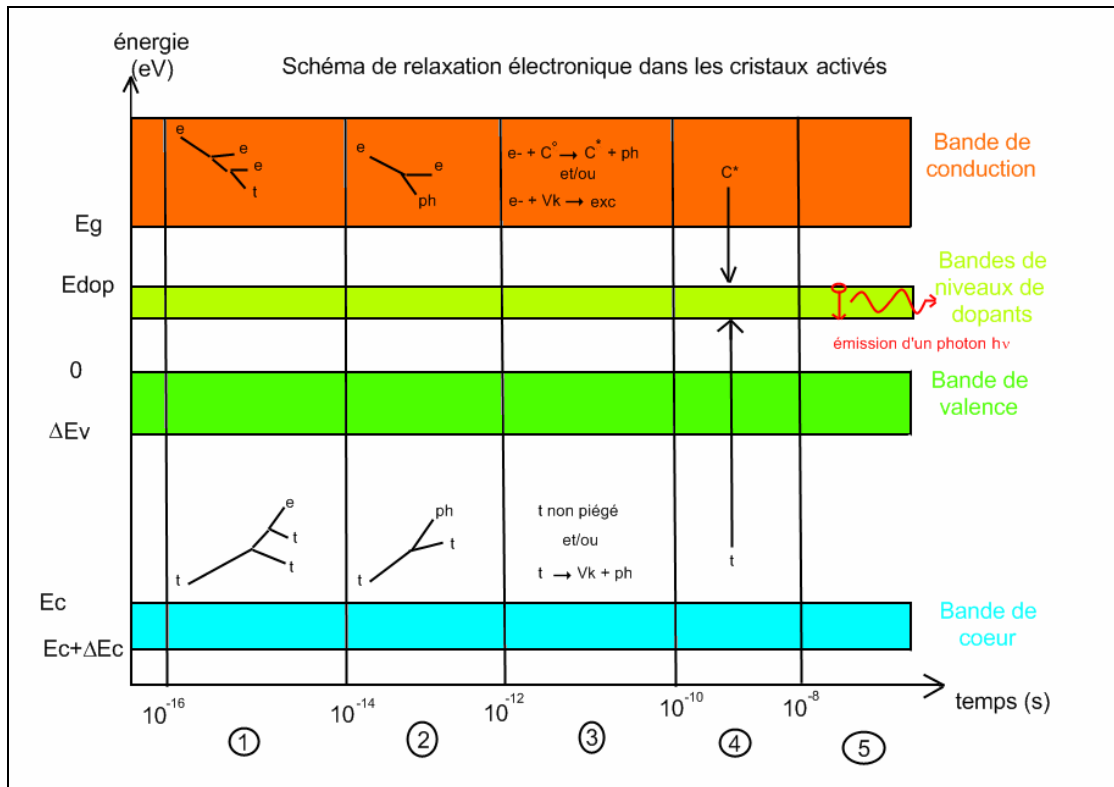
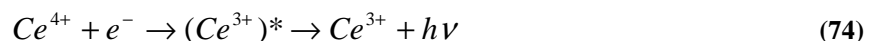


Figure 132 : Schéma simplifié de la relaxation électronique dans les cristaux activés

La scintillation des cristaux activés présente soit un fort rendement, soit une grande rapidité mais pas les deux. Le temps de déclin croît comme le cube de la longueur d'onde d'émission [8]. Le temps de déclin de scintillation peut être légèrement inférieur au temps de déclin de fluorescence. Cela se produit quand le processus de relaxation électronique induit la recombinaison d'électrons et de trous, équation (73) :



Suivi du mécanisme de scintillation, équation (74) :



#### 1.2.4. Particularité des cristaux à luminescence croisée

Le phénomène de luminescence croisée s'appelle également « luminescence à transitions cœur-valence », ou « luminescence sans effet Auger » dans la littérature. La luminescence dans ces scintillateurs provient de la recombinaison de trous formés dans la bande de cœur avec des électrons

issus de la bande de valence. Cette recombinaison résulte en une luminescence ultrarapide [8] qui montre une stabilité thermique dans tous les paramètres et un rendement de scintillation élevé.

### 1.2.5. Particularité des semi-conducteurs

Toutes les longueurs d'onde d'émission sont sensiblement inférieures à la largeur de la bande interdite du matériau. Le phénomène de luminescence et en particulier le temps caractéristique de décroissance sont fonction de la température, ce que l'on peut résumer par l'équation (75) :

$$\frac{1}{\tau_{obs}} = \frac{1}{\tau_{rad}} + \sum_i \left( \frac{1}{\tau_{i \text{ non-rad}}} (T) \right) \quad (75)$$

$\tau_{obs}$  est le temps de déclin mesuré,  $\tau_{rad}$  est le temps de vie radiatif et  $\tau_{i \text{ non-rad}}$  est le temps de vie des transitions non-radiatives correspondant à un état  $i$ . Les temps non-radiatifs sont dépendants de la température. Le rapport des intensités entre transitions radiatives et non radiatives est variable, souvent en faveur des transitions non-radiatives. L'enjeu lors de la fabrication de scintillateurs est de maximiser l'intensité dans les transitions radiatives.

L'oxyde de zinc dopé gallium ZnO:Ga, basé sur le semi-conducteur ZnO à gap direct 3,7 eV est typique de cette classe de scintillateurs. Il est connu depuis les années 1960 [9] et a été depuis commercialisé sous l'appellation NE843 [10]. L'origine de luminescence dépend de la température.

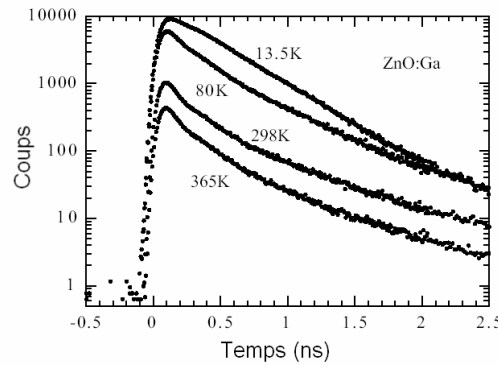


Figure 133 : Courbes de déclin lumineux du ZnO:Ga pour différentes températures [11]

Les courbes de déclin de la Figure 133 ont été obtenues par excitation par des impulsions X de 18 keV durant 35 ps [11]. Suivant la température, le déclin polyexponentiel présente plusieurs composantes d'importances relatives. A température ambiante, la courbe de déclin présente trois composantes : (0,11 ns ; 39%), (0,32 ns ; 23%) et (0,82 ns ; 30%). Il est important de noter que l'augmentation de la température ambiante du ZnO:Ga diminue le rendement de luminescence, mais aussi le temps de déclin. Le spectre d'émission dépend également de la température, puisque l'origine de la scintillation est changée :

- à basse température (courbe rouge sur la Figure 134) la luminescence est de type donneur-accepteur [9], c'est-à-dire que des électrons de la bande de valence se recombinaient avec des trous situés dans la bande de coeur<sup>36</sup>. L'émission consiste en un pic à 369 nm.
- à température ambiante (courbe noire Figure 134) la luminescence émane d'un exciton libre, elle est dite excitonique [12]. Le spectre d'émission est une large bande centrée sur 380 nm. Le spectre d'émission excitonique comprend parfois une large bande d'émission vert-jaune, qui émane des lacunes en oxygène monoionisées dans le ZnO [13] relativement lente par rapport à l'émission principale.

<sup>36</sup> Egalement appelée « deuxième bande de valence », c'est une bande de niveaux d'énergie voisine de la bande de valence mais située plus profondément.

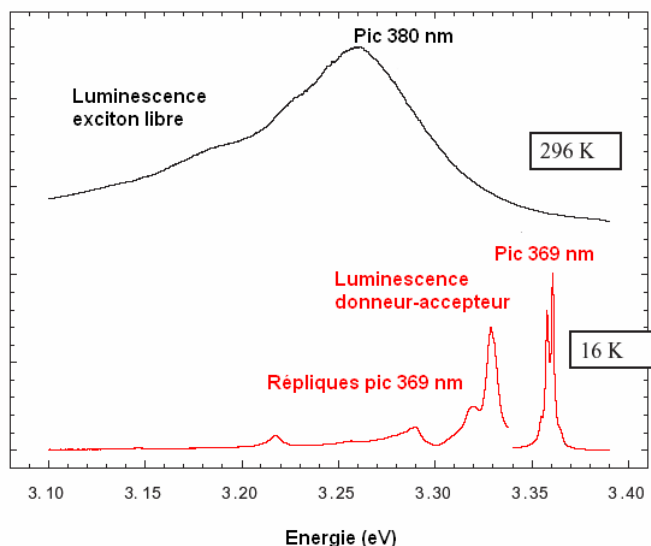


Figure 134 : Spectres d'émission du ZnO pour deux températures

L'oxygène ( $Z = 8$ ) et le zinc ( $Z = 30$ ) confèrent au ZnO:Ga un  $Z$  effectif de 28,06 et donc un pouvoir d'arrêt relativement faible par rapport à d'autres compositions inorganiques (voir paragraphe 1.1.3.4). Mais la matrice ZnO, organisée dans la phase cristalline wurtzite, résiste au dépôt de doses de rayonnement [14]. Elle reste toutefois difficile à faire croître et les propriétés du cristal fini sont fortement influencées par la méthode de fabrication. On peut le fabriquer par voie plasma, par fusion de poudres en four solaire ou bien encore une réaction à l'état solide par agrégation [15].

En résumé de ce paragraphe, la luminescence excitonique, si elle est rapide, ne se conjugue pas avec un grand rendement de luminescence et cette tendance est dépendante de la température comme dans le cas de l'iodure de cadmium  $\text{CdI}_2$  [8]. Nous retiendrons le caractère rapide et bleu-UV de la luminescence de type excitonique.

## 2. Formule optique Maksutov

Le système à ménisque correcteur, en Figure 135, a été proposé par Maksutov en 1944 [16]. Un tel système consiste en un miroir sphérique B et un ménisque A. Le miroir B parfaitement achromatique, induit une forte aberration sphérique négative et de la coma, annulées au premier ordre par le ménisque. La coma et l'astigmatisme sont corrigés en variant la distance  $d_2$  entre le miroir sphérique et le ménisque. Le système à ménisque peut être déterminé par le diamètre d'ouverture  $D$ , les rayons de courbure du ménisque et des miroirs, respectivement  $R_1$ ,  $R_2$ , et  $R_3$ , l'épaisseur  $d_1$  du ménisque, l'indice  $n$  de réfraction du ménisque ainsi que la distance  $d_2$  entre le ménisque et le miroir primaire.

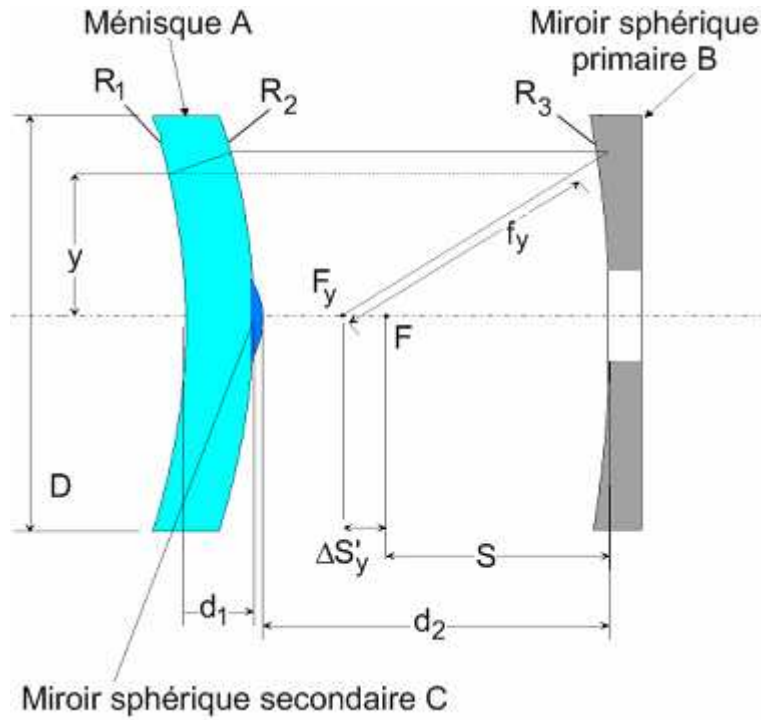


Figure 135 : Schéma de principe de l'objectif de Maksutov [16]

Pour permettre l'achromatisme de l'ensemble de l'objectif, le ménisque doit respecter la condition [16] exprimée par l'équation (76) :

$$\frac{R_2 - R_1}{d_1} = \frac{n^2 - 1}{n^2} \quad (76)$$

$R_2 - R_1$  est la différence de rayons de courbure des faces intérieure et extérieure du ménisque. L'achromatisme est assuré avec un verre à faible dispersion (dit « crown »). Par exemple pour un verre d'indice 1,5 et une épaisseur au centre de 5 mm, la différence de rayons de courbure est égale à environ 3 mm, c'est-à-dire que les faces intérieure et extérieure sont quasi parallèles. En général, l'écart des rayons de courbure est supérieur à cette valeur, entre autres pour des raisons d'optimisation de résolution spatiale. Cette condition est contournée en ajoutant des lames de verre correctrices (comme la lame de Schmidt) entre le ménisque et le miroir.

Les dimensions du ménisque sont à l'origine de l'aberration sphérique angulaire  $\eta_y$  au champ  $y$ , qui s'exprime par l'équation (77) :

$$\eta_y = \frac{y^3 d_1 (n^2 - 1)(n - 1)}{2R_1^4 n^3} \quad (77)$$

A cause de cette aberration, le rayon de champ  $y$  est imagé en  $F_y$ , au lieu du foyer  $F$  du miroir B. La différence de position entre  $F_y$  et  $F$  est l'aberration longitudinale  $\Delta S_y'$ , liée à l'aberration angulaire  $\Delta \eta_y$  par :

$$\Delta \eta_y = \frac{y \Delta S_y'}{f^2} \quad (78)$$

Si  $\Delta S_y' = 0$  alors on a  $\Delta \eta_{yi} = 0$  et on dit que le système devient stigmatique pour le point focal  $F$ . Si dans le même temps la longueur  $f_{yi}$  est constante et égale à  $f$ , le système devient aplanétique, c'est-à-dire simultanément corrigé pour l'aberration sphérique et la coma. Si le système à ménisque ne

satisfait pas tout à fait ces dernières conditions, il reste une aberration sphérique et une coma résiduelle. Le fait que le ménisque soit en verre induit un chromatisme résiduel. Les paramètres décrits (aberration sphérique, aberration longitudinale) en fonction de la position  $y$  sur le champ, peuvent également être exprimés en fonction de la longueur d'onde de travail. Cet aspect est à prendre en compte si on travaille avec un large spectre d'émission. Si l'indice de réfraction  $n_\lambda$  du ménisque est indépendant de la longueur d'onde de la lumière incidente, la distance de focalisation  $S_\lambda$  reste constante, alors le système est sans chromatisme de position. Si cette condition n'est pas tout à fait satisfaite, alors le système présente une aberration sphérochromatique (aberration sphérique pour certaines longueurs d'ondes). Si  $f_\lambda$  est constante, le système est sans chromatisme de grandissement. On peut toutefois disposer d'un système optique de qualité sans opérer de minutieuses retouches. De simples modifications sur le miroir sphérique B d'éliminer complètement l'aberration sphérique pour la longueur d'onde principale d'utilisation. De tels systèmes étant légèrement modifiés sont appelés *systèmes retouchés* [16]. Si le domaine spectral est restreint, cela revient à travailler avec un système achromatique. La condition d'achromaticité pour un système à ménisque est donnée par la relation empirique (79) :

$$D_{\max} = 25 f_{\#}^3 \quad (79)$$

Pour un système retouché de diamètre d'ouverture 100 mm, on peut avoir un nombre d'ouverture du système égal à 1,59. Ce nombre d'ouverture est à comparer avec le nombre d'ouverture maximal permis par un système réfractif achromatique, qui est de 45. Ceci montre l'avantage photométrique que l'on peut tirer d'un système réflectif par rapport à un système réfractif.

On retiendra que pour un système corrigé par mutuelle compensation de ses éléments, l'annulation des aberrations est vraie au premier ordre seulement. Il existe toujours une aberration résiduelle limitant le diamètre d'ouverture du système. En général, la limite supérieure d'ouverture, définie par l'équation (79) est très grande et favorable à la conception de systèmes catadioptriques. Dans la pratique, peu de systèmes optiques sont réellement achromatiques; leur chromatisme est certes limité, mais ils sont surtout optimisés géométriquement pour un domaine spectral restreint centré autour d'une longueur d'onde visible principale. En résumé, le problème du concepteur se ramène à rendre un système aussi achromatique et aplanétique que possible, en influant sur divers paramètres interdépendants. La correction, du moins au premier ordre est beaucoup plus facile avec un système réflectif qu'avec un système réfractif.

### 3. Documents publiés

REVIEW OF SCIENTIFIC INSTRUMENTS 81, 10E509 (2010)

#### Development of an x-ray imaging system for the Laser Megajoule „LMJ...“

G. Turk,<sup>1</sup> D. C. Reverdin,<sup>1</sup> D. Gontier,<sup>1</sup> S. Darbon,<sup>1</sup> C. Dujardin,<sup>2</sup> G. Ledoux,<sup>4</sup> M. Hamel,<sup>3</sup> V. Simic,<sup>3</sup> and S. Normand<sup>3</sup>

<sup>1</sup>CEA, DAM, DIF, F-91297 Arpajon, France

<sup>2</sup>Université de Lyon, Université Jean I, CNRS, UMR 5620, IPCM, Villeurbanne, France

<sup>3</sup>CEA, LST, Laboratoire Capteurs et Architectures Electroniques, F-91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France

Presented 20 May 2010; received 15 May 2010; accepted 16 June 2010;

published online 5 October 2010

This imaging system aims at recording images of the core size and shape of an imploding deuterium-tritium (DT) microballoon on LMJ inertial confinement fusion (ICF) experiments. Image acquisition is difficult due to the harsh surrounding created by the fusion reaction, which affects system specifications. This one is made of a scintillator, an optical relay, and a CCD camera shielded from the surrounding. The system was tested on different facilities at CEA DAM, where a spatial resolution of 120  $\mu\text{m}$  was achieved and gamma dose up to 20 rad effects were measured. Setup and performed test are described. © 2010 American Institute of Physics. doi:10.1063/1.3475788

#### I. INTRODUCTION

The proposed system consists of a scintillator, whose image is focused on a CCD camera through an optical relay system. The aim of this one is to record images of x-ray emission of the target interacting with a 1.8 MJ laser during ICF experiments on LMJ. The interaction between the laser and the DT target generates a plasma, giving rise to x-ray emission that can be imaged to evaluate the quality of implosion for symmetry, etc. Since DT fusion reactions yield a large number of neutrons, an x-ray imaging system for ICF experiments on LMJ must be carefully designed to operate in a harsh surrounding.

#### A. LMJ radiative surrounding

A DT ignition shot yields  $10^{16}$  neutrons in 4  $\mu\text{s}$ , whose energy distribution has its maximum at 14 MeV. Due to the difference between X-rays and neutrons time of flight, the image has to be recorded in less than 100 ns<sup>1</sup> before the neutrons reach the chamber wall. After 100 ns, the dose rate of neutron and gamma rays created by neutron interactions with the chamber environment reaches instantaneously  $10^5$  rad  $\text{Si} \cdot \text{s}^{-1}$  and generates a high noise level on the image. Despite the high dose rate, the integrated dose is only 2 rad  $\text{Si}$ .

Such dose rates can at least blind the CCD or destroy it. Optical components are also sensitive: glass emits Cherenkov radiation and sometimes darkens. Because of this surrounding, each component of the imaging system has to meet particular specifications, which are detailed in the following paragraphs.

#### B. Main specifications of the imaging system

The major part of x-ray emission corresponds to the maximum DT compression with a duration of 100 ps. Simulations showed that about 10 kJ of x rays are emitted by the target with energies above 10 keV. So, we want to record an image in the 10–30 keV range, with a spatial resolution less than 10  $\mu\text{m}$  in the object plane. The most sensitive part of the system, the CCD camera, is located in a radiation-safe area shielded from the direct line of sight against neutron and gamma rays (Fig. 1).

#### II. DESCRIPTION OF THE IMAGING SYSTEM

#### A. Scintillator choice

The most important parameters of scintillators are x-ray absorption, decay time, scintillation efficiency, and emission wavelength. The scintillator's decay time has to fit with the 100 ns acquisition time during which scintillators must be as efficient as 10,000 photons  $\text{MeV}^{-1}$  (see Eq. 1).

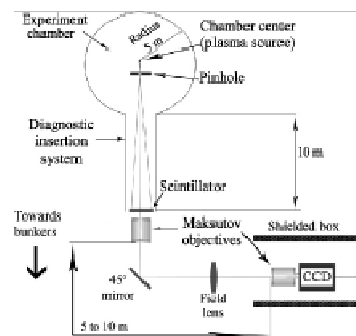


FIG. 1. Imaging system design.

<sup>1</sup>Contributed paper, published as part of the Proceedings of 18th Topical Conference on High-Temperature Plasma Diagnostics, Wildwood, New Jersey, May 2010.

<sup>2</sup>Author to whom correspondence should be addressed. Electronic mail: gregory.turk@cea.fr

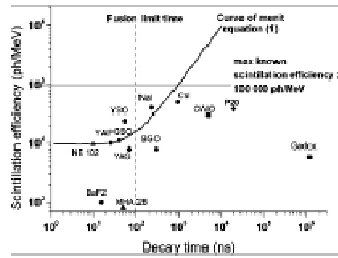


FIG. 2. Light efficiency vs decay time of scintillators.

$$\int_0^{\infty} \frac{dN}{dt} dt = \int_0^{\infty} \frac{1}{\tau} N e^{-t/\tau} dt = N \int_0^{\infty} \frac{1}{\tau} e^{-t/\tau} dt = N \left[ -e^{-t/\tau} \right]_0^{\infty} = N \left[ 0 - (-1) \right] = N$$

$10^4$  photons MeV<sup>-1</sup>

where  $\eta$  is the scintillation efficiency in photons MeV<sup>-1</sup> and  $\tau$  is the scintillation decay time. In nanoseconds.

The scintillator must also emit red light to match with the maximum sensitivity of most CCD cameras. Red emission can also be well separated from Cherenkov blue light by means of optical filters. In Fig. 2 the merit curve of Eq. 1 is presented with a set of scintillators.

Most of the scintillators shown in Fig. 2 are inorganic ones, only NE102 (Nuclear Enterprises) and MHA 28 (homemade scintillator) are organic ones. Organic scintillators have not only a very fast decay time but also a low emission intensity. Inorganic ones, such as NaI, YSO (Y<sub>2</sub>SiO<sub>5</sub>:Ce<sup>3+</sup>), and CsI, are brighter but have a slower decay.<sup>2</sup> Few scintillators are above the curve of merit, and most of them, such as YAP (YAlO<sub>3</sub>:Ce<sup>3+</sup>) and YSO emit blue light. The only one to emit red light is MHA 28 (homemade scintillator) but isn't very bright. The emission spectrum of various scintillators is compared to the Cherenkov spectrum and to a backilluminated CCD camera sensitivity in Fig. 3.<sup>3</sup>

The imaging performances depend mostly on scintillator x-ray absorption in our energy range. To achieve the best compromise of spatial resolution and image intensity, we have to adjust the scintillator thickness. Increasing thickness improves detection efficiency but degrades spatial resolution, and vice versa.<sup>4</sup> For example, NE102 scintillator, which is fast and bright, has a low x-ray absorption, resulting in low intensity if not thick enough or blurred images. Among these scintillators, YAG:Ce (Y<sub>3</sub>Al<sub>5</sub>O<sub>12</sub>:Ce<sup>3+</sup>) is the best compromise.

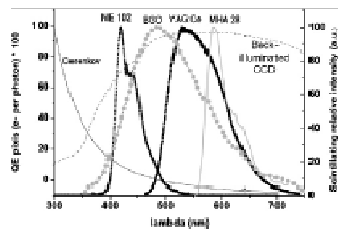


FIG. 3. Normalized radioluminescence spectra of scintillators compared to CCD sensitivity and Cherenkov spectrum.

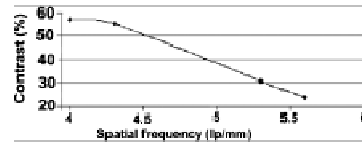


FIG. 4. Contrast vs spatial frequency for a 4 m optical relay system with a 1 mm thick YAG:Ce crystal.

**B. Catadioptric optical relay system**

The optical relay transports the scintillator image to the CCD camera. The relay length is about 20 m if the CCD camera lies in an LMJ bunker and about 5 m if in an LMJ dog house. The relay is composed of a field lens placed symmetrically between two Maksutov objectives (see Fig. 1). The main problem is not the transport length, but the object field. For long working distances, a large field lens is necessary to focus the whole field of view on the CCD camera.

We want to image an x-ray plasma source size of about 100 μm, with 40 μm spatial resolution on object plane, in 1 mm field of view (FOV). Standard diagnostics for plasma source imaging are the pinhole camera and x-ray microscopes. Plasma images are magnified with an M magnification factor on the scintillator. Therefore, the optical relay has to resolve M by 10 μm. To minimize the Cherenkov effect and glass darkening, the relay system should contain the smallest amount of glass, which is possible. Therefore, mirror-based objectives, such as Maksutov configuration, are preferred. Additionally, such systems are simple and cheap, have no chromatic aberrations, and present low coma and astigmatism.<sup>4</sup>

To qualify the imaging system using a mirror-based relay, we used two MC<sup>2</sup> Rubinar lenses 4.5 300.<sup>5</sup> Figure 1 shows the imaging system design using such objectives. The optical performances of the relay are presented in Sec. III.

**III. FIRST RESULTS**

The following paragraphs present measurements of our imaging system performances. The results concern spatial resolution of full imaging system, its behavior in hard gamma environment, and first x-ray plasma images.

**A. Spatial resolution measurements**

The spatial resolution of the global imaging system was measured with a 160 kV x-ray generator at CEA DIF Mea-

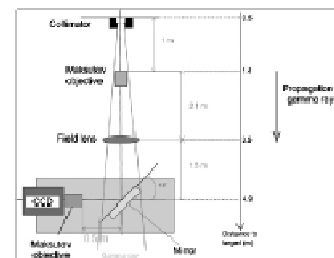


FIG. 5. Experimental setup of hardening measurement.

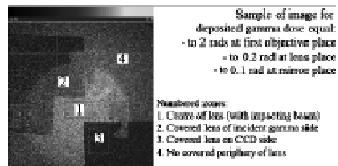


FIG. 6. Light emitted by imaging system under gamma rays.

measurements were achieved with two different optical relay lengths: 2.4 and 4 m. We used a 1 mm thick YAG:Ce scintillator in front of the system. A 100  $\mu\text{m}$  thick lead test pattern target was placed on the scintillator surface, facing the incident x-ray beam. Resolution patterns were placed at the center of FOV to get points of the contrast transfer function (Fig. 4). A resolution of 4.5 line pairs  $\text{mm}^{-1}$  (circa 100  $\mu\text{m}$  with a 50% contrast) was obtained for a 4 m long optical relay.

This imaging system, if working with a pinhole magnification of 10, allows 11  $\mu\text{m}$  of spatial resolution. This result is promising since the optical relay system was designed only with commercial Maksutov objectives and a simple lens. Spatial resolution can be improved with optics of enhanced quality.

### B. Hardening measurements

The Cherenkov light levels in our imaging system were measured at the ELSA electron accelerator facility.<sup>1</sup> Gamma rays are generated by interaction of 18 MeV electrons in tantalum target. This interaction results in a gamma spectrum from 1 to 18 MeV. This spectrum and intensity that can be delivered can be compared to LMI gamma term. The experimental setup is shown in Fig. 5. All glass parts (objectives and field lens) were exposed to a low divergence gamma beam during irradiation without scintillator. The CCD camera was kept out of the beam with a 45° incidence angle mirror. Nevertheless, the CCD was exposed to downscattered gamma rays arising from interaction with Dural parts of the mounting supporting the CCD.

Cherenkov intensities are picked up on images such as in Fig. 6. The numbered zones correspond to hidden zones on both sides of the field lens, allowing us to identify each contributor of Cherenkov light in our diagnostic. Comparison of zone intensities revealed that the lens generates the major part of Cherenkov light. We obtain the linear characteristic CCD light intensity versus gamma dose in Fig. 7. Superimposed are scintillation levels obtained from a previous experiment. The scintillators were excited by a 10–40 keV spectrum, with a fluence of  $3 \times 10^{16}$  photons/ $\text{cm}^2$ , by means

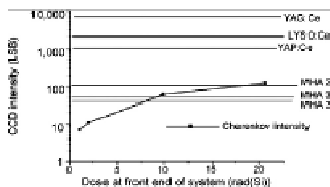


FIG. 7. Cherenkov intensity compared to scintillation levels.

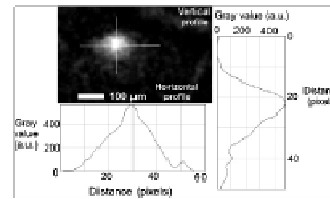


FIG. 8. Unfolded plasma image obtained at the Equinox.

of a 160 kV x-ray laboratory generator. The Cherenkov light level is equivalent to the organic—such as MHA28, MHA30, and MHA 31—scintillating light intensity for doses of 10 rad and overpowers at far greater doses. For inorganic scintillators—such as YAG:Ce and LYSO:Ce—scintillating light remains as bright as two decades above Cherenkov light for doses up to 20 rad.

These doses are largely greater than the ones estimated for fusion reaction, i.e., 2 rad in Sec. 1 A. Both organic and inorganic scintillation light production can dominate the Cherenkov one for deposited doses of about 2 rad. Thus imaging system can thus achieve a good signal-to-noise ratio for ignition shots.

### C. Plasma images

Penumbral plasma images were recorded at the Equinox facility.<sup>2</sup> The plasma is generated by the interaction of a laser (200 mJ energy, wavelength of 800 nm, and 10 ps FWHM pulse) with a copper target. The resulting plasma x-ray emission is in the 200 eV–1 keV range. Our diagnostic was composed of a YAG:Ce scintillator, a 2.4 m long optical relay, and a Pixis 2048 CCD camera. We recorded the elliptic plasma source shape successively through 1 mm and 200  $\mu\text{m}$  tantalum pinholes with a magnification factor of 10. The plasma ellipse of Fig. 8 is about 100  $\mu\text{m}$  on its major axis and about 80  $\mu\text{m}$  on the minor axis. Each pixel represents 5  $\mu\text{m}$  on the object plane.

From prior x-ray measurements—spectrum and intensity achieved at Equinox, we inferred imaging system sensitivity: one visible photon detected by the CCD camera corresponds to 550 visible photons emitted by YAG:Ce, arising from absorption of 11 D x-ray intensity emitted by the source. The acquired images were in good accordance with reference facility source images.

These first measurements reveal a promising imaging system for ignition shots. Further tests are necessary to completely qualify the system, such as neutron aggression effect measurements and optical performance with a 10 m optical relay.

<sup>1</sup> I. Bourgade, R. Marquet, S. Dubois *et al.*, *Rev. Sci. Instrum.* **79**, 10E501 (2008).

<sup>2</sup> P. Darandus and M. B. Durosseau, *Phys. States Solida* **5**, 2009 (2009).

<sup>3</sup> J. C. G. Spilken, P. Doroshov, C. P. Adia *et al.*, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B* **134**, 394 (1998).

<sup>4</sup> D. Makarov, *J. Opt. Soc. Am.* **34**, 5 (1944).

<sup>5</sup> See <http://www.ornl.gov>.

<sup>6</sup> A. S. Chugchev, V. I. Litvinchev, A. Berezin *et al.*, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **600**, 500 (2009).

<sup>7</sup> C. Ravichin, M. Pournisse, J. Caillaud *et al.*, *Rev. Sci. Instrum.* **79**, 10E552 (2008).





## X-ray Imaging System intended for Laser Mégajoule

G. Turk<sup>1</sup>, C. Reverdin<sup>1</sup>, D. Gontier<sup>1</sup>, S. Darbon<sup>1</sup>  
C. Dujardin<sup>2</sup>, G. Ledoux<sup>2</sup>

M. Hamel<sup>3</sup>, V. Simic<sup>3</sup>, S. Normand<sup>3</sup>

<sup>1</sup>CEA, DAM, DIF, F-91297 ARPAJON

<sup>2</sup>Univ. Lyon 1, CNRS UMR 5620, F-69622 VILLEURBANNE

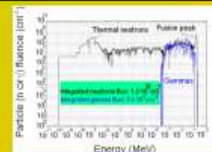
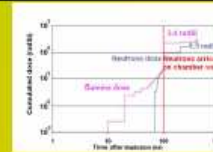
<sup>3</sup>CEA, LIST, Laboratoire Capteurs et Architectures Electroniques, F-91191 Gif-sur-Yvette



### Specifications of imaging system

- Must operate in a low gain DT ignition shot generating  $10^{16}$  neutrons up to 14 MeV
- Maximal emission time: 100 ps
- Intensity of emission: o.m.e. 10 kJ of X-ray in 10-30 keV range
- Spatial resolution: 10  $\mu\text{m}$  in object plane

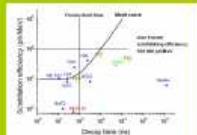
### LMJ radiative environment



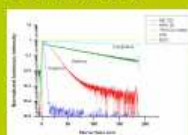
Integrated doses o.m.e. 2 radSi but dose rates o.m.e.  $10^8$  radSi.s<sup>-1</sup>  
Available time for acquisition: 100 ns (neutrons time of flight)

### Requirements due to environment

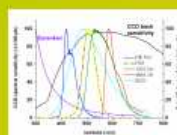
#### Scintillators



Curve of merit



Decay time



Emission spectrum

- ⇒ Damages on diagnostic if sensitive parts inside chamber
- ⇒ Requirement to carry away the sensitive parts of the imaging system and to avoid interaction with highly energetic fusion products



#### Optical relay system

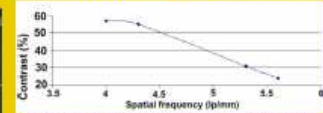
Must resist to radiative damages (Cerenkov, darkening) => based on mirror objectives



Transport distance  $\approx$  10 m and object spatial resolution: problem transport length/ spatial resolution / field to solve

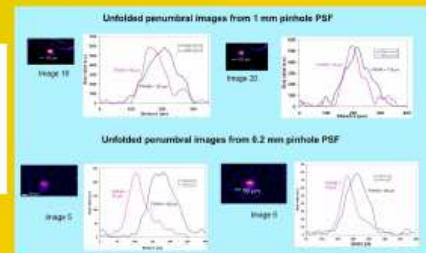
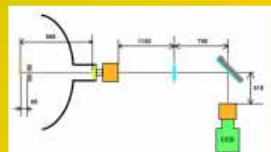
### Most relevant results

#### Spatial resolution measurement

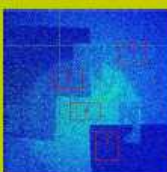


Contrast vs spatial frequency for 4 m long optical relay system with YAG:Ce

#### Penumbral soft plasma images, with field of 10 mm diameter

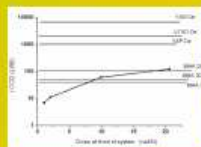
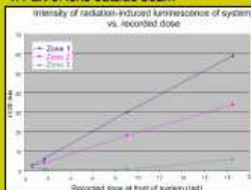


#### High gamma energies effects



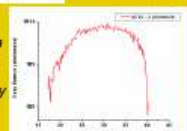
Experimental setup

- Picture zones:
1. Beam interaction with lens
  2. Lens hidden on side facing source
  3. Lens hidden on side facing CCD
  4. Part of lens outside beam



Radiation-induced luminescence of diagnostic compared to 30 keV-excited luminescence of scintillators

X-ray excitation spectrum of scintillators of laboratory X-ray generator



### Conclusions and outlooks

#### Feasibility:

- Spatial resolution transmitted by optical relay system, on condition of minimal magnification
- Scintillators luminescence can overcome radiation induced luminescence levels for doses up to 10 radSi
- Soft X-ray plasma imaging on a  $\sim 100 \mu\text{m}$  plasma source achieved with a 2.4 m optical relay

#### Further qualifications needed:

- optical performance on length  $\sim 10$  meters to be proved
- better compromise than YAG:Ce scintillator to find
- hardening to neutrons to be studied

## Development of an X-ray Imaging System for the Laser Mega Joule

G. Turk<sup>1</sup>, C. Reverdin<sup>1</sup>, D. Gontier<sup>1</sup>, S. Darbon<sup>1</sup>,  
C. Dujardin<sup>2</sup>, G. Ledoux<sup>2</sup>,  
M. Hamel<sup>3</sup>, V. Simic<sup>3</sup>, S. Normand<sup>3</sup>

<sup>1</sup>CEA/DIF, Bruyères-le-Châtel, F-91297 ARPAJON

<sup>2</sup>Univ. Lyon 1, CNRS UMR 5620, F-69622 VILLEURBANNE

<sup>3</sup>CEA, LIST, Laboratoire Capteurs et Architectures Electroniques, F-91191 GIF-SUR-YVETTE

[gregory.turk@cea.fr](mailto:gregory.turk@cea.fr)

This system intends to record spatially resolved images of core shape and size of a DT microballoon during fusion experiments. It must operate in the radiation background generated by fusion reaction [1]. It consists of a scintillator [2] imaged by an optical relay system on a CCD camera. The latter lies in a shielded area far from the experiment chamber. The principle is similar to the one described in [3]. This design proposes a simple solution for the optical relay, based on Maksutov objectives.

The main requirements affect the scintillator (short duration emission), and the optical relay (length of 15 meters, no Cerenkov radiation production, spatial resolution better than 10  $\mu\text{m}$  in the object plane).

Spatial resolution and performances to radiative background have been measured on a system shorter than 15 meters, with a YAG:Ce scintillator. Pinhole images have been obtained on the plasma laser facility EQUINOX at CEA/DIF.

- [1]. J. Bourgade et al., RSI **79**, 10F301 (2008)
- [2]. M. Nikl, Meas. Sci. Technol. **17**, R37 (2006)
- [3]. R. Tommasini et al., RSI **77**, 10E301 (2006)





## Development of an X-ray Imaging System for the Laser Mega Joule

G. Turk<sup>1</sup>, C. Reverdin<sup>1</sup>, D. Gontier<sup>1</sup>, S. Darbon<sup>1</sup>  
 C. Dujardin<sup>2</sup>, G. Ledoux<sup>2</sup>  
 M. Hamel<sup>3</sup>, V. Simic<sup>3</sup>, S. Normand<sup>3</sup>



<sup>1</sup>CEA, DAM, DIF, F-91297 ARPAJON

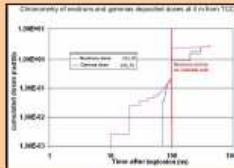
<sup>2</sup>Univ. Lyon 1, CNRS UMR 5620, F-69622 VILLEURBANNE

<sup>3</sup>CEA, LIST, Laboratoire Capteurs et Architectures Electroniques, F-91191 Gif-sur-Yvette

### Development context

#### Specifications

- Must operate in a low gain DT ignition shot generating  $10^{18}$  neutrons up to 14 MeV
- Phenomenon during 100 ps (maximal compression time of DT target)
- ~10 kJ of X-ray energy within the 10-30 keV range
- Spatial resolution of 10  $\mu\text{m}$  in the object plane

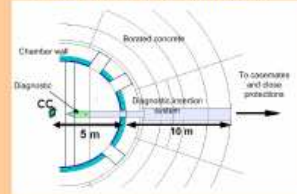


	Values for a gain ignition shot
14 MeV neutrons in whole space	$10^{18}$
Neutron dose rate at 4 m from TCC	$0,5 \cdot 10^9 \text{ radSi} \cdot \text{s}^{-1}$
Neutron dose at 4m from TCC	1,5 radSi
Gamma dose at 4m from TCC	2,4 radSi
Hard X-ray dose ( $E > 30 \text{ keV}$ )	<100 $\mu\text{radSi}$

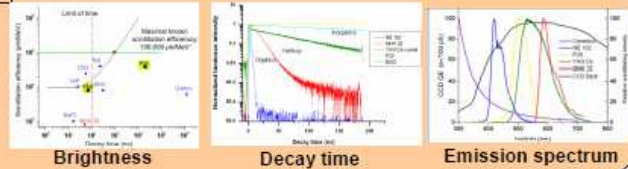
#### Critical parameters

- Deposited doses up to 2 radSi at rates of  $10^7 - 10^8 \text{ radSi} \cdot \text{s}^{-1}$
- Available time for acquisition: 100 ns
- Total length of ~10 m

#### Situation of diagnostic

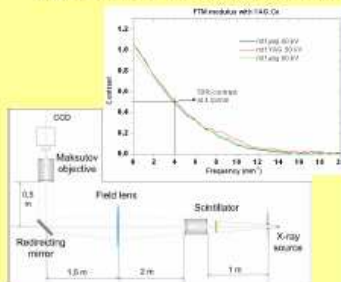


#### Requirements on scintillators



### Main results

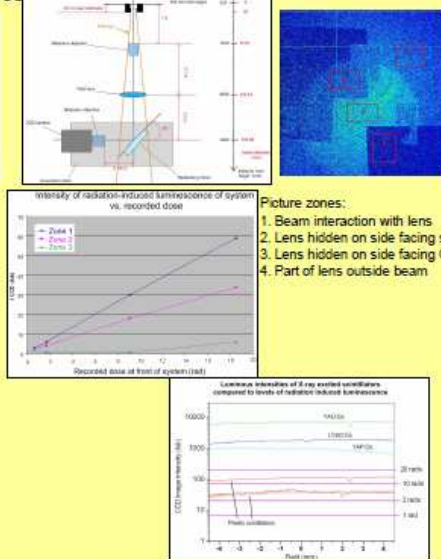
#### Optical relay system performances



Measurement of MTF on continuous X-ray flux

Resolution of 4 lp/mm obtained with simple optics; possibility of improvement

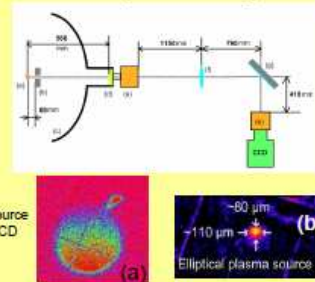
#### Hardening measurements



- Picture zones:
1. Beam interaction with lens
  2. Lens hidden on side facing source
  3. Lens hidden on side facing CCD
  4. Part of lens outside beam

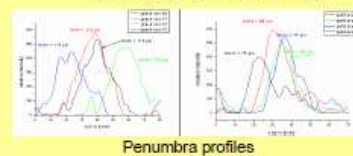
#### Penumbra plasma images

On Equinox laser facility



Penumbra plasma images of YAG:Ce crystal with 1 mm pinhole on 5 mm field

(a) raw image (b) unfolded image



### Conclusions and outlooks

#### Feasibility of this system:

- spatial resolution transmitted by optical relay system, on condition of minimal magnification
- can operate with doses up to 10 radSi, radiation induced luminescence levels can be dominated by scintillator luminescence
- soft X-ray plasma imaging on a ~100  $\mu\text{m}$  plasma source achieved with a 2.4 m optical relay

#### Further qualifications needed:

- optical performance on length ~10 meters to be proved
- better compromise than YAG:Ce scintillator to find
- hardening to neutrons to be studied

## 4. Références

1. J.B Birks, *The Theory and Practice of Scintillation Counting*, ed. Pergamon Press. 1964
2. Saint-Gobain, <http://www.detectors.saint-gobain.com>,
3. I.H. Campbell and B.K. Crone, *Efficient plastic scintillators utilizing phosphorescent dopants*, Applied Physics Letter, **90** (012117), (2007)
4. Q. Lin, B. Yang, J. Li, X. Meng, and J. Shen, *Synthesis, characterization and property studies of Pb<sup>2+</sup>-containing optical resins*, Polymer, **41** (23), (2000)
5. L.A. Eriksson, C.M. Tsai, Z.H. Cho, and C.R. Hurlbut, *Comparative studies on plastic scintillators - Applications to low energy high rate photon detection*, Nucl. Instr. Meth., **122** (1974)
6. Z.H. Cho and C.M. Tsai, *Tin and lead loaded plastic scintillators for low energy gamma-ray detection with particular application to high rate detection*, IEEE Trans. Nucl. Sci, **NS-22** (1975)
7. G.F. Knoll, *The Radiation Detection and Measurement*. 3rd ed, ed. John Wiley and Sons. 2000
8. PA. Rodnyi, *Progress in fast scintillators*, Radiation Measurements, **33** (2001)
9. W. Lehmann, *Edge emission of n-type conducting ZnO and CdS*, Solid-State Electronics, **9** (1966)
10. J.S. Neal, N. Giles, X. Yang, A. Wall, K. Ucer, R.T. Williams, and D.J. Wisniewski, *Evaluation of Melt-Grown, ZnO Single Crystals for Use as Alpha Particle Detectors*, IEEE Trans. Nucl. Sci, **55** (3), (2008)
11. S.E. Derenzo, M.J. Weber, and M.K. Klintenberg, *Temperature dependance of the fast, near-band edge scintillation from CuI, HgI<sub>2</sub>, ZnO:Ga and CdS:In*, Nucl. Instr. Meth. A, **486** (2002)
12. J. Wilkinson, K.B. Ucer, and R.T. Williams, *Picosecond excitonic luminescence in ZnO and other wide-gap semiconductors*, Radiation Measurements, **38** (2004)
13. E.D. Bourret-Courchesne, S. Derenzo, and M. Weber, *Development of ZnO:Ga as an ultra-fast scintillator*, Nucl. Instr. Meth. A, **601** (2009)
14. C.Coskun, D.C. Look, G.C. Farlow, and J.R. Sizelove, *Radiation hardness of ZnO at low temperatures*, Semicond. Sci. Technol., **19** (2004)
15. L. Grigorjeva, D. Millers, C. Monty, A. Kalinko, K. Smits, V. Pankratov, and W. Lojkowski, *Luminescence properties of ZnO nanocrystals and ceramics*, IEEE Trans. Nucl. Sci, **55** (3), (2008)
16. D. Maksutov, *New catadioptric meniscus systems*, Journal of the Optical Society of America, **34** (5), (1944)