

ÉCOLE DOCTORALE n°269 MSII

UMR7357 CNRS/Unistra

THÈSE présentée par :

Vincent WLOTZKO

soutenue le : 3 mars 2016

pour obtenir le grade de : **Docteur de l'université de Strasbourg**

Discipline/ Spécialité : Electronique et photonique

**Conception et réalisation d'une caméra
à balayage de fente à résolution
temporelle picoseconde et à haut taux
de répétition**

THÈSE dirigée par :

M UHRING Wilfried

Professeur, Université de Strasbourg

RAPPORTEURS :

M RUBIOLA Enrico

Professeur, Université de Franche Comté

M SERIO Bruno

Professeur, Université Paris Ouest

AUTRES MEMBRES DU JURY :

M JACOPIN Gwéno

Docteur, EPFL

M LEROY Yann

Docteur, Université de Strasbourg

M SUMM Patrick

Docteur, Optronis GmbH

A Laurène,

A ma famille.

Remerciements

Le travail présenté dans ce manuscrit n'aurait pas pu être réalisé sans l'aide et le soutien de nombreuses personnes. J'aimerais leur exprimer ma reconnaissance par ces quelques lignes.

Tout d'abord, merci à Daniel Mathiot et à Michel de Mathelin pour m'avoir accueilli tour à tour au sein de leur laboratoire.

J'aimerais remercier mon directeur de thèse Wilfried Uhring pour son encadrement et son aide précieuse tout au long de ces quatre années de collaboration. Merci à la confiance qui tu me portes et grâce à laquelle j'ai pu découvrir un domaine scientifique passionnant et unique en son genre.

Merci aussi à Patrick Summ, président d'Optronis GmbH, de m'avoir d'accueilli et encadré au sein de son entreprise malgré les nombreuses tâches qui l'incombent. Ta disponibilité et tes conseils m'ont été d'un grand secours durant cette thèse.

Je tiens à remercier Enrico Rubiola, Bruno Serio, Gwénoél Jacopin et Yann Leroy d'avoir accepté de faire partie de mon jury de thèse. Je vous en suis grandement reconnaissant.

Merci à mes collègues et amis Manuel Jung, Jacques Kress, Dominique Mary, Sébastien Gendreau et Julien Brégeon pour l'accueil qu'ils m'ont réservé et l'excellente ambiance de travail dont ils sont responsables.

Ich möchte mich recht herzlich bei all meinen Kolleginnen und Kollegen, für die sehr angenehme Zusammenarbeit, ihre Hilfe sowie ihre freundliche Unterstützung bedanken. Vielen Dank an Tatjana Drischel, Daniela Eirich, Carmen Mertz, Bernd Reinke, Dirk Schoch, Markus Jung, Jochen Runge, Albert Nuber, Leonard Ziegler und Wilhelm Trauter.

J'aimerais aussi exprimer ma reconnaissance à Morgan Madec, Yves Gendrault, Christophe Lallement et Abir Rezgui avec qui j'ai eu l'occasion de faire mes premiers pas dans le monde de la recherche et qui m'ont donné envie de continuer dans cette voie. Merci aussi à Jérémy Bartringer pour m'avoir mis à disposition son savoir-faire lors des nombreuses heures de manipulation au laboratoire.

Enfin, je souhaite mentionner ici Laurène, Cécilia, Jason, l'ensemble des membres de ma famille ainsi que mes amis qui m'ont supporté durant toute la durée de ce travail. Merci à vous tous pour votre soutien qui m'a permis d'atteindre cet aboutissement personnel.

Sommaire

Introduction	3
I. Historique de l'imagerie rapide	7
1. La camera obscura et la naissance de la photographie	7
2. Avènement de l'imagerie rapide	9
3. Vers l'observation de la microseconde	12
4. Du photon à l'électron	14
5. Les capteurs CCD et CMOS	17
6. Les tubes à balayage de fente	19
7. L'avenir des caméras à balayage de fente ?	24
8. Conclusion	26
II. Fonctionnement d'une caméra à balayage de fente	33
1. Principe de l'imagerie à fente	33
2. Le système de la caméra à balayage de fente	36
a. L'installation classique	36
b. Principe de fonctionnement de la caméra	38
3. La caméra en détail	39
a. L'optique d'entrée	39
b. Le tube	40
i. La photocathode	40
ii. La grille d'extraction	42
iii. Les électrodes de focalisation	42
iv. Les plaques de déflexion	43
v. La galette de micro canaux	44
vi. L'écran de phosphore	45
c. Le système de balayage	46
i. Le mode déclenché	46
ii. Le mode synchroscan	47
d. La caméra de lecture et le traitement des données	49
e. Caractéristiques de la caméra utilisée	50

4. La résolution temporelle	51
a. La source lumineuse t_{lum}	51
b. La fente statique $t_{statique}$	52
c. Le tube t_{tube}	53
d. Les phénomènes de charge d'espace t_{ce}	56
e. La synchronisation $t_{synchro}$	57
5. Conclusion	59
III. Méthodes de synchronisation de la caméra	65
1. Synchronisation et déclenchement	65
a. La chaîne de synchronisation	66
b. Synchronisation en mode déclenché	68
c. Synchronisation en mode synchroscan	69
2. Techniques de synchronisation	71
a. Photodiode directe	71
b. Signal de pilotage laser	73
c. Oscillateur à effet tunnel	74
d. Interrupteurs optiques	76
3. Réalisation d'un discriminateur à fraction constante	78
a. Principe de fonctionnement	78
b. Conception du discriminateur	79
i. Approche classique	79
ii. Approche utilisée	80
Détection de l'impulsion	81
Circuit d'armement	81
Bascule D	82
Étages de sortie	82
Adaptation	83
c. Tests et résultats expérimentaux	83
i. Jitter à amplitude fixe	84
Principe de la mesure utilisant le mélangeur	85

Caractérisation du mélangeur _____	87
Bruit plancher de la méthode de mesure _____	88
Jitter du CFD _____	89
ii. Time-walk _____	90
4. Conclusion _____	92
IV. Bruits des lasers et impact sur le système à balayage de fente _____	99
1. Le laser _____	100
a. Le principe de fonctionnement _____	100
b. Les lasers femtosecondes _____	103
2. Définitions des bruits _____	107
3. Origine du bruit des lasers _____	111
a. Le bruit quantique _____	111
b. Fluctuations de la cavité _____	112
c. Bruit de pompe _____	113
4. Méthodes de mesure des bruits des lasers _____	114
a. Mesure directe par étude harmonique _____	115
b. Mesure par discriminateur à fraction constante _____	117
c. Mesure par redresseur _____	119
5. Caractérisation des lasers utilisés _____	120
a. Bruit de phase _____	121
b. Bruit d'amplitude _____	125
6. Impact théorique du bruit sur la résolution temporelle _____	126
a. Impact du bruit de phase _____	126
i. Effet d'un filtre passe bande _____	128
ii. Effet d'un retard pur _____	131
b. Impact du bruit d'amplitude _____	132
7. Application au système expérimental _____	134
a. Impact du bruit de phase _____	134
b. Impact du bruit d'amplitude _____	140
8. Comparaison aux mesures expérimentales _____	142

9. Conclusion	144
V. Phénomènes photoélectriques intrinsèques à la photocathode	151
1. Description du processus de photoémission	152
a. Modèle à trois étapes	152
i. 1 ^{ère} Etape : Photo-excitation	153
ii. 2 ^{ème} Etape : Transport vers la surface	153
iii. 3 ^{ème} Etape : Extraction	155
b. Photocathodes à métal	156
c. Photocathodes à semi-conducteur classique	157
d. Photocathodes à semi-conducteur NEA	159
2. Effet de la distribution énergétique	161
a. Méthode de mesure	161
i. Principe	161
ii. Réalisation de la mesure	162
iii. Dimensionnement de la mesure	164
b. Résultats	165
c. Impact sur la résolution temporelle	168
3. Effet du temps de transit dans la photocathode	172
a. Corrélation entre résolution temporelle et sensibilité spectrale	172
b. Description du modèle de simulation	174
c. Résultats de simulation	177
4. Conclusion	179
Conclusion	185
Publications	190

Table des figures

Figure I-1 : Principe de la camera obscura (Carrera, 2009)	7
Figure I-2 : La camera obscura utilisée comme outil de reproduction (Carrera, 2009)	8
Figure I-3 : Support métallique original imprimé de la première photographie et sa version aux contrastes augmentés (Flukinger, 2010)	8
Figure I-4 : Image strioscopique d'une onde supersonique créée par une balle (Mach, 1898)	10
Figure I-5 : Course d'un cheval au galop par Eadweard Muybridge (Muybridge, 1887)	10
Figure I-6 : Fusil photographique (Marey, 1882)	11
Figure I-7 : Chronophotographie d'un homme en pleine course (Marey, 1891)	12
Figure I-8 : Principe de fonctionnement d'une caméra à prisme rotatif	12
Figure I-9 : Explosion d'une bombe atomique réalisée par une caméra Rapatronic (Edgerton, 1987)	13
Figure I-10 : Principe de fonctionnement d'une caméra à miroir rotatif (Uhring, 2012)	14
Figure I-11 : Premier photomultiplicateur (Iams, 1935)	15
Figure I-12 : Vue schématique en coupe d'une galette de microcanaux avec une structure type chevron	16
Figure I-13 : Principe du transfert de charges	17
Figure I-14 : Premier appareil photo électrique (Sasson, 2007)	18
Figure I-15 : Capture à 2 Mfps d'une collision entre une boule de résine expulsé à une vitesse de 3,2 km/s et un bloc de polycarbonate (Shimadzu Corporation)	19
Figure I-16 : J.S. Courtney-Pratt (gauche) et M.M. Butslov (droite) (Schelev, 2013)	20
Figure I-17 : Première caméra industrielle FER-2 (Ivanov, 2007)	21
Figure I-18 : Première acquisition subpicoseconde faite avec le Photochron-II (Bradley, 1975)	22
Figure I-19 : Tube type P855C utilisé dans les caméras Imacon-500 (Giorgio)	23
Figure I-20 : Caméra à balayage de fente Optronis (Optronis GmbH)	24
Figure I-21 : Architecture d'une caméra à balayage de fente intégrée vectorielle (Zlatanski, 2015)	25
Figure I-22 : Caméra à balayage de fente intégrée (Zlatanski, 2015)	25
Figure I-23 : Aperçu de l'évolution des systèmes d'imagerie rapide	26
Figure II-1 : Caméras à miroir rotatif en mode <i>framing</i> (a) et en mode <i>streak</i> (b) (Uhring, 2012)	35
Figure II-2 : Collision entre un projectile et un explosif capturée avec une caméra à miroir rotatif <i>framing</i> (en haut) et <i>streak</i> (en bas) (Cordin)	36
Figure II-3 : Système basique intégrant une caméra à balayage de fente	37
Figure II-4 : Vue schématique en coupe transversale aux plaques de déflexions de la caméra	38
Figure II-5 : Optique d'entrée de la caméra et mécanisme de la fente	40

Figure II-6 : Efficacité quantique des photocathodes les plus répandues dans le domaine du visible/proche infrarouge (Hamamatsu Photonics K.K.)	41
Figure II-7 : Image au microscope de la grille d'extraction	42
Figure II-8 : Principe de focalisation électrostatique en mode statique dans le plan contenant la fente	43
Figure II-9 : Image au microscope électronique de la surface d'une galette de micro canaux (Uhring, 2002)	45
Figure II-10 : Principe de balayage en mode déclenché	47
Figure II-11 : Description schématique du générateur synchroscan	48
Figure II-12 : Modélisation premier ordre de l'adaptation d'impédance en mode synchroscan	49
Figure II-13 : Mesure montrant l'effet de charge d'espace en fonction de l'intensité lumineuse incidente	57
Figure II-14 : Exemple d'étalement de la mesure dû au <i>jitter</i> de synchronisation	58
Figure III-1 : Représentation schématique du système de synchronisation de la caméra	66
Figure III-2 : Exemple de signal de déclenchement et de signal de déflexion pour le mode déclenché	69
Figure III-3 : Exemple de signal de déclenchement et de signal de déflexion pour le mode synchroscan	71
Figure III-4 : Méthode de synchronisation directe dans chacun des modes	71
Figure III-5 : Schéma de principe de l'oscillateur synchrone à effet tunnel	74
Figure III-6 : Modèle classique de la diode à effet tunnel	75
Figure III-7 : Exemple de circuit de déclenchement et de balayage utilisant un interrupteur optique	76
Figure III-8 : Comparaison du signal électrique délivré par la photodiode et de l'image de l'écran de phosphore pour une acquisition utilisant un déclencheur à seuil classique (a) et un CFD (b)	79
Figure III-9 : Vue schématique de la conception classique d'un CFD	80
Figure III-10 : Schéma bloc du CFD développé	80
Figure III-11 : Principe de mesure du <i>jitter</i> à amplitude fixe grâce à un oscilloscope	84
Figure III-12 : Principe de mesure du <i>jitter</i> à amplitude fixe grâce au mélangeur	86
Figure III-13 : Montage utilisé pour déterminer la sensibilité ainsi que le bruit plancher de la méthode de mesure utilisant le mélangeur	88
Figure III-14 : Bruit plancher de la méthode de mesure utilisant le mélangeur	88
Figure III-15 : Bruit de phase et <i>jitter</i> RMS équivalent pour un CFD	89
Figure III-16 : Principe de la mesure du <i>time walk</i>	90
Figure III-17 : Mesure du <i>jitter</i> et du <i>time walk</i> en utilisant l'oscilloscope	91
Figure III-18 : Aspect final du module de déclenchement développé	93
Figure IV-1 : Représentation des trois transitions énergétiques fondamentales au fonctionnement de l'effet laser	101

Figure IV-2 : Exemple de cavité laser à trois miroirs et transitions énergétiques d'un laser à 4 niveaux	103
Figure IV-3 : Vue schématique d'une cavité laser à blocage de mode passif et évolution temporelle d'une impulsion dans un tel laser (Paschotta)	105
Figure IV-4 : Vue schématique d'une cavité laser à blocage de mode actif et évolution temporelle d'une impulsion dans un tel laser (Paschotta)	106
Figure IV-5 : Représentation dans le domaine temporel du bruit d'amplitude α et du bruit de phase ϕ affectant un signal sinusoïdal	107
Figure IV-6 : Densité spectrale de puissance d'un signal sinusoïdal affecté de bruit de phase et d'amplitude	110
Figure IV-7 : Variation d'amplitude et de fréquence du laser due à une variation du gain du milieu amplificateur	113
Figure IV-8 : Représentation normalisée de la densité spectrale de puissance d'un train d'impulsion laser de fréquence f_0	116
Figure IV-9 : Atténuations dues à la réponse impulsionnelle de la photodiode ainsi qu'au signal carré de la sortie déclenchée du CFD	119
Figure IV-10 : Topologie du redresseur utilisé pour la mesure du bruit d'amplitude	120
Figure IV-11 : Bruit plancher de l'analyseur de spectre FSP3	121
Figure IV-12 : Mesure du bruit de phase de la fondamentale et de l'harmonique 35 du laser à solide Ti:Al ₂ O ₃ grâce aux deux méthodes	122
Figure IV-13 : Mesure du bruit de phase de la fondamentale et de l'harmonique 35 du laser à fibre Yb grâce aux deux méthodes	124
Figure IV-14 : Bruit de phase des deux lasers étudiés	125
Figure IV-15 : Bruit d'amplitude mesuré grâce à l'écrêteur pour le laser à solide Ti:Al ₃ O ₂ et le laser à fibre Yb	126
Figure IV-16 : Diagramme présentant le système <i>streak</i> comme un détecteur de phase	127
Figure IV-17 : Effet de la réponse en amplitude (à gauche) et de la réponse en phase (à droite) d'un filtre passe bande sur le bruit de phase	129
Figure IV-18 : Enveloppe induite par un retard τ dans la chaîne de mesure	132
Figure IV-19 : Impact de la réponse en amplitude d'un filtre passe bande sur le bruit de phase du laser à fibre	134
Figure IV-20 : Impact de la réponse en phase d'un filtre passe bande sur le bruit de phase du laser à fibre	135
Figure IV-21 : Impact d'un retard pur sur le bruit de phase du laser à fibre	137
Figure IV-22 : Réponses en fréquence de l'adaptateur d'impédance du module de balayage synchroscan 25,66 MHz	138
Figure IV-23 : Résumé des différentes dégradations dues au bruit de phase du laser à fibre	139
Figure IV-24 : Résumé des différentes dégradations dues au bruit de phase du laser à solide	139

Figure IV-25 : Bruit de phase équivalent induit par la conversion bruit d'amplitude/bruit de phase du déclencheur pour le laser à fibre _____	141
Figure IV-26 : Bruit de phase équivalent induit par la conversion bruit d'amplitude/bruit de phase du déclencheur pour le laser à solide _____	141
Figure IV-27 : Vue schématique du principe de mesure de la résolution temporelle	142
Figure IV-28 : Mesure de la résolution temporelle de la caméra en utilisant (a) le laser à fibre et (b) le laser à solide _____	143
Figure IV-29 : Résumé du <i>jitter</i> apporté au système à balayage de fente par le bruit de phase et le bruit d'amplitude du laser _____	144
Figure V-1 : Représentation du modèle à trois étapes. Les étapes de 1) photo-excitation, 2) transport et 3) extraction sont schématisées. Les probabilités de chacune des étapes sont aussi représentées _____	156
Figure V-2 : Diagramme de bande d'une photocathode à métal _____	157
Figure V-3 : Diagramme de bande d'une photocathode à semi-conducteur dopé <i>p</i> _____	159
Figure V-4 : Diagramme de bande d'une photocathode à semi-conducteur NEA _____	160
Figure V-5 : Diagrammes de bandes pour la méthode du potentiel retardé. (a) Aucune tension n'est appliquée au collecteur (b) Une tension V_M lui est appliquée	162
Figure V-6 : Montage permettant la mesure de la distribution énergétique des électrons émis par la photocathode _____	163
Figure V-7 : Mesure du courant émanant de la photocathode en fonction de la tension d'extraction pour plusieurs longueurs d'onde _____	166
Figure V-8 : Mesure de l'efficacité quantique (a) et de la sensibilité spectrale (b) de la photocathode présente dans le tube à balayage _____	167
Figure V-9 : Distributions énergétiques en fonction de la longueur d'onde _____	168
Figure V-10 : Influence de la distance photocathode/grille dans les deux modes de fonctionnement pour une tension photocathode de -7kV _____	170
Figure V-11 : Influence de la tension photocathode dans les deux modes de fonctionnement pour les deux géométries étudiées _____	171
Figure V-12 : Sensibilité spectrale typique de différentes photocathodes dont S20 et S25 (Lambert Instruments) _____	173
Figure V-13 : Comparaison de la sensibilité spectrale de deux tubes dont les résolutions temporelles diffèrent _____	174
Figure V-14 : Représentation des trois cas possibles à la fin de la marche aléatoire	175
Figure V-15 : Dispersion temporelle du temps d'émission des électrons de photocathodes de différentes épaisseurs _____	178

Introduction

Introduction

L'imagerie rapide, apparue au début du siècle dernier, est très répandue dans de nombreux domaines scientifiques et très fréquemment utilisée dans l'industrie. Au sein de cette spécialité, se trouvent les caméras à balayage de fente qui sont les outils de détection directe de la lumière les plus rapides au monde. La résolution temporelle de tels instruments peut atteindre la picoseconde voire quelques centaines de femtosecondes pour des systèmes *ad hoc*.

Le travail de thèse présenté dans ce manuscrit s'inscrit dans la continuité d'une collaboration de longue date entre le laboratoire ICube et la société allemande Optronis GmbH. Cette coopération a permis le développement de diverses caméras dont la caméra à balayage de fente (*Streak Camera* en anglais) fait partie. L'objectif du travail exposé dans ce mémoire est d'améliorer la résolution temporelle de la caméra à balayage de fente déjà commercialisée. Pour cela une investigation minutieuse des différentes contributions à cette résolution et une étude du système implémentant la caméra est nécessaire.

Dans un premier chapitre, un historique global de l'imagerie rapide est proposé. De la première vidéo rapide réalisée par Muybridge en 1878 aux dernières innovations en termes d'imagerie électronique, les différents paliers technologiques sont présentés. Une chronologie plus détaillée concernant l'avènement et le développement des caméras à balayage de fente est aussi proposée.

Le chapitre II expose dans un premier temps le principe de l'imagerie à fente avant de décrire dans les détails le fonctionnement du système de mesure complet ainsi que la caméra étudiée. Ce chapitre introduit aussi les différents effets qui contribuent à la dégradation de la résolution temporelle.

Le troisième chapitre présente diverses méthodes de synchronisation entre l'évènement à capturer et la caméra. Des méthodes de synchronisation s'appliquant au mode déclenché et au mode synchroscan sont présentées. Le chapitre expose aussi le développement d'un discriminateur à fraction constante. Ce dernier est capable de déclencher la caméra dans ses deux modes de fonctionnement en étant immunisé au bruit d'amplitude du laser utilisé dans le dispositif expérimental. Une caractérisation du *time walk* et du *jitter* par une méthode hétérodyne permet ensuite d'évaluer les performances du déclencheur réalisé.

Le chapitre IV s'intéresse à l'impact que peut avoir le laser utilisé lors de la mesure sur la résolution temporelle du système. Pour cela des méthodes de caractérisation du bruit d'amplitude et du bruit de phase des lasers sont proposées et appliquées au laser à semi-conducteur $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$ et au laser à fibre dopée Yb utilisés avec la caméra. Une fois ces bruits caractérisés, une étude théorique concernant leur impact sur la résolution temporelle est développée puis comparée à des mesures expérimentales.

Une étude des phénomènes photoélectriques intrinsèques à la photocathode du tube à balayage est proposée dans le dernier chapitre. Après avoir présenté les principaux types de photocathodes existantes, une méthode permettant de mesurer la dispersion énergétique des électrons générés par le matériau photosensible est décrite et appliquée au tube étudié. L'incidence de cette dispersion sur la résolution de la caméra est ensuite discutée. Enfin, un modèle élémentaire décrivant le déplacement des électrons au sein de la photocathode est proposé. Une simulation permet d'obtenir la distribution du temps de transit des charges vers la surface d'émission et d'en déduire la conséquence sur la résolution temporelle de la caméra.

CHAPITRE I

Historique de l'imagerie rapide

1. La camera obscura et la naissance de la photographie	7
2. Avènement de l'imagerie rapide	9
3. Vers l'observation de la microseconde	12
4. Du photon à l'électron	14
5. Les capteurs CCD et CMOS	17
6. Les tubes à balayage de fente	19
7. L'avenir des caméras à balayage de fente ?	24
8. Conclusion	26

I. Historique de l'imagerie rapide

rapide

Depuis toujours les hommes cherchent à comprendre les phénomènes qui les entourent. Cette compréhension passe d'abord de manière assez primaire par la vue. Au-delà de la simple observation et du fait de son acuité visuelle limitée, il s'est alors souvent intéressé aux méthodes lui permettant d'acquérir le plus fidèlement et le plus précisément possible ce dont il était témoin. Même si l'œil humain peut être considéré comme un organe plutôt performant il montre des limitations certaines. Tout d'abord la sensibilité spectrale de l'œil humain est limitée à une fenêtre allant de 380 nm à 680 nm avec un maximum de détection à 550 nm. Une autre limitation concerne la perception du mouvement et le phénomène de persistance rétinienne grâce auquel il subsiste une image rémanente sur la rétine durant approximativement un 25^{ème} de seconde. Cette persistance restreint alors la capacité d'un être humain à distinguer une succession d'évènements très brefs. Une autre difficulté rencontrée est due au support de stockage naturel de l'information : le cerveau. Une information visuelle y étant stockée ne peut pas être transmise de manière fiable et cette dernière peut être altérée. Ainsi, ces différents obstacles ont amené de nombreux scientifiques à développer diverses techniques afin de capturer le monde qui nous entoure.

1. La camera obscura et la naissance de la photographie

Historiquement, la première trace écrite traitant d'un dispositif de formation d'image date du V^{ème} siècle avant Jésus-Christ. Le philosophe

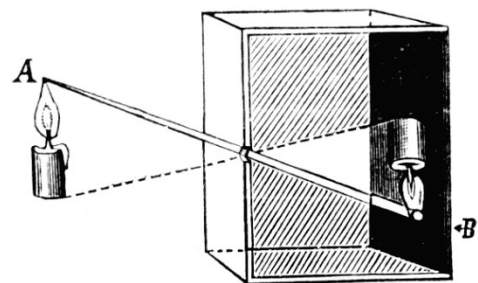


Figure I-1 : Principe de la camera obscura (Carrera, 2009)

chinois Micius y décrit la formation d'une image inversée au sein d'une chambre obscure, ou camera obscura, percée d'un trou (sténopé). Il explique de manière correcte que l'inversion de l'image est due à la propagation rectiligne des ondes lumineuses. Aristote fut témoin de ce même effet au IV^{ème} avant Jésus-Christ lorsqu'il observa la projection d'une éclipse solaire partielle grâce à de petits trous présents sur

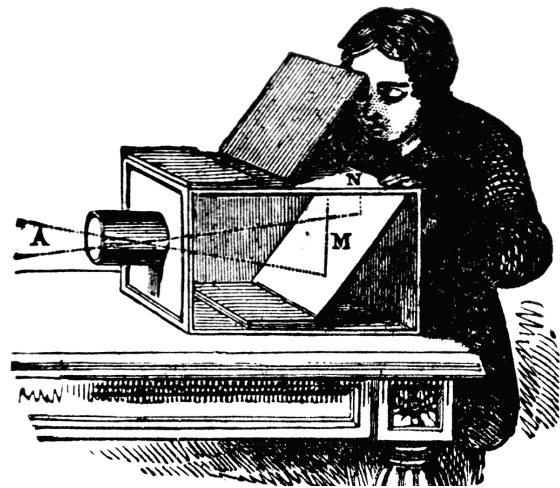


Figure I-2 : La camera obscura utilisée comme outil de reproduction (Carrera, 2009)

la surface des feuilles d'un arbre. En 1502 Léonard de Vinci décrit dans *Codex Atlanticus* la camera obscura comme un outil de reproduction en plaçant une fine feuille de papier à la place de la surface de projection. C'est en 1568 que Daniel Barbaro, noble et architecte vénitien, remplaça le trou de la chambre noire par une lentille biconvexe associée à un diaphragme et un miroir retournant l'image. Il créa alors le premier objectif et par la même occasion l'ancêtre de l'appareil photographique.

Jusqu'au XIX^{ème} siècle l'utilisation de la chambre noire demandait la copie à la main de l'image projetée. La fixation de la première photographie sur support photosensible fut réalisée par l'ingénieur français Nicéphore Niépce en 1826. Le procédé



Figure I-3 : Support métallique original imprimé de la première photographie et sa version aux contrastes augmentés (Flukinger, 2010)

consista à l'exposition à l'intérieur d'un sténopé d'une plaque d'alliage plomb-étain recouverte de bitume de Judée (un goudron naturel). Le temps d'exposition nécessaire à la formation de l'image sur la plaque n'est pas exactement connu mais est estimé à plusieurs heures voire jours. Niépce s'associe à Louis Daguerre en 1829 ce qui leur permettra de mettre au point le daguerréotype véritable clé à la popularisation de la photographie. La méthode basée sur l'exposition d'une couche d'argent photosensibilisée grâce à des vapeurs d'iode puis développée à l'aide de vapeurs de mercure, permettait la réalisation de clichés en une trentaine de minutes. Par la suite de nombreuses recherches concernant les supports photographiques ont permis des améliorations notables en terme de réduction du temps d'exposition et de résolution spatiale. L'invention et la commercialisation en 1888 de la pellicule souple et des premiers appareils photographiques "de poche" par George Eastman, fondateur de la société Kodak, firent passer le domaine de la photographie dans une autre dimension.

2. Avènement de l'imagerie rapide

On peut considérer l'expérience de William Henry Fox Talbot en 1851 comme la première acquisition utilisant un procédé d'imagerie rapide. Son essai consistait à faire tourner rapidement une page d'un journal à l'aide d'une roue et de capturer cette même page mais de manière nette. Pour cela il plaça son sujet et sa caméra au collodion humide dans une pièce plongée dans l'obscurité et lors de l'exposition de sa plaque généra un puissant flash lumineux à l'aide d'une bouteille de Leyde. Le flash exposa le journal pendant approximativement 500 μ s avec une intensité lumineuse suffisante à obtenir une image du journal nette.

Un autre pan de l'imagerie rapide vu le jour avec la strioscopie. Cette technique mise au point par Léon Foucault et August Toepler en 1861 permet d'observer des différences d'indice de réfraction de l'air et donc de manière indirecte ses variations de température ou de pression. Pour cela une lumière collimatée est envoyée vers le milieu

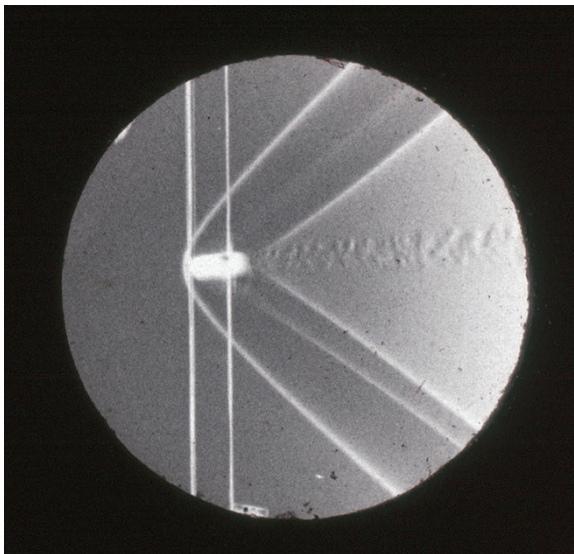


Figure I-4 : Image strioscopique d'une onde supersonique créée par une balle (Mach, 1898)

étudié puis focalisée vers un dispositif d'acquisition. Les rayons lumineux non déviés se croisent dans le plan focal image de la lentille et sont atténués par un filtre (couteau de Foucault). Les rayons lumineux déviés par le milieu ne focalisent pas à la même distance, ne sont donc pas filtrés et apparaissent comme un gradient d'intensité lumineuse. En flashant la source lumineuse, il est alors possible d'étudier les fronts d'onde créés par différents projectiles balistiques. Cette

technique sera utilisée quelques années plus tard par Ernst Mach durant son étude des vitesses supersoniques.

C'est une dispute opposant le gouverneur de Californie Leland Stanford et plusieurs de ses pairs en 1872 qui fut à l'origine de l'acquisition vidéo rapide. Une question populaire de l'époque était de savoir si, à un instant du galop, le cheval avait ses quatre fers en l'air. En effet, la course de l'animal étant trop rapide il était impossible d'observer un tel détail à l'œil nu. Stanford demanda alors au photographe

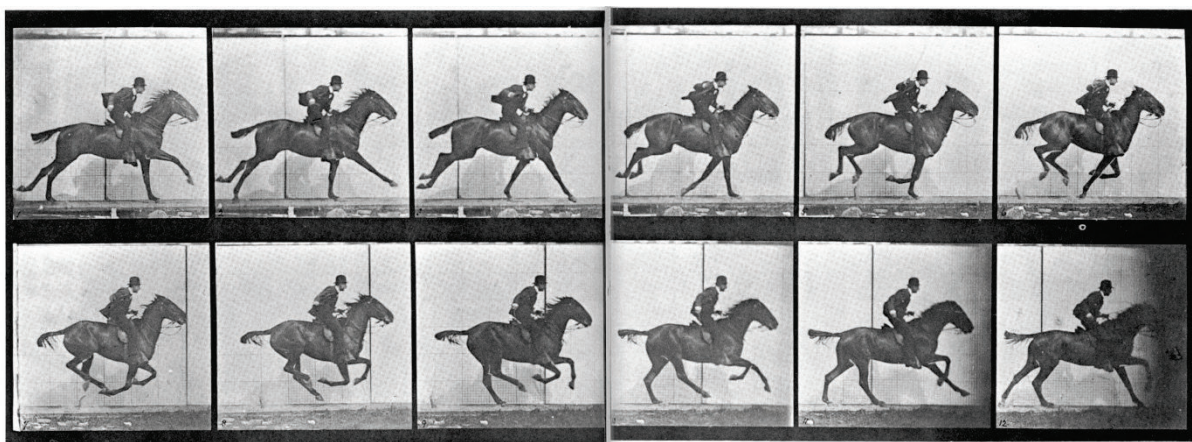


Figure I-5 : Course d'un cheval au galop par Eadweard Muybridge (Muybridge, 1887)

d'état Eadweard Muybridge de photographier un cheval au galop afin d'obtenir une réponse à cette fameuse question. En 1878, après plusieurs essais infructueux en utilisant un unique appareil photo, Muybridge en plaça une douzaine côte à côte le long d'un hippodrome. À l'aide d'obturateurs électriques rapides, déclenché par un fil tendu en travers de la piste, chaque appareil photo prit à tour de rôle un cliché de l'animal alors qu'il passait au galop. Les obturateurs à rideaux permettaient un temps d'exposition de l'ordre de 500 μ s. Les images mises à la suite l'une de l'autre formaient alors la première vidéo rapide de l'histoire.

Dans un même temps, en 1882, Étienne-Jules Marey, médecin et physiologiste français s'intéressant aussi à l'ornithologie, développa le fusil photographique. Ce dernier lui permettait de suivre le vol des oiseaux et de capturer sur une plaque rotative 12 images par seconde à une exposition de



Figure I-6 : Fusil photographique (Marey, 1882)

$1/720^{\text{ème}}$ de seconde. Avec l'arrivée des films souples en celluloïd, Marey adapta son fusil photographique pour qu'il soit compatible avec ce nouveau support. Ce dernier lui permettra de réaliser au début des années 1890 des acquisitions à 100 images par seconde et un temps d'exposition d'une milliseconde. Pendant la même période et afin d'étudier le déplacement humain, il est le premier à utiliser le principe photographique de surimpression. Pour cela il expose une surface photosensible dans un environnement relativement sombre et utilise des flashes successifs dans le but d'exposer le sujet plusieurs fois à différentes positions sur la même image appelée chronophotographie. Il est alors possible de décomposer le mouvement du sujet sur une seule et même image.

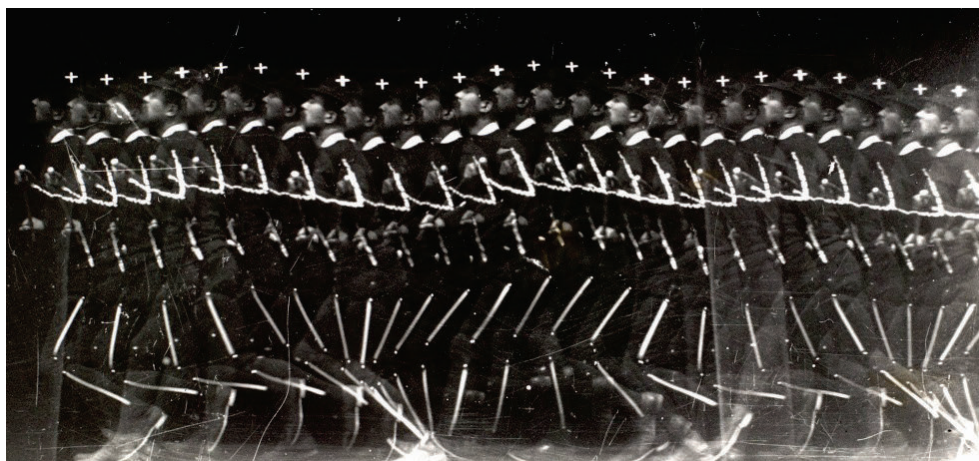


Figure I-7 : Chronophotographie d'un homme en pleine course
(Marey, 1891)

3. Vers l'observation de la microseconde

En 1926, étudiant la stabilité des machines synchrones, Harold Eugene Edgerton réalisa que la lampe à mercure qu'il utilisait pour s'éclairer générait des flashes lumineux créant un effet stroboscopique et lui permettait d'observer de manière nette les moteurs en rotation. Si la rotation du moteur était en phase avec les flashes lumineux, le rotor semblait fixe, sinon on pouvait noter une rotation de la roue. Il réussit à capturer jusqu'à 6 000 images par seconde en faisant défiler une pellicule à une vitesse de 30 m/s associée à un flash de 2 μ s. Six ans plus tard les laboratoires Bell développèrent la première caméra à prisme rotatif (Fastax). Tout comme dans la caméra d'Edgerton, un film défile à très grande vitesse mais il n'est cette fois pas exposé grâce à une lumière stroboscopique mais par un prisme autorisant une plus grande flexibilité d'utilisation. En effet, lors du défilement de la pellicule par le

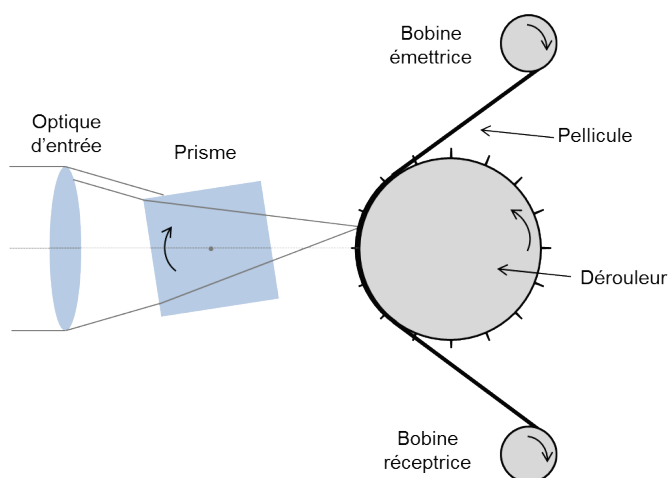


Figure I-8 : Principe de fonctionnement d'une caméra à prisme rotatif

dérouleur, le prisme tourne à la même vitesse permettant la formation de l'image nette sur le film. Lorsque le prisme est à 45° par rapport au film et au système optique en entrée, aucune lumière n'atteint la zone photosensible. Les premiers modèles acquirent 1 000 images par seconde pour atteindre dans les années 1960 les 40 000 images par seconde.

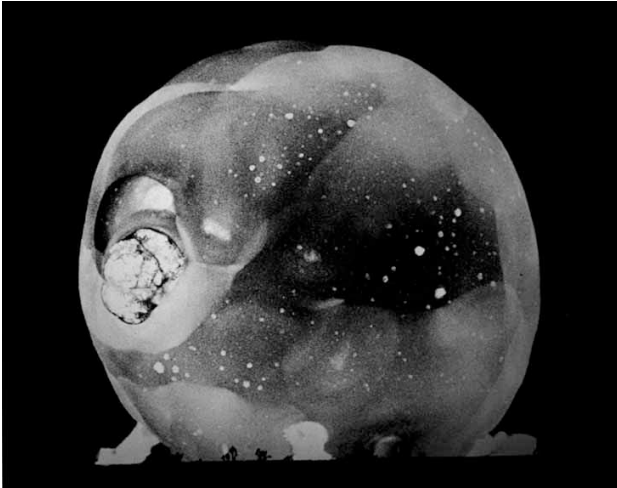


Figure I-9 : Explosion d'une bombe atomique réalisée par une caméra Rapatronic (Edgerton, 1987)

De plus, l'énergie libérée était telle que l'intensité lumineuse résultante surexposait les pellicules utilisées puisqu'il était impossible de diminuer le temps d'exposition de manière suffisante à l'aide d'obturateurs mécaniques. Edgerton eut l'idée d'obturer la lumière en utilisant un effet électromagnétique : l'effet Faraday (ou effet Kerr dans certaines variantes). Deux filtres polarisants en opposition de phase obturent totalement la lumière. Une cellule Faraday soumise à un champ magnétique change subitement la polarisation de l'onde se propageant dans le milieu ce qui lui permet de traverser le second filtre polarisant. Grâce à cette technique des temps d'obturation de l'ordre de la microseconde étaient possibles. La caméra Rapatronic ne pouvait cependant capturer qu'une seule image et la mise en place de plusieurs caméras était donc nécessaire à une acquisition complète.

Avec le développement de la bombe atomique durant le projet Manhattan, les scientifiques de l'époque eurent un nouveau challenge à relever. Une discordance opposant les experts en explosif et les physiciens avait eu lieu lors de l'évaluation du niveau d'énergie libérée par l'explosion (Taylor, 1950). Pour répondre à cette question, il était crucial d'observer les tous premiers instants de

Toujours dans la continuité du projet Manhattan et dans le but de s'affranchir des limitations de la caméra Rapatronic, Berlyn Brixner, technicien au sein du projet, réalisa la première caméra à miroir rotatif. Cette caméra, se basant sur les travaux des années 30 de Cearcy D. Miller embarque

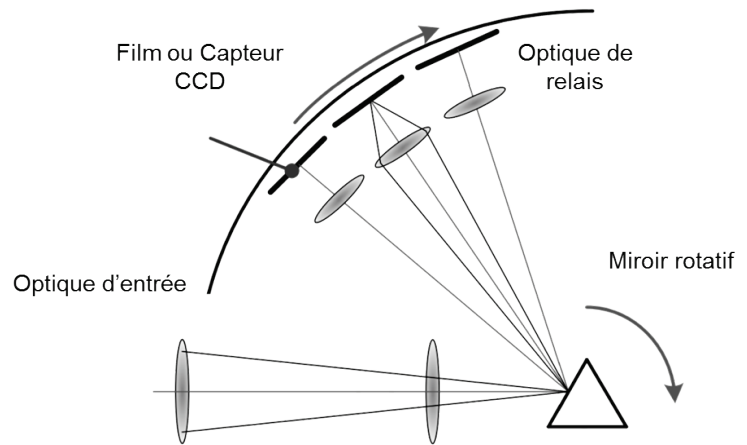


Figure I-10 : Principe de fonctionnement d'une caméra à miroir rotatif (Uhring, 2012)

un miroir tournant à une très grande vitesse réfléchissant les rayons lumineux vers une pellicule déroulée en arc de cercle le long de la paroi de la caméra. L'image est reconstituée grâce à un système optique placé devant chaque vignette à exposer. Il a ainsi été possible de filmer les explosions avec une cadence de 1 000 000 images par seconde. Les caméras à miroir rotatif sont toujours utilisées de nos jours et atteignent les 25 millions d'images par seconde (Cordin Model 510). Néanmoins ces dernières se confrontent à des limitations mécaniques puisque les miroirs en béryllium actionnés par des turbines à hélium tournent à des vitesses proches de 3 millions de tours par minute, vitesse au-delà de laquelle le matériau constituant le miroir est détruit.

4. Du photon à l'électron

En 1839 le physicien français Edmond Becquerel fait part à l'académie des sciences de sa découverte de l'effet photovoltaïque (**Comptes rendus hebdomadaires des séances de l'Académie des sciences, 1840**). Il décrit dans son compte rendu la variation du courant électrique créé entre deux plaques de platine dans une solution ionique lorsque celles-ci sont éclairées de manière différente. Plus tard, en 1887, Heinrich Rudolf Hertz, voulant étudier la formation d'arcs électriques entre deux électrodes, plaça ces dernières dans l'obscurité afin de faciliter l'observation du claquage (**Hertz, 1887**). Il se rendit alors compte que la longueur maximale à laquelle un claquage

pouvait se former diminuait lorsque les électrodes n'étaient pas exposées à la lumière et plus particulièrement aux ultraviolets. Deux ans plus tard, les deux scientifiques allemands Julius Elster et Hans Geitel mettent en œuvre cet effet et réalisent la première cellule électrique photosensible. Celle-ci est en fait un tube à vide constitué de deux électrodes. C'est uniquement en 1905, lors de l'*Annus mirabilis*, qu'Albert Einstein explique l'effet photoélectrique en s'appuyant sur la théorie des quanta de Max Planck et met en évidence la dualité onde-corpuscule de la lumière (Einstein, 1905).

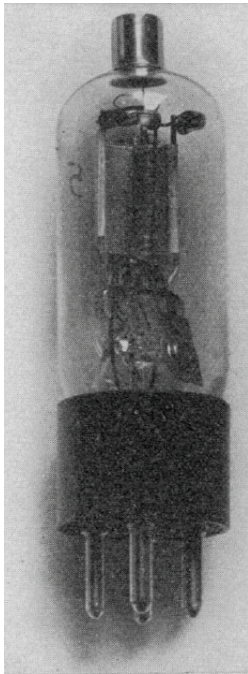


Figure I-11 : Premier photomultiplicateur (Iams, 1935)

L'émission secondaire décrit la capacité qu'a un électron suffisamment énergétique envoyé sur un matériau à arracher un ou plusieurs électrons de celui-ci. Ce phénomène est décrit en 1902 par l'américain Louis Winslow Austin et l'allemand Johannes Stark (Austin, 1902). Il fallut attendre 1934 pour voir apparaître la première utilisation de cet effet pour la détection de phénomène lumineux. Le premier photomultiplicateur embarquait au sein d'un tube sous vide une photocathode semi-cylindrique. Cette dernière convertit les photons en électrons qui sont multipliés par l'émetteur secondaire, ou dynode, situé au centre du tube. Enfin une électrode d'extraction, ou anode, extrait les électrons alors multipliés et un courant proportionnel au flux lumineux peut être mesuré. Le gain réalisé par ce premier photomultiplicateur était de 8 et pouvait opérer jusqu'à des fréquences de 10 kHz (Iams, 1935). La mise en œuvre d'un tel détecteur demande la génération d'une différence de tension assez importante entre les différentes électrodes du tube afin d'accélérer suffisamment les électrons et de maximiser le gain. Les photomultiplicateurs actuels disposent de plusieurs dynodes pouvant aller jusqu'à 14 étages. Les derniers modèles peuvent atteindre des résolutions temporelles de l'ordre de la centaine de

picosecondes pour un gain d'environ 10^8 et couvrent une large gamme d'énergie. Cependant avec un tel dispositif aucune information spatiale n'est conservée lors de la détection.

Une alternative aux photomultiplicateurs classiques fut développée en 1959. Les laboratoires de recherches Bendix mirent au point la première galette de microcanaux ou *microchannel plate* en anglais (MCP) (Wiley, 1962). Les MCP utilisent aussi le principe d'émission secondaire mais leur spécificité réside dans le fait qu'il est possible de conserver l'information spatiale de la détection.

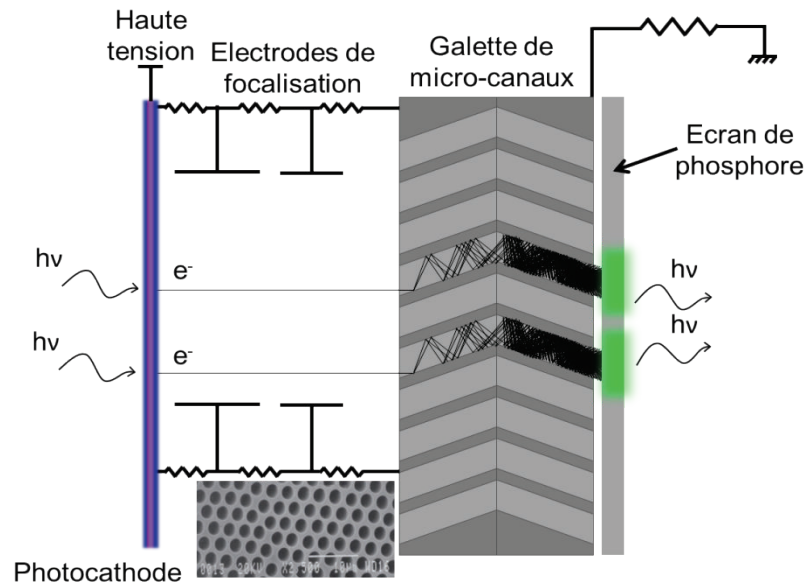


Figure I-12 : Vue schématique en coupe d'une galette de microcanaux avec une structure type chevron

Le premier étage du MCP est similaire au photomultiplicateur puisqu'une photocathode convertit les photons en électrons. Ces derniers sont ensuite focalisés à l'aide d'un champ électrique sur la galette en question. Chaque électron entrant dans un canal va causer l'émission d'un ou de plusieurs autres électrons et ainsi de suite jusqu'à la sortie de la galette. Enfin les électrons générés vont frapper un écran de phosphore qui les convertira à nouveau en photons. Cet écran présente une rémanence lumineuse relativement longue, de l'ordre de la milliseconde, ce qui permet d'observer

un phénomène rapide avec des moyens de capture lents. Une autre différence fondamentale avec les photomultiplicateurs classiques est que l'émission secondaire d'un MCP n'est pas réalisée par un ensemble de dynodes mais par un seul bloc polarisé très résistif qu'est la galette. La dimension des canaux est typiquement d'une dizaine de micromètres de diamètre pour une épaisseur de quelques millimètres dépendant de la structure de la galette. En effet, des structures en chevrons ou en Z peuvent être utilisées pour augmenter le gain de l'intensificateur. Un autre grand avantage de ce genre de détecteur est qu'il est possible de l'obturer de manière électrique en inversant l'accélération créée par le gradient de tension entre l'entrée et la sortie du MCP. Aujourd'hui ces intensificateurs d'image sont encore beaucoup utilisés en imagerie rapide ou encore dans le domaine de spectroscopie de masse. Les gains atteints sont d'environ 10^8 pour une résolution spatiale de quelques micromètres (souvent limitée par la taille du grain de phosphore).

5. Les capteurs CCD et CMOS

Jusqu'aux années 60, le support de capture de l'imagerie rapide était la pellicule photographique. Cependant l'utilisation de films présentait des inconvénients nombreux limitant leur exploitation. Tout d'abord la vitesse de défilement mécanique de la pellicule limite de manière mécanique la rapidité de l'acquisition de chaque image sur les vignettes. Ensuite, un processus chimique de développement relativement long en chambre noire était nécessaire à l'exploitation de la prise de vue. Pour pallier à ces différents défauts, W. Boyle et G. Smith développent en 1970 dans les laboratoires

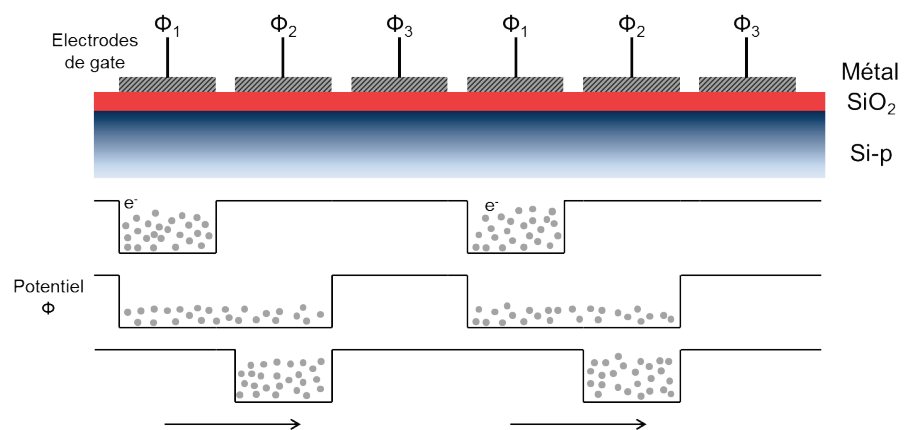


Figure I-13 : Principe du transfert de charges

Bell le premier capteur imageur à transfert de charge ou *charge-coupled device* en anglais (CCD). (Boyle, 1970) Ce capteur photographique est constitué d'une matrice de cellules photosensibles qui exposé à la lumière génèrent des paires électrons-trous dans un substrat semi-conducteur. Les électrons sont alors capturés et stockés dans des puits de potentiel présents sous chaque photosite. Une fois l'exposition à la lumière réalisée et les charges stockées, on fait passer celles-ci d'un puits à l'autre par transfert de charge en faisant varier le potentiel aux électrodes de gate. De cette manière on décale toutes

les lignes vers le bas et on charge la dernière dans un registre à décalage. Ce registre permet ensuite une lecture séquentielle des pixels de la ligne. Toute l'image est lue ligne par ligne de cette façon. Le premier capteur CCD industriel est fabriqué en 1975 par Fairchild et est implémenté dans le premier appareil photographique électrique par Kodak. La résolution de l'image était de 100×100 pixels en noir et blanc. 23 secondes étaient nécessaires à la capture d'une image qui était ensuite stockée sur bande magnétique.

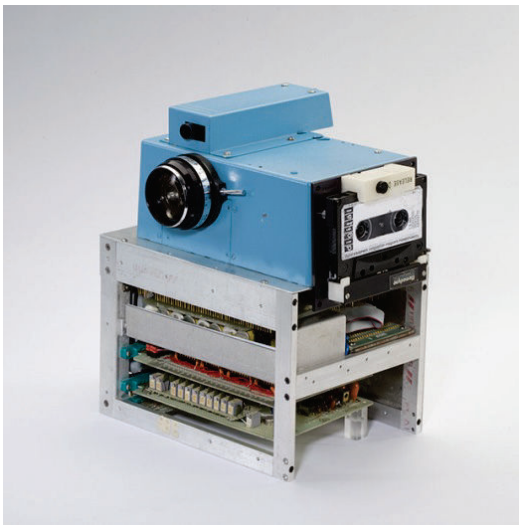


Figure I-14 : Premier appareil photo électrique (Sasson, 2007)

À la fin des années 80 grâce à l'immense croissance du marché de l'informatique, les technologies CMOS sont maîtrisées et très populaires. L'application de cette technologie aux capteurs imageurs fut concrétisée en 1995 par la société américaine Jet Propulsion Laboratory avec le développement du premier capteur dit CMOS (Fossum, 1993). La principale différence structurelle avec le capteur CCD est que chaque pixel du capteur est accompagné de son propre système de conversion et le principe de transfert de charge n'est donc plus nécessaire. Les avantages d'une telle structure sont nombreux puisque sa consommation électrique est beaucoup moins importante que pour le capteur CCD, la lecture de l'image est plus rapide et il coûte

moins cher à produire. Cependant, l'intégration d'un convertisseur par pixel réduit la surface disponible pour la photodiode ce qui tire la sensibilité du capteur vers le bas. Aussi, le capteur CMOS présente un bruit plus important que le capteur CCD. Malgré tout, il s'impose pour la majorité des applications actuelles et particulièrement dans le domaine des caméras rapides. Ces dernières peuvent actuellement capturer jusqu'à 1 000 images par seconde pour une résolution de 4096×2160 pixels (profondeur de 12 bits). Certaines caméras spécialisées peuvent même atteindre 10 millions d'images monochromes par seconde avec un temps d'exposition de 50 nanosecondes pour des résolutions de 400×250 pixels (10 bits) (Shimadzu Corporation).

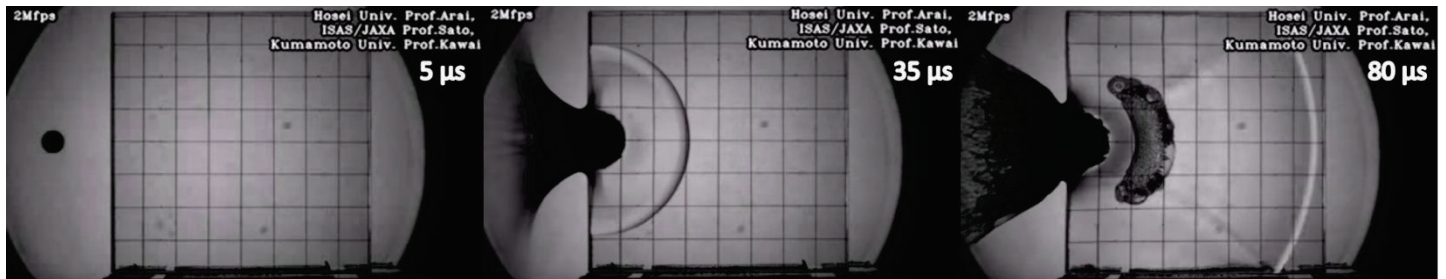


Figure I-15 : Capture à 2 Mfps d'une collision entre une boule de résine expulsé à une vitesse de 3,2 km/s et un bloc de polycarbonate (Shimadzu Corporation)

6. Les tubes à balayage de fente

Après la Seconde Guerre mondiale, durant laquelle de nombreux progrès ont été réalisés dans le domaine de l'imagerie rapide et l'imagerie infrarouge appliquée à la vision nocturne, l'Américain Courtney-Pratt qui travaille alors pour les laboratoires Bell, réalise en 1949 le premier tube imageur à balayage. Son idée fut d'acquérir à l'aide d'un tube imageur, constitué d'une photocathode et d'un écran de phosphore, une image résolue en temps. Pour cela il imagea sur sa photocathode une simple ligne qu'il fit balayer à très grande vitesse sur l'écran en sortie à l'aide d'un fort champ magnétique. Il créa ainsi le premier système de déflexion permettant l'acquisition d'une information spatiale à une dimension, la ligne, résolue en temps sur l'axe de déflexion.

Grâce à cette première caméra à balayage de fente, ou *streak camera* en anglais, il put filmer différentes phases d'une explosion avec une résolution nanoseconde (Courtney-Pratt, 1949).

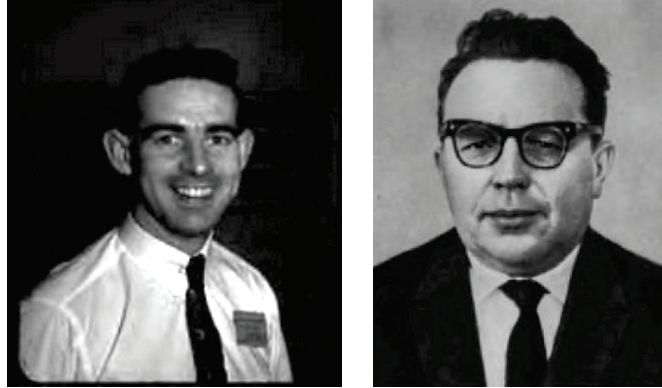


Figure I-16 : J.S. Courtney-Pratt (à gauche) et M.M. Butslov (à droite) (Schelev, 2013)

Quelques années plus tard le russe Mikhail Mikhaïlovich Butslov améliora significativement la caméra de Courtney-Pratt en y intégrant un système de déflexion s'inspirant de ceux présents dans les oscilloscopes de l'époque. La méthode de l'Américain fonctionnait mais était limitée en vitesse par l'inductance de la bobine réalisant le balayage magnétique. Un balayage utilisant un champ électrique n'avait pas encore été envisagé puisque selon certains scientifiques l'image électronique de la fente aurait été détruite lors du balayage. Butslov aidé de ses collègues Zavoisky et Fanchenko développa le premier tube à balayage de fente embarquant deux paires de plaques de déflexion électriques. Les résultats se révélèrent extrêmement satisfaisants et débouchèrent en 1958 sur la réalisation de la première caméra à balayage de fente : UMI-95 (Butslov, 1958). Cette caméra utilisait un balayage de type synchroscan, deux signaux sinusoïdaux déphasés de $\pi/2$ et de même période étaient appliqués aux deux paires de plaques de déflexion faisant parcourir une ellipse à l'image en entrée. Un oscillateur générant un signal de 300 MHz et 100 W permettait une vitesse de balayage de 2.10^9 cm/s. Une évaluation de la résolution temporelle ultime de la caméra fut réalisée en étudiant des claquages électriques dans de l'azote haute pression. La

fréquence de résonance des claquages fut évaluée de 10 à 100 GHz. La durée totale de la décharge était d'environ 300 ps et des impulsions d'une durée de 10 ps purent être observées.

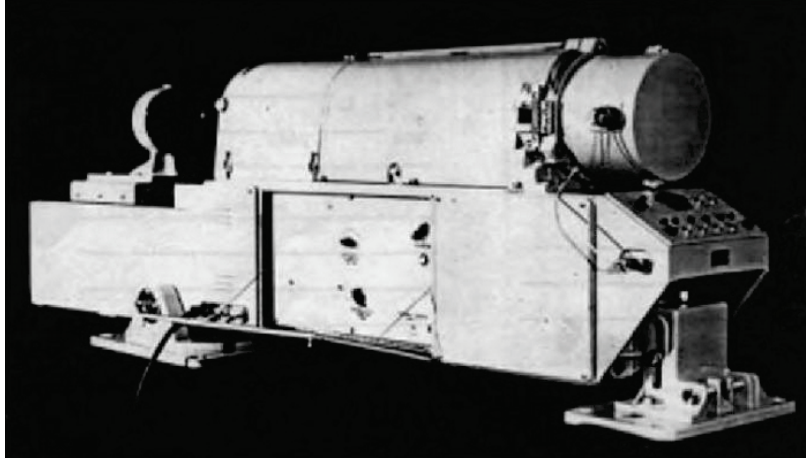


Figure I-17 : Première caméra industrielle FER-2 (Ivanov, 2007)

Il est généralement admis que trois découvertes scientifiques majeures ont changé le cours du 20^{ème} siècle : le développement de la bombe atomique, l'invention du transistor et l'essor des lasers. Le laser, qui doit sa découverte à Charles Hard Townes, Nikolaï Gennadievitch Bassov et Alexandre Mikhaïlovitch Prokhorov, a clairement donné un élan supplémentaire au développement des technologies d'imagerie à tube telles que les caméras à balayage de fente. Dans les années 60 de nombreux laboratoires s'intéressent de près à ce domaine et ses applications dans l'étude des phénomènes laser. En 1966 le laboratoire russe All-Union Research Institute for Optical and Physical Measurements (VNIIOFI) met au point la première caméra à balayage de fente industrielle : FER-2. Cette caméra proposait une gamme de détection très large allant de la milliseconde à la nanoseconde avec une résolution temporelle simple coup de 20 ps. Elle offrait déjà aussi un faible délai de déclenchement (environ 20 ns), un *jitter* inférieur à 100 ps et un gain de 10^4 à 10^5 . Elle fut utilisée pour l'étude de phénomènes non linéaires dans les fibres optiques, la spectroscopie picoseconde ou encore la photobiologie. Cependant cette caméra avait l'inconvénient d'être

extrêmement encombrante puisque ses dimensions étaient de $2,2 \times 0,45 \times 0,71 \text{ m}^3$, pesait plus de 250 kg et consommait près de 1 kW. (Ivanov, 2007)

Au début des années 70, la durée des impulsions laser passe sous la barre des 10 picosecondes, poussant une nouvelle fois l'imagerie rapide à dépasser les limites déjà atteintes. En 1975, P. R. Bird, Daniel Bradley et Wilson Sibbett de l'Imperial College London mettent au point le Photochron-II qui a la particularité d'intégrer pour la première fois une grille d'extraction (Bradley, 1973). Grâce à cette grille, les électrons

sont extraits de la photocathode avec un champ électrique dix fois plus important qu'auparavant (2 kV/mm) ce qui limite la dispersion de vitesse initiale et donc la résolution temporelle. Associé à un système de déflection très performant ayant une bande passante de plus de 3 GHz pour une vitesse de $2 \cdot 10^{10} \text{ cm/s}$, le Photochron-II permet d'atteindre pour la première fois des résolutions temporelles subpicoseconde (Bradley, 1975).

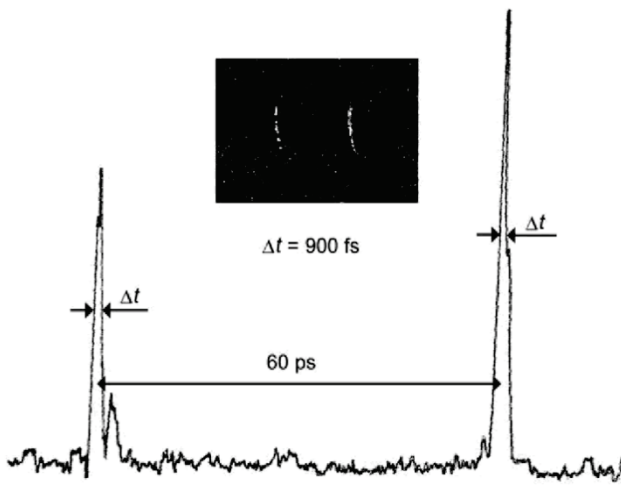


Figure I-18 : Première acquisition subpicoseconde faite avec le Photochron-II (Bradley, 1975)

Toujours lors de la même décennie, la fusion par confinement inertiel par laser et sa libération de plasma va ouvrir la voie à une nouvelle branche des tubes imageurs. En effet, l'étude des rayons X émis lors de la création de plasma est un élément clé dans la compréhension de ce dernier. C'est dans cette perspective qu'en 1974 Coleman et Mc Conaghy réalisent au Laboratoire national de Lawrence Livermore la première caméra à balayage de fente capable de capturer des rayons X. Pour cela un changement radical au niveau de la photocathode est opéré puisqu'elle consiste en un dépôt de 10 nm d'or sur une fenêtre de béryllium. Les performances sont très satisfaisantes

puisque des électrons de 1 keV en moyenne ont pu être observés avec une résolution de 50 ps (Coleman, 1974).

Une collaboration débutant en 1967 entre l'entreprise anglaise DRS-Hadland et le General Physics Institute (GPI) de l'académie des sciences russes a permis en 1980 un des plus grands succès commerciaux dans le domaine des caméras à balayage de



Figure I-19 : Tube type P855C utilisé dans les caméras Imacon-500 (Giorgio)

fente : l'Imacon-500. Cette gamme de caméras proposait une large plage spectrale (de 110 nm à 1 550 nm) avec une résolution temporelle allant jusqu'à 1,5 ps. Plus d'une centaine de ces caméras se sont vendues et ont servi à divers travaux scientifiques à travers le monde lors de la décennie qui suivit.

Il est à noter que durant les années 80 et 90 de nombreux développements autour des photocathodes ont été réalisés. De nouveaux matériaux, basés sur des structures à barrière Schottky InGaAs/InP/Ag(Au), affichent un rendement quantique dans l'infrarouge de deux ordres de grandeur supérieurs à d'anciennes structures telles que Ag-O-Cs. Aussi, l'amélioration et la stabilisation des processus de fabrication des photocathodes classiques multialcalines ont permis d'atteindre des rendements de 40 % (à 400 nm) de manière reproductible.

Les dernières avancées poussent toujours plus loin la résolution temporelle et tendent, en laboratoire, vers la barre des 100 fs (Schelev, 2003a). Pour cela différentes techniques consistant à pulser la tension de la photocathode (Schelev, 2003b) ou encore à déclencher le balayage avec des commutateurs photoconducteurs (Feng, 2007) (ou *photoconductive switches* en anglais) permettent de repousser les limites actuellement atteintes.



Figure I-20 : Caméra à balayage de fente Optronis (Optronis GmbH)

Grâce à la démocratisation des lasers titane-saphir dans les années 90 produisant des impulsions lumineuses inférieures à 100 fs à des fréquences de répétition de l'ordre de quelques dizaines de mégahertz, un véritable marché s'est ouvert aux caméras à balayage de fente. Les nombreux projets de recherches concernant

l'imagerie à tube ont donc donné naissance à de nombreuses sociétés spécialisées dans le domaine telles que Hamamatsu (Japon), Photek (Angleterre), Optronis (Allemagne) ou encore Photonis (France). Le marché des caméras à balayage de fente offre donc aujourd'hui un large éventail de produits pouvant détecter une gamme spectrale allant de l'infrarouge lointain ($> 10\,000\text{ nm}$) aux rayons X dits durs ($< 0,1\text{ nm}$) avec une résolution temporelle pouvant atteindre 200 fs.

7. L'avenir des caméras à balayage de fente ?

Ces dernières années plusieurs groupes de recherches se sont penchés sur le développement de capteurs imageurs reproduisant le type de fonctionnement d'une caméra à balayage de fente. En effet, la réalisation d'une caméra à balayage de fente conventionnelle est très lourde puisque la fabrication du tube à balayage et des générateurs de signaux hautes tensions sont longs et coûteux. L'élaboration d'un circuit intégré relativement peu onéreux reproduisant le fonctionnement de telles caméras avec des performances approchantes est donc très intéressante.

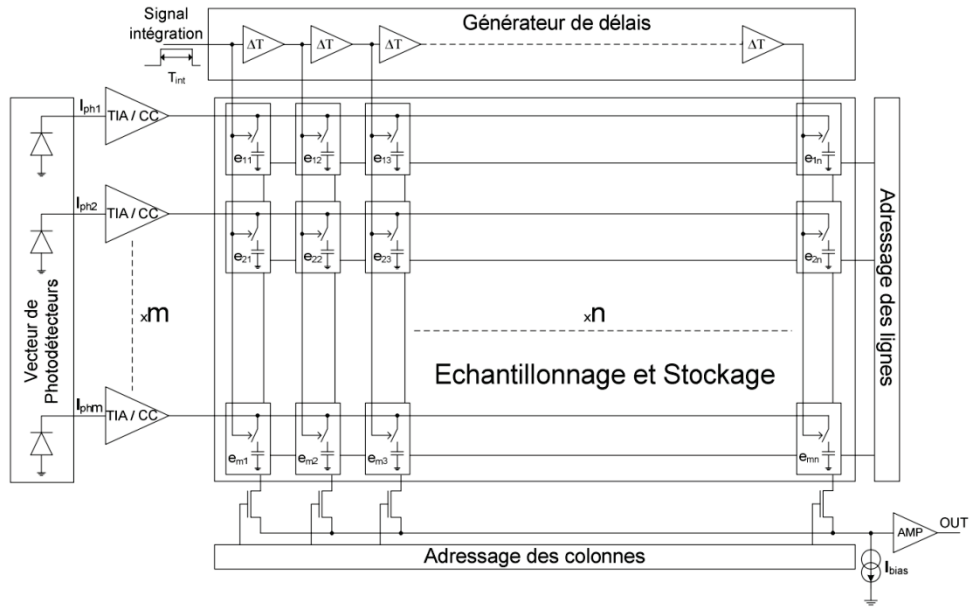


Figure I-21 : Architecture d'une caméra à balayage de fente intégrée vectorielle (Zlatanski, 2015)

Il existe plusieurs structures capables d'imiter la caméra à balayage de fente dont la plus prometteuse est celle d'un capteur vectoriel. Cette approche consiste en un vecteur de photodétecteurs linéaires représentant directement la fente de la caméra originale. Ces photodétecteurs peuvent être des phototransistors ou encore des photodiodes à effet avalanche. Le photocourant proportionnel à la luminosité incidente sur les photodétecteurs est directement converti par des amplificateurs transimpédances

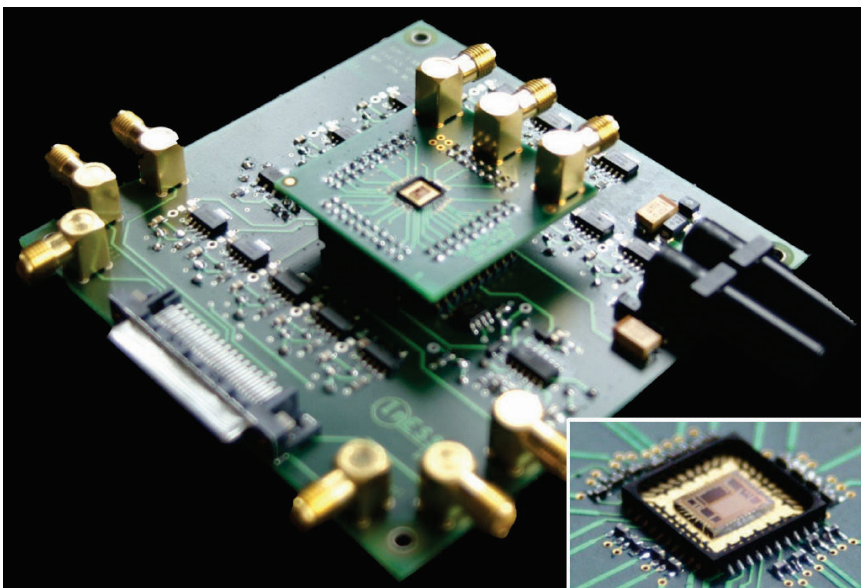


Figure I-22 : Caméra à balayage de fente intégrée (Zlatanski, 2015)

(TIA) à grande bande passante en un niveau de tension. Ce niveau de tension est ensuite échantillonné et placé dans une capacité de stockage. En échantillonnant le résultat des conversions courant/tension à intervalle de temps régulier dans plusieurs colonnes, il est alors possible

de reconstruire l'image vue par le vecteur de photodétecteurs en fonction du temps. On obtient donc une résolution spatiale qui correspond au nombre et à l'espacement entre les photodétecteurs et une résolution temporelle qui correspond au délai présent entre l'échantillonnage de chaque colonne. De tels circuits ont déjà fait leurs preuves et permettent d'atteindre des résolutions inférieures à 500 ps sur une fenêtre temporelle de 20 ns (Zlatanski, 2015).

8. Conclusion

De la première vidéo rapide de Muybridge aux dernières innovations concernant les caméras à balayage de fente, l'évolution de l'imagerie rapide a connu une évolution constante tout au long du siècle dernier. Cette spécialité a permis des avancées remarquables dans de nombreux domaines scientifiques et est encore aujourd'hui un outil

privilegié dans l'industrie comme dans la recherche. Concernant l'imagerie à tube, les résolutions temporelles ont été améliorées de quasiment trois ordres de grandeur depuis la réalisation de la première caméra à balayage de fente. Ces caméras jouèrent un rôle primordial dans les années 60 pour le développement des technologies laser en apportant une méthode d'observation directe des événements ultrarapides. À l'inverse, depuis quelques années, ce sont les lasers femtoseconde qui servent de point de repère pour le développement et le perfectionnement des nouveaux tubes. Les caméras à balayage de fente sont à ce jour les instruments de mesure directe de la lumière les plus

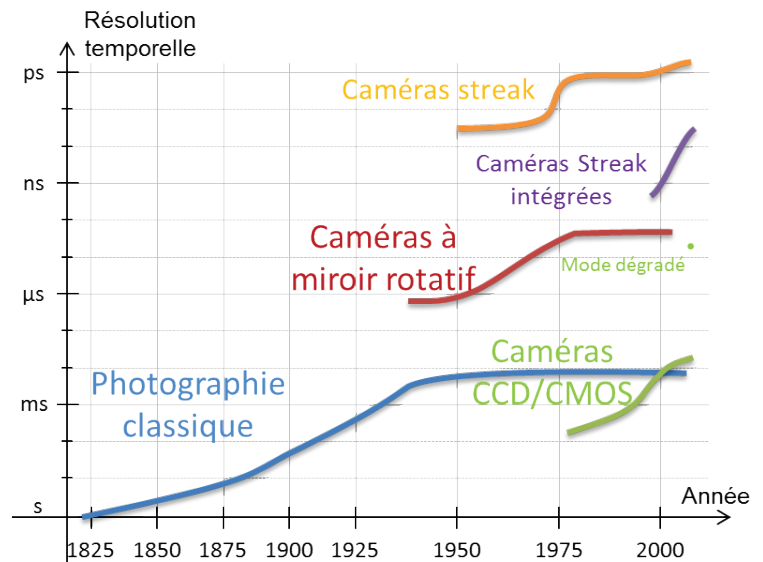


Figure I-23 : Aperçu de l'évolution des systèmes d'imagerie rapide

rapides et leurs applications vont de la spectroscopie résolue en temps, la tomographie optique, à l'étude des plasmas, de la détonique ou encore des systèmes de communication optique.

Bibliographie

- Austin, L., Starke, H., « Ueber die Reflexion der Kathodenstrahlen und eine damit verbundene neue Erscheinung secundärer Emission », *Ann. Phys.*, vol. 314, n° 10, p. 271-292, janv. 1902.
- Boyle, W.S., Smith, G.E., « Charge Coupled Semiconductor Devices », *Bell System Technical Journal*, vol. 49, n° 4, p. 587-593, avr. 1970.
- Bradley, D.J., « Electron-optical image tubes and image tube streak cameras », US3761614 A, 25-sept-1973.
- Bradley, D.J., Sibbett, W., « Subpicosecond chronoscopy », *Applied Physics Letters*, vol. 27, n° 7, p. 382-384, oct. 1975.
- Butslov, M.M., Zavoisky, E.K., Plahov, A.G., Smolkin, S.D., Fanchenko, S.D., « Electron-optical method for studying short-duration phenomena », *Proc. of the 4th Intern. Congr. on High-Speed photog.*, p. 230, 1958.
- Carrera, J.M., *Pictorial Webster's: A Visual Dictionary of Curiosities*. San Francisco, Chronicle Books, 2009.
- Coleman, L.W., McConaghy, C.F., « Sub-nanosecond X-ray streak camera », présenté à 7th European conference on plasma production by high power lasers, Germany, vol. AED-Conf-74-133-044, p. 1, 1974.
- « Comptes rendus hebdomadaires des séances de l'Académie des sciences », vol. 9, p. 561, nov. 1839.
- Courtney-Pratt, J.S., « A new method for the photographic study of fast transient phenomena. », *Research*, vol. 2, p. 287-294, 1949.
- Edgerton, H., Jussim, E., *Stopping time*. New York: Abrams, 1987.
- Einstein, A., « Über einen die Erzeugung und Verwandlung des Lichtes betreffenden heuristischen Gesichtspunkt », *Ann. Phys.*, vol. 322, n° 6, p. 132-148, janv. 1905.
- Feng, J., Comin, A., Bartelt, A.F., Shin, H.J., Nasiatka, J.R., Padmore, H.A., Young, A.T., Scholl, A., « An ultrafast X-ray detector system at an elliptically polarizing undulator beamline », *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 582, n° 1, p. 248-251, nov. 2007.
- Flukinger, R., Haworth-Booth, M., Nordström, A., *The Gernsheim Collection*, First edition. Austin: University of Texas Press, 2010.
- Fossum, E.R., « Active pixel sensors: Are CCDs dinosaurs? », présenté à Charge-Coupled Devices and Solid State Optical Sensors III, vol. 1900, p. 2-14, 1993.
- Giorgio, B., « EEV type P855C Shutter Image Converter Tube », *Lampes et Tubes*. [En ligne]. Disponible sur: <http://lampes-et-tubes.info/ic/ic042.php?l=e>. [Consulté le: 13-janv-2016].

- Hertz, H., « Über einen Einfluss des ultravioletten Lichtes auf die elektrische Entladung », *Ann. Phys.*, vol. 267, n° 8, p. 983-1000, janv. 1887.
- Iams, H., Salzberg, B., « The Secondary Emission Phototube », *Proceedings of the Institute of Radio Engineers*, vol. 23, n° 1, p. 55-64, janv. 1935.
- Ivanov, V.S., Zolotarevsky, Y.M., Krutikov, V.N., Lebedev, V.B., Feldman, G.G., « High-speed image converter instrument Engineering of VNIIOFI is 40 years old », présenté à Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, vol. 6279, p. 627908, 2007.
- Mach, E., « Über Erscheinungen an fliegenden Projektilen », *Separatum ex. Ver. nw. Kenntn*, 1898.
- Marey, E.J., « Le fusil photographique », *La Nature*, n° 464, avr. 1882.
- Marey, E.J., « La chronophotographie: nouvelle méthode pour analyser le mouvement dans les sciences pures et naturelles », *Revue générale des sciences pures et appliquées*, n° 2, p. 689-719, 1891.
- Muybridge, E., University of Pennsylvania, *Animal locomotion: an electro-photographic investigation of consecutive phases of animal movements: prospectus and catalogue of plates*. Philadelphia: Printed by J.B. Lippincott company, 1887.
- Optronis GmbH, « Optronis GmbH », [En ligne]. Disponible sur: <http://www.optronis.com/en/home.html>. [Consulté le: 17-sept-2015].
- Sasson, S., « We Had No Idea », *Plugged In*, 16-oct-2007. [En ligne]. Disponible sur: <http://archive.is/2NP38>. [Consulté le: 13-janv-2016].
- Schelev, M.Y., « Academician A.M. Prokhorov and femto - attosecond photoelectronics », *Quantum Electron.*, vol. 33, n° 7, p. 609-620, juill. 2003a.
- Schelev, M.Y., « Femto-attosecond photoelectronic imaging (the present state of the art and new trends) », présenté à 17th International Conference on Photoelectronics and Night Vision Devices, Bellingham, Wash., USA, vol. 5126, p. 13-20, 2003b.
- Schelev, M.Y., Monastyrski, M.A., Vorobiev, N.S., Garnov, S.V., Greenfield, D.E., *Advances in Imaging and Electron Physics*, 1^{re} éd., vol. 180. Amsterdam, the Netherlands: Academic Press, 2013.
- Shimadzu Corporation, « Hyper Vision HPV-X2 High-Speed Video Camera », *Shimadzu Corporation*. [En ligne]. Disponible sur: <http://www.shimadzu.com/an/test/hpv/hpv-x2/index.html>. [Consulté le: 10-sept-2015].
- Taylor, G., « The Formation of a Blast Wave by a Very Intense Explosion. II. The Atomic Explosion of 1945 », *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences*, vol. 201, no 1065, p. 175-186, mars 1950.
- Wiley, W.C., Hendee, C.F., « Electron multipliers utilizing continuous strip surfaces », *IRE Transactions on Nuclear Science*, vol. 9, n° 3, p. 103-106, juin 1962.

➤ Zlatanski, M., Uhring, W., Le Normand, J.-P., « Sub-500-ps Temporal Resolution Streak-Mode Optical Sensor », *IEEE Sensors Journal*, vol. 15, n° 11, p. 6570-6583, nov. 2015.

CHAPITRE II

Fonctionnement d'une caméra à balayage de fente

1. Principe de l'imagerie à fente	33
2. Le système de la caméra à balayage de fente	36
a. L'installation classique	36
b. Principe de fonctionnement de la caméra	38
3. La caméra en détail	39
a. L'optique d'entrée	39
b. Le tube	40
i. La photocathode	40
ii. La grille d'extraction	42
iii. Les électrodes de focalisation	42
iv. Les plaques de déflexion	43
v. La galette de micro canaux	44
vi. L'écran de phosphore	45
c. Le système de balayage	46
i. Le mode déclenché	46
ii. Le mode synchroscan	47

d. La caméra de lecture et le traitement des données	49
e. Caractéristiques de la caméra utilisée	50
4. La résolution temporelle	51
a. La source lumineuse t_{lum}	51
b. La fente statique $t_{statique}$	52
c. Le tube t_{tube}	53
d. Les phénomènes de charge d'espace t_{ce}	56
e. La synchronisation $t_{synchro}$	57
5. Conclusion	59

II. Fonctionnement d'une caméra à balayage de fente

Dans le domaine de l'imagerie ultra-rapide et de l'étude des phénomènes lumineux extrêmement brefs, la caméra à balayage de fente, ou *streak camera* en anglais, est à ce jour l'instrument de mesure le plus rapide. Pouvant actuellement atteindre des résolutions temporelles de l'ordre de la picoseconde, cette caméra est constituée de nombreux modules mettant en œuvre le tube imageur. Dans ce chapitre nous nous proposons d'expliquer dans un premier temps le principe de mesure de l'imagerie dite *streak* en comparaison à l'imagerie traditionnelle dite *framing*. Par la suite la mesure *streak* classique ainsi que le fonctionnement global de la caméra seront présentés. Dans une troisième partie, chaque élément de la caméra sera discuté et leur fonctionnement détaillé. Enfin nous exposerons en quoi et dans quelle mesure chaque partie limite la résolution de la caméra.

1. Principe de l'imagerie à fente

Lorsqu'on évoque une caméra, il est généralement compris qu'il s'agit d'un instrument de mesure permettant l'acquisition de plusieurs images consécutives prises à intervalles de temps régulier. Ces images mises bout à bout permettent de restituer une information spatiale en deux dimensions, x et y , résolue en temps. En considérant l'acquisition d'images I_F , on peut décrire la séquence comme suit :

$$I_F = f(x, y, t_0 + n.\Delta t) \quad (\text{eq. II.1})$$

où t_0 est l'instant de capture initial, Δt l'écart temporel entre chaque image et n un entier allant de 0 au nombre d'image capturées. Cette méthode de mesure, appelée *framing*, permet de reconnaître facilement le sujet de l'image puisque l'image en deux dimensions correspond parfaitement à la perception humaine. On remarque aussi que

l'ensemble d'images obtenues est une représentation résolue en temps mais dont la composante temporelle est discrète. Il n'est donc a priori pas possible de déterminer ce qui se passe entre deux images et la capture ne donne une information qu'aux moments d'exposition de chaque image. Pour améliorer la résolution temporelle d'une telle acquisition il est nécessaire de réduire un maximum le temps Δt entre chaque image. En faisant cela on augmente la cadence d'acquisition décrite en images par seconde (ips) ou *frame per second* (fps) en anglais. Cependant cette augmentation de cadence connaît plusieurs limites. D'une part, la sensibilité des capteurs classiques ne permet pas de détecter un très faible nombre de photons, et d'autre part le temps d'enregistrement de l'image n'est pas instantané même si celui-ci peut être considérablement réduit en réduisant la taille de l'image.

Une alternative au *framing* est l'imagerie à fente aussi appelée *streak imaging*. Cette technique consiste à réduire de manière drastique une dimension de l'image de manière à n'en capturer qu'une ligne. En faisant cela il est possible d'acquérir non pas plusieurs mais une seule image I_s dont un des axes, classiquement l'ordonnée, représente l'information spatiale de la fente, et l'autre axe est une représentation continue du temps. On a alors :

$$I_s = f(x, t) \quad (\text{eq. II.2})$$

La vitesse d'acquisition d'un tel mode ne peut plus se mesurer comme précédemment en images par seconde puisque la base de temps est continue. On utilise alors habituellement la vitesse de balayage exprimée en secondes par mètre ou encore en secondes par pixel. L'amélioration de résolution temporelle d'un tel système comparativement à la méthode standard peut atteindre deux ordres de grandeur.

La réalisation d'un tel système peut être décrite grâce aux caméras à miroir rotatif qui ont la particularité de pouvoir mettre en œuvre les deux techniques (Figure II-1 (Uhring, 2012)). Dans le cas d'une caméra en mode *framing* (a), l'image du sujet

est formée successivement sur un ensemble de capteur placé en arc de cercle grâce à une optique d'entrée, un miroir tournant à très grande vitesse et des optiques de relais. On obtient alors plusieurs images acquises à intervalles de temps régulier si on considère la vitesse du miroir constante lors de l'acquisition (ce qui est généralement le cas au vue de la très courte durée de la mesure).

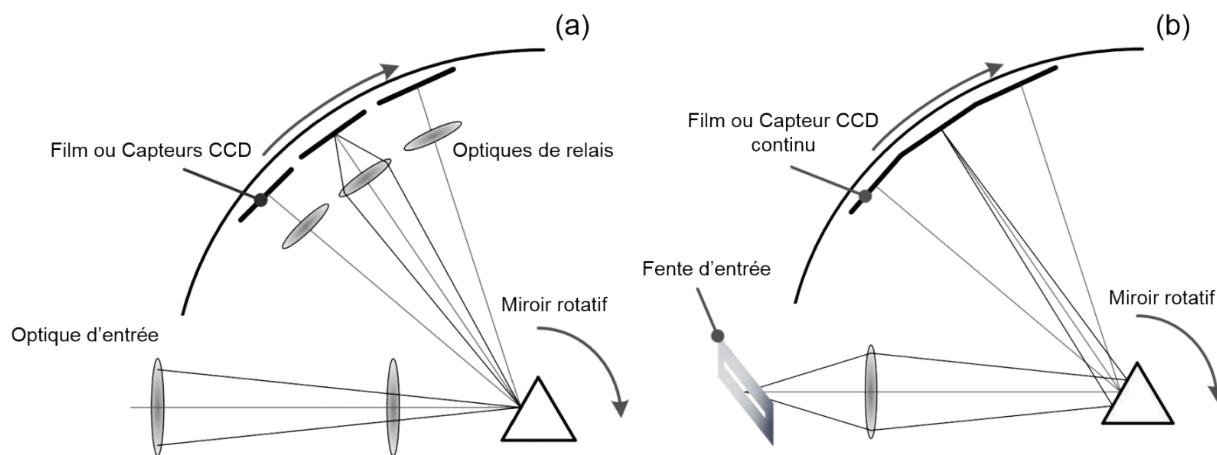


Figure II-1 : Caméras à miroir rotatif en mode *framing* (a) et en mode *streak* (b) (Uhring, 2012)

L'approche adoptée pour l'imagerie à fente est différente. Grâce à la caméra, on n'image plus le sujet entier mais seulement une ligne de celui-ci à l'aide d'une fente en entrée. Cette fente est ensuite imagée sur un capteur continu qui est balayé grâce au miroir de la caméra. On obtient alors non plus plusieurs images mais une seule dont une des dimensions correspond à la fente et l'autre au temps.

La figure II-2 représente la collision entre un projectile et un explosif. Cette scène est capturée avec deux caméras à miroir rotatif : l'une en mode *framing* et l'autre en mode *streak* (Cordin). La première image a été acquise à une cadence de 100 000 images par seconde. On peut voir clairement le projectile heurter l'explosif puis ce dernier exploser. Sur la seconde image la même scène est filmée en mode *streak* avec une vitesse de balayage de $1,89 \mu\text{s}/\text{mm}$ (la colonne observée est représentée par le cadre rouge sur l'image précédente). La mesure révèle que l'explosion survient avant même

que le projectile touche l'explosif, chose qui n'était pas visible avec la méthode de *framing*. Malgré tout, cette mesure ne permet pas d'obtenir d'information concernant une dynamique hors de l'axe de la fente. Ainsi les mesures *framing* et *streak* sont le plus souvent complémentaires, la première fournissant une dimension spatiale supplémentaire et la seconde une résolution temporelle bien plus importante (Fuller, 2005).

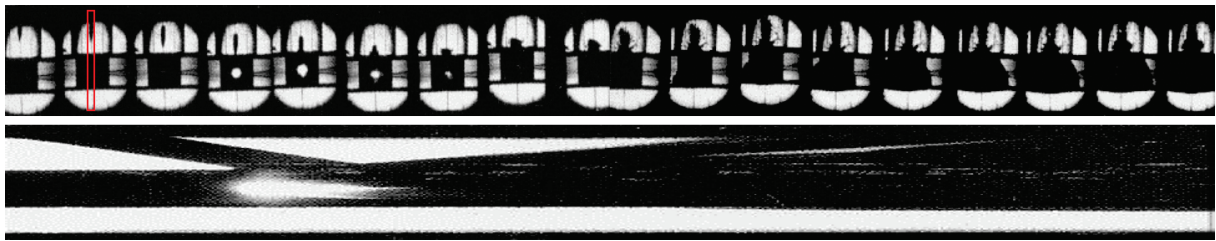


Figure II-2 : Collision entre un projectile et un explosif capturée avec une caméra à miroir rotatif *framing* (en haut) et *streak* (en bas) (Cordin)

Les caméras à miroir rotatif utilisant le principe de l'imagerie à fente peuvent atteindre des résolutions temporelles de 650 ps. Des contraintes mécaniques concernant le miroir limitent les performances de la caméra. En effet, à partir d'une certaine vitesse le miroir se déforme et ne permet plus d'imager fidèlement le sujet observé. Pire, le miroir peut être détruit s'il est actionné trop violemment (Huang, 2007). Une alternative à ces caméras est possible en réalisant une caméra à balayage de fente à tube imageur. Dans la suite du manuscrit, le terme caméra à balayage de fente, ou caméra *streak*, désignera uniquement les caméras à tube à vide.

2. Le système de la caméra à balayage de fente

a. L'installation classique

Les caméras à balayage de fentes basées sur l'exploitation des tubes imageurs à vide qui permettent d'observer des phénomènes lumineux extrêmement brefs de l'ordre de la picoseconde. Cependant la caméra en elle-même ne peut être complètement

étudiée qu'en considérant le système qui l'exploite dans son ensemble. Une installation générique classique est présentée figure II-3.

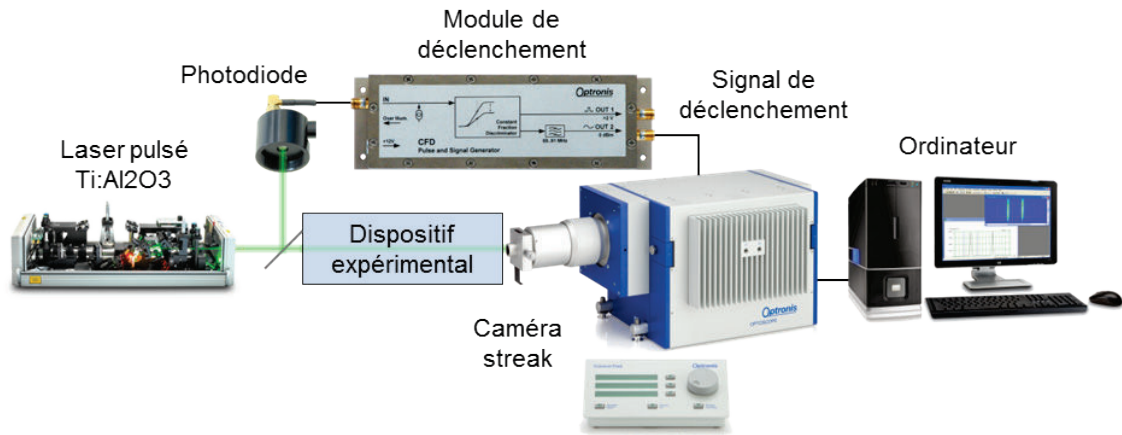


Figure II-3 : Système basique intégrant une caméra à balayage de fente

Une installation classique consiste tout d'abord en une source lumineuse. Cette source est très souvent un laser pulsé à haut taux de répétition, typiquement des lasers Ti-Sapphire à blocage de mode (Belzile, 2002; de Haas, 2014; Ferianis, 2002). Ces lasers peuvent générer des impulsions très brèves de l'ordre de la centaine de picosecondes à une fréquence d'une centaine de mégahertz. Le train d'impulsions lumineuses généré est dirigé vers un dispositif expérimental quelconque dont on veut étudier la réponse à l'excitation laser. Une partie du faisceau est généralement redirigée vers une photodiode qui, à l'aide d'un module de traitement, va fournir un signal de déclenchement à la caméra. La précision temporelle de ce signal est cruciale à la qualité de la mesure, spécifiquement en mesure répétitive, puisqu'il synchronise le signal de balayage par rapport au phénomène lumineux observé. La caméra réalise ensuite la mesure, décrite en détail dans la partie suivante, et cette dernière est lue sur un écran de phosphore à l'aide d'une caméra de lecture reliée à un ordinateur. Sur celui-ci un logiciel dédié permet de traiter l'information capturée.

b. Principe de fonctionnement de la caméra

La caméra est construite autour de son élément central : le tube imageur à vide. Comme évoqué précédemment, le principe de mesure est d'obtenir une image résolue en temps de l'intensité lumineuse projetée sur une fente en entrée. Une vue schématique de la caméra est présentée Figure II-4.

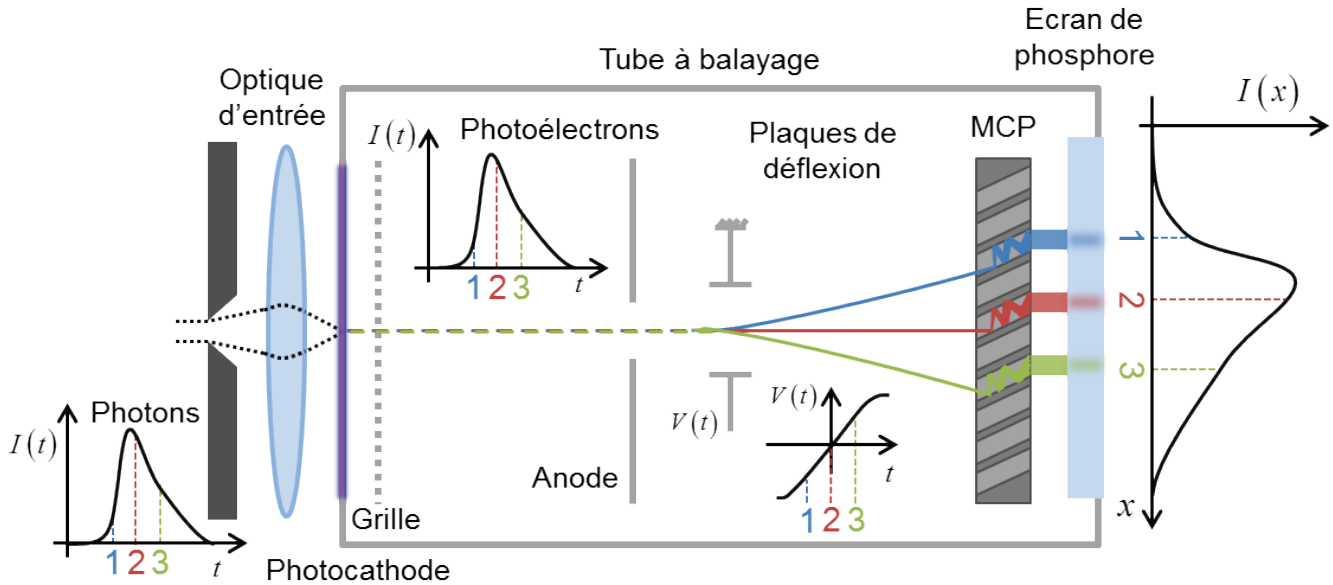


Figure II-4 : Vue schématique en coupe transversale aux plaques de déflexions de la caméra

Lors de la mesure une distribution temporelle de photons $I(t)$ est dirigée vers une fente qui constitue l'entrée de la caméra. Un système de lentille, constituant l'optique d'entrée, forme l'image de cette fente sur le premier élément du tube : la photocathode. Celle-ci convertit le nombre de photons incidents en un nombre proportionnel d'électrons, ou photoélectrons, dans le tube. Ces charges sont ensuite fortement accélérées grâce à une grille portée à un potentiel de quelques kilovolts supérieur à celui de la photocathode. Le flux d'électron passe ensuite à travers l'anode qui est à potentiel nul avant d'atteindre les plaques de déflexion. Entre ces plaques est généré un très fort champ électrique grâce à l'application d'un gradient de tension $V(t)$ aux bornes de celles-ci. Ce champ dévie le flux d'électrons d'une quantité dépendante

de leur instant d'arrivée entre les plaques. C'est grâce à ce balayage que la conversion spatio-temporelle est réalisée. Les électrons déviés sont ensuite multipliés grâce à une galette de micro-canaux (MCP) augmentant alors la sensibilité de la mesure. Les photoélectrons sortant du MCP frappent ensuite un écran de phosphore qui les convertit à nouveau en un nombre proportionnel de photons. La rémanence lumineuse du phosphore de quelques millisecondes permet ensuite d'accumuler plusieurs balayages qui sont lus à des vitesses relativement lentes grâce à une caméra de lecture classique.

Si le gradient de tension est linéaire sur la plage utile du MCP, alors l'axe x de l'écran peut être considéré comme directement proportionnel au temps. On retrouve donc la distribution temporelle $I(x)$ de l'évènement lumineux observé. De plus, la distribution spatiale selon l'axe de la fente (normal à la coupe de la figure II-4) est conservé. Une application typique de cette propriété est la spectrométrie résolue en temps (Johansson, 2002). Pour cela, il suffit de placer un spectromètre qui projette le spectre lumineux incident sur l'axe de la fente. Ainsi l'axe transvers à l'axe temporel ne représente plus une dimension spatiale mais une dimension spectrale.

3. La caméra en détail

a. L'optique d'entrée

Le premier élément que rencontrent les photons lors de la mesure est l'optique d'entrée. Cette optique se compose de deux principaux éléments : une fente et un système de lentilles. Cet ensemble est représenté figure II-5 La fente qui correspond à la seule dimension spatiale observée est réglable en largeur de 3 millimètres à 10 micromètres grâce à une vis micrométrique et jusqu'à 15 millimètres en hauteur.

Le système de lentilles est intégré dans un objectif photographique. Ce dernier permet de faire la mise au point et d'imager la fente sur l'entrée du tube avec un dégrandissement de 1:2. Le verre qui constitue les lentilles est un verre type crown

(BK7) qui a comme particularité de présenter une transmittance assez homogène dans l'ensemble du visible ainsi que dans le proche infrarouge (350 nm à 1 500 nm). Un verre en silice peut aussi être utilisé lorsqu'il s'agit d'observer des longueurs d'onde UV (175 nm à 1 100 nm).

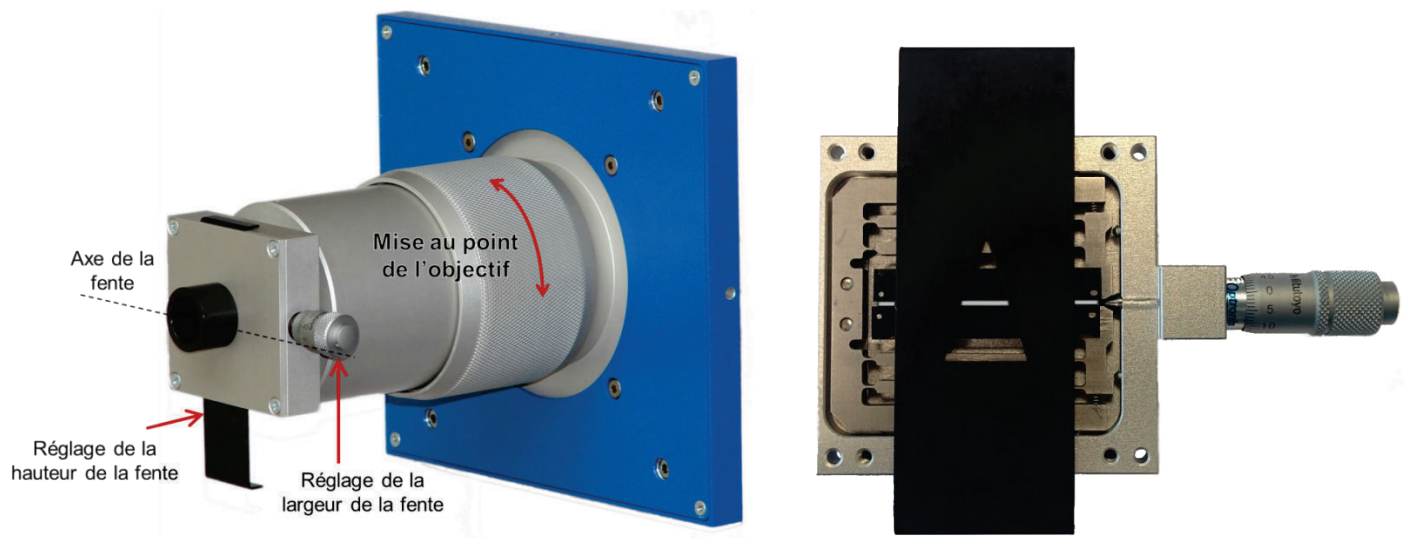


Figure II-5 : Optique d'entrée de la caméra et mécanisme de la fente

b. Le tube

i. La photocathode

Le premier élément du cœur de la caméra, à savoir le tube à balayage, est la photocathode. Elle a pour but de convertir par effet photoélectrique les photons incidents en un nombre proportionnel d'électrons. Deux principaux types de photocathodes existent : les photocathodes réfléchissantes et les semi-transparentes. Pour le premier type les électrons générés par les photons sont libérés sur la face exposée au phénomène lumineux. Il y a donc un aller-retour des photons et des électrons dans la photocathode. Pour les photocathodes semi-transparentes, utilisées dans les tubes à balayage, les photons pénètrent le matériau d'un côté et les électrons résultants sortent de l'autre. Afin de réaliser ce genre de photocathode, un processus sous vide est nécessaire. Il consiste à déposer une couche mince conductrice sur une

fenêtre d'entrée puis d'y apposer une couche semi-conductrice qui donnera ses caractéristiques à la photocathode.

La couche conductrice déposée sur la fenêtre est nécessaire à la polarisation du tube. La fenêtre est un verre sélectionné en fonction de la gamme spectrale visée. De même la composition du dépôt semi-conducteur caractérise la sensibilité spectrale et l'efficacité quantique de la photocathode. L'efficacité quantique correspond au ratio entre le nombre d'électrons sortis de la photocathode et le nombre de photons incidents. La sensibilité spectrale représente la même caractéristique mais est exprimée en ampères par watt. Une variété très importante de photocathodes existe et couvre une gamme spectrale allant de l'infrarouge lointain ($> 10\ 000\ \text{nm}$) aux rayons X dits durs ($< 0,1\ \text{nm}$). La figure II-6 représente l'efficacité quantique des photocathodes les plus répandues dans le domaine du visible et du proche infrarouge.

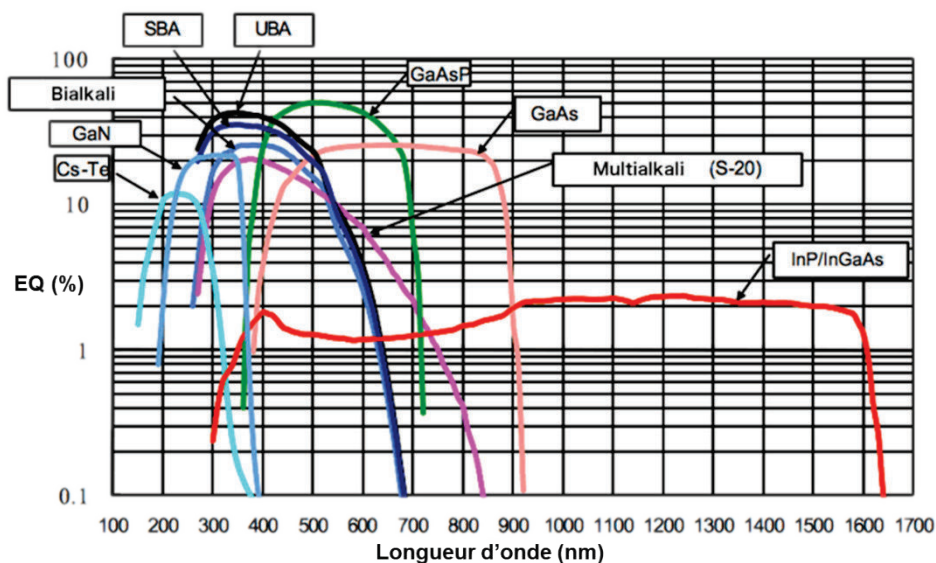


Figure II-6 : Efficacité quantique des photocathodes les plus répandues dans le domaine du visible/proche infrarouge (Hamamatsu Photonics K.K.)

ii. La grille d'extraction

La grille d'extraction, dont le principe est breveté en 1973 (Bradley, 1973), est une maille métallique placée parallèlement et à quelques millimètres seulement de la photocathode. L'application d'une différence de tension de plusieurs kilovolts entre la photocathode et la grille permet de créer un champ électrique très fort de l'ordre du mégavolt par mètre. Ce champ

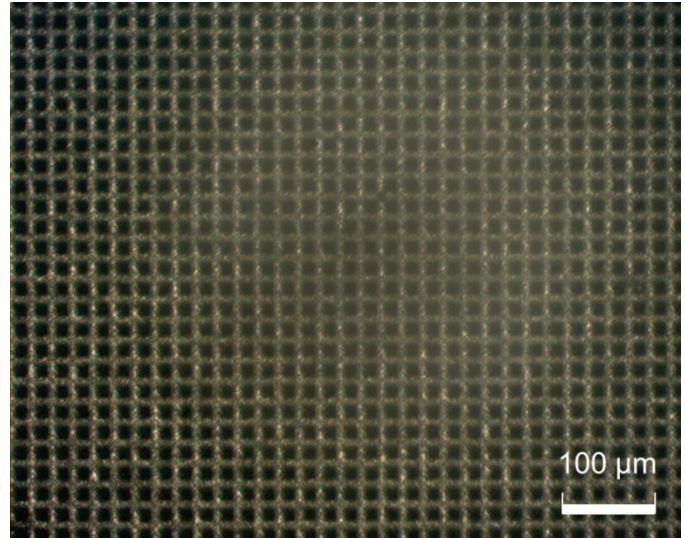


Figure II-7 : Image au microscope de la grille d'extraction

uniformise la vitesse initiale des électrons et réduit l'étalement du temps de transit des électrons dans le tube améliorant de ce fait la résolution temporelle. La figure II-7 représente une image prise au microscope d'une portion de la grille d'extraction. On pourra remarquer que son taux de capture des électrons est d'environ 50 %.

iii. Les électrodes de focalisation

Après avoir été extrait de la photocathode par la grille, le flux d'électron transite entre celle-ci et les plaques de déflexion. Dans cet espace un ensemble polarisé de cylindres métalliques forment une lentille électrostatique qui a pour but d'imager la représentation électronique de la fente sur la galette de micro canaux (ou l'écran de phosphore si la galette est absente). Tout comme un système optique, ce système de focalisation peut être ajusté en modifiant les tensions aux bornes des différentes électrodes et est caractérisé par un certain grandissement. Les différentes tensions sont générées grâce à un simple pont diviseur résistif les rendant proportionnelles entre elles. La figure II-8 illustre la trajectoire des électrons dans le plan de la fente lorsqu'aucun

balayage n'est effectué. Comme pour un système optique, l'image de la fente est inversée par rapport à la distribution originale et les électrons se croisent au point focal image, aussi appelé région de *crossover*.

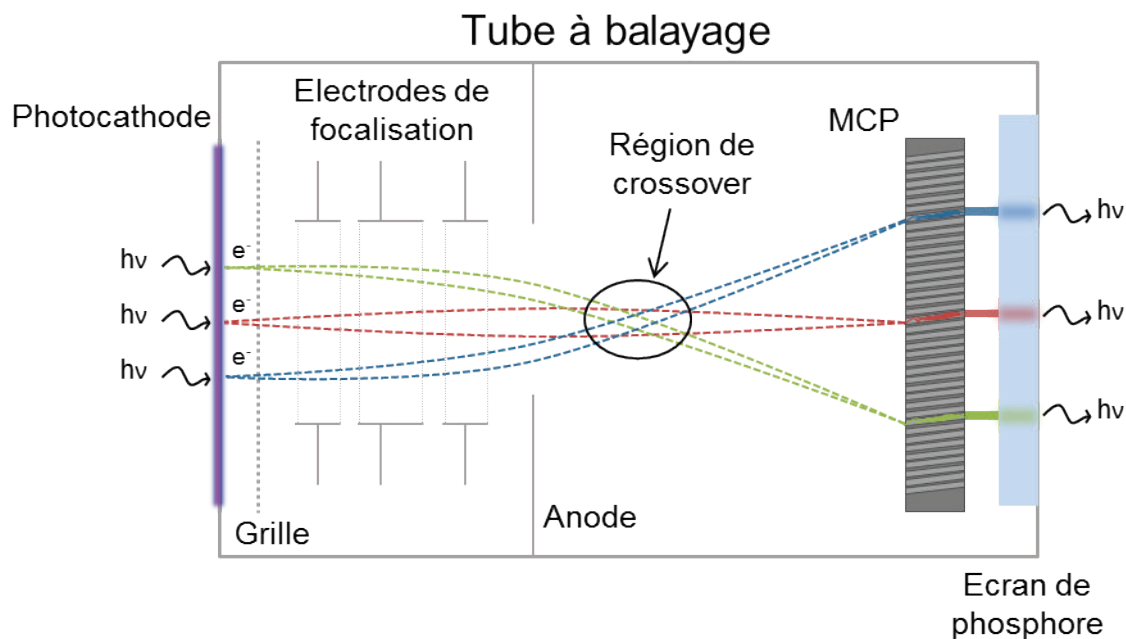


Figure II-8 : Principe de focalisation électrostatique en mode statique dans le plan contenant la fente

iv. Les plaques de déflexion

Les plaques de déflexion permettent l'application d'un champ électrique sur le flux d'électron traversant le tube. La variation brutale de ce champ par l'application d'une tension différentielle aux bornes des plaques permet de changer très rapidement la trajectoire des électrons et de les faire balayer la galette de micro canaux. La plupart des tubes embarquent deux paires de plaques de déflexions, la principale est parallèle à l'axe de la fente et la seconde lui est perpendiculaire. La première paire de plaques est utilisée pour effectuer le balayage comme expliqué dans la partie II.2. La seconde paire peut être utilisée pour créer une deuxième base de temps sur l'axe de la fente si cette dernière est réduite à un point ou encore pour dévier le flux d'électron en dehors de la zone photosensible lors du retour de balayage.

La principale caractéristique liée aux plaques est la sensibilité de déflexion s_d . Elle est exprimée en volts par mètre et est déterminée en appliquant une tension fixe aux bornes des plaques puis en observant le mouvement relatif de la fente sur l'écran. Cette donnée permet de calculer la vitesse de balayage v_b , donnée par l'équation suivante :

$$v_b = \frac{1}{s_d} \frac{dV_s}{dt} \quad (\text{eq. II.3})$$

où V_s est la tension de balayage appliquée entre les plaques de déflexion. Il est important de noter que la sensibilité de déflexion est donnée pour une polarisation fixée du tube. En effet si l'accélération des électrons dans le tube est modifiée, leur temps de transit entre les plaques sera différent de même que leur quantité de déviation.

v. La galette de micro canaux

Pour des mesures de phénomènes lumineux d'intensité réduite, le nombre d'électrons générés par la photocathode est souvent trop faible pour être détecté directement. Afin de faciliter la mesure et d'augmenter le nombre d'électrons une galette de micro canaux, que nous appellerons MCP par la suite (sigle anglais pour *Microchannel Plate*), est utilisée. Le MCP a pour but de multiplier le nombre de charges présentes dans le tube. Cette technologie repose sur le principe d'émission secondaire induite par le flux d'électrons incidents (cf. partie I.4). Le gain réalisé par l'intensificateur dépend de la tension à ses bornes, de sa géométrie et du matériau utilisé pour réaliser les canaux. Le gain G d'un MCP à structure simple peut être approximé par (Csorba, 1980) :

$$G = \left(\frac{V_{MCP}}{\alpha \cdot c} \right)^{\frac{\alpha}{4}} \quad (\text{eq. II.4})$$

où V_{MCP} est la tension appliquée entre l'entrée et la sortie du MCP, α le rapport entre le diamètre et la longueur du canal et c une constante dépendant du matériau.

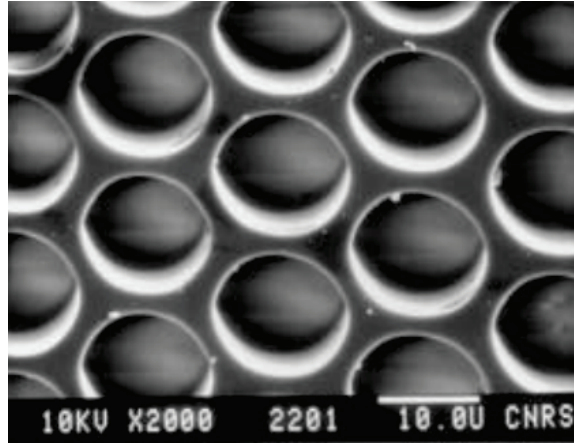


Figure II-9 : Image au microscope électronique de la surface d'une galette de microcanaux (Uhring, 2002)

Les MCP peuvent être intégrés de plusieurs manières dans le système de mesure à balayage de fente. La première méthode, évoquée depuis le début, est d'intégrer la galette à l'intérieur du tube. Il est aussi possible d'utiliser à la sortie du tube un intensificateur d'image intégrant un MCP. Les avantages et inconvénients de ces deux solutions seront discutés dans le paragraphe II-4.c.

vi. L'écran de phosphore

Sur la fenêtre de sortie du tube, composée de verre ou de fibre optique, est déposée une couche électroluminescente puis une mince couche métallique. Cet ensemble, appelé communément écran de phosphore, a pour but de convertir les électrons provenant du tube en photons. La couche métallique de quelques nanomètres est utilisée pour polariser le tube et réfléchir les photons générés par le phosphore, les empêchant alors d'entrer dans le tube.

L'intensité lumineuse émise est proportionnelle au nombre d'électrons récoltés par l'écran ainsi que leur énergie d'accélération. En effet, une certaine partie de l'énergie des électrons est absorbée lorsqu'ils pénètrent la couche métallique déposée sur le phosphore. Ainsi, on observe une énergie incidente de seuil en dessous de laquelle les électrons ne sont pas capables d'exciter suffisamment les atomes présents dans le

phosphore pour générer l'émission d'un photon. Il existe plusieurs types de phosphores aux compositions variées affichant différentes longueurs d'onde en sortie et différents temps de rémanences allant de la microseconde à la centaine de millisecondes.

c. Le système de balayage

Le champ électrique qui varie rapidement entre les plaques de déflexion est créé grâce à l'application d'un gradient de tension aux bornes de celles-ci. Différents modules permettent de générer ces rampes de tensions. Ces modules peuvent avoir des principes de fonctionnement bien différents selon le mode dans lequel la caméra est utilisée. Deux principaux modes sont couramment utilisés : le mode déclenché et le mode synchroscan.

i. Le mode déclenché

Dans le mode déclenché, on applique une rampe de tension V_{def1} négative sur l'une des plaques et une rampe de tension V_{def2} positive sur l'autre (figure II-10). Il apparaît alors un champ transversal correspondant à la différence de tension ΔV entre les deux plaques. Afin d'assurer une relation proportionnelle entre l'axe horizontal et le temps, il est crucial d'appliquer une rampe de tension aussi linéaire que possible. Pour cela, une tension supérieure à celle nécessaire pour balayer l'écran est générée. De ce fait, on garantit la linéarité sur la portion de balayage utile.

La génération de deux rampes opposées est préférée pour plusieurs raisons à la génération d'une seule rampe sur l'une des plaques et l'application d'un potentiel fixe sur la seconde. Tout d'abord, l'application d'une tension moyenne non nulle entraîne une défocalisation photoélectrique qui est visible sur les extrémités de l'écran. De plus, la dynamique de tension est doublée puisque la résultante ΔV varie entre $2V_0$ et $-2V_0$. Cependant, dans le cas idéal, les tensions devraient être strictement symétriques par rapport à la tension nulle ce qui est difficile à réaliser puisque les composants électroniques ne se comportent pas de la même manière dans les deux régimes.

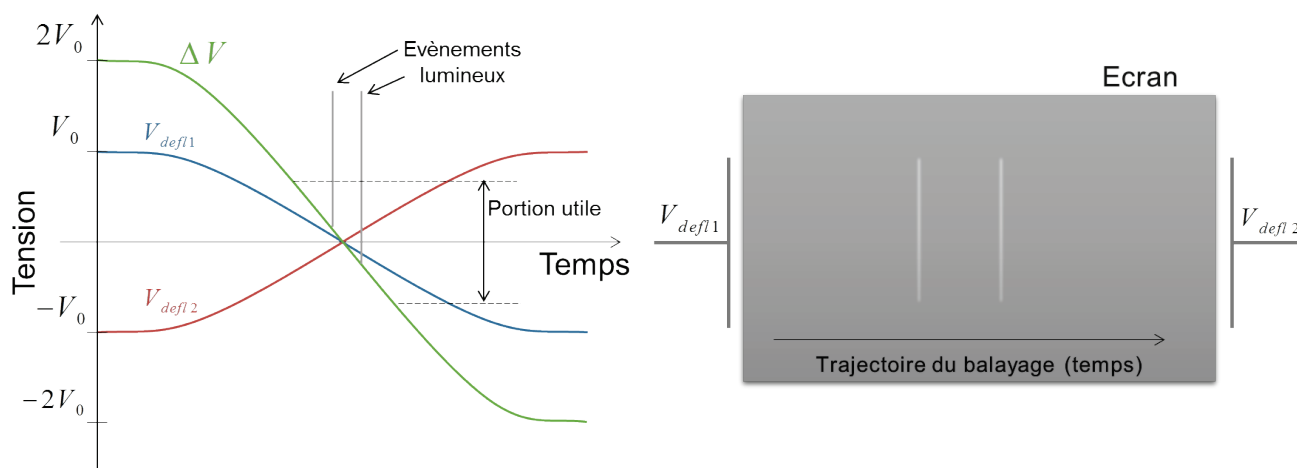


Figure II-10 : Principe de balayage en mode déclenché

Un tel balayage peut être réalisé grâce à de nombreuses techniques. Parmi les plus classiques on retrouve des montages à diodes avalanches, à transistor MOSFET ou encore à commutateurs optoélectroniques. Ce mode de fonctionnement permet une grande souplesse d'utilisation puisque des fréquences de répétition allant d'un seul déclenchement au mégahertz sont réalisables. L'acquisition d'un seul événement lumineux ou une mesure cumulative peuvent être faites dans ce mode de fonctionnement.

ii. *Le mode synchroscan*

Dans le mode synchroscan le signal de déflection n'est pas une rampe comme dans le mode précédent mais un signal sinusoïdal. Le principal avantage de ce mode est qu'il peut être utilisé pour observer des trains d'impulsions lasers de plusieurs mégahertz voire de quelques centaines de mégahertz. Pour cela, la fréquence du signal sinusoïdal est choisie comme étant un multiple de la fréquence de répétition du laser utilisé. Tout comme pour le mode précédent, deux signaux de polarités inversées sont générés sur chacune des plaques et la tension moyenne est nulle. De même, afin d'optimiser la linéarité du balayage, l'amplitude du signal est augmentée afin de faire correspondre la fenêtre utile avec une portion linéaire du sinus. Le générateur de déflection pour le mode synchroscan est décrit figure II-11.

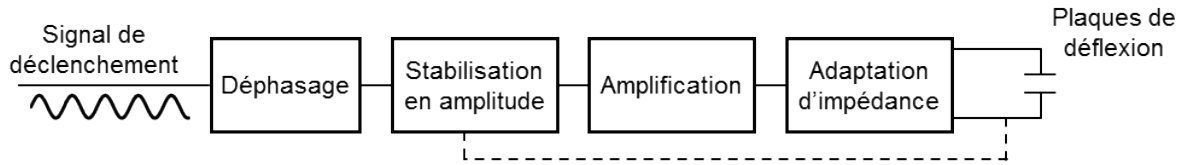


Figure II-11 : Description schématique du générateur synchroscan

Un signal de déclenchement sinusoïdal est fourni au générateur. Ce signal est en général une image directe des impulsions à étudier et est en général obtenu à partir d'une photodiode et d'un module de mise en forme. D'un point de vue global, le générateur va conditionner et amplifier ce signal et le transmettre aux plaques de déflexion. Dans un premier temps, la phase du signal de déclenchement est ajustée précisément grâce à un déphaseur. Ce réglage permet de faire coïncider le passage à zéro du signal sinusoïdal avec l'arrivée des photoélectrons entre les plaques de déflexion arrivant alors au centre de l'écran.

L'amplitude de la tension de balayage modifie la raideur de la portion linéaire du sinus et donc la vitesse de balayage. Le stabilisateur d'amplitude mesure le niveau de tension appliquée aux plaques de déflexion et contre-réactionne en conséquence le signal basse tension avant amplification. Par ce biais on stabilise la tension de déflexion et on assure que la vitesse de balayage reste constante.

Par la suite, le signal du stabilisateur est amplifié et envoyé vers les plaques à travers un adaptateur d'impédance. Ce dernier, décrit figure II-12, optimise le transfert de puissance de l'amplificateur aux plaques de déflexion. En approximation premier ordre, les plaques de déflexion peuvent être vues comme une capacité C_i en parallèle avec une résistance R_p modélisant les pertes dans le tube. Le transfert de puissance se fait à travers un transformateur composé des inductances L_1 et L_2 dont le rapport de transformation est noté m et le coefficient de couplage k . Dans un premier temps, la partie comportant le secondaire du transformateur est accordée à la fréquence du signal synchroscan grâce à la capacité réglable C_b . Dans un second temps, l'impédance vue

par l'amplificateur est ajustée à l'aide de la capacité C_a afin de correspondre à son impédance de sortie Z_0 . Cette adaptation peut être mesurée grâce à un analyseur de spectre et en observant le signal effectivement transmis aux plaques de déflexion. La réponse observée est celle d'un filtre passe bande du second ordre centré à la fréquence synchroscan accordée.

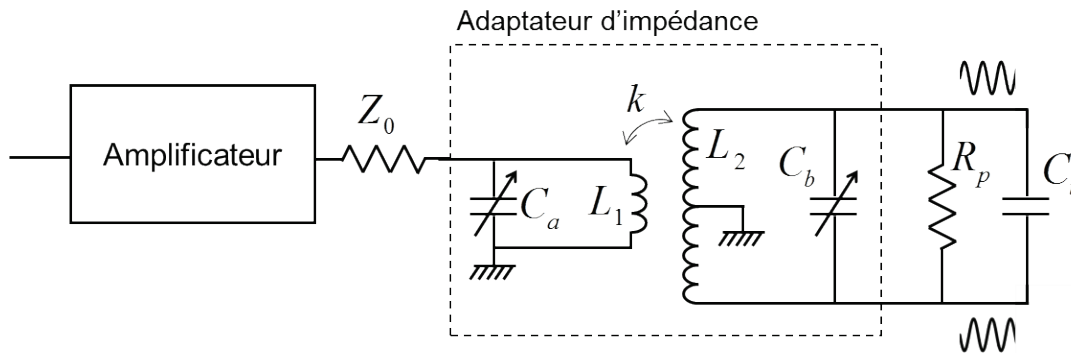


Figure II-12 : Modélisation premier ordre de l'adaptation d'impédance en mode synchroscan

d. La caméra de lecture et le traitement des données

L'écran de phosphore est lu par une caméra couplée à un objectif à l'arrière du tube. Les caméras utilisées présentent en général de très faibles bruits de lecture et des sensibilités élevées pour pouvoir détecter le moindre scintillement du phosphore. Une large dynamique est aussi préférée afin d'acquérir une large nuance d'intensité sans avoir à changer le temps d'exposition. Enfin, une petite taille de pixel est aussi un critère important puisqu'il ne doit pas limiter la résolution spatiale par rapport à la taille du grain de phosphore (quelques micromètres).

Les images capturées par la caméra de lecture sont ensuite transférées vers un ordinateur sur lequel un logiciel permet d'accumuler, de corriger et d'appliquer différents traitements sur les images afin de réaliser les mesures.

e. Caractéristiques de la caméra utilisée

Le tableau suivant décrit les principales caractéristiques de la caméra utilisée lors du travail de thèse.

Tube à balayage	
Fabricant	Photek, Royaume-Uni
Dimensions	Longueur : 320 mm ; Diamètre : 75 mm
Photocathode	Multi-alcalin S20 ; 8 mm × 2 mm
Sensibilité	52,3 mA/W ou 14,4 % à 450 nm 33,5 mA/W ou 6,4 % à 650 nm
Tension photocathode	-7 kV
Grandissement	2:1
Sensibilité de déflexion	Première paire : 70 V/cm ; Seconde paire : 230 V/cm
Résolution	60 lp/mm
Ecran	Phosphore P43 ;
Optique d'entrée	
Grandissement	1:2
Matériau	BK7
Largeur de la fente	10 µm ... 3,0 mm
MCP	
Type	Externe à chevron ; Photocathode S20 ; Ecran P43
Gain	~3.10 ⁵ à tension maximale (1 000 V)
Résolution	30 lp/mm
Modules de balayage	
Fréquence mode déclenché	Simple coup à 4 MHz
Résolution temporelle	1,6 ps FWHM (2 ps typ.) à vitesse maximale (10 ps/mm)
Fréquence synchroscan	40 MHz à 250 MHz
Résolution temporelle	1,6 ps FWHM (2 ps typ.) à vitesse maximale (15 ps/mm)
Caméra de lecture	
Taille des pixels	14,3 × 14,3 µm ²
Lecture	150 fps à 1400 × 1052 pixels
Sensibilité	1 photon par coup ; Bruit : 1,4 e ⁻ (typ.)

Tableau II-1 : Principales caractéristiques de la caméra utilisée

4. La résolution temporelle

Une caractéristique fondamentale de la caméra à balayage de fente est sa résolution temporelle qui définit son aptitude à discriminer deux évènements extrêmement proche temporellement. Généralement définie comme la largeur à mi-hauteur, notée FWHM pour *Full Width at Half Maximum*, de la réponse impulsionnelle, la résolution temporelle de la caméra dépend d'un grand nombre de paramètres et du mode de fonctionnement utilisé. En première approximation, la résolution t_{res} peut être évaluée comme étant la somme quadratique de plusieurs contributions puisque ces dernières sont considérées comme non corrélées et provenant de phénomènes gaussiens. On a alors :

$$t_{res} = \sqrt{t_{lum}^2 + t_{statique}^2 + t_{tube}^2 + t_{ce}^2 + t_{synchro}^2} \quad (\text{eq. II.5})$$

La nature de chacun des termes présents dans l'équation précédente est détaillée dans les parties suivantes.

a. La source lumineuse t_{lum}

La mesure de la résolution temporelle est tout d'abord limitée par la source lumineuse utilisée. En effet, il paraît naturel que la mesure d'une impulsion d'une durée t_{lum} ne pourra pas afficher une valeur inférieure à cette dernière. Aussi, il paraît logique qu'il est nécessaire d'utiliser une impulsion lumineuse aussi brève que possible afin de caractériser la caméra. Pour cela l'utilisation des lasers femtoseconde, maintenant routinière dans de nombreux domaines de la physique, permet de générer des impulsions d'une durée assez courte pour la caractérisation de la plupart des caméras à balayage de fente. Les lasers de type titane saphir (Ti:Al₂O₃) permettent assez aisément la génération d'impulsions de 100 fs FWHM.

b. La fente statique $t_{statique}$

La résolution temporelle est aussi limitée par la largeur de la fente minimale atteignable lorsqu'aucun balayage n'est effectué. Cette largeur statique $\delta_{statique}$ en sortie est déterminée par plusieurs facteurs. Elle dépend tout d'abord de la finesse avec laquelle la fente située au niveau de l'optique d'entrée peut être imagée sur la photocathode. Vient ensuite la qualité de la focalisation électrique qui va conditionner la netteté de l'image électronique de la fente sur l'écran de phosphore. Enfin la taille des grains de phosphore constituant l'écran ainsi que la qualité de leur lecture par la caméra de sortie constitue un autre facteur pouvant dégrader la résolution statique. On dénombre dès lors deux facteurs liés à une focalisation optique et un facteur lié à une focalisation électronique. Lors de l'utilisation de la caméra, chacun de ces facteurs peut être optimisé à l'aide de deux objectifs, à l'entrée et à la sortie de la caméra, ainsi que par l'ajustement de la tension appliquée à l'une des électrodes de focalisation.

De plus, pendant la focalisation photoélectrique, un grand nombre d'électrons peut être présent à un même moment dans un endroit confiné appelé région de *crossover* (cf. figure II-8). Dans cette région située entre les plaques de déflexion et correspondant au point focal image du système électro-optique, peut apparaître une très forte répulsion coulombienne engendrant alors une défocalisation de la fente sur l'écran. Cette défocalisation ne peut être rattrapée en ajustant les tensions des électrodes puisque quel que soit ces dernières la région de *crossover* sera toujours présente. Cette dernière apparaîtrait alors floue sur le phosphore dégradant la résolution statique.

A partir de la largeur de la fente statique $\delta_{statique}$, la limite $t_{statique}$ à résolution temporelle peut être calculée en fonction de la vitesse de balayage v_b comme il suit :

$$t_{statique} = \frac{\delta_{statique}}{v_b} \quad (\text{eq. II.6})$$

Pour notre système, une fente statique de 65 μm a été obtenue. Compte tenu des vitesses de balayages les plus rapides pour les différents modes de fonctionnement de la caméra, la limite de résolution théorique due à la fente statique est d'environ 670 fs pour le mode déclenché et de 1 ps pour le mode synchroscan.

c. Le tube t_{tube}

Le cœur de la caméra, à savoir le tube à balayage, présente lui aussi des limitations vis-à-vis de la résolution temporelle. Sa géométrie et la nature de sa photocathode peuvent avoir un impact significatif sur les performances de la caméra.

Une première caractéristique géométrique impactant la résolution temporelle est la distance de séparation de la grille d'accélération et la photocathode. Les photoélectrons extraits de la photocathode ne présentent pas la même énergie initiale. En effet, pour chaque longueur d'onde, une distribution énergétique caractéristique peut être mesurée (Kinoshita, 1987). Cette disparité d'énergie initiale se traduit par une variation de la vitesse initiale et donc différents temps de transit de la photocathode jusqu'aux plaques de déflexion. Ainsi, deux électrons émis au même instant ne parviennent pas en même temps entre les plaques de déflexion et n'apparaissent alors pas au même endroit sur l'écran après balayage. La grille d'extraction a alors pour but d'accélérer très fortement les électrons en sortie de photocathode et de leur fournir une vitesse pour laquelle la différence de vitesse initiale devient négligeable. Par ce biais, on réduit alors la disparité du temps de transit entre les électrons les plus énergétiques et les moins énergétiques.

Une approximation du temps de transit peut être réalisée en appliquant le théorème fondamental de la dynamique sur l'électron dans le système. Ce dernier est

modélisé comme étant une succession de champs électriques dont le potentiel est défini par les tensions appliquées à la photocathode, à la grille et aux électrodes de focalisation. On ne considère le mouvement que dans l'axe du tube. On a alors :

$$m_e \cdot \vec{\gamma} = -e \cdot \overrightarrow{\text{grad}}(V) \quad (\text{eq. II.7})$$

où m_e est la masse de l'électron, e la charge de l'électron, $\vec{\gamma}$ le vecteur accélération et V le potentiel électrique. En projetant sur l'axe du tube et en intégrant l'équation précédente deux fois on obtient l'expression de la distance L parcourue par l'électron après un temps t :

$$L(t) = -\frac{e}{m_e} \frac{\Delta V}{D} \frac{t^2}{2} + v_0 t \quad (\text{eq. II.8})$$

où ΔV est la différence de potentiel aux extrémités du champ, D la distance entre les deux électrodes définissant le champ et v_0 la vitesse initiale de l'électron. On en déduit alors le temps nécessaire à un électron pour parcourir l'espace de la photocathode à l'anode (dernière électrode de focalisation) :

$$t = \sum_i -\frac{v_i}{\alpha_i} + \text{sgn}(\alpha_i) \sqrt{\left(\frac{v_i}{\alpha_i}\right)^2 - \frac{2D_i}{\alpha_i}} \quad (\text{eq. II.9})$$

$$\text{avec } \alpha_i = \frac{e \cdot \Delta V_i}{m_e \cdot D_i} \quad (\text{eq. II.10})$$

$$\text{et } v_i = \begin{cases} \sqrt{\frac{2eE}{m_e}} & \text{si } i = 1 \\ v_{i-1} + a_{i-1} t_{i-1} & \text{sinon} \end{cases} \quad (\text{eq. II.11})$$

où l'indice i désigne chaque champ traversé par le photoélectron, v_i la vitesse initiale à l'entrée du champ, D_i la distance entre les deux électrodes formant le champ, ΔV_i la différence de potentiel aux extrémités du champ et E l'énergie initiale de l'électron. En

appliquant ce calcul au tube dans sa polarisation standard et pour une dispersion énergétique allant d'une énergie nulle jusqu'à 0,4 eV la dispersion du temps de transit de la photocathode aux plaques de déflexion atteint 1,3 ps. Des considérations plus précises seront prises en compte dans le chapitre V.

Une autre caractéristique liée à la géométrie du tube est la sensibilité de balayage. Plus cette dernière est élevée, plus il est simple d'atteindre une vitesse de balayage élevée. En effet, pour une même tension de balayage, la vitesse de déflexion sera plus grande pour une sensibilité de déflexion élevée (cf. (eq. II.3)). Seulement, la sensibilité de balayage est mesurée pour une tension de polarisation donnée. Elle dépend en fait de la durée passée par les photoélectrons entre les plaques de déflexion. Plus cette durée de passage est longue, plus les électrons seront déviés par les plaques augmentant alors la sensibilité de balayage. En diminuant la tension de polarisation globale du tube et donc l'accélération donnée aux électrons émanant de la photocathode, on augmente alors la sensibilité de déflexion. Cependant cette technique présente deux inconvénients majeurs. Le premier, vu précédemment, est que la diminution de la tension d'extraction fait apparaître les problèmes liés à la dispersion de l'énergie initiale des électrons résultant en une dispersion du temps de transit. Le second est dû à la construction de l'écran de phosphore. Le dépôt métallique permettant sa polarisation absorbe une partie de l'énergie des électrons incidents représentant alors un seuil de détection. Si l'énergie des électrons n'est pas suffisante, ces derniers seront absorbés par le dépôt métallique et n'apparaîtront pas à la sortie. Ainsi, augmenter la sensibilité de déflexion en diminuant la tension de polarisation du tube est limité par cet effet. Une solution à cet effet de seuil est d'intégrer directement une galette de micro anneaux à l'intérieur du tube ce qui, en plus de multiplier le nombre d'électrons dans le tube, permet d'augmenter l'énergie des électrons émis.

Enfin, la photocathode contribue elle aussi à la limitation de la résolution temporelle. Elle est responsable, comme vu ci-dessus, de la distribution énergétique des

électrons émis. De plus, l'effet photoélectrique à l'origine de la conversion des photons en électrons et leur extraction n'est pas instantané. Une étude poussée des limitations dues à la photocathode est présentée chapitre V.

d. Les phénomènes de charge d'espace t_{ce}

Comme évoqué précédemment dans la région de *crossover*, l'interaction coulombienne représente un autre obstacle limitant la résolution temporelle. Ce phénomène de charge d'espace entre électrons a été mis en avant lors du passage des électrons au point focal image du système électrooptique. Cependant, cet effet est présent tout au long du trajet dans le tube. Pour un grand nombre de photons impactant la photocathode, un grand nombre d'électrons sont libérés dans le tube. Chacun génère une force de répulsion avec les autres donnée par l'expression de la force de coulomb :

$$F_{e_1 \rightarrow e_2} = \frac{e^2}{4\epsilon_0 r^2} \quad (\text{eq. II.12})$$

où e est la charge de l'électron, ϵ_0 la permittivité du vide et r la distance entre les deux électrons interagissant. Ainsi, si une impulsion présente une forte intensité lumineuse, le grand nombre de photons va accroître la répulsion. L'espacement alors créé selon l'axe du tube modifie le temps de transit des charges vers les plaques de déflection ce qui, comme auparavant, dégrade la résolution temporelle. Trois mesures en mode déclenché mettant en avant cet effet sont présentées figure II-13. Les images représentent deux évènements lumineux consécutifs envoyés vers la caméra à travers différents atténuateurs. La première image est la mesure lorsque l'atténuation est maximale, la seconde avec dix fois plus de lumière et la dernière image avec cent fois plus de lumière. On voit clairement un étalement du pulse mesuré par la caméra alors que les caractéristiques de celui-ci n'ont pas changées entre les mesures. La largeur à mi-hauteur de la première impulsion est respectivement 1,62 ps, 2,39 ps et 4,24 ps.

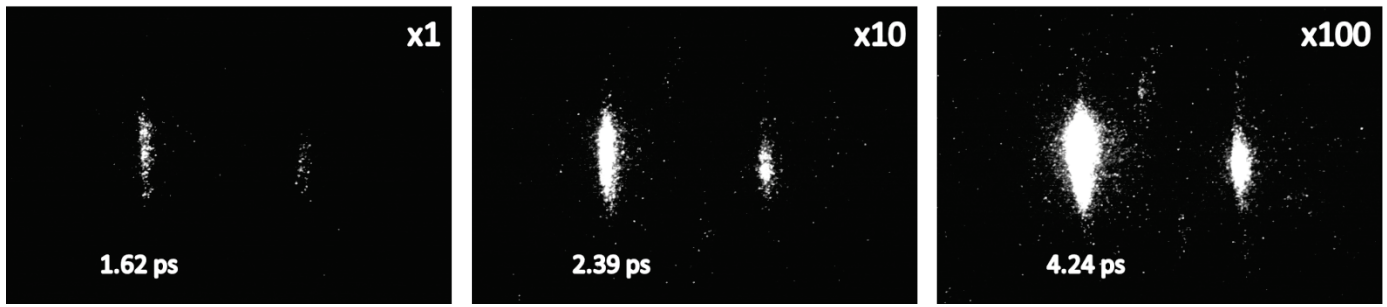


Figure II-13 : Mesure montrant l'effet de charge d'espace en fonction de l'intensité lumineuse incidente

De la même manière, plus l'impulsion lumineuse observée est courte plus la répulsion entre les photoélectrons est forte puisqu'émis à des instants très proches et donc proches spatialement. Si on suppose l'impulsion infiniment courte, les électrons produiraient une force de répulsion infinie qui les ferait s'espacer de manière très importante. Ainsi, si on considère une chaîne de mesure parfaite dont la résolution n'est limitée que par cet effet, il existe une durée d'impulsion pour laquelle la répulsion coulombienne amène à l'observation d'une impulsion plus longue qu'en réalité. Cet effet est montré par des résultats de simulation numérique et est aussi valable pour des dispersions énergétiques très faibles en sortie de photocathode (Shchelev, 2015). Une solution pour limiter ces effets de charge d'espace est, comme le montre les mesures figure II-13, de limiter le nombre d'électrons présents dans le tube à un même instant et donc de limiter l'intensité lumineuse à l'entrée du tube. Le mode de fonctionnement idéal pour s'affranchir de cette limitation est le mode synchroscan dans lequel le haut taux de répétition ainsi que l'intégration sur l'écran de phosphore permet de travailler en photoélectron unique (Heisel, 1979).

e. La synchronisation $t_{synchro}$

Un point crucial de la mesure est la synchronisation entre l'évènement lumineux à observer et la génération de la tension de déflection. En effet, lors d'une mesure cumulative sur l'écran de phosphore si la gigue temporelle, ou *jitter*, affecte le signal de balayage un étalement de la trace et donc une dégradation de la résolution temporelle

apparaît. Le *jitter* est défini de manière intuitive comme une fluctuation temporelle par rapport à une période définie. Dans notre cas, on observe la génération de la déflexion légèrement en avance ou légèrement en retard par rapport à l'instant attendu. Dans l'exemple de l'acquisition d'un train d'impulsions d'une période T_0 , on peut clairement voir grâce à la figure II-14 que l'addition des traces élémentaires amène à l'observation d'une impulsion plus large.

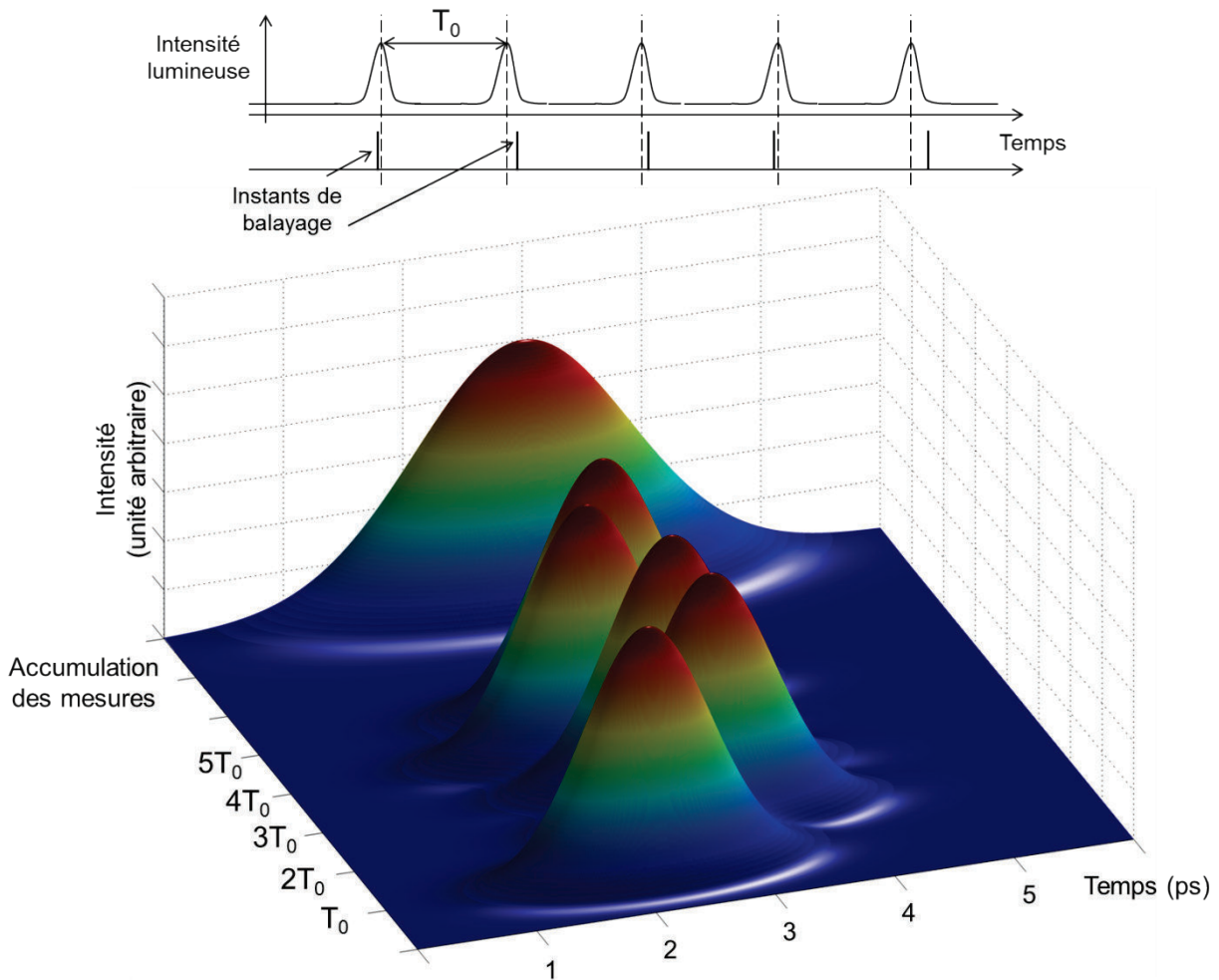


Figure II-14 : Exemple d'étalement de la mesure dû au *jitter* de synchronisation

Tout comme pour la résolution temporelle (cf (eq. II.5)), le *jitter* de synchronisation peut être décomposé en plusieurs contributions :

$$t_{synchro} = \sqrt{t_{déflexion}^2 + t_{trig}^2 + t_{bruit\ laser}^2} \quad (\text{eq. II.13})$$

Dans l'expression ci-dessus, le terme $t_{déflexion}$ correspond au *jitter* intrinsèque au système de déflexion. Ce terme dépend directement du mode de fonctionnement de la caméra puisqu'il est dû à l'électronique générant la tension de balayage. La contribution du module de déclenchement fournissant le signal d'acquisition à la caméra est notée t_{trig} . Différentes techniques sont possibles pour la génération de ce signal. La plus courante est de convertir le train d'impulsions lumineuses en un train d'impulsions électriques grâce à une photodiode et de réaliser une mise en forme de ce signal avant de l'envoyer vers le module de balayage. Le chapitre III consacré au développement d'un déclencheur à fraction constante détaillera les limitations causées par les modules de déclenchement (Wlotzko, 2014). Enfin $t_{bruitlaser}$ décrit le *jitter* provoqué par les différents bruits de la source lumineuse utilisée, en général un laser, à travers le système de mesure complet (Wlotzko, 2015). En effet, le bruit de phase ainsi que le bruit d'amplitude du laser a un impact important sur la synchronisation de la caméra comme nous le verrons dans le chapitre IV. Il est important de noter que les bruits décrits dans cette partie ne sont à considérer que lors d'une mesure cumulative d'un signal répétitif. Lors d'une acquisition simple coup, c'est-à-dire qu'une seule impulsion lumineuse est capturée grâce à un unique balayage, ces bruits de synchronisation ne dégradent pas la résolution temporelle.

5. Conclusion

La caméra à balayage de fente est un appareil de mesure complexe dont les caractéristiques dépendent de nombreux éléments la constituant. Parmi ces caractéristiques la résolution temporelle est l'attribut le plus souvent mis en avant. La fente statique qui dépend de l'optique d'entrée, la focalisation photoélectrique ainsi que le système de lecture constitue un premier facteur limitant cette résolution. Associée à la vitesse de balayage maximale, il est possible de déterminer la résolution optimale atteignable. Différents effets physiques liés à la géométrie du tube, la photocathode ou

encore au nombre d'électrons dans le tube limitent les performances de la caméra lors du balayage. Il est compliqué d'avoir un réel impact sur les contributions précédemment citées sans changer de manière fondamentale les caractéristiques du tube à balayage. D'un point de vue extérieur au tube, la synchronisation entre les événements lumineux à capturer et la génération de la tension de déflexion correspond à une autre contribution importante à la limitation de la résolution temporelle. Cet impact induit par le module de balayage, le déclencheur ainsi que les bruits du laser utilisé peut être significatif et est étudié de manière approfondie dans les chapitres III et IV.

Bibliographie

- Belzile, C., Kieffer, J.C., Cote, C.Y., Oksenhendler, T., Kaplan, D., « Jitter-free subpicosecond streak cameras (invited) », *Review of Scientific Instruments*, vol. 73, n° 3, p. 1617-1620, mars 2002.
- Bradley, D.J., « Electron-optical image tubes and image tube streak cameras », US3761614 A, 25-sept-1973.
- Cordin, « Cordin Company », [En ligne]. Disponible sur : <http://www.cordin.com/>. [Consulté le: 20-sept-2015].
- Csorba, I.P., « Current gain parameters of microchannel plates », *Appl Opt*, vol. 19, n° 22, p. 3863-3866, nov. 1980.
- Ferianis, M., Danailov, M., « Streak Camera Characterization Using a Femtosecond Ti:Sapphire Laser », in *AIP Conference Proceedings*, vol. 648, p. 203-211, 2002.
- Fuller, P.W.W., « Some Highlights in the History of High-Speed Photography and Photonics as Applied to Ballistics », in *High-Pressure Shock Compression of Solids VIII*, D. L. C. Chhabildas, D. L. Davison, et D. Y. Horie, Éd. Springer Berlin Heidelberg, 2005, p. 251-298.
- de Haas, J.T.M., Kolk, E.V.D., Dorenbos, P., « Measuring Photon Time Spread Distribution of Scintillators on the Picosecond Time Scale », *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 61, n° 1, p. 424-427, fév r. 2014.
- Hamamatsu Photonics K.K., « Hamamatsu Photonics », [En ligne]. Disponible sur: <http://www.hamamatsu.com/jp/en/technology/innovation/photocathode/index.html>. [Consulté le: 23-sept-2015].
- Heisel, F., Miehe, J.A., Sipp, B., « Détection et analyse de phenomene lumineux brefs », *Annales de Physique*, vol. 4, p. 331, 1979.
- Huang, H., Li, J., Gong, X., Sun, F., He, T., « Numerical prediction on static and dynamic properties for rotating mirror of ultra-high speed photography », in *Proceedings of SPIE, the International Society for Optical Engineering*, vol. 6279, p. 62797L, 2007.
- Johansson, J., Folestad, S., Josefson, M., Sparén, A., Abrahamsson, C., Andersson-Engels, S., Svanberg, S., « Time-Resolved NIR/Vis Spectroscopy for Analysis of Solids: Pharmaceutical Tablets », *Appl Spectrosc*, vol. 56, n° 6, p. 725-731, juin 2002.
- Kinoshita, K., Ito, M., Suzuki, Y., « Femtosecond streak tube », *Review of Scientific Instruments*, vol. 58, n° 6, p. 932-938, juin 1987.
- Shchelev, M.Y., Andreev, S.V., Greenfield, D.E., Degtyareva, V.P., Kopaev, I.A., Monastyrskiy, M.A., « On some limitations on temporal resolution in imaging

subpicosecond photoelectronics », *Quantum Electronics*, vol. 45, n° 5, p. 455-461, mai 2015.

➤ Uhring, W.P., « Réalisation et caractérisation d'une caméra à balayage de fente synchroscan à résolution temporelle proche de la picoseconde », Thèse de doctorat, Université Louis Pasteur, Strasbourg, France, 2002.

➤ Uhring, W., Zlatanski, M., « Ultrafast Imaging in Standard (Bi)CMOS Technology », in *Photodetectors*, S. Gateva, Éd. InTech, 2012.

➤ Wlotzko, V., Uhring, W., Summ, P., « Impact of laser phase and amplitude noises on streak camera temporal resolution », *Review of Scientific Instruments*, vol. 86, n° 9, p. 094703, sept. 2015.

➤ Wlotzko, V., Uhring, W., Summ, P., « Sub-200 fs rms jitter constant fraction discriminator for streak camera triggering », in *New Circuits and Systems Conference (NEWCAS), 2014 IEEE 12th International*, p. 245-248, 2014.

CHAPITRE III

Méthodes de synchronisation de la caméra

1. Synchronisation et déclenchement	65
a. La chaîne de synchronisation	66
b. Synchronisation en mode déclenché	68
c. Synchronisation en mode synchroscan	69
2. Techniques de synchronisation	71
a. Photodiode directe	71
b. Signal de pilotage laser	73
c. Oscillateur à effet tunnel	74
d. Interrupteurs optiques	76
3. Réalisation d'un discriminateur à fraction constante	78
a. Principe de fonctionnement	78
b. Conception du discriminateur	79
i. Approche classique	79
ii. Approche utilisée	80
Détection de l'impulsion	81
Circuit d'armement	81

Bascule D	82
Etages de sortie	82
Adaptation	83
c. Tests et résultats expérimentaux	83
i. Jitter à amplitude fixe	84
Principe de la mesure utilisant le mélangeur	85
Caractérisation du mélangeur	87
Bruit plancher de la méthode de mesure	88
Jitter du CFD	89
ii. Time-walk	90
4. Conclusion	92

III. Méthodes de synchronisation de la caméra

La caméra à balayage de fente est un instrument de mesure capable d'effectuer des acquisitions à des résolutions temporelles de l'ordre de la picoseconde. Pour réaliser une acquisition optimale, il convient d'apporter un soin particulier à la synchronisation entre l'évènement observé et le signal de déclenchement de la caméra. De plus, dans le cas d'une mesure répétitive, l'accumulation des traces élémentaires amenant un étalement de la trace résultante, la synchronisation devient d'autant plus critique puisqu'elle ne doit pas induire un *jitter* supérieur à la résolution temporelle intrinsèque de la caméra. La synchronisation peut être dégradée par différents phénomènes, comme par exemple le bruit des lasers utilisés, ou différents éléments du système implémentant la caméra tels que le déclencheur ou le module de balayage. Dans ce chapitre nous nous intéresserons uniquement aux différentes méthodes de déclenchement de la caméra. Nous expliquerons tout d'abord quels sont les différents signaux de déclenchement propres à chacun des modes de fonctionnement de la caméra. Puis plusieurs méthodes permettant la génération d'un signal de déclenchement seront exposées et leurs avantages propres discutés. Enfin, la conception et la réalisation d'un discriminateur à fraction constante seront détaillées et ses performances évaluées au vu des caractéristiques espérées pour la caméra.

1. Synchronisation et déclenchement

On entend par synchronisation, la mise en place d'un procédé permettant à la caméra d'observer de manière régulière et reproductible une impulsion lumineuse. La qualité de la synchronisation peut être quantifiée par la capacité du système à observer un phénomène lumineux au même endroit sur l'écran d'une mesure à une autre. De manière pratique, une bonne synchronisation est réalisée si le temps s'écoulant entre

l'arrivée de l'impulsion sur la photodiode de détection et le passage à zéro du gradient de tension appliqué aux plaques de déflexion est toujours le même.

a. La chaîne de synchronisation

La chaîne allant de la détection de la lumière aux plaques de déflexions est composée de plusieurs éléments ayant chacun un impact sur la synchronisation du système. Ce dernier peut être résumé de manière simplifiée par la figure III-1.

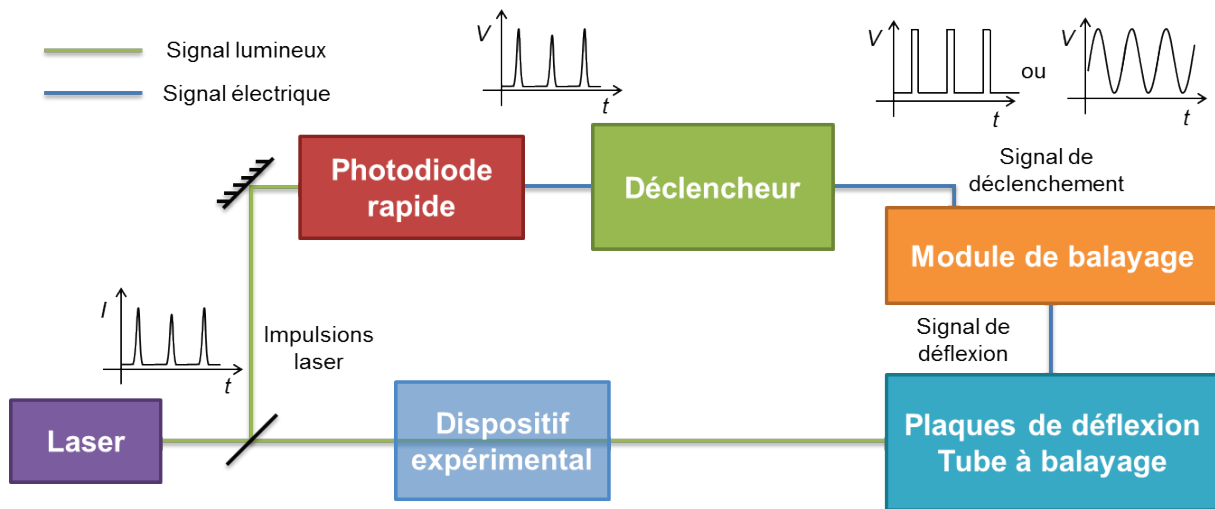


Figure III-1 : Représentation schématique du système de synchronisation de la caméra

Afin de synchroniser la caméra avec l'évènement lumineux à observer, on intercepte à l'aide d'une lame séparatrice une petite proportion de l'intensité lumineuse provenant de la source. Ces impulsions sont alors dirigées vers une photodiode rapide qui les convertit en impulsions électriques. Cependant, cette conversion n'est pas totalement fidèle puisque les caractéristiques de la diode limitent souvent le temps de montée et de descente des impulsions générées. Malgré tout, des photodiodes disponibles sur le marché peuvent atteindre les 100 GHz de bande passante permettent d'obtenir des temps de montées inférieurs à 10 picosecondes (**Finisar Corporation**).

Par la suite, les impulsions électriques vont être envoyées à l'entrée d'un déclencheur. Le déclencheur a pour but de traiter le signal impulsionnel de la photodiode afin de générer un signal de déclenchement pour le module de balayage de

la caméra. Cette étape est cruciale puisque le signal généré doit convenir aux exigences du module de balayage tout en restant parfaitement synchrone avec le signal fourni par la photodiode. De plus, selon le mode dans lequel on utilise la caméra, le signal de déclenchement à fournir n'est pas de la même nature et un autre traitement est nécessaire à sa génération. Il existe de nombreuses méthodes de déclenchement dont plusieurs seront détaillées plus loin dans ce chapitre.

Vient ensuite dans la chaîne de synchronisation le module de balayage. Celui-ci génère à partir du signal de déclenchement le signal de balayage appliqué aux plaques de déflexion du tube à vide. Ce signal de balayage consiste la plupart du temps en une commutation rapide d'une haute tension négative vers une haute tension positive. On parle souvent par abus de langage du signal de déflexion au singulier alors qu'en réalité deux signaux de polarité opposée sont générés pour être appliqués chacun à l'une des plaques.

Comme précédemment évoqué, la synchronisation de la caméra avec le phénomène à observer peut être à l'origine d'une dégradation importante de la résolution temporelle. Le *jitter* global $t_{synchro}$ causé par la chaîne de synchronisation peut être écrit sous la forme suivante :

$$t_{synchro} = \sqrt{t_{déflexion}^2 + t_{trig}^2 + t_{bruitlaser}^2} \quad (\text{eq. III.1})$$

Dans cette expression plusieurs termes sont à identifier. Tout d'abord, $t_{déflexion}$ correspond au *jitter* intrinsèque au module de balayage. En effet, la production des rampes haute tension qui fait appel à différentes techniques d'amplification et de commutation peut introduire, d'un balayage à un autre, une différence dans les timings d'arrivée du signal de déflexion et du passage à zéro du gradient de tension appliqué au tube. Ce *jitter* est à différencier de $t_{bruitlaser}$. Alors que $t_{déflexion}$ traduit uniquement le bruit intrinsèque du module de balayage, $t_{bruitlaser}$ reflète l'impact du bruit d'amplitude

et du bruit de phase du laser utilisé dans le système. En effet, et comme il sera expliqué dans le chapitre suivant, les bruits du laser peuvent être transformés dans toute la chaîne de synchronisation par divers éléments et effets résultants alors en une dégradation de la résolution temporelle. Enfin, t_{trig} traduit le *jitter* apporté par le bruit intrinsèque du déclencheur convertissant le signal de la photodiode en un signal de déclenchement. Ce chapitre se concentre essentiellement sur ce dernier terme et les techniques permettant de le minimiser afin qu'il représente une contribution négligeable relativement à la résolution temporelle visée. Il est à noter que la forme et donc la génération du signal de déclenchement dépend directement du mode dans lequel fonctionne la caméra. Ces modes sont décrits dans les deux parties suivantes.

b. Synchronisation en mode déclenché

Le mode déclenché permet d'observer un évènement lumineux unique ou bien plusieurs évènements consécutifs en mode d'accumulation. Le premier type de mesure est réalisable si suffisamment de photons atteignent la photocathode lors de l'acquisition pour que ces derniers soient détectables. Cependant, si le nombre de photons est trop important des phénomènes de charge d'espace peuvent apparaître (cf. II.4.d). Pour ce genre de mesure, la synchronisation de la caméra n'est pas critique. En effet, si le déclenchement est effectué légèrement en avance ou en retard par rapport au timing idéal, le profil acquis subira simplement un léger décalage selon l'axe temporel. Cependant, lors d'une mesure cumulative un *jitter* affectant le signal de déclenchement produira un élargissement du profil dû à l'addition des traces élémentaire.

Dans le mode déclenché, le signal pilotant le module de balayage est un signal carré synchronisé avec l'apparition des impulsions sur la photodiode ultrarapide. A l'apparition d'un front montant, le module de balayage génère une rampe de tension dont la pente dépend de la vitesse de déflection choisie. La durée du niveau haut du

signal carré n'a pas d'impact sur l'acquisition. Aucune contrainte n'est présente concernant la répétitivité du déclenchement si ce n'est la fréquence de répétition maximale (4 MHz pour les vitesses de balayage lentes et 2,5 kHz pour les vitesses de balayage les plus rapides). Un exemple de déclenchement de ce mode est représenté sur la figure III-2.

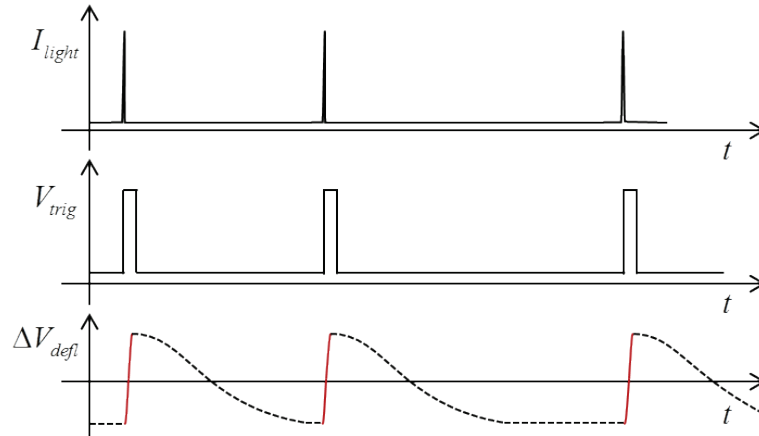


Figure III-2 : Exemple de signal de déclenchement et de signal de déflexion pour le mode déclenché

c. Synchronisation en mode synchroscan

Le mode synchroscan est utilisé dans des conditions d'utilisation bien plus particulières. Dans ce mode, un signal sinusoïdal de haute fréquence est appliqué aux plaques de déflexion afin de réaliser le balayage. La construction de l'unité de balayage, comme présentée dans la partie II.3.c.ii, permet à celle-ci de fonctionner dans une gamme de fréquences de répétition réduite autour de la fréquence centrale de l'adaptateur d'impédance. Typiquement, la bande passante du module fonctionnant à 81,1 MHz est de 620 kHz. De ce fait, seuls les signaux lumineux répétitifs de fréquence f_l définie par l'équation suivante peuvent être observés :

$$f_l = \frac{n}{m} \left(f_s \pm \frac{\Delta f}{2} \right) \quad (\text{eq. III.2})$$

où n et m sont deux entiers positifs, f_s la fréquence centrale du module synchroscan et Δf sa bande passante. La fréquence centrale du module synchroscan peut toutefois être ajustée à l'aide des capacités variables sur une plage de 1 MHz environ.

Le signal de déclenchement du module synchroscan est un signal sinusoïdal de fréquence égale à la fréquence centrale de l'adaptateur d'impédance. Ce signal est ensuite amplifié et envoyé vers les plaques de déflexion pour effectuer le balayage. Pour générer un signal sinusoïdal à partir des impulsions délivrées par la photodiode on extrait en général le fondamental du train d'impulsion grâce à un filtre passe-bande. Si la fréquence du laser ne correspond pas directement à la fréquence du module synchroscan, un traitement sur le signal original peut être réalisé à l'extérieur de la caméra pour générer la fréquence adéquate. Prenons pour exemple un laser dont la fréquence de fonctionnement est égale à $2/3$ de la fréquence synchroscan. Il est possible dans un premier temps d'extraire du train d'impulsion un signal de fréquence trois fois plus élevée grâce à un filtre passe-bande centré sur sa troisième harmonique. En effet, si l'impulsion est suffisamment brève cette dernière générera des rangs harmoniques élevés pouvant servir à la génération d'une fréquence multiple. Il suffira ensuite, grâce à un compteur, de diviser cette fréquence par deux puis de filtrer à nouveau le signal à la fréquence synchroscan pour pouvoir piloter la caméra. Un déphaseur pilotable en tension présent dans le module de balayage permet d'ajuster l'instant de balayage afin de synchroniser le phénomène lumineux avec la mesure.

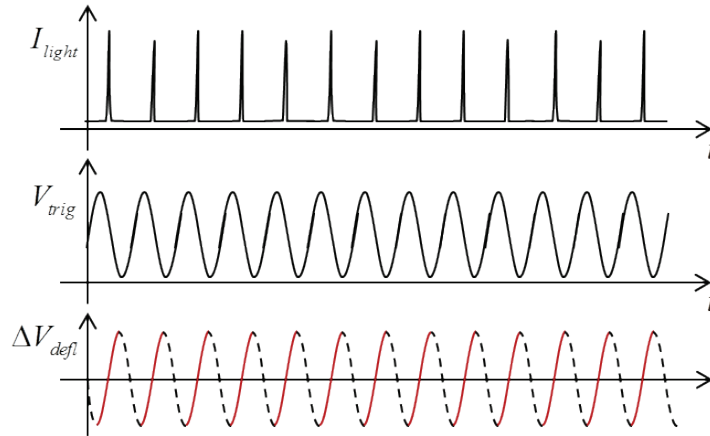


Figure III-3 : Exemple de signal de déclenchement et de signal de déflexion pour le mode syncscan

2. Techniques de synchronisation

Afin de réaliser la synchronisation dans les différents modes présentés, plusieurs techniques peuvent être mises en œuvre. Cette partie décrit le fonctionnement de plusieurs méthodes permettant cette synchronisation.

a. Photodiode directe

La première méthode consiste à capturer le train d'impulsions lumineuses à l'aide d'une photodiode rapide. Dès lors le train d'impulsions électriques peut être utilisé pour générer le signal de synchronisation en mode déclenché ou syncscan. Les deux variantes sont présentées figure III-4.

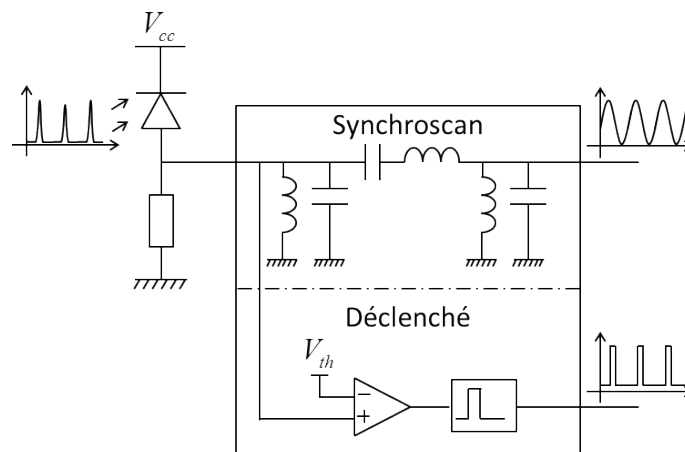


Figure III-4 : Méthode de synchronisation directe dans chacun des modes

En ce qui concerne le mode synchroscan, un filtre passe-bande centré sur la fréquence de répétition du laser extrait le mode fondamental du signal résultant en un signal sinusoïdal. Ce dernier peut être utilisé directement comme signal de déclenchement synchroscan. La génération du signal de synchronisation du mode déclenché est faite d'une toute autre façon. Les impulsions sont envoyées vers un comparateur rapide dont la sortie passe à un niveau logique haut lorsque celles-ci dépassent une tension seuil. La sortie du comparateur déclenche ensuite une bascule ou un multivibrateur monostable qui génère un signal carré de largeur fixe.

Cette technique possède de nombreux avantages. Tout d'abord elle est très simple à mettre en place et la réalisation du circuit électronique nécessaire à son implémentation est relativement aisée. De plus, la mesure directe de la lumière par la photodiode permet de détecter le bruit de phase du laser de manière instantanée. Enfin, le couplage entre le laser et la photodiode est très permissif. En effet, on ne note aucune dégradation notable liée à la zone de focalisation des impulsions sur la surface photosensible de la diode. De même, l'utilisation d'un diffuseur devant la photodiode n'affecte pas le déclenchement.

Cependant, si une trop grande quantité de lumière est envoyée à la diode, amenant cette dernière en saturation, sa réponse impulsionnelle s'élargit ce qui a tendance à augmenter le *jitter* du signal de déclenchement. Aussi, les fluctuations de l'intensité lumineuse peuvent avoir un effet très important sur la synchronisation. En effet, en mode synchroscan, une fluctuation de l'amplitude des impulsions va se répercuter directement sur le niveau de tension du signal de déclenchement sinusoïdal. Le module de balayage synchroscan possède donc un système asservissant le gain appliqué au signal de synchronisation permettant de compenser la variation d'amplitude de celui-ci. Ainsi, l'amplitude de la sinusoïde envoyée à l'adaptateur d'impédance reste la même, quel que soit l'amplitude du signal de déclenchement. Cependant, cet asservissement produit une légère variation de phase en rapport avec

l'amplitude du signal malgré l'utilisation d'atténuateurs à faible déphasage. Par ailleurs, ce système possède une bande passante limitée qui ne peut suivre les variations d'amplitudes rapides. Le bruit d'amplitude est aussi problématique dans le cas du mode déclenché, comme nous le verrons plus loin dans ce chapitre lors de la présentation du principe du discriminateur à fraction constante. Les filtres passe-bande appliqués dans la chaîne de déclenchement sont eux aussi critiques vis-à-vis du bruit de phase, comme il sera montré en détail dans le chapitre suivant.

b. Signal de pilotage laser

Afin de piloter la caméra, il est possible d'utiliser directement le signal de haute fréquence fourni par certains lasers. En effet, comme il sera détaillé dans le chapitre suivant, les lasers à blocages de mode actifs génèrent des impulsions femtosecondes grâce à des modulateurs acousto-optiques permettant de sélectionner le mode fondamental du laser. Ces modulateurs fonctionnent comme des atténuateurs de lumière pilotés en tension. Ainsi, son signal de pilotage, lorsque sa fréquence correspond à la fréquence fixée par la longueur de la cavité laser, permet de générer des impulsions courtes.

Utiliser le signal pilotant le modulateur présent dans le laser pour déclencher le mode synchroscan de la caméra est alors possible. Cependant, même si la fréquence de ce signal est égale en valeur moyenne à la fréquence du laser, un décalage important peut être présent entre celles-ci. Effectivement, la fréquence de répétition des impulsions laser est déterminée par la longueur de la cavité laser et non pas par le signal du modulateur. Utiliser le signal du modulateur acousto-optique dégrade alors fortement la résolution temporelle puisqu'un *jitter* allant jusqu'à 20 ps peut être présent entre le signal lumineux et le signal de pilotage (Cunin, 1994).

Certains lasers utilisent un verrouillage de mode dit régénératif. Ces lasers fonctionnent comme les précédents à la différence que le signal pilotant l'atténuateur

est généré à partir d'une photodiode présente à la sortie de la cavité laser. A la manière de la technique présentée dans la partie précédente, le signal sinusoïdal suit alors, dans une certaine mesure, les bruits pouvant affecter la cavité laser. De même certains lasers embarquent un système d'asservissement de la longueur de la cavité en utilisant des miroirs montés sur des éléments piézoélectriques (Spence, 1993). Ces méthodes permettent d'utiliser le signal de pilotage interne du laser en tant que signal synchroscan puisque les *jitters* affichés passent aisément sous la picoseconde.

c. Oscillateur à effet tunnel

Une autre méthode pour piloter la caméra en mode synchroscan est l'utilisation des oscillateurs. Le principe est de déclencher la caméra avec un oscillateur de fréquence proche de la fréquence de répétition du laser. Le signal d'une photodiode capturant les impulsions lumineuses est ensuite injecté dans cet oscillateur qui, grâce à des éléments non linéaires, va devenir synchrone avec la fréquence du laser. Plusieurs types de montage sont possibles et nous nous penchons ici sur l'exemple d'un oscillateur à effet tunnel réalisé au laboratoire (Summ, 1994). Le schéma de principe de l'oscillateur ainsi que le modèle classique de la diode à effet tunnel sont présentés respectivement figure III-5 et figure III-6.

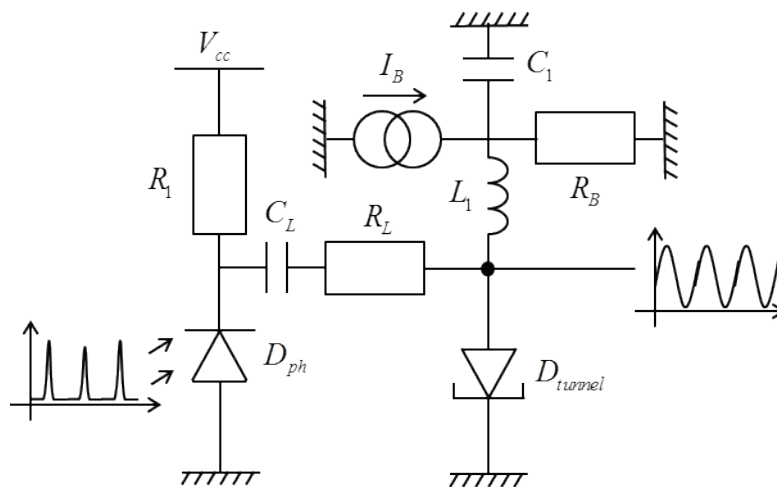


Figure III-5 : Schéma de principe de l'oscillateur synchrone à effet tunnel

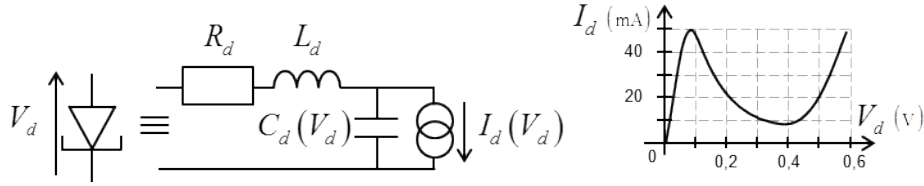


Figure III-6 : Modèle classique de la diode à effet tunnel

On considère dans un premier temps uniquement l'oscillateur formé par la source de courant I_B , les composants C_1 , L_1 , R_B et la diode à effet tunnel D_{tunnel} . Cet ensemble forme un circuit résonnant dont la fréquence dépend de la tension de polarisation de la diode imposée par I_B et R_B . En effet, la capacité C_d de la diode à effet tunnel dépend directement de la tension à ses bornes changeant alors la fréquence de résonance de l'oscillateur. De plus, on s'assure de l'oscillation du système en polarisant la diode à effet tunnel dans le régime où sa résistance dynamique est négative (entre 0,1 et 0,4 volts sur la figure III-6). En ajoutant l'autre partie du circuit, il est possible d'ajuster la fréquence d'oscillation sur la fréquence de répétition des impulsions lumineuses. Considérons que la fréquence d'oscillation naturelle de l'oscillateur est plus faible que celle du laser. Une impulsion détectée par la photodiode va engendrer à travers C_L et R_L une baisse du courant circulant à travers la diode à effet tunnel et modifier prématurément sa polarisation du pic vers la vallée. Ce phénomène a pour conséquence d'augmenter la tension moyenne aux bornes de la diode et donc d'abaisser la capacité C_d de celle-ci. Cette diminution a pour conséquence d'augmenter la fréquence d'oscillation permettant au circuit de se synchroniser avec le taux de répétition du laser.

Ce type de déclencheur possède de bonnes capacités à suivre le bruit de phase du laser et permet d'accrocher la fréquence de répétition de celui-ci en seulement quelques périodes. Cependant, le circuit est particulièrement sensible à la température (Chow, 1964). En effet, les caractéristiques des diodes à effet tunnel dépendent très fortement de la température rendant les dérives basses fréquences importantes. La dérive du déclencheur développé au laboratoire atteint les 40 ps/K

après une stabilisation thermique, rendant alors compliquée l'utilisation d'un tel déclencheur pour des acquisitions longues.

d. Interrupteurs optiques

Les interrupteurs optiques, ou *Photoconductive Switches* (PCS) en anglais, sont des composants particuliers qui permettent de réaliser à la fois le déclenchement et la génération du signal de balayage. Ces derniers, réalisés en général à base de substrat semi-conducteur d'arséniure de gallium (GaAs), présentent dans l'obscurité une résistivité très importante. Lorsqu'ils sont irradiés par une impulsion laser, ces interrupteurs deviennent conducteurs et leur résistance chute à quelques dizaines d'ohms. Ces composants permettent la réalisation de nombreux types de circuits de déclenchement et de déflexion dont un exemple est donné par la figure III-7 (Lankhuijzen, 1996).

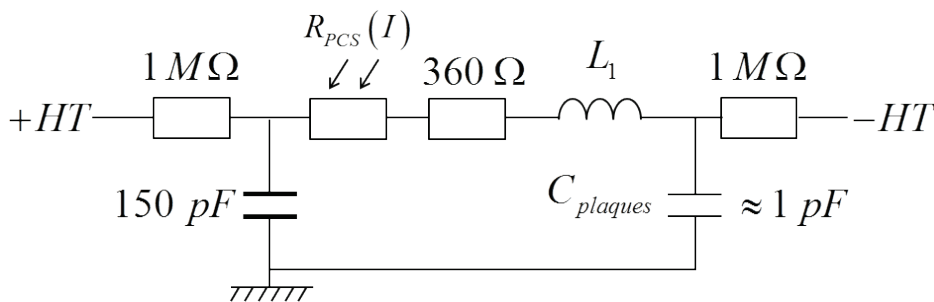


Figure III-7 : Exemple de circuit de déclenchement et de balayage utilisant un interrupteur optique

Tout d'abord, une capacité céramique est chargée à travers une résistance de $1\text{ M}\Omega$ à une tension $+HT$. Cette capacité est reliée à une des plaques de déflexion grâce à l'interrupteur optique dont la résistance dans l'obscurité est de plus de $100\text{ M}\Omega$. Cette même plaque est polarisée à une tension $-HT$ grâce à une résistance de $1\text{ M}\Omega$. Lorsque l'interrupteur GaAs est illuminé par une impulsion provenant du laser, des électrons dans la bande de valence du semi-conducteur passent dans sa bande de conduction ce qui a pour effet d'augmenter drastiquement sa conductivité et donc

d'abaisser sa résistance de plus de 7 ordres de grandeur ($\sim 10 \Omega$). La capacité C_{plaques} représentée par les plaques se charge alors très rapidement (< 500 ps) à un niveau $+HT$. En modifiant les niveaux de tension $+HT$ et $-HT$ il est possible d'utiliser la partie linéaire de cette charge comme signal de déflexion. Lorsque la résistance de l'interrupteur augmente à nouveau, la capacité C_{plaques} se décharge vers un niveau $-HT$ en quelques microsecondes. L'interrupteur optique peut être victime du bruit d'amplitude des impulsions laser incidentes. En effet, les variations d'intensité lumineuses entraînent une variation de la résistance de l'interrupteur lors de son illumination. Pour éviter ce genre de phénomène, deux précautions sont prises. Dans un premier temps, une très grande quantité de lumière est envoyée sur l'interrupteur lors du déclenchement afin de le faire fonctionner en régime de saturation. En s'assurant du régime de saturation, on limite les effets dus aux fluctuations de l'intensité du laser. Dans un second temps, le placement d'une résistance, bien plus grande que la résistance de l'interrupteur lors de son illumination (ici 360Ω), à la suite de l'interrupteur permet de limiter l'impact qu'ont les fluctuations de R_{PCS} sur le temps de charge de C_{plaques} .

La plupart des caméras à balayage de fente affichant des résolutions bien inférieures à la picoseconde utilise ce type de déclenchement/balayage (Liu, 2003; Naylor, 2001; Shakya, 2005). Il possède le très grand avantage de ne générer quasiment aucun *jitter* puisque, le système de déclenchement servant également de système de génération de balayage, la chaîne de déclenchement est réduite à son minimum, et que le comportement de l'interrupteur optique est très stable en régime de saturation. Cependant il comprend aussi quelques inconvénients majeurs. Tout d'abord, les commutations rapides de hautes tensions associées à la faible conductivité thermique de l'arséniure de gallium imposent des limitations de l'ordre du kilohertz vis-à-vis des fréquences de répétition. De plus, l'énergie par impulsion lumineuse nécessaire à la saturation de l'interrupteur est souvent très importante, voire inatteignable, pour des

lasers conventionnels. C'est d'ailleurs pour cela que cette technique est très utilisée dans le domaine de l'imagerie rayon X puisque les photons utilisés dans cette spécialité sont très énergétiques, de quelques dizaines à plusieurs méga électronvolts, et permettent de saturer facilement le dispositif.

3. Réalisation d'un discriminateur à fraction constante

a. Principe de fonctionnement

Comme nous l'avons évoqué précédemment, les impulsions lasers peuvent être affectées par du bruit d'amplitude. Si on considère un déclencheur simple comme exposé dans la partie III.2.a, ce bruit d'amplitude va se traduire par une variation de la tension crête de l'impulsion délivrée par la photodiode au déclencheur. Si cette variation est injectée dans un déclencheur utilisant un comparateur à seuil fixe un phénomène appelé *time walk* apparaît (Spieler, 1982). Le *time walk* est la différence d'instant de déclenchement induit par deux signaux de forme identique, mais d'amplitudes différentes. L'impact de cet effet sur le déclenchement est décrit sur la figure III-8 (a). Pour réduire au maximum l'impact de cet effet, un discriminateur à fraction constante, ou *Constant Fraction Discriminator* (CFD), a été réalisé. Ce concept a été décrit et implémenté pour la première fois en 1967 par D.A. Gedcke et W.J. McDonald afin de réaliser une détection précise d'impulsions provenant d'un photomultiplicateur. Cette méthode est aussi utilisée dans le domaine de la tomographie par émission de positrons ou bien plus généralement lors des mesures critiques de timing dans les systèmes d'étude de la physique nucléaire (Rivetti, 2010; Thaduri, 2013). Le principe de cette technique est de déterminer indirectement l'amplitude de l'impulsion incidente, d'en calculer une fraction donnée et d'utiliser celle-ci comme seuil de déclenchement. En faisant ainsi, le déclenchement est théoriquement immunisé au bruit d'amplitude et sans *jitter*, comme le montre la figure III-8 (b).

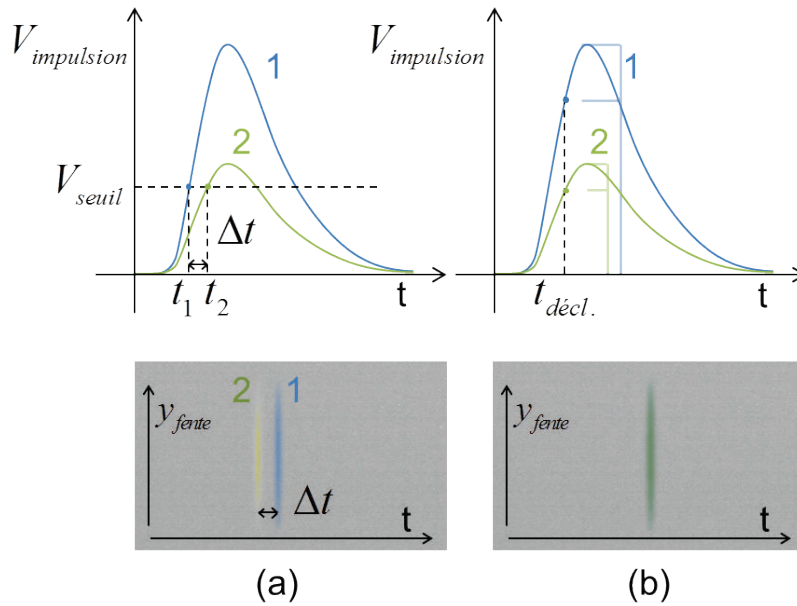


Figure III-8 : Comparaison du signal électrique délivré par la photodiode et de l'image de l'écran de phosphore pour une acquisition utilisant un déclencheur à seuil classique (a) et un CFD (b)

b. Conception du discriminateur

i. Approche classique

Le discriminateur à fraction constante fonctionne en comparant deux signaux générés à partir d'un même signal. L'approche classique consiste à séparer le signal d'entrée en deux à l'aide d'un répartiteur (ou *splitter* en anglais). Ce *splitter* reproduit à l'identique le signal à son entrée vers ses deux sorties en les atténuant d'un facteur deux. On applique sur l'un de ces deux signaux une atténuation et on retarde le second (cf. Figure III-9). Le délai entre ces deux signaux est ajusté de manière à ce que la valeur crête du signal atténué soit atteinte lors du front montant du signal retardé. Ainsi, l'instant de passage à zéro du signal différentiel résultant ne dépend plus de l'amplitude du signal. En effet, en supposant que le délai est ajusté à la moitié du temps de montée de l'impulsion, l'instant de déclenchement ne dépend plus que de l'atténuation choisie. La conception standard du CFD intègre aussi un circuit d'armement. Ce dernier inhibe la sortie du discriminateur lorsqu'aucune impulsion n'est détectée à son entrée. Ce circuit est nécessaire afin de prévenir une oscillation de la

sortie due à un faux déclenchement causé par le bruit sur les entrées du comparateur. Ce circuit est réalisé à l'aide d'un simple comparateur à seuil fixe. La sortie du CFD peut alors être réalisée avec une porte logique ET ou encore un multivibrateur monostable piloté par les sorties des deux comparateurs. Le circuit d'armement est une partie critique dans la conception d'un discriminateur à fraction constante et peut être à l'origine de sérieuses erreurs de timing. Cette problématique est souvent discutée dans la littérature et particulièrement lors de l'utilisation du déclencheur avec des signaux de faible amplitude (Bedwell, 1976; Binkley, 1991).

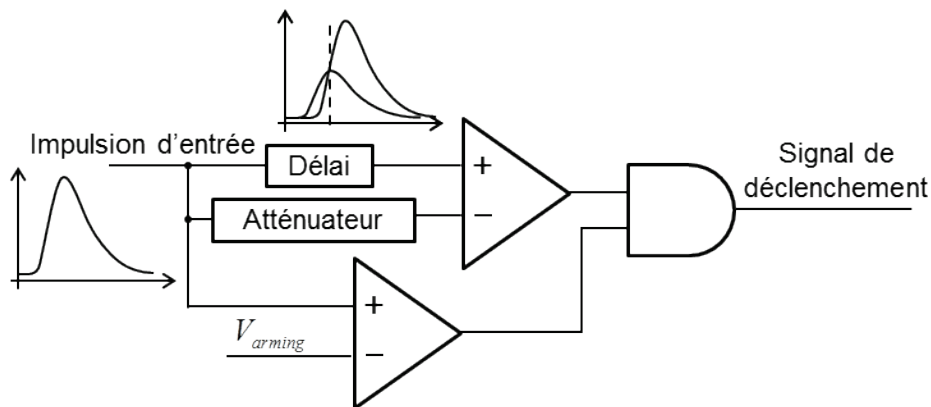


Figure III-9 : Vue schématique de la conception classique d'un CFD

ii. Approche utilisée

Le circuit développé se base lui aussi sur la comparaison de deux signaux générés à partir de la réponse de la photodiode. Cependant le traitement de ceux-ci est fondamentalement différent vis-à-vis de l'approche précédente, comme le montre la figure III-10.

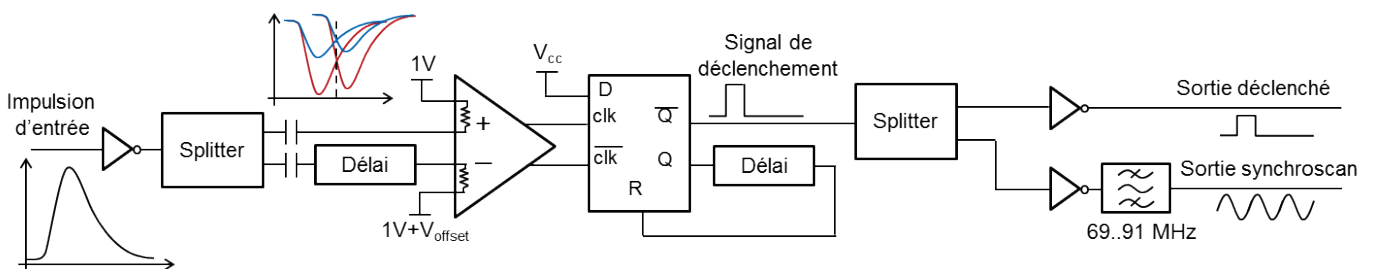


Figure III-10 : Schéma bloc du CFD développé

Détection de l'impulsion

Dans un premier temps, l'impulsion lumineuse est amplifiée par un amplificateur large bande puis séparée par un *splitter*, comme dans le cas classique. Sachant que la forme de l'impulsion électrique est dans une large mesure toujours la même, le délai appliqué à l'un des signaux est réglé de manière à ce que le front montant de l'impulsion retardée croise le front descendant de l'impulsion transmise de manière directe. Ces deux signaux sont ensuite envoyés sans atténuation vers un comparateur ultra rapide. Dans cette configuration le passage à zéro du signal différentiel résultant est le plus franc possible et affiche un *slew rate* maximum mettant dans les meilleures conditions possibles le comparateur en matière de *jitter*. Le délai mis en place sur l'une des voies est généralement réalisé à l'aide de lignes à retard RC. Cependant, cette technique induit de fortes déformations et une diminution de la raideur des fronts du signal (Simpson, 1996). Pour éviter cela, le délai est ici réalisé grâce à un simple câble coaxial dont la longueur correspond au retard convenant à la forme de l'impulsion électrique. De cette façon, un délai pur et n'induisant aucun *jitter* est introduit sans modifier la forme ou l'amplitude du signal. Dans le système réalisé, la photodiode fournissant les impulsions est une photodiode AEPX65 de chez Centronic. Lors de l'excitation par le laser Ti:Al₂O₃ produisant des impulsions de 100 fs FWHM la réponse de la diode est quasiment gaussienne avec un temps de montée ainsi qu'un temps de descente de 600 ps. Un délai de 750 ps est donc introduit avant l'entrée non inverseur du comparateur en y ajoutant un câble coaxial 50 Ω de 15 cm de type RG178/U.

Circuit d'armement

Une autre spécificité de ce discriminateur à fraction constante est qu'il ne comprend pas de circuit d'armement. Ce circuit empêchant la sortie du déclencheur d'osciller à cause du bruit présent aux entrées du comparateur est remplacé par une fonctionnalité du comparateur utilisé. Le comparateur ultra rapide utilisé dans le

déclencheur, un ADCMP573 de chez Analog Devices, comprend des entrées de terminaison pour ses entrées inverseurs et non-inverseurs. Ainsi en appliquant un léger offset sur la terminaison de la sortie inverseur, on empêche le comparateur d'osciller si aucune impulsion n'est détectée. Cependant, cette solution n'est pas parfaite puisque l'offset qui est fixe et ne dépend pas de l'amplitude de l'impulsion implique directement un *time walk* qui sera caractérisé plus loin.

Bascule D

La sortie différentielle LVPECL du comparateur permet d'assurer un basculement rapide de ce dernier et d'optimiser la transmission des fronts rapides vers la suite du circuit. Les signaux de sortie du comparateur sont ensuite utilisés comme signaux d'horloge d'une bascule D qui est utilisée pour générer un signal carré. Cette bascule comprend elle aussi une sortie différentielle LVPECL dont l'une des voies est redirigée vers une ligne à retard puis vers l'entrée de reset prioritaire. De cette manière, la bascule passe sa sortie à un niveau haut au moment du déclenchement provenant du comparateur puis elle redescend d'elle-même à un niveau bas après une durée correspondant au délai introduit. Ainsi, un signal carré de largeur fixe est généré à chaque détection. De plus, le délai placé entre la sortie de la bascule et son entrée reset est lui aussi réalisé à l'aide d'un câble coaxial d'une longueur correspondant à une durée de 1 ns. En effet, comme expliqué dans le paragraphe suivant, il est crucial de générer des créneaux de largeur fixe pour permettre la génération d'un signal de déclenchement ayant un *jitter* le plus faible possible.

Etages de sortie

Dans la perspective d'utiliser ce discriminateur à fraction constante avec une caméra à balayage de fente, il paraissait intéressant de proposer un déclencheur permettant une utilisation en mode déclenché ainsi qu'en mode synchroscan. Pour cela, la sortie de la bascule D présentée précédemment est dirigée vers un *splitter* qui

alimente deux étages de sorties distincts. Le premier étage consiste simplement à une amplification du signal de sortie de la bascule générant alors un signal carré d'une amplitude de 2 volts. La sortie de cet étage peut être utilisée comme signal de déclenchement dans le mode déclenché de la caméra. Le deuxième étage consiste lui aussi à une amplification de la sortie de la bascule associée à un filtrage passe-bande. Ce filtre passe-bande, centré en 81 MHz, permet d'extraire du signal carré l'harmonique fondamentale et donc de générer un signal sinusoïdal à la fréquence du laser utilisé. Cet étage produit un signal de 6 dBm sur 50Ω et peut être utilisé pour déclencher la caméra dans le mode synchroscan.

Adaptation

Enfin, les lignes de transmission doivent être adaptées sur 50Ω pour éviter les effets de réflexion ou d'atténuation. Dès lors, dans le souci de garder des dimensions raisonnables vis-à-vis de l'épaisseur de la carte ainsi que de la largeur des pistes, un substrat PTFE (type téflon) a été choisi pour la réalisation du déclencheur. Ainsi, des lignes de 1,1 mm de large, $43 \mu\text{m}$ d'épaisseur et une hauteur de substrat de $380 \mu\text{m}$ pour un coefficient diélectrique de 2,2 permettent de s'assurer de la bonne adaptation des transmissions sur la carte.

c. Tests et résultats expérimentaux

Afin d'évaluer les performances du déclencheur réalisé, deux principales caractéristiques doivent être mesurées. La première caractéristique est le *jitter* du CFD lorsque celui-ci est soumis à une amplitude fixe en entrée. La seconde caractéristique est le *time walk* qui définit la dépendance du déphasage en fonction de la variation d'amplitude en entrée. La mesure de ces caractéristiques est détaillée dans les paragraphes suivants.

i. Jitter à amplitude fixe

Une première mesure du *jitter* à amplitude d'entrée fixe a été réalisée grâce à un oscilloscope dont la bande passante est de 6 GHz et capable de capturer 80 milliards d'échantillons par seconde sur deux voies distinctes (LeCroy WavePro 760Zi-A). Pour réaliser cette mesure, deux déclencheurs identiques ont été réalisés. On suppose leur comportement comme identique puisque les composants utilisés pour chaque circuit proviennent du même lot. Le dispositif expérimental est composé de ces deux déclencheurs chacun associé à une photodiode rapide capturant un train d'impulsion provenant d'un même laser. On observe la sortie du mode déclenché des CFD sur l'oscilloscope. On déclenche ce dernier sur le front montant de l'un des discriminateurs et on mesure le *jitter* du second signal par rapport à l'instant de déclenchement. De cette manière le bruit d'amplitude et donc le *time walk* qui en résulte n'ont aucun impact sur la mesure puisque le bruit d'amplitude est le même et se compense pour les deux déclencheurs. On mesure alors le *jitter* à amplitude fixe à un facteur $\sqrt{2}$ près. Le principe de la mesure est représenté sur la figure III-11.

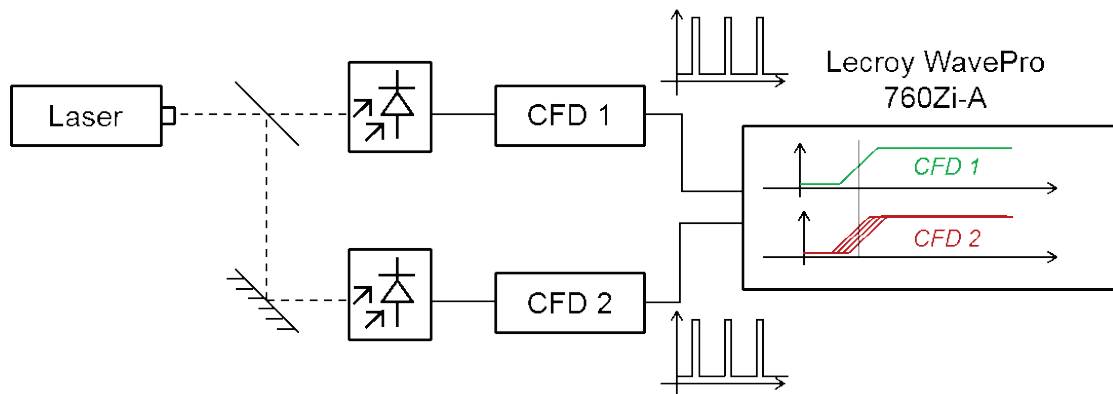


Figure III-11 : Principe de mesure du *jitter* à amplitude fixe grâce à un oscilloscope

Le *jitter* mesuré grâce à cette méthode est d'approximativement 1,2 ps RMS ce qui correspond au bruit plancher de l'appareil de mesure. Ce résultat mène à penser que le *jitter* des déclencheurs réalisés est plus faible que le bruit plancher de

l'oscilloscope utilisé et donc qu'une autre méthode de mesure est nécessaire afin de le déterminer.

Afin de caractériser le très faible *jitter* des CFD, une méthode de mesure indirecte doit être utilisée. Une méthode hétérodyne utilisant les sorties synchroscans des déclencheurs a été imaginée. Pour cela un mélangeur à double équilibrage, ou *Double Balanced Mixer* (DBM) en anglais, est utilisé.

Principe de la mesure utilisant le mélangeur

Lorsqu'un mélangeur est mis dans des conditions bien particulières, il peut être utilisé comme détecteur de phase (Rubiola, 2006; Walls, 1992). Pour cela ses entrées LO et RF doivent être saturées par des signaux sinusoïdaux de même fréquence et en quadrature de phase. Ainsi le signal de sortie v_0 du mélangeur, correspond au produit des signaux d'entrée et on obtient :

$$v_0(t) = \cos(\omega_0 t + \phi) \cdot \cos\left(\omega_0 t - \frac{\pi}{2}\right) = \frac{1}{2} \sin(2\omega_0 t + \phi) - \frac{1}{2} \sin(\phi) \quad (\text{eq. III.3})$$

où ω_0 est la fréquence des deux sinusoïdes et ϕ la phase de la première sinusoïde par rapport à la deuxième. On obtient alors en sortie du mélangeur une sinusoïde de fréquence $2\omega_0$ ainsi qu'un terme $-\frac{1}{2} \sin(\phi)$. Si les variations de phase sont petites, ce qui est vraisemblablement le cas au vu du *jitter* attendu, ce terme peut être approximé par $-\frac{1}{2} \phi$. En appliquant un filtre passe-bas sur la sortie du mélangeur on élimine le terme en sinus et on obtient :

$$v_0 = k_{\text{deg}} \phi + V_0 \quad (\text{eq. III.4})$$

où k_{deg} est le rapport de conversion phase/tension (exprimé en V/°) et V_0 une tension d'offset fixe due à l'asymétrie du mélangeur. Pour une fréquence donnée, le coefficient

de conversion phase/tension peut aussi être exprimé comme un coefficient k_{ps} exprimé en ps/mV.

L'image en tension de la phase est par la suite amplifiée d'un gain k_a par un amplificateur faible bruit et acquise grâce à l'oscilloscope présenté précédemment. Le dispositif expérimental permettant de faire la mesure est décrit figure III-12.

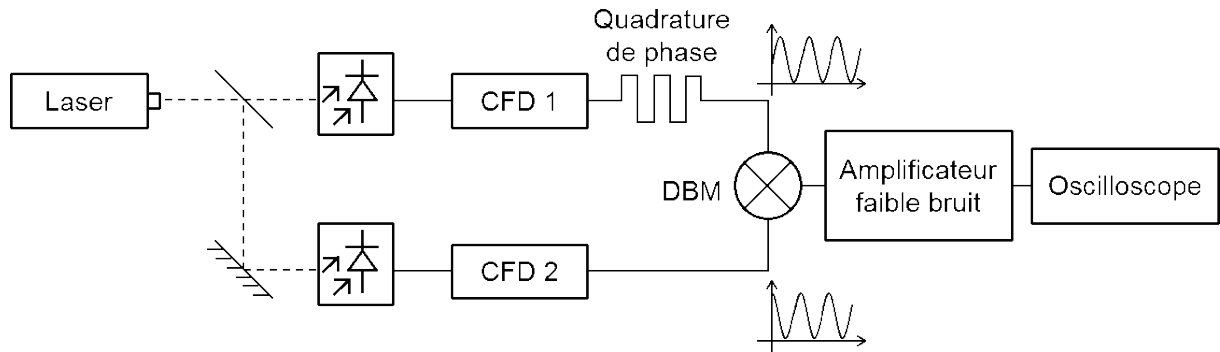


Figure III-12 : Principe de mesure du *jitter* à amplitude fixe grâce au mélangeur

En notant V_{out} la tension de sortie de l'amplificateur, F_s la fréquence d'échantillonnage de l'oscilloscope, N le nombre d'échantillons, et h la fenêtre de Hanning, la densité spectrale de puissance du signal en volts²/Hz est donnée par :

$$S_x(f) = 10 \log \left[\left(\frac{4}{N} \text{FFT} \left(\frac{V_{out}}{k_a} h(N) \right) \right)^2 \right] - 10 \log \left(\frac{F_s}{N} \right) \quad (\text{eq. III.5})$$

Le bruit de phase peut ensuite être calculé grâce au facteur de conversion du mélangeur k_{rad} exprimé en radian par volt :

$$S_\phi(f) = S_x(f) + 20 \log(k_{rad}) \quad (\text{eq. III.6})$$

Enfin, le *jitter* équivalent d'un discriminateur à fraction constante est calculé de la manière suivante :

$$\Delta T = \frac{1}{2\sqrt{2}\pi\omega_0} \sqrt{\int_f S_\phi(f) df} \quad (\text{eq. III.7})$$

Ici le facteur $\sqrt{2}$ compense le fait que le bruit observé est la somme de la contribution des deux déclencheurs. Ainsi, en considérant le bruit gaussien, on peut considérer le *jitter* comme étant $\sqrt{2}$ fois plus élevé que pour un seul CFD.

Caractérisation du mélangeur

Avant de réaliser les mesures, il est important de calibrer et de caractériser le mélangeur utilisé. Pour que la caractérisation soit la plus pertinente possible, celle-ci est réalisée avec des signaux dont les caractéristiques se rapprochent le plus possible des signaux avec lesquels nous travaillerons plus tard, à savoir les sorties synchroscan des CFD. Les sinusoides provenant du déclencheur ont une fréquence égale à celle du laser, environ 81 MHz, et une amplitude de 6 dBm sur 50 Ω ($\approx 1,26$ V crête à crête). Cette amplitude suffit à saturer les entrées du mélangeur et aucune amplification qui pourrait ajouter un bruit additionnel n'est nécessaire.

Dans un premier temps, la bande passante du circuit est mesurée. On envoie sur l'une des voies un sinus de fréquence et d'amplitude appropriées et sur l'autre on envoie ce même sinus dont on fait varier la fréquence. Il apparaît en sortie un signal sinusoidal de fréquence Δf égale à la différence de fréquence entre les deux signaux d'entrée. Plus cette différence de fréquence augmente, plus l'amplitude du signal diminue. Cette atténuation a été mesurée et mène à une bande passante de 850 kHz.

De même, le gain phase/tension est une caractéristique clé qui doit être évaluée. Sa mesure a été réalisée en utilisant la sortie sinusoidale d'un déclencheur. Cette sortie a été amplifiée d'un facteur deux en associant un amplificateur large bande et un atténuateur résistif variable. Le signal amplifié est ensuite séparé en deux à l'aide d'un *splitter* et les signaux mis en quadrature de phase grâce à un trombone (ligne à retard ajustable). La sortie du mélangeur est ensuite observée à l'oscilloscope après avoir été amplifiée à l'aide d'un amplificateur faible bruit comme dans la mesure originale. On fait alors varier le retard imposé entre les deux sinusoides et on observe la variation de

tension en sortie du mélangeur (cf. figure III-13). Pour une fréquence de 81 MHz la mesure de la sensibilité du mélangeur est de 350 fs/mV.

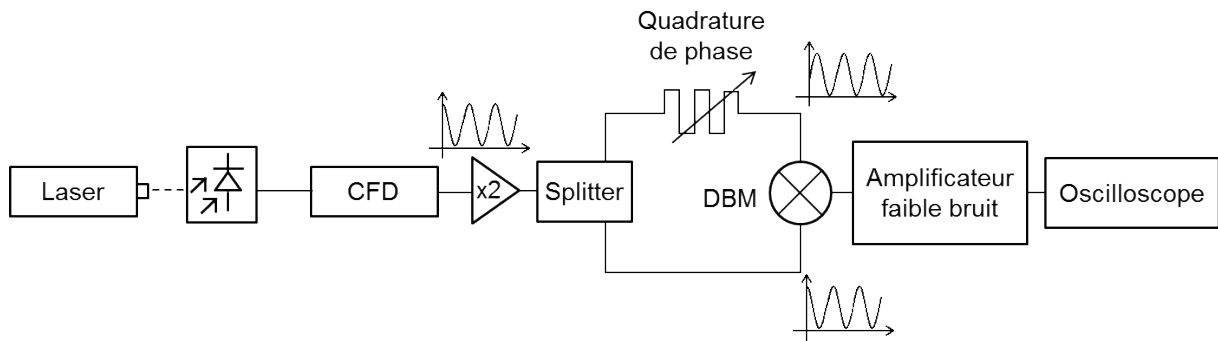


Figure III-13 : Montage utilisé pour déterminer la sensibilité ainsi que le bruit plancher de la méthode de mesure utilisant le mélangeur

Bruit plancher de la méthode de mesure

Le bruit plancher de la méthode de mesure est déterminé grâce au montage utilisé lors de la mesure de la sensibilité du mélangeur. On fixe le retard pour obtenir la quadrature de phase et on observe les variations spontanées à la sortie du mélangeur. Le bruit de phase observé est représenté figure III-14. On observe sur l'axe de gauche le bruit de phase en dBc/Hz et à droite le *jitter* RMS équivalent relatif à la fréquence de travail. Au-dessus du graphique, l'apport de chaque décade est exprimé en femtosecondes.

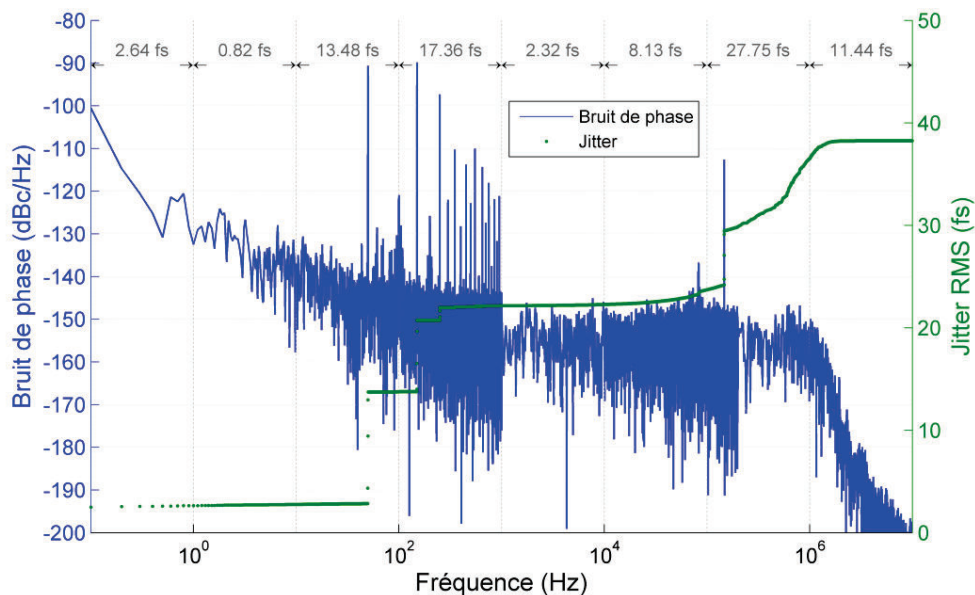


Figure III-14 : Bruit plancher de la méthode de mesure utilisant le mélangeur

La mesure révèle un bruit plancher de 40 fs RMS. L'analyse de la figure du bruit de phase montre que les principales contributions de ce bruit proviennent des fréquences 50 Hz et 100 Hz ainsi que leurs harmoniques. Ces interférences sont clairement dues au réseau électrique propre à l'environnement de test. Une autre raie est présente à 150 kHz et contribue à hauteur de 5 fs RMS au *jitter* global. Cependant, l'origine de cette contribution n'a pas pu être déterminée.

Jitter du CFD

Après ces étapes de caractérisations, la mesure telle que présentée plus haut peut être réalisée. L'acquisition du bruit de phase équivalent pour un seul CFD est représentée sur la figure III-15. Comme pour le bruit plancher, le *jitter* RMS cumulé est décrit sur l'axe de droite et l'apport de chacune des décades noté sur la partie haute du graphique.

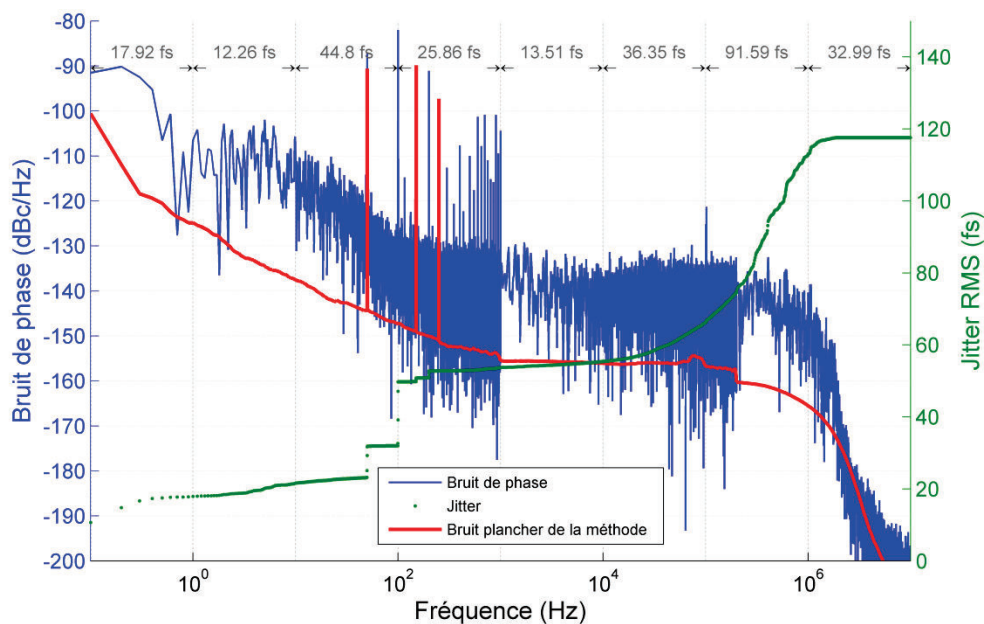


Figure III-15 : Bruit de phase et *jitter* RMS équivalent pour un CFD

L'intégration du bruit de phase mène à un *jitter* égal à 118 fs RMS. On remarque deux contributions importantes aux fréquences 50 Hz et 100 Hz provenant toujours du réseau de distribution électrique propre à l'environnement de test. Le reste du *jitter* provient en grande partie d'un bruit large bande aux fréquences supérieures à

10 kHz. Du fait de la bande passante limitée du système de mesure, il n'est pas possible d'évaluer la contribution des bandes de fréquences supérieures à 1 MHz.

ii. Time-walk

La seconde caractéristique à évaluer est le *time walk*. Pour cela on s'appuie sur le dispositif de mesure décrit sur la figure III-16.

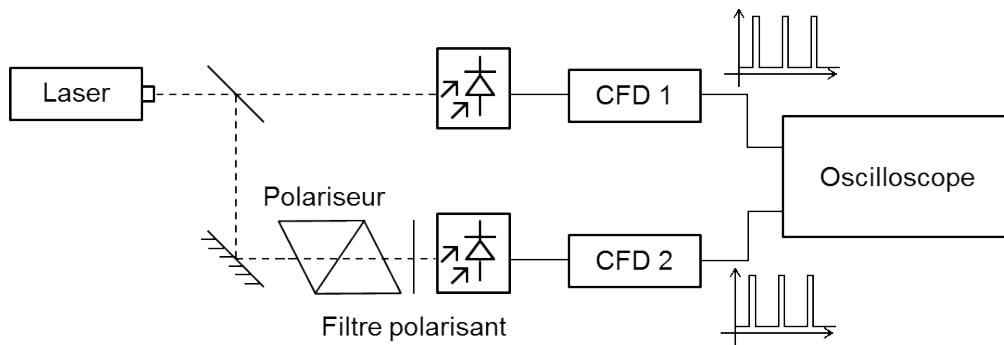


Figure III-16 : Principe de la mesure du *time walk*

Ici, on déclenche un premier CFD de manière classique en utilisant une photodiode rapide. Un deuxième CFD est déclenché avec le même train d'impulsions que l'on fait passer à travers un polariseur et un filtre polarisant. Ainsi, il est possible, en modifiant la polarisation du train d'impulsions, grâce au polarisateur, de faire varier la puissance lumineuse envoyée vers la photodiode. On observe ensuite grâce aux sorties du mode déclenché le délai relatif du déclenchement en fonction de l'intensité lumineuse envoyée à la photodiode. Cette méthode a le principal avantage de permettre l'application d'une atténuation lumineuse sans pour autant influencer la mesure. En effet, si l'atténuation optique avait été réalisée à l'aide de filtre à densité neutre, la longueur du chemin optique s'en retrouverait changée puisque la vitesse de propagation de la lumière est différente dans le verre ou dans l'air. Cette différence de chemin optique aurait donc changé le délai présent entre les deux déclenchements et la mesure n'aurait pas pu être réalisée. Une alternative à la mesure par oscilloscope peut être mise en place, comme précédemment, en mesurant le délai grâce au mélangeur ce qui a pour

principal intérêt d'augmenter considérablement la précision de la mesure. Cette méthode n'a pas été appliquée par manque de temps.

Les résultats de mesure à l'oscilloscope du *jitter* ainsi que du *time walk* sont présentés sur la figure III-17. Comme évoqué lors des mesures précédentes, le *jitter* atteint rapidement le bruit plancher de l'appareil et n'est pas caractérisable par une mesure directe à l'oscilloscope. En ce qui concerne le *time walk*, on remarque un plateau de fonctionnement particulièrement stable sur une plage de puissance entre 7 et 20 mW, ce qui correspond à 85pJ et 244 pJ par impulsion pour une longueur d'onde de 840 nm et une fréquence de répétition de 81 MHz. On peut considérer que, sur cette plage, les variations observées correspondent au bruit plancher de l'oscilloscope. En dehors de cette plage, des variations importantes sont observables. Pour une plage de variation d'amplitude de 1 pour 10 autour du plateau, on peut évaluer le *time walk* comme étant inférieur à ± 10 ps. Cette mesure donne aussi des informations sur les seuils de détection de l'ensemble photodiode/CFD. Le système commence à déclencher pour une énergie de 18 pJ par impulsion et entre en saturation à 520 pJ par impulsion. Cependant, utiliser le déclencheur à ces niveaux d'énergie n'est pas conseillé puisqu'ils induisent un *jitter* ainsi qu'un *time walk* très important.

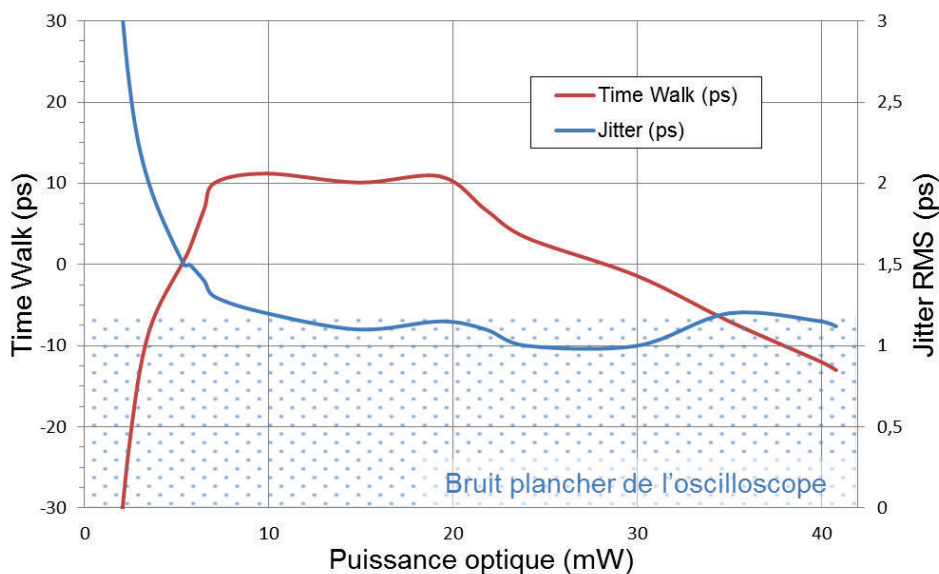


Figure III-17 : Mesure du *jitter* et du *time walk* en utilisant l'oscilloscope

4. Conclusion

En combinant une approche alternative du discriminateur à fraction constante et des composants à l'état de l'art en ce qui concerne le domaine de la haute fréquence, un déclencheur à très faible *jitter* a pu être conçu. Ce dernier affiche des performances comparables aux meilleurs déclencheurs proposés sur le marché ou dans la littérature. Le tableau III-1 donne une comparaison non exhaustive des performances du déclencheur présenté avec celles de plusieurs systèmes équivalents.

Système de déclenchement	Caractéristiques	
	<i>Jitter à amplitude fixe</i>	<i>Time-walk</i>
CFD présenté	0,119 ps RMS	± 10 ps @ 1:10
Interrupteur optique GaAs switch (Liu, 2003)	0,110 ps RMS	Non spécifié
Becker & Hickl OCF-401 (Becker & Hickl)	< 2 ps RMS	± 30 ps @ 1:10
SensL HRM-CFD (SensL)	8,5 ps RMS	± 50 ps @ 1:10
Sub-micron CMOS CFD (Garbolino, 2011)	90 ps RMS	± 92 ps @ 1:10

Tableau III-1 : Comparaison du déclencheur réalisé avec d'autres systèmes équivalents

En comparaison à d'autres discriminateurs présents sur le marché (Becker & Hickl OCF-401 et SensL HRM-CFD), le déclencheur développé présente de meilleures performances en *jitter* et en *time walk*. De même, un discriminateur à fraction constante développé en technologie CMOS sub-micron affiche un *jitter* supérieur de presque un ordre de grandeur à celui mesuré dans ce chapitre. Cependant, la méthode des interrupteurs optiques peut atteindre les mêmes performances en termes de *jitter*. De plus, cette technique incluant aussi la génération de la tension de balayage, on peut alors affirmer qu'en matière de *jitter* cette solution est meilleure. Malgré tout, les conditions d'utilisations des interrupteurs optiques sont très restrictives en matière d'énergie, 70 μ J par impulsion nécessaire au fonctionnement dans le papier cité contre 300 pJ pour notre système. De plus, le taux de répétition des

interrupteurs optiques est limité à quelques kilohertz contre une gamme allant d'un fonctionnement du simple tir à plus de 200 MHz pour la solution de CFD présentée.

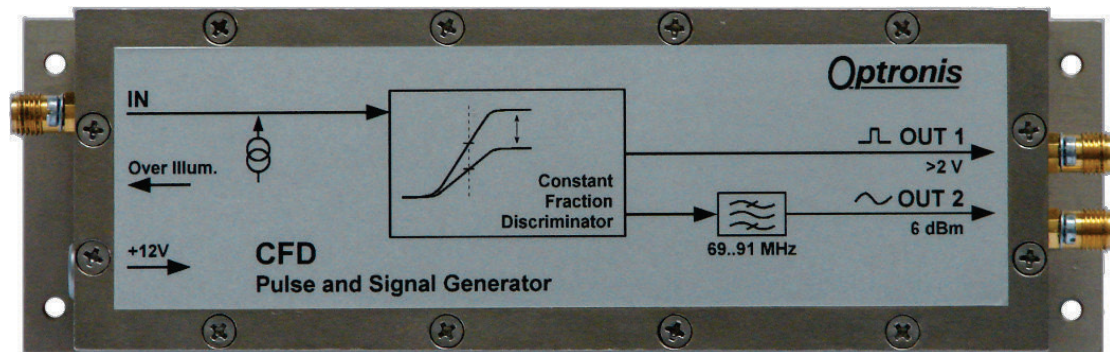


Figure III-18 : Aspect final du module de déclenchement développé

Le *jitter* de 120 fs RMS exposé dans ce chapitre semble être principalement une limitation liée aux composants actifs utilisés. En effet, le comparateur ultra rapide Analog Devices ADCMP573 ainsi que la bascule D ON Semiconductor MC100EP51 affichent un *jitter* aléatoire typique de 200 fs RMS. Afin d'abaisser le *jitter* du circuit, il serait nécessaire de développer un circuit intégré spécifique. Cette solution, en plus d'être plus coûteuse, demande un effort de développement plus important pour atteindre des résultats comparables à ceux obtenus.

De par ces fonctionnalités et ces performances, le déclencheur conçu convient parfaitement au déclenchement de la caméra à balayage de fente. En effet, le *jitter* mesuré est bien inférieur à la résolution temporelle visée. De plus, même si le *time walk* peut paraître important, les lasers utilisés avec les caméras ne vont vraisemblablement pas être affectés par un bruit d'amplitude de l'ordre de grandeur présenté. Ces derniers présentent en général une variation de l'ordre du pourcent, voire dans le pire cas 10 %. Pour des variations telles, on peut considérer que le *time walk* affectant le déclencheur est inférieur à la picoseconde lorsqu'on se place sur la plage de fonctionnement idéale discutée plus haut.

Dans la perspective de la réalisation d'un système à balayage de fente optimal les différentes sources de *jitter*, dont le déclencheur fait partie, doivent être identifiées

et leurs contributions réduites au maximum. En réduisant ici la contribution du déclenchement à un niveau bien inférieur à la résolution visée, on s'assure que la résolution temporelle finale n'est pas limitée par cet élément permettant alors l'investigation d'autres sources de bruits.

Bibliographie

- Becker & Hickl, « Becker & Hickl - OCF-401 Specifications ». [En ligne]. Disponible sur: <http://www.becker-hickl.de/pdf/Ocf400.pdf>. [Consulté le: 19-janv-2016].
- Bedwell, M.O., Paulus, T.J., « A New Constant Fraction Timing System with Improved Time Derivation Characteristics », *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 23, n° 1, p. 234-243, févr. 1976.
- Binkley, D.M., Simpson, M.L., Rochelle, J.M., « A monolithic, 2 μm CMOS constant-fraction discriminator for moderate time resolution systems », *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 38, n° 6, p. 1754-1759, déc. 1991.
- Chow, W.F., *Principles of Tunnel Diode Circuits*. New York: Wiley, 1964.
- Cunin, B., Eckert, C., Haessler, A., Heisel, F., Mieke, J.A., Planat, M., « Oscillator Phase Noise Measurements by Picosecond Synchroscan Streak Camera », *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, vol. 41, n° 2, p. 275-278, mars 1994.
- Finisar Corporation, « Finisar Corporation - 100 GHz Single High-speed Photodetector », *100 GHz Single High-speed Photodetector*. [En ligne]. Disponible sur: <https://www.finisar.com/optical-components/xpdrv412xr>. [Consulté le: 11-nov-2015].
- Garbolino, S., Martoiu, S., Rivetti, A., « Implementation of Constant-Fraction-Discriminators (CFD) in sub-micron CMOS technologies », in *2011 IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference (NSS/MIC)*, Valencia, Spain, p. 1530-1535, 2011.
- Lankhuijzen, G.M., Noordam, L.D., « Atomic streak camera », *Optics Communications*, vol. 129, n° 5-6, p. 361-368, sept. 1996.
- Liu, J., Wang, J., Shan, B., Wang, C., Chang, Z., « An accumulative x-ray streak camera with sub-600-fs temporal resolution and 50-fs timing jitter », *Applied Physics Letters*, vol. 82, n° 20, p. 3553-3555, mai 2003.
- Naylor, G.A., Scheidt, K., Larsson, J., Wulff, M., Filhol, J.M., « A sub-picosecond accumulating streak camera for x-rays », *Meas. Sci. Technol.*, vol. 12, n° 11, p. 1858, oct. 2001.
- Rivetti, A., Ceccucci, A., Ramusino, A.C., Chiozzi, S., Dellacasa, G., Fiorini, M., Garbolino, S., Jarron, P., Kaplon, J., Kluge, A., Marchetto, F., Albarran, E.M., Martoiu, S., Mazza, G., Noy, M., Riedler, P., Wheadon, R., « Experimental results from a pixel front-end for the NA62 experiment with on pixel constant fraction discriminator and 100 ps Time to Digital Converter », in *IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record*, Knoxville, Tennessee, U.S.A., p. 400-405, 2010.
- Rubiola, E., « Tutorial on the double balanced mixer », *arXiv:physics/0608211*, févr. 2008.

- SensL, « SensL HRM-CFD ». [En ligne]. Disponible sur: <http://sensl.com/products/measurement-instruments/cfd/>. [Consulté le: 19-janv-2016].
- Shakya, M.M., Chang, Z., « Achieving 280fs resolution with a streak camera by reducing the deflection dispersion », *Applied Physics Letters*, vol. 87, n° 4, p. 041103, juill. 2005.
- Simpson, M.L., Young, G.R., Jackson, R.G., Xu, M., « A monolithic, constant-fraction discriminator using distributed R-C delay line shaping », *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 43, n° 3, p. 1695-1699, juin 1996.
- Spence, D.E., Sleat, W.E., Evans, J.M., Sibbett, W., Kafka, J.D., « Time synchronisation measurements between two self-modelocked Ti:sapphire lasers », *Optics Communications*, vol. 101, n° 3-4, p. 286-296, août 1993.
- Spieler, H., « Fast Timing Methods for Semiconductor Detectors », *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 29, n° 3, p. 1142-1158, juin 1982.
- Summ, P., « Techniques d'obturation rapide en imagerie 2d et en metrologie picoseconde », Thèse de doctorat, France, 1994.
- Thaduri, A., Verma, A.K., Gopika, V., Kumar, U., « Reliability prediction of constant fraction discriminator using modified PoF approach », in *Reliability and Maintainability Symposium (RAMS), 2013 Proceedings - Annual*, p. 1-7, 2013.
- Walls, W.F., « Cross-correlation phase noise measurements », in *Proceedings of the IEEE Frequency Control Symposium*, Hershey, Pennsylvania, U.S.A., vol. 46, p. 257-261, 1992.

CHAPITRE IV

Bruits des lasers et impact sur le système à balayage de fente

1. Le laser	100
a. Le principe de fonctionnement	100
b. Les lasers femtosecondes	103
2. Définitions des bruits	107
3. Origine du bruit des lasers	111
a. Le bruit quantique	111
b. Fluctuations de la cavité	112
c. Bruit de pompe	113
4. Méthodes de mesure des bruits des lasers	114
a. Mesure directe par étude harmonique	115
b. Mesure par discriminateur à fraction constante	117
c. Mesure par redresseur	119
5. Caractérisation des lasers utilisés	120
a. Bruit de phase	121
b. Bruit d'amplitude	125

6. Impact théorique du bruit sur la résolution temporelle	126
a. Impact du bruit de phase	126
i. Effet d'un filtre passe bande	128
ii. Effet d'un retard pur	131
b. Impact du bruit d'amplitude	132
7. Application au système expérimental	134
a. Impact du bruit de phase	134
b. Impact du bruit d'amplitude	140
8. Comparaison aux mesures expérimentales	142
9. Conclusion	144

IV. Bruits des lasers et impact sur le système à balayage de fente

Comme nous l'avons évoqué dans le chapitre II la résolution temporelle d'un système à caméra à balayage de fente ne dépend pas uniquement de la caméra utilisée mais aussi de la source émettant les impulsions lumineuses. Cette source est dans la grande majorité des cas un laser femtoseconde à haut taux de répétition. Ces lasers peuvent générer de manière courante des trains d'impulsions dont la durée est inférieure à 100 fs à un taux de répétition de plusieurs dizaines de mégahertz. Il est possible avec des lasers titane saphir ($\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$) d'atteindre des durées d'impulsions de 6,5 fs (**Jung, 1997**) et même de passer sous la barre de la femtoseconde en génération de rayons X dits mous (90 eV) (**Hentschel, 2001**). Dans le système étudié, la largeur des impulsions est de l'ordre de 100 fs et ne limite pas directement la résolution temporelle qui est plus d'un ordre de grandeur supérieure. Cependant, des fluctuations du laser comme le bruit d'amplitude ou encore le bruit de phase peuvent causer un *jitter* de synchronisation et alors dégrader considérablement la résolution. Dans ce chapitre nous présenterons tout d'abord le principe de fonctionnement du laser et plus particulièrement des lasers femtosecondes à verrouillage de mode. Dans un deuxième temps, les bruits affectant ces derniers puis les méthodes de mesure permettant de les caractériser seront exposées. Enfin, l'impact de ces bruits sur la caméra à balayage de fente et sur sa résolution temporelle sera étudié en détail puis comparée à des données expérimentales.

1. Le laser

Il est généralement admis que la paternité du laser revient aux prix Nobel de physique 1964 Townes, Bassov, et Prokhorov. Leurs travaux sur la mécanique quantique permirent au physicien Théodore Maiman de réaliser la première émission laser en 1960 grâce à un cristal de rubis (Maiman, 1960). Dès lors, de nombreuses applications industrielles et grand public ont vu le jour telles que la découpe laser, la lecture de codes-barres ou encore la télémétrie par interférométrie.

a. Le principe de fonctionnement

Le laser, acronyme anglais pour *Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation*, est une amplification de la lumière grâce au phénomène d'émission stimulée. Afin de comprendre le fonctionnement du laser, il est nécessaire d'introduire le principe de quantification de l'énergie des électrons dans le nuage électronique de l'atome. Cette théorie initialement formulée par Max Planck au début du 20^{ème} siècle suppose que l'énergie des électrons d'un atome ne peut se trouver que sur certaines bandes autorisées chacune séparées par une énergie de gap.

Considérons un électron d'un atome pouvant prendre deux niveaux d'énergie : E_1 l'état de repos et E_2 l'état excité où $E_1 < E_2$. On considère l'état E_1 comme l'état dans lequel l'électron se trouve naturellement à l'équilibre thermodynamique et l'état E_2 comme un état instable supérieur au niveau de Fermi. Plusieurs transitions entre ces niveaux sont possibles grâce à l'interaction matière/lumière (Figure IV-1).

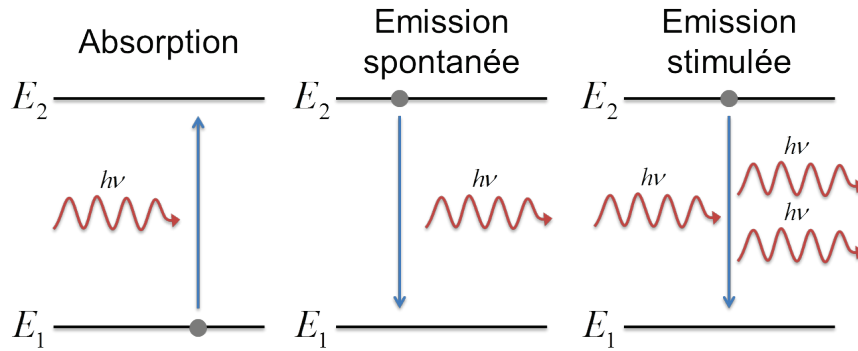


Figure IV-1 : Représentation des trois transitions énergétiques fondamentales au fonctionnement de l'effet laser

Sous l'effet d'un rayonnement électromagnétique incident d'énergie proche de l'énergie de gap ΔE (correspondant à une fréquence de Bohr), l'électron appartenant à l'atome peut absorber une partie de celle-ci et passer de l'état E_1 à l'état E_2 . Cette transition est appelée phénomène d'absorption. Le second processus est l'émission spontanée qui est le phénomène réciproque à l'absorption. Un électron dans l'état excité peut, sans stimulation extérieure, redescendre à un état de repos. Lors de cette désexcitation un photon d'énergie équivalente à celle perdue est émis. Cette émission spontanée apparaît de manière naturelle après une durée de vie dépendant de l'atome auquel appartient l'électron. Enfin, le dernier phénomène au cœur de l'effet laser est l'émission stimulée. Expliqué en 1917 par Albert Einstein (**Einstein, 1917**), ce phénomène décrit l'émission d'un photon lors de la transition énergétique d'un électron du niveau E_2 au niveau E_1 par interaction avec un rayonnement électromagnétique incident d'énergie ΔE . Le photon émis est cohérent avec le rayonnement incident : les deux photons ont la même phase, la même polarisation et la même direction de propagation.

Le principe de fonctionnement du laser repose sur l'amplification d'un rayon lumineux au sein d'un milieu amplificateur grâce au phénomène d'émission stimulée présenté précédemment. Cependant, afin que l'émission spontanée soit le phénomène dominant face à l'absorption, il faut que les électrons du milieu amplificateur soient

majoritairement dans un état excité. Or, à l'équilibre thermodynamique le niveau bas est largement majoritaire et il est donc nécessaire de procéder à l'inversion de population. L'inversion de population qui consiste à placer le milieu d'amplification dans un état excité plutôt que dans un état de repos. De plus, cette inversion doit être faite continuellement puisqu'après une émission stimulée ou spontanée l'atome doit pouvoir émettre à nouveau le plus rapidement possible. Cette inversion continue est appelée pompage.

Il existe de nombreux types de matériaux pouvant faire office de milieu amplificateur et autant de méthodes de pompage. Ainsi on trouve des lasers basés sur des semi-conducteurs, des cristaux, ou encore à gaz. Le milieu utilisé impose alors la gamme spectrale couverte par le laser et l'énergie de pompage nécessaire à l'inversion de population. Selon le type de laser, le pompage peut se faire à l'aide d'un courant électrique ou encore de manière optique par un premier laser.

Afin de mettre en œuvre l'effet laser, on place un milieu amplificateur dans une cavité optique. Un exemple d'une cavité à trois miroirs est présenté figure IV-2. Le milieu amplificateur est pompé et de premiers photons sont émis par émission spontanée puis commencent à être amplifiés grâce à l'émission stimulée. Une fois émis, les photons sont renvoyés par les miroirs de la cavité dans le milieu amplificateur. Une partie des photons de la cavité est libéré à l'aide d'un miroir semi-réfléchissant. Les transitions énergétiques pour un laser à quatre niveaux, structure la plus répandue, sont représentées figure IV-2. Dans un premier temps le pompage fait passer, grâce à l'absorption, les électrons d'un niveau E_0 à un niveau E_3 . Par la suite l'interaction de l'électron avec le matériau amplificateur lui fait perdre de l'énergie sous forme de phonons (chaleur) et redescendre à l'état E_2 . Il est important de noter que cette transition est non radiative c'est-à-dire qu'elle ne libère pas de photons et que la durée de vie à l'état E_3 est très courte. Un photon d'énergie ΔE va ensuite provoquer une

émission stimulée par passage de l'état E_2 à l'état E_1 . Enfin, comme précédemment, une transition non radiative ramène l'électron à l'état initial E_0 . Le décalage entre l'énergie de pompage et l'énergie d'émission laser ainsi que la volatilité des états E_3 et E_1 permettent d'éviter les émissions stimulées de la part du laser pompe ainsi que la réabsorption des photons "laser" émis lors du passage de E_2 à E_1 .

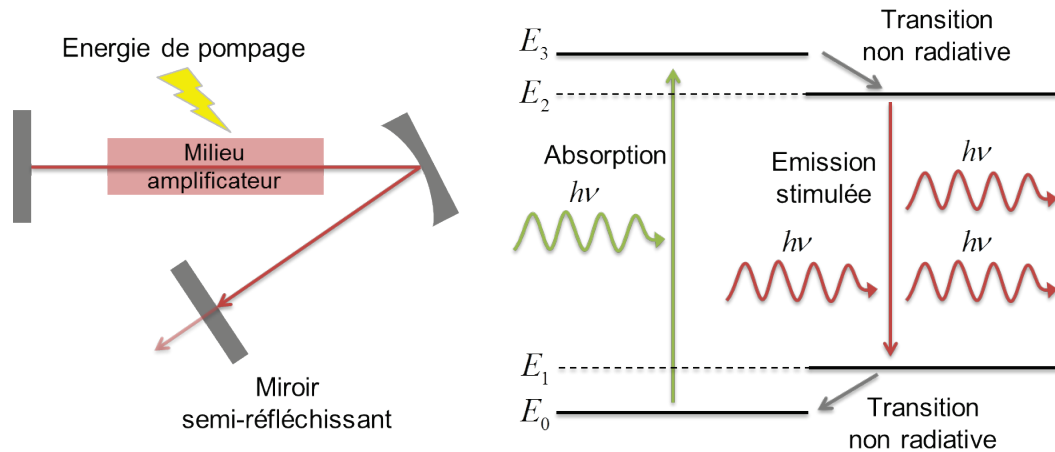


Figure IV-2 : Exemple de cavité laser à trois miroirs et transitions énergétiques d'un laser à 4 niveaux

b. Les lasers femtosecondes

La technique présentée dans le paragraphe précédent permet de générer un faisceau laser continu. Or, dans la majorité des cas en imagerie rapide, les lasers générant des impulsions lumineuses très courtes sont préférés aux sources lumineuses continues. Deux principales techniques permettent de générer des impulsions sub-picosecondes : le blocage de mode passif et le blocage de mode actif (Haus, 2000).

Un laser à blocage de mode passif se constitue d'une cavité pour laquelle un des miroirs a été remplacé par un absorbeur saturable (Haus, 1975). Cet absorbeur se comporte comme un miroir dont la réflectivité dépend de l'intensité lumineuse incidente. Plus l'intensité optique est importante plus la réflectivité augmente. Grâce à cette caractéristique, chaque impulsion va temporairement réduire les pertes de l'absorbeur et atteindre une réflectivité maximale au centre de l'impulsion transitant

dans la cavité. Si on considère qu'une impulsion est déjà présente dans la cavité, l'absorbeur saturable va avoir tendance à réduire la durée de celle-ci puisqu'à chaque passage ses fronts montant et descendant sont de plus en plus atténués. De plus, en régime établi, on peut réduire le gain du milieu amplificateur à un seuil permettant de compenser les pertes subies par l'impulsion principale mais pas celles des potentielles impulsions parasites. La fréquence de répétition est imposée par la longueur de la cavité ou plus précisément par la longueur du chemin optique de l'impulsion dans celle-ci. Ainsi, pour une cavité de longueur L , la fréquence de répétition du laser f_0 est donnée par :

$$f_0 = \frac{c}{2L} \quad (\text{eq. IV.1})$$

où c est la vitesse de la lumière. Dans la plupart des cas, le démarrage du mode femtoseconde du laser peut être fait de manière autonome. En général, le laser commence à fonctionner dans un mode continu mais avec des fluctuations de puissance lumineuse relativement importantes. A chaque cycle dans le résonateur, l'absorbeur saturable va favoriser l'intensité lumineuse la plus forte car elle augmente sa réflectivité. Après plusieurs cycles une seule impulsion restera dans la cavité, permettant alors le mode femtoseconde. La fluctuation initiale peut aussi être forcée simplement en toquant sur la cavité laser ce qui fait vibrer ses miroirs et génère une légère compression de l'onde.

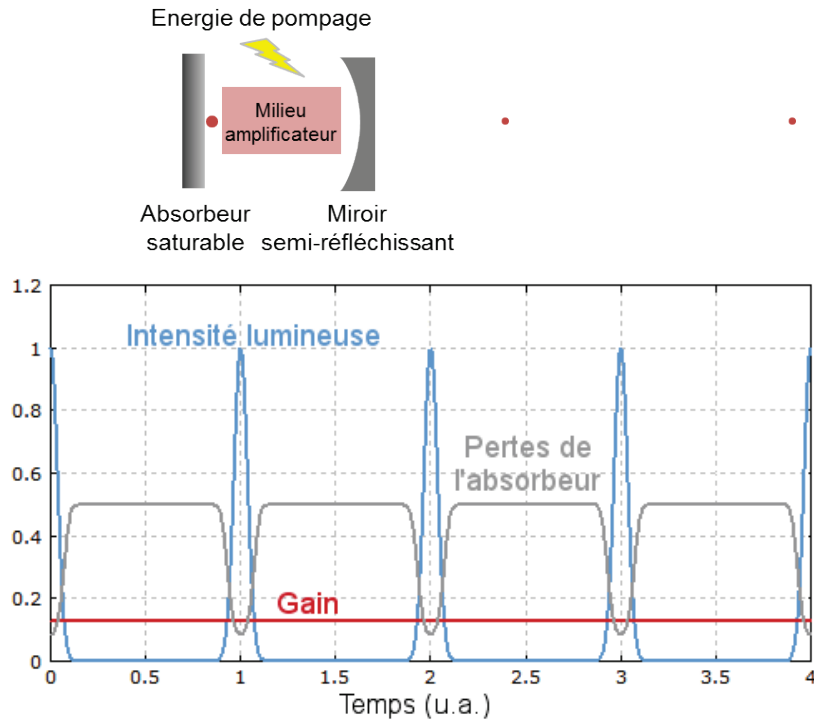


Figure IV-3 : Vue schématique d'une cavité laser à blocage de mode passif et évolution temporelle d'une impulsion dans un tel laser (**Paschotta**)

La méthode de blocage de mode actif repose elle aussi sur la modulation des pertes de la cavité. Seulement, les pertes ne sont plus imposées par un composant passif comme un miroir saturable mais par un modulateur piloté électriquement (**Hargrove, 1964**). Ce modulateur peut être acousto-optique, électro-optique ou encore électro-absorbant. Le signal électrique permet de contrôler l'intensité lumineuse traversant le modulateur. On génère alors, comme précédemment, une impulsion dont la durée est de plus en plus courte après chaque passage à travers le modulateur. Pour un fonctionnement stable, la fréquence du signal pilotant le modulateur doit correspondre à la fréquence de répétition du laser fixée par la longueur de la cavité. Cependant, même une faible différence de fréquence entre le signal électrique et le résonateur peut induire un *jitter* conséquent, voire un fonctionnement chaotique du laser. Ainsi, pour atteindre un régime stable, il est très souvent nécessaire de synchroniser signal du modulateur avec le signal laser (**Huggett, 1968**). Pour cela il est possible d'observer les impulsions lumineuses à l'aide d'une photodiode et d'en tirer un signal de pilotage en phase avec les impulsions laser. Ce signal peut être appliqué

directement au modulateur ou bien contrôler la longueur de la cavité laser en pilotant la position d'un miroir à l'aide d'un module piézoélectrique.

Le laser utilisé au laboratoire est un laser basé sur un matériau amplificateur à semi-conducteur Titane Saphir ($\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$) dont les caractéristiques ont été mises en avant en 1986 (Moulton, 1986). Ce type de laser s'est largement répandu dans le domaine des lasers femtosecondes pour plusieurs raisons. L'excellente conductivité thermique du saphir lui permet de travailler à des puissances importantes. De plus, l'ion Ti^{3+} permet un gain de bande passante assez large générant une dynamique de longueur d'onde allant de 650 à 1 100 nm. De même, une large gamme de longueur d'onde de pompage est disponible. Le laser étudié utilise dans un premier temps un blocage actif à base d'un modulateur électro-acoustique pour générer l'impulsion initiale, qui est ensuite affinée à l'aide d'une lentille à effet Kerr (Brabec, 1992; Jung, 1997).

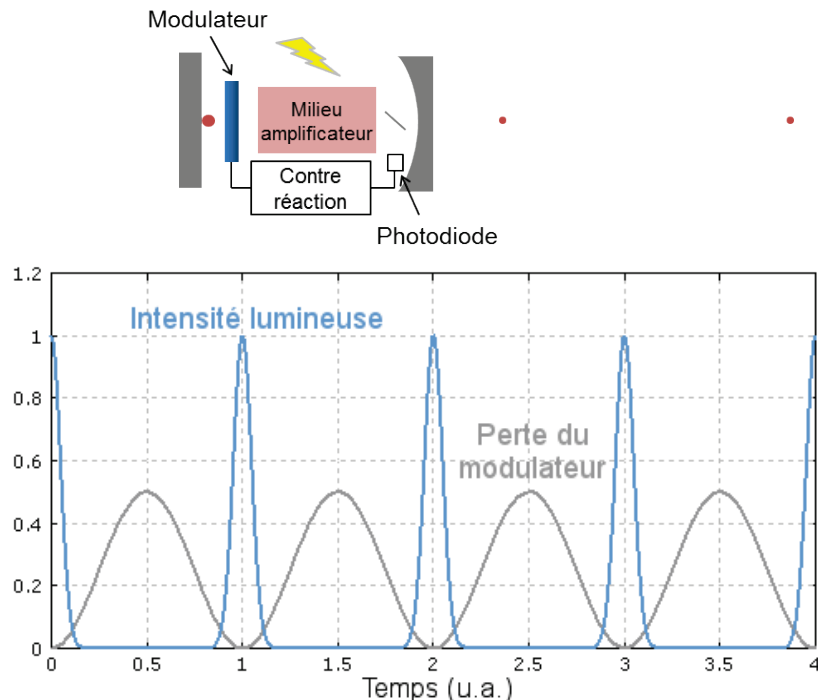


Figure IV-4 : Vue schématique d'une cavité laser à blocage de mode actif et évolution temporelle d'une impulsion dans un tel laser (Paschotta)

2. Définitions des bruits

Dans un mode de fonctionnement idéal, un laser femtoseconde produira des impulsions de même durée, même puissance avec un taux de répétition fixe. Cependant, ce mode de fonctionnement idéal n'est pas atteint et des bruits de différentes natures altèrent le train d'impulsion. Ce dernier étant un signal périodique, nous nous proposons dans un premier temps de le décrire comme un signal sinusoïdal. Ainsi, pour une fréquence de répétition f_0 et une phase ϕ_0 le signal temporel peut être décrit comme :

$$s_{\text{idéal}}(t) = V_0 \cdot \sin(2\pi f_0 t + \phi_0) \quad (\text{eq. IV.2})$$

Cependant, ce signal est affecté par deux principaux bruits qui sont le bruit d'amplitude α et le bruit de phase ϕ (Figure IV-5). Le signal périodique peut alors s'écrire :

$$s(t) = V_0 (1 + \alpha(t)) \cdot \sin\left(2\pi f_0 t + \phi_0 + \phi(t)\right) = V_0 [1 + \alpha(t)] \cdot \sin\left[2\pi f_0 \left(t + \frac{\phi_0}{2\pi f_0} + \frac{\phi(t)}{2\pi f_0}\right)\right] \quad (\text{eq. IV.3})$$

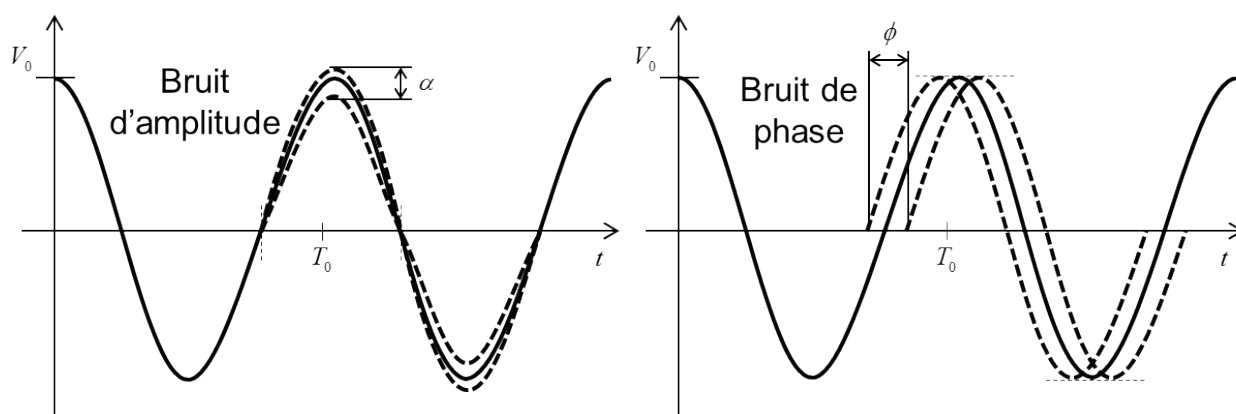


Figure IV-5 : Représentation dans le domaine temporel du bruit d'amplitude α et du bruit de phase ϕ affectant un signal sinusoïdal

On remarque tout d'abord que le bruit d'amplitude n'induit aucun *jitter* de manière directe. Malgré cela, grâce à l'expression précédente il est possible d'identifier de manière immédiate le *jitter* ΔT_ϕ dû au bruit de phase :

$$\Delta T_\phi = \frac{\phi(t)}{2\pi f_0} \quad (\text{eq. IV.4})$$

Le bruit de phase $\phi(t)$ décrit alors de manière complète le *jitter* du signal. Ce bruit est plus généralement étudié dans le domaine fréquentiel. Pour cela on définit alors sa densité spectrale de puissance unilatérale $S_\phi(f)$. Elle est obtenue en calculant la transformée de Fourier de la fonction d'autocorrélation de $\phi(t)$. Cette dernière transformée, notée $P_\phi(f)$, est une fonction paire et est appelée densité spectrale de puissance bilatérale. La densité de puissance unilatérale $S_\phi(f)$ est alors définie comme il suit :

$$S_\phi(f) = \begin{cases} 2P_\phi(f) & \text{si } f > 0 \\ P_\phi(f) & \text{si } f = 0 \\ 0 & \text{si } f < 0 \end{cases} \quad (\text{eq. IV.5})$$

Il est possible à partir de la densité spectrale de puissance du bruit de phase $S_\phi(f)$ de calculer la densité spectrale de puissance du *jitter* $S_{\Delta T}(f)$. De plus, le *jitter* efficace (ou RMS) sur la bande de fréquence $[f_b ; f_h]$ peut aussi être déterminé au moyen de $S_\phi(f)$ (Allan, 1988) :

$$S_{\Delta T}(f) = \frac{1}{(2\pi f_0)^2} S_\phi(f) \quad (\text{eq. IV.6})$$

$$\Delta T_{rms} = \frac{1}{2\pi f_0} \sqrt{\int_{f_b}^{f_h} S_\phi(f) df} \quad (\text{eq. IV.7})$$

De plus, la fréquence instantanée étant définie comme la dérivée temporelle de la phase, en s'appuyant sur l'expression (eq. IV.3) on obtient :

$$f(t) = \frac{1}{2\pi} \frac{d(2\pi f_0 t + \phi(t) + \phi_0)}{dt} = f_0 + \frac{d\phi(t)}{2\pi dx} = f_0 + \Delta f(t) \quad (\text{eq. IV.8})$$

où $\Delta f(t)$ représente le bruit de fréquence autour de la fréquence centrale f_0 . Cette variation est en général normalisée par rapport à la fréquence de la porteuse. On note alors :

$$y(t) = \frac{f(t)}{f_0} \quad (\text{eq. IV.9})$$

De même qu'auparavant, ce bruit est souvent analysé dans le domaine fréquentiel. Or, une dérivation dans le domaine temporel correspond à une multiplication de la transformée de Fourier correspondante par $j\omega = j2\pi f$ dans le domaine fréquentiel. On définit alors la densité spectrale de puissance du bruit de fréquence comme suit (Stein, 1985) :

$$S_y(f) = \frac{1}{(2\pi f_0)^2} S_{\frac{d\phi}{dt}}(f) = \frac{f^2}{f_0^2} S_\phi(f) \quad (\text{eq. IV.10})$$

La densité spectrale de puissance bilatérale d'un signal sinusoïdal idéal comme définit (eq. IV.2) se traduit par une distribution de Dirac δ aux fréquences f_0 et $-f_0$:

$$P_{s_{\text{idéal}}}(f) = \frac{V_0^2}{4} \delta(f \pm f_0) \quad (\text{eq. IV.11})$$

En considérant un signal affecté par un bruit de phase et un bruit d'amplitude, comme exposés (eq. IV.3), on peut montrer que la densité spectrale de puissance bilatérale de $s(t)$ est approximée par (Uhring, 2002) :

$$P_s(f) \approx \frac{V_0^2}{2} \left[\delta(f') + S_\phi(f') + S_\alpha(f') \right] \quad (\text{eq. IV.12})$$

où $f' = f \pm f_0$, S_ϕ est la densité spectrale de puissance unilatérale du bruit de phase et S_α est la densité spectrale de puissance unilatérale du bruit d'amplitude. La figure IV-6 représente schématiquement la densité spectrale bilatérale P_s . On définit alors la pureté spectrale $\Psi(\Delta f)$ relative à la fréquence f_0 comme étant le rapport entre la

puissance P_0 du signal à cette fréquence et la puissance $P_{\Delta f}$ du bruit dans une bande passante de 1 Hz éloignée de Δf de la porteuse. Elle est exprimée en dBc/Hz et est calculée comme il suit :

$$\Psi(\Delta f) = 10 \cdot \log \left(\frac{\int_{f_0 + \Delta f - 1/2}^{f_0 + \Delta f + 1/2} P_s(f) df}{P_0} \right) = 10 \cdot \log \left(\frac{P_{\Delta f}(\Delta f)}{P_0} \right) \quad (\text{eq. IV.13})$$

D'après (eq. IV.12), on remarque que Ψ est la somme de la contribution \mathcal{L} du bruit de phase et de la contribution \mathcal{M} du bruit d'amplitude. Il est important de noter qu'à partir de Ψ il n'est a priori pas possible de discriminer l'apport propre à chacun de ces bruits. Si on considère l'apport du bruit d'amplitude négligeable devant le bruit de phase, on a alors :

$$\mathcal{L}(f) = 10 \cdot \log \left(\frac{P_{\Delta f}(\Delta f)}{P_0} \right) = \frac{1}{2} S_\phi(f) \quad (\text{eq. IV.14})$$

La mesure de la pureté spectrale définit alors entièrement le bruit de phase du signal observé. De même si le bruit de phase est négligeable devant le bruit d'amplitude, Ψ caractérise entièrement ce dernier.

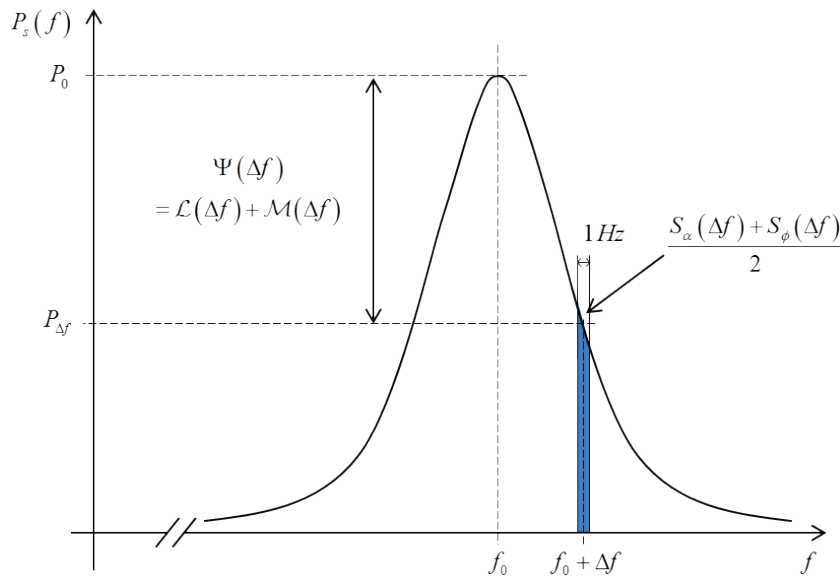


Figure IV-6 : Densité spectrale de puissance d'un signal sinusoïdal affecté de bruit de phase et d'amplitude

3. Origine du bruit des lasers

Une étude théorique sur le bruit affectant les lasers à blocage de mode fut proposée en 1993 par Hermann Haus et Antonio Mecozzi (**Haus, 1993**). Cette dernière s'appuie sur l'équation maîtresse de Haus publiée par celui-ci deux ans auparavant (**Haus, 1991**). Cette équation décrit l'évolution non linéaire des impulsions laser affectées d'auto-modulation et de dispersion de la vitesse de groupe. Cette équation s'applique alors, entre autre, aux lasers à lentille de Kerr comme le laser $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$ utilisé au laboratoire. Dans le papier, Haus développe l'équation maîtresse et y étudie l'impact de différents bruits. Trois principales sources de bruit sont alors identifiées : le bruit quantique, les fluctuations de la cavité laser et le bruit de pompage.

a. Le bruit quantique

Une des premières sources de bruit considérée est la fluctuation des effets quantiques dans le milieu amplificateur du laser. Plus précisément, l'impact des fluctuations quantiques de l'émission spontanée y est présenté. Ces dernières, toujours présentes dans la cavité laser, contribuent au bruit de phase global. Cet effet est d'autant plus marqué que l'inversion de population dans le milieu amplificateur est incomplète suite, par exemple, à un pompage énergétique trop faible.

On peut montrer que pour des fréquences supérieures à $1/\tau_p$, où τ_p est le temps de relaxation de l'émission spontanée, le bruit de phase du aux effets quantiques connaît une décroissance en $1/f^4$ (**Spence, 1994**). Ainsi, pour des temps de relaxation de l'ordre de la milliseconde, la contribution de cet effet devient très vite négligeable et n'apparaît que pour des fréquences de l'ordre de la dizaine de hertz.

b. Fluctuations de la cavité

La fréquence de répétition du laser est déterminée par la longueur L de la cavité utilisée. Toutefois, cette longueur est susceptible de varier en fonction des différentes vibrations mécaniques subies par le laser. Les éléments optiques constituant la cavité doivent dès lors être montés sur un châssis entièrement solidaire et soumis le moins possible aux déformations. De plus, on préfère généralement placer le laser sur une table à vérin afin de l'isoler un maximum des vibrations pouvant être transmises par le sol. De même, les vibrations acoustiques causées par les ventilateurs ou encore le système de refroidissement du laser de pompage peuvent avoir un impact considérable sur la stabilité mécanique de la cavité.

L'expression de la fréquence de répétition est donnée par (eq. IV.1). On peut donc calculer la variation de fréquence du laser en fonction de la variation de la longueur de la cavité. On obtient alors :

$$\frac{\partial f_0}{\partial l} = -\frac{c}{2L^2} \quad (\text{eq. IV.15})$$

En considérant que la cavité subie une fluctuation de longueur ΔL à une fréquence f_{vibr} , il est possible d'exprimer la variation de phase $\Delta\phi$ qui correspond à l'intégrale de la variation de fréquence. On a alors :

$$\Delta\phi = -\frac{c}{2L^2} \frac{\Delta L}{f_{vibr}} = -f_0 \frac{\Delta L}{L \cdot f_{vibr}} \quad (\text{eq. IV.16})$$

La fréquence de vibration f_{vibr} étant largement inférieure à la fréquence du laser, puisque d'origine mécanique, on peut alors directement calculer le *jitter* induit par cette variation de phase grâce à (eq. IV.4). Le *jitter* Δt_{vibr} est alors donné par :

$$\Delta t_{vibr} = \Delta\phi \cdot \frac{1}{2\pi f_0} = -\frac{\Delta L}{2\pi L f_{vibr}} \quad (\text{eq. IV.17})$$

Une variation de l'indice de réfraction due par exemple à un changement important de température, amènera au même genre de bruit puisqu'elle amènera à une variation du chemin optique parcouru par les impulsions. Grâce à (eq. IV.17) on peut déduire que pour une fréquence de vibration de 1 kHz et une longueur de cavité d'approximativement 1,875 m (pour 80 MHz), un *jitter* de 10 ps RMS correspond à une variation de la longueur de la cavité de 0,12 μm . Ces variations sont facilement atteignables et justifient les précautions décrites ci-dessus.

c. Bruit de pompe

La source énergétique responsable du pompage, généralement des diodes laser, est toujours affectée par un bruit d'amplitude. Cette fluctuation de puissance se traduit par une fluctuation de l'inversion de population et donc du gain du milieu amplificateur. De plus, le gain de ce milieu ainsi que les pertes de la cavité dépendent de la fréquence de répétition du laser (Haus, 1993). Dans un mode de fonctionnement stable, le laser tend vers un régime dans lequel le gain du milieu compense exactement les pertes de la cavité. Dans ce cas de figure, les impulsions observées en sorties sont stables en amplitude ainsi qu'en phase, aux effets vus précédemment près. Si le gain du milieu amplificateur fluctue d'une quantité Δg , le point de fonctionnement du laser change. Du fait de la dépendance à la fréquence de fonctionnement du gain du milieu et des pertes de la cavité, il apparait une variation ΔA de la puissance laser ainsi qu'une variation $\Delta \omega$ de la fréquence de répétition du laser (Figure IV-7).

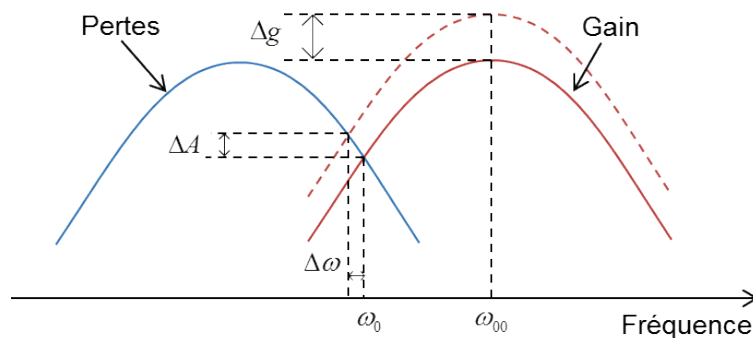


Figure IV-7 : Variation d'amplitude et de fréquence du laser due à une variation du gain du milieu amplificateur

4. Méthodes de mesure des bruits des lasers

Compte tenu des effets présentés dans la partie précédente, le laser ne peut être considéré comme produisant des trains d'impulsions idéaux. Cependant, les variations d'amplitude et de phase dont il souffre sont très faibles et ne peuvent pas être observées directement. Des méthodes de mesures indirectes sont donc nécessaires à la caractérisation de ces bruits.

La définition des bruits, paragraphe IV-2, supposait un signal périodique sinusoïdal. Or, un train d'impulsion laser idéal est généralement défini par un peigne de Dirac. Cette formalisation suppose que les impulsions sont infiniment courtes et parfaitement régulières. On a alors un signal théorique I_{I_h} de période T donné par :

$$I_{I_h} = \sum_{k=-\infty}^{+\infty} \delta(kT) \quad (\text{eq. IV.18})$$

La définition du bruit de phase et d'amplitude donnée pour le signal sinusoïdal reste valable pour ce type de signal. Il est intéressant de noter que la transformée de Fourier de ce peigne de Dirac est aussi un peigne de Dirac se plaçant sur les fréquences $1/kT$, aussi appelées harmoniques de rang k . Un train idéal génère des harmoniques de rang infini. Pour un signal réel, plus l'impulsion est longue moins hautes seront les harmoniques générées.

Une méthode de mesure courante du bruit de phase est d'utiliser un analyseur de spectre. Cet instrument permet grâce à un oscillateur ajustable très stable de mesurer le profil spectral d'un signal et de tracer la figure du bruit de phase pour une fréquence donnée. Cependant, comme montré par (eq. IV.12), la densité spectrale de puissance du signal observé est la résultante de la contribution du train d'impulsion théorique de son bruit d'amplitude ainsi que de son bruit de phase. On comprend alors aisément que la mesure du bruit de phase réalisée par l'analyseur de spectre ne

correspondra pas uniquement au bruit de phase du laser mais aussi à son bruit d'amplitude.

a. Mesure directe par étude harmonique

Les travaux de Dietrich von der Linde montrent que la densité spectrale de puissance d'un train d'impulsion affecté de bruit d'amplitude et de phase peut être formalisée par l'équation suivante (Linde, 1986) :

$$P(\omega) = \left(\frac{2\pi}{T}\right)^2 |h(\omega)|^2 \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \left[\delta(\omega_n) + P_a(\omega_n) + (2\pi n)^2 P_\phi(\omega_n) \right] \quad (\text{eq. IV.19})$$

$$\text{avec } \omega_n = \omega - \frac{2\pi n}{T} \quad (\text{eq. IV.20})$$

où $h(\omega)$ est la transformée de Fourier d'une impulsion laser, P_a et P_ϕ sont respectivement la densité spectrale de puissance du bruit d'amplitude et du bruit de phase, et n le rang de l'harmonique.

On peut remarquer dans l'expression de $P(\omega)$ que la contribution du bruit d'amplitude reste constante quel que soit l'harmonique concernée. Parallèlement, la contribution du bruit de phase augmente alors le rang harmonique. Plus précisément, la contribution de la densité spectrale de puissance du bruit de phase augmente avec un facteur n^2 . On peut représenter (eq. IV.19) schématiquement à l'aide de la figure IV-8. Sur celle-ci on identifie respectivement la contribution du train d'impulsion original en (a) et l'apport du bruit de phase et du bruit d'amplitude par les marqueurs (b) et (c).

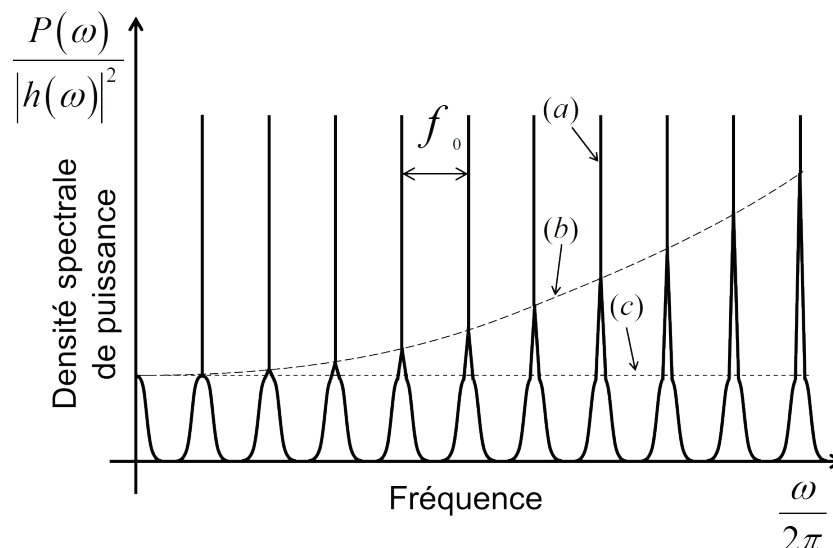


Figure IV-8 : Représentation normalisée de la densité spectrale de puissance d'un train d'impulsion laser de fréquence f_0

La méthode de caractérisation indirecte des bruits du laser consiste alors à étudier la composante de la fréquence fondamentale du signal ainsi que la composante d'une de ses harmoniques de rang important à l'aide d'une photodiode rapide. Puis en compensant le facteur n^2 dû à l'amplification de P_ϕ , le réel bruit de phase peut être mesuré. En effet, si l'harmonique est de rang assez élevé, le bruit d'amplitude est fortement atténué par la correction et devient alors négligeable face au bruit de phase. On peut alors estimer le bruit plancher S_{plancher} de la méthode de mesure par :

$$S_{\text{plancher}}(f) = S_{\text{analyseur de spectre}}(f) - 20 \log(n) \quad (\text{eq. IV.21})$$

où $S_{\text{analyseur de spectre}}$ est le bruit plancher de l'analyseur de spectre utilisé et n le rang de l'harmonique utilisée lors de la mesure.

Il est important de noter que l'acquisition du train d'impulsion laser est réalisée à l'aide d'une photodiode rapide dont la réponse impulsionnelle est limitée par sa bande passante. Ainsi, la bande passante de la mesure du bruit de phase sera limitée par la forme et la largeur de l'impulsion délivrée par la photodiode. Si on considère la réponse impulsionnelle comme une gaussienne de durée RMS σ alors le peigne de Dirac

représentant le train d'impulsion idéal sera modulé par la transformée de Fourier de ce signal, à savoir :

$$h(f) = \mathcal{F} \left(e^{-\frac{t^2}{2\sigma^2}} \right) (f) = e^{-2(\pi\sigma f)^2} \quad (\text{eq. IV.22})$$

Dans ce cas, les harmoniques de rang élevés sont susceptibles d'être grandement atténués. S'impose alors une limitation concernant le rang maximum mesurable puisque si l'atténuation induite est trop importante, le signal est masqué par le bruit plancher de l'appareil de mesure. Une représentation en fréquence de cet effet est représenté figure IV-9.

b. Mesure par discriminateur à fraction constante

Dans certain cas, il est possible que le bruit d'amplitude soit si important que l'acquisition d'une harmonique de rang très important est nécessaire à la discrimination des deux contributions. Cependant, la réalisation d'une mesure de bruit de phase commence à devenir critique pour des fréquences supérieures à 10 GHz. En effet, la limitation en bande passante des photodiodes ainsi que le prix important des appareils atteignant ces fréquences rendent difficile la mise en œuvre de telles mesures. Une alternative à la méthode précédente est d'utiliser le signal carré de la sortie du mode déclenché du discriminateur à fraction constante (CFD) présenté dans le chapitre précédent. En effet, comme expliqué précédemment, le déclenchement fourni par le CFD ne dépend pas de l'amplitude du signal en entrée et le bruit d'amplitude n'induit a priori par de *jitter* (*time walk* mis à part). En supposant que le déclencheur filtre de manière efficace le bruit d'amplitude, seul le bruit de phase du signal d'entrée est observé en sortie. On peut noter que la forme du signal de déclenchement permet la mesure du bruit de phase sur sa fondamentale ainsi que sur une de ses harmoniques de haut rang. Effectivement, la raideur des fronts du signal carré ainsi que la stabilité de sa durée permettent d'approcher chaque impulsion par une fonction porte idéale de

largeur T . Comme expliqué pour la méthode précédente, la densité spectrale de puissance du train d'impulsion du laser est modulé par la transformée de Fourier de l'impulsion carrée provenant du CFD :

$$h(f) = \mathcal{F}(\Pi)(f) = \text{sinc}(f T) \quad (\text{eq. IV.23})$$

Cette atténuation est représentée sur la figure IV-9 et induit des effets importants sur la mesure. Tout d'abord une extinction des harmoniques se situant entre les lobes du sinus cardinal est observable. Il est donc nécessaire d'apporter un choix particulier lors du choix de l'harmonique à mesurer afin d'éviter les rangs pour lesquels l'atténuation est maximale. Aussi, réaliser une mesure d'une harmonique se situant sur un front montant ou descendant d'un lobe peut induire une distorsion de la mesure. En effet, la variation de l'atténuation autour de la fréquence choisie peut induire une erreur de mesure sur le bruit de phase. De plus, cet effet devient de plus en plus important en s'éloignant de la fréquence de mesure ce qui induit une erreur sur le bruit de phase haute fréquence. La figure IV-9 illustre l'atténuation et la distorsion dans une bande de ± 10 MHz des deux signaux discutées précédemment. Les fréquences affichées correspondent à la fondamentale et à l'harmonique choisie afin de réaliser la mesure des bruits du laser à solide. Parallèlement, le bruit de phase propre au CFD a été caractérisé avec soin lors du chapitre précédent et sa contribution lors des mesures peut être compensée.

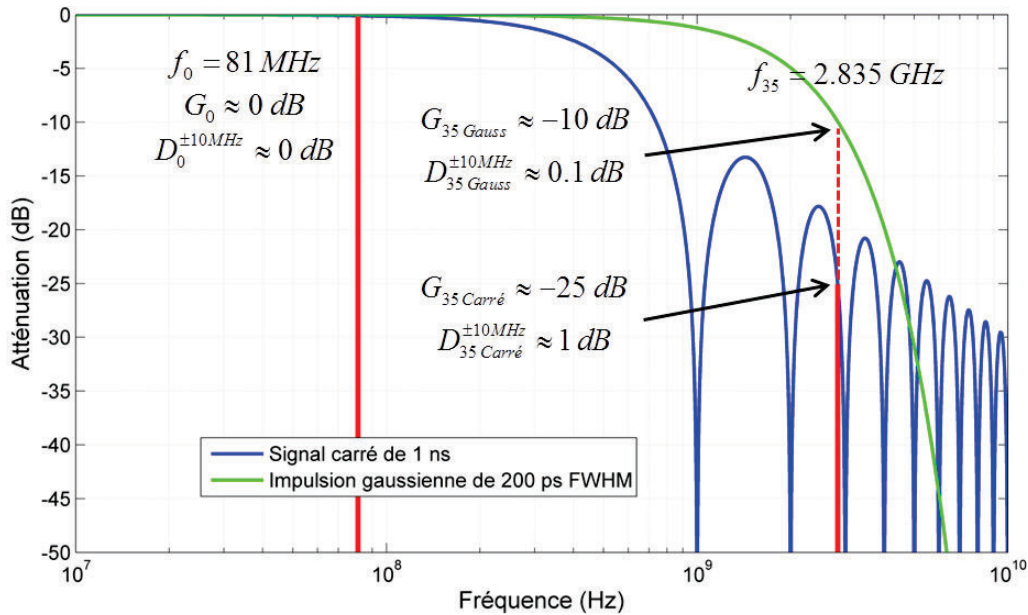


Figure IV-9 : Atténuations dues à la réponse impulsionnelle de la photodiode ainsi qu'au signal carré de la sortie déclenchée du CFD

Cette méthode permet aussi de déduire à partir du bruit de phase mesuré par la méthode directe le bruit d'amplitude du laser utilisé. La contribution de chacun des bruits est égale pour la fréquence fondamentale. En soustrayant la contribution du bruit de phase à la mesure du bruit sur la fondamentale, il ne reste alors plus que la contribution du bruit d'amplitude.

c. Mesure par redresseur

Enfin, une autre mesure du bruit d'amplitude est possible en utilisant un redresseur. Le principe est de filtrer le signal de la photodiode rapide à l'aide d'une diode Schottky rapide et d'un filtre passe bas RC. Ainsi, on observe à la sortie du filtre, à la tension seuil de la diode près, une image de la tension pic moyenne du train d'impulsion (Figure IV-10).

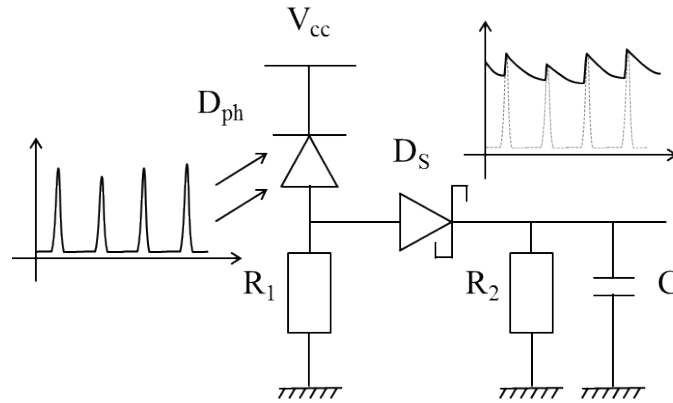


Figure IV-10 : Topologie du redresseur utilisé pour la mesure du bruit d'amplitude

La constante de temps du filtre passe bas doit être choisie avec soin. Cette dernière doit être assez longue pour permettre un moyennage de la tension pic mais aussi assez courte pour ne pas recouvrir une impulsion de faible amplitude et filtrer la bande de fréquence moyenne. Expérimentalement, une fréquence de coupure d'environ 10 MHz pour un laser fonctionnant à 81 MHz semble un bon compromis. De plus, la résistance utilisée dans la réalisation du filtre doit être dimensionnée de manière à ce que l'impédance d'entrée du système de mesure en amont ne modifie pas la constante de temps. Le signal fourni par ce redresseur peut être analysé, comme précédemment, grâce à un analyseur de spectre ou par calcul de sa transformée de Fourier normalisée par la valeur de la tension moyenne.

5. Caractérisation des lasers utilisés

Les méthodes présentées ci-dessus ont été utilisées pour caractériser les bruits du laser utilisé habituellement avec la caméra à balayage de fente au laboratoire. Le Tsunami de Spectra-Physics est un laser à solide $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$ qui produit des impulsions de l'ordre de 100 fs à largeur mi-hauteur (FWHM) à une fréquence de répétition mesurée de 81,1 MHz (Spectra Physics).

a. Bruit de phase

La méthode de mesure directe est réalisée grâce à la combinaison d'un analyseur de spectre Rohde & Schwarz FSP3 et d'une photodiode rapide FDS02 de Thor Labs. Cette dernière présente un temps de montée de 50 ps et un temps de descente de 150 ps ce qui permet de produire des impulsions suffisamment courtes pour générer des harmoniques de rangs importants. Le bruit plancher de la mesure du bruit de phase de l'analyseur de spectre a été mesuré à l'aide d'un oscillateur VCXO ultrastable ajusté à la fréquence utilisée. Le bruit plancher caractérisé est représenté sur la figure IV-11.

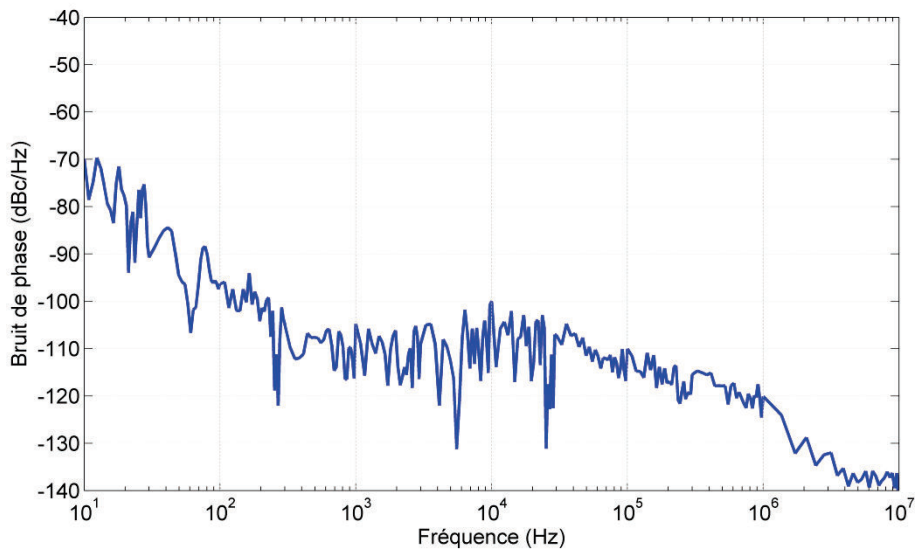


Figure IV-11 : Bruit plancher de l'analyseur de spectre FSP3

La méthode via le module de déclenchement utilise le CFD décrit dans le chapitre précédent combiné à une photodiode de type AEPX65. L'étude harmonique a été réalisée sur la fondamentale de fréquence 81,1 MHz ainsi que sur l'harmonique 35 du signal à 2,838 GHz. Le choix de cet ordre harmonique dépend de plusieurs critères. Tout d'abord le signal périodique doit pouvoir générer le rang harmonique visé avec une amplitude suffisante à la mesure. Ensuite, pour les raisons expliquées dans le paragraphe IV-4.a, on cherche à mesurer une harmonique de rang le plus important possible afin d'augmenter l'amplification du bruit de phase. De cette manière la discrimination du bruit de phase et du bruit d'amplitude est optimale. Enfin, une

attention particulière doit être portée aux perturbations environnementales qui dégraderaient la mesure. Plus particulièrement, les communications GSM, LTE ou encore Wi-Fi peuvent perturber respectivement les bandes de fréquences environnant les 950 MHz, 1,850 GHz et 2,4 GHz. Ces fréquences sont donc à éviter.

Les bruits de phases mesurés sur la fondamentale et sur l'harmonique 35 pour chacune des méthodes sont illustrés figure IV-12.

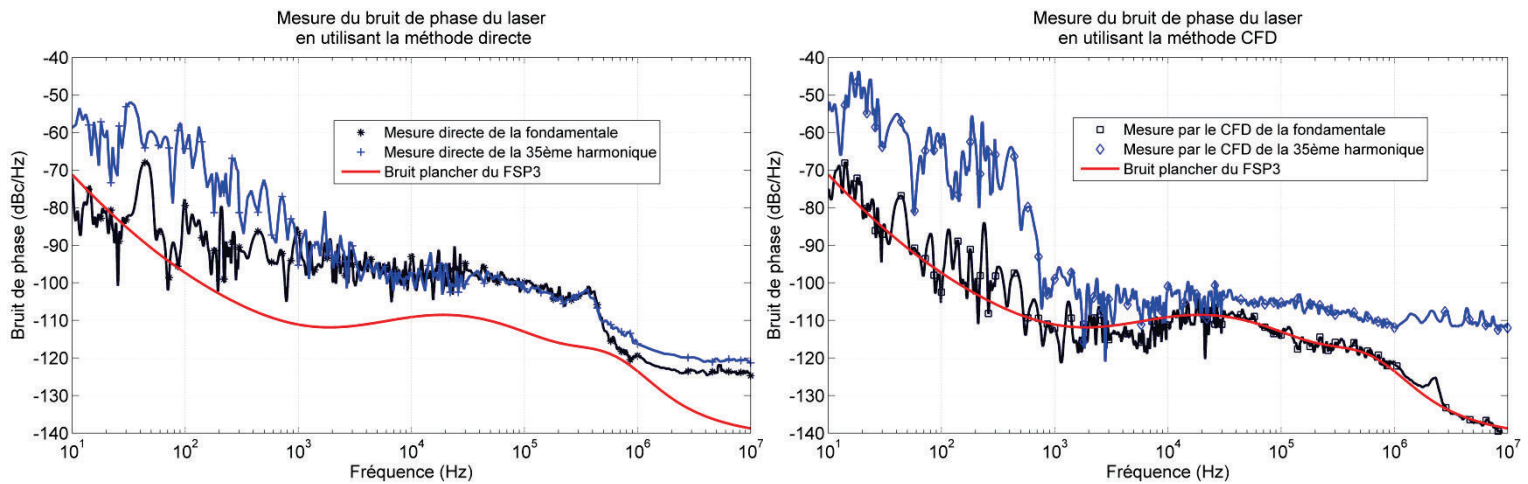


Figure IV-12 : Mesure du bruit de phase de la fondamentale et de l'harmonique 35 du laser à solide $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$ grâce aux deux méthodes

Sur la mesure obtenue grâce à la méthode directe, on voit clairement que le bruit est plus important pour l'harmonique 35 que pour la fondamentale sur la bande de fréquences entre 10 Hz et 1 kHz. D'après (eq. IV.19), la majeure partie de ce bruit est due au bruit de phase amplifié par l'ordre harmonique. Sur les autres bandes de fréquences, lorsque les mesures de la fondamentale et de l'harmonique 35 se confondent, c'est la contribution du bruit d'amplitude qui domine.

Les mesures effectuées grâce à la méthode utilisant le CFD donnent des résultats légèrement différents. Tout d'abord, pour les fréquences inférieures à 500 kHz, la caractéristique du bruit est la même que celle mesurée avec la mesure précédente. En effet on remarque, grâce à la comparaison des mesures de la fondamentale et de l'harmonique 35, que le bruit présent dans la bande de fréquence inférieure à 1 kHz est

majoritairement dû au bruit de phase. De même, la bande centrale couvrant les fréquences de 1 kHz à 500 kHz est principalement affectée par le bruit d'amplitude. Cependant, le bruit de phase mesuré sur la fondamentale est bien plus faible que lors de la première mesure et correspond au bruit plancher de l'analyseur de spectre. Or, d'après la mesure précédente, le bruit sur la bande de fréquence centrale correspond en majeure partie à du bruit d'amplitude. Il apparaît donc, comme attendu, que le CFD filtre efficacement le bruit d'amplitude du laser.

Selon la figure IV-9, le signal carré de 1 ns induit une atténuation de 25 dB sur la fréquence correspondant à la 35^{ème} harmonique. Malgré cette atténuation, le signal reste observable avec un rapport signal à bruit convenant à la mesure. De plus, la distorsion présente sur une bande de fréquence de ± 10 MHz au tour de l'harmonique n'est que de 1 dB et de 0,1 dB pour ± 1 MHz. Ainsi, l'erreur induite par cet effet sera dans le pire cas égal à 12 % pour la décade de 1 MHz à 10 MHz et inférieur à 1 % pour les décades de fréquences plus basses.

On peut remarquer que sur la bande fréquence 4 kHz-400 kHz, la mesure de l'harmonique montre un léger bruit de phase que ne montrait pas la méthode de mesure standard. Enfin, la mesure de la 35^{ème} harmonique correspond aussi, en certains points de la bande centrale, au bruit plancher de l'appareil de mesure. Une compensation de l'amplification en n^2 (i.e. 30,9 dB) ne permet alors qu'une approximation pire cas du bruit réel. En effet, dans cette mesure, il n'est pas possible de déterminer quelle est la contribution de l'instrument et celle du bruit réel.

D'autre part, sur la bande de fréquences supérieures à 500 kHz, le CFD semble introduire un bruit de phase qui n'était pas observé lors de la mesure précédente. Le bruit de phase effectif est donc calculé en utilisant la valeur minimale des deux mesures et est donné par l'équation suivante :

$$S_{\phi}(f) = \min[S_{\phi n \text{ direct}}(f), S_{\phi n \text{ CFD}}(f)] - 20 \log(n) \quad (\text{eq. IV.24})$$

où n est le rang de l'harmonique étudiée et $S_{\phi n \text{ direct}}$, $S_{\phi n \text{ CFD}}$ respectivement les mesures du bruit de phase via la méthode directe et la méthode du CFD de l'harmonique n .

Ce principe de mesure du bruit de phase a aussi été appliqué à un laser à fibre dopée à l'ytterbium. Ce laser produit des impulsions inférieures à 200 fs à une longueur d'onde de 516 nm pour une fréquence de répétition de 25,66 MHz (Clark-MXR). Les résultats des mesures sont présentés figure IV-13. Ces mesures sont toujours réalisées à la fondamentale et à son harmonique 35.

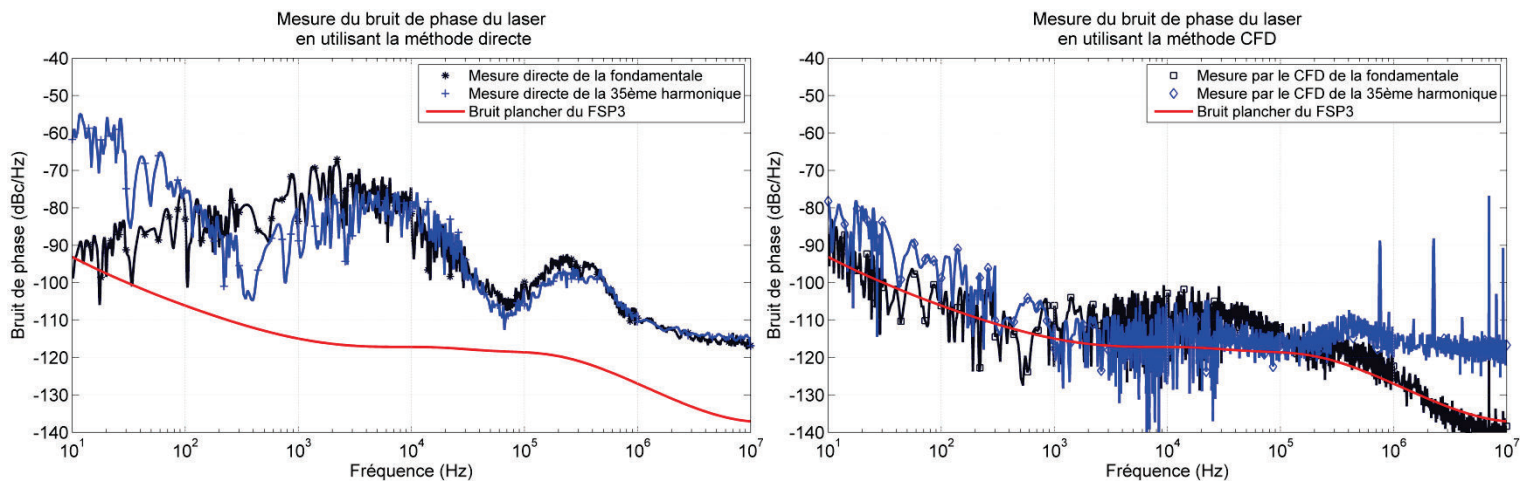


Figure IV-13 : Mesure du bruit de phase de la fondamentale et de l'harmonique 35 du laser à fibre Yb grâce aux deux méthodes

Il est clair sur cette mesure que le bruit de phase mesuré grâce à la méthode directe provient quasi uniquement de la contribution du bruit d'amplitude. En effet, les mesures du bruit de la fondamentale et de l'harmonique 35 sont quasiment identiques. On voit d'autant plus l'effet du CFD qui, comme auparavant, filtre ce bruit d'amplitude très efficacement.

Les huit courbes exposées précédemment ainsi que (eq. IV.24) permettent alors de calculer le bruit de phase réel pour les deux lasers étudiés. Ces bruits de phases, leurs *jitter* RMS intégrés équivalents ainsi les apports de chaque décade sont représentés figure IV-14.

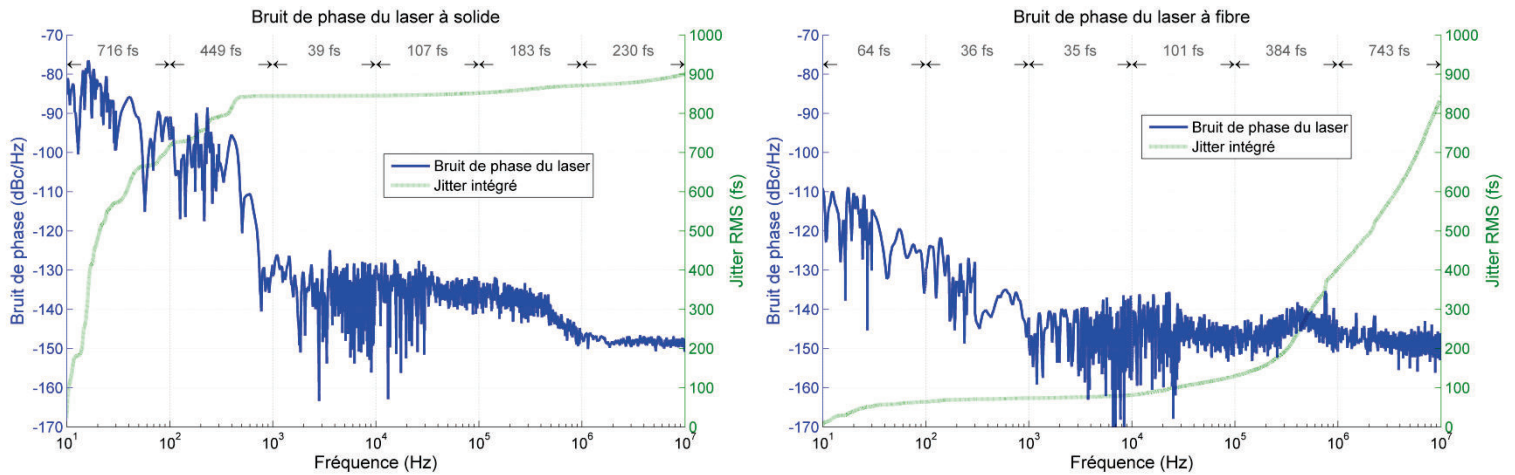


Figure IV-14 : Bruit de phase des deux lasers étudiés

Chacun des lasers atteint un *jitter* équivalent à 900 fs RMS. Cependant, leurs profils spectraux se révèlent être foncièrement différents. Effectivement, le bruit de phase affectant le laser à solide Ti:Al₃O₂ provient en très majeure partie des fréquences inférieures à 1 kHz. Cette bande de fréquences correspond au domaine où peuvent apparaître les vibrations acoustiques et mécaniques ainsi qu'au réseau de distribution de l'électricité du bâtiment. Le laser à fibre quant à lui présente un bruit large bande qui ne souffre pas particulièrement de l'apport d'une bande spécifique. Cependant, même si le bruit de phase du laser à fibre est équivalent à celui du laser à solide sur les hautes fréquences, du fait de la fréquence de fonctionnement plus basse du laser à fibre (25,66 MHz contre 81,1 MHz), l'effet du bruit de phase a un impact plus important sur le *jitter* équivalent (cf.(eq. IV.7)).

b. Bruit d'amplitude

Le bruit d'amplitude a lui aussi été mesuré en utilisant l'écrêteur dont le signal de sortie est envoyé vers l'analyseur de spectre FSP3. Figure IV-15, le profil du bruit d'amplitude et sa valeur intégrée en % RMS sont représentés pour chacun des lasers.

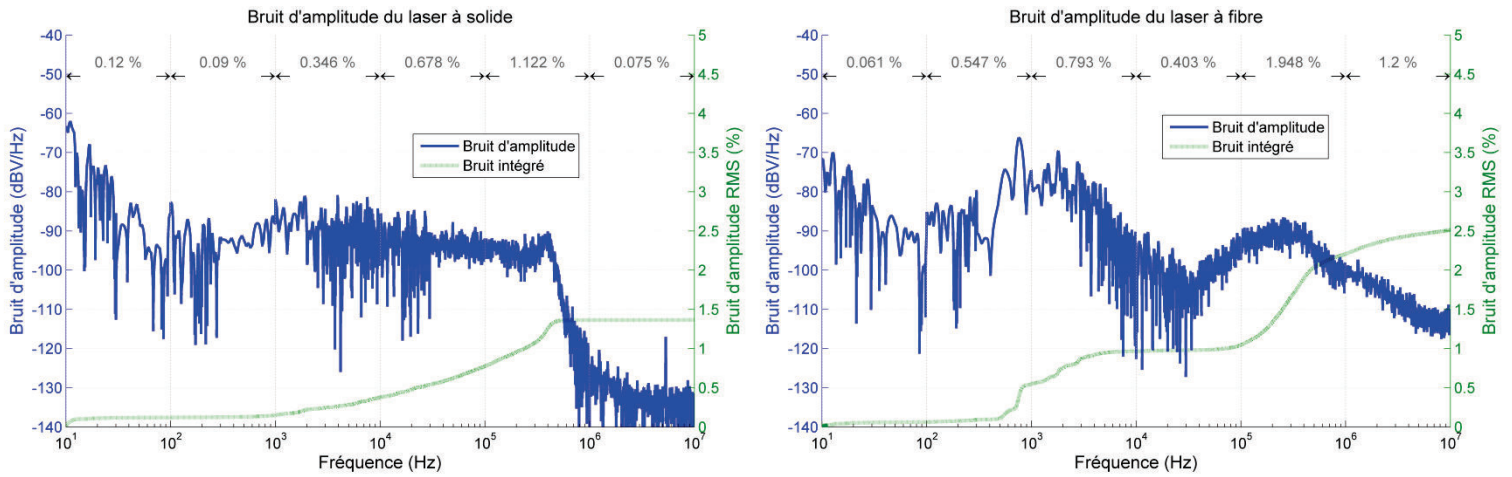


Figure IV-15 : Bruit d'amplitude mesuré grâce à l'écrêteur pour le laser à solide Ti:Al₃O₂ et le laser à fibre Yb

Le laser à solide présente un bruit d'amplitude négligeable en dessous de 1 kHz. La totalité du bruit est ensuite répartie de manière homogène entre 1 kHz et 400 kHz, puisque l'apport des fréquences supérieures est quasi nul. Le bruit d'amplitude RMS atteint alors 1,4 % RMS. Le bruit d'amplitude du laser fibré possède une caractéristique bien marquée. En effet, comme il l'était très clairement visible sur la figure IV-13, on remarque la présence de deux lobes principaux aux fréquences 1 kHz et 250 kHz. Ces derniers sont responsables de la majorité du bruit d'amplitude qui atteint une valeur supérieure au laser précédent, 2,5 % RMS.

6. Impact théorique du bruit sur la résolution temporelle

a. Impact du bruit de phase

Dans le mode de fonctionnement synchroscan de la caméra à balayage de fente, cette dernière capture toutes les impulsions générées par le laser grâce à un signal de déflexion sinusoïdal. Dans ce mode d'acquisition, la caméra peut être considérée comme un détecteur de phase entre le signal de déflexion, généré par le système de détection et le module de balayage, et le train d'impulsion lumineuse. En effet, en supposant toutes les impulsions identiques, on peut considérer que toutes les harmoniques du signal sont

en phase. Il est alors possible de comparer la fondamentale du signal lumineux avec celle du signal synchroscan (figure IV-16).

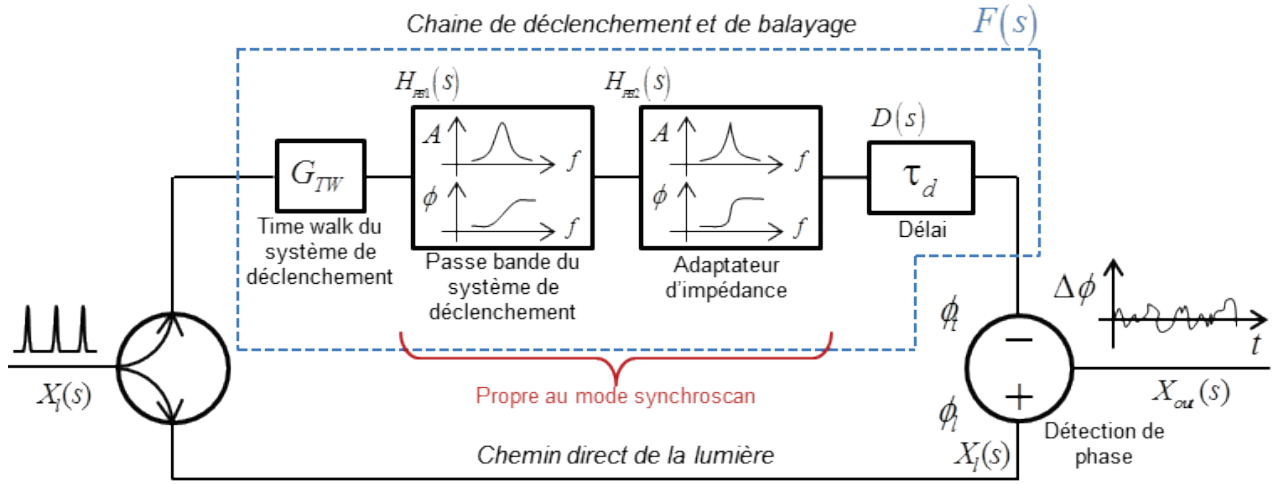


Figure IV-16 : Diagramme présentant le système *streak* comme un détecteur de phase

Considérons un train d'impulsions lumineuses périodique pouvant être défini par $x_l(t)$ dans le domaine temporel et par $X_l(s)$ dans le domaine fréquentiel ($s = j\omega$). Comme vu (eq. IV.18), x_l peut être vu comme un peigne de Dirac lorsque les impulsions sont suffisamment courtes. Alors, de par la nature périodique de x_l , on peut lui définir une phase notée $\phi_l(t)$. Le système expérimental implémentant la caméra va scinder ce train d'impulsions incidents et en envoyer une première partie directement vers la caméra. La phase de ce signal transmis est donc la même que le signal source, au retard induit par le trajet près, si on considère le chemin optique comme parfait. Afin d'accomplir une acquisition idéale la phase ϕ_l de la seconde partie, qui correspond au signal de déflection, devrait être identique à la phase ϕ_l . Or on a d'après la figure IV-16 :

$$X_{out}(s) = [1 - F(s)] X_l(s) \quad (\text{eq. IV.25})$$

En d'autres termes, si la transformation $F(s)$ est appliquée sur l'un des deux chemins pour le signal, il faut pour que l'acquisition soit la plus fidèle que la différence de phase soit la plus petite possible. De plus, en supposant que le bruit de phase suit

une distribution Gaussienne, la phase signal X_{out} peut être directement reliée au *jitter* de synchronisation puisqu'elle représente le décalage temporel instantané entre les impulsions étudiées et le signal de pilotage des plaques de déflexion.

i. Effet d'un filtre passe bande

Bien évidemment, la chaîne de déclenchement et de balayage implique des altérations significatives sur le signal original. Tout d'abord, puisque le module de balayage nécessite un signal de déclenchement sinusoïdal, une mise en forme du signal lumineux x_l doit être effectuée. Pour cela, la fondamentale du signal est extraite à l'aide d'un filtre passe bande, noté H_{PB1} sur la figure IV-16, centré sur la fréquence de répétition du laser. De même, comme expliqué dans le paragraphe 3.c.ii du chapitre II, la transmission de ce signal sinusoïdal vers les plaques de déflexion est réalisée grâce à un adaptateur d'impédance. Ce dernier peut lui aussi être modélisé comme un filtre passe bande, noté H_{PB2} , s'appliquant sur le signal. En considérant que la transformation $F(s)$ se limite à un filtre passe bande du second ordre, sa réponse en amplitude et en phase sont deux effets ayant un impact sur le bruit de phase. En effet, comme illustré sur la figure IV-17, dans un premier temps, la réponse en amplitude du filtre va causer une différence de synchronisation pour les fréquences éloignées de la fondamentale. Effectivement, les variations présentes aux fréquences en dehors de la bande passante du filtre vont être fortement atténuées par le filtre. Plus le facteur de qualité Q du filtre est grand, plus cet effet sera important puisque la bande passante sera réduite. Dans un second temps, la réponse en phase du filtre va induire une importante conversion du bruit de fréquence en bruit de phase pour les fréquences dans la bande passante du filtre. Encore une fois, plus le facteur de qualité Q augmente, plus cet effet sera significatif puisque la variation de phase en fonction de la fréquence devient plus importante. La transition où l'un effet devient dominant par rapport à

l'autre peut être identifiée par $f_0 \pm \frac{f_0}{2Q}$, fréquences où la réponse en amplitude vaut -3 dB et la phase $\pm 45^\circ$. Comme chacune des dégradations dépend de Q , une minimisation du facteur de qualité est à envisager dans la mesure du possible afin de limiter l'impact du filtre sur la synchronisation du système.

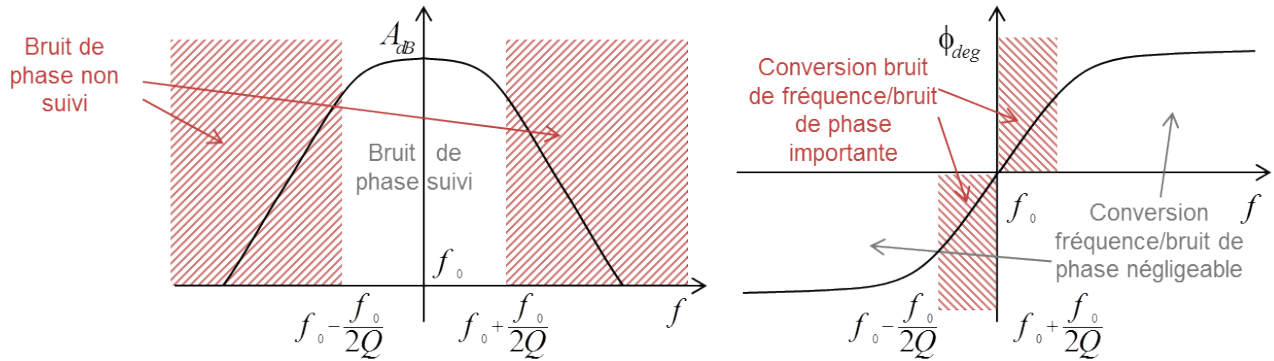


Figure IV-17 : Effet de la réponse en amplitude (à gauche) et de la réponse en phase (à droite) d'un filtre passe bande sur le bruit de phase

En considérant le filtre comme un passe bande classique du second ordre, on peut écrire sa fonction de transfert $H_{PB}(s)$ comme il suit :

$$H_{PB}(s) = \frac{H_0 \omega_0}{s^2 + \frac{\omega_0}{Q} s + \omega_0^2} \quad (\text{eq. IV.26})$$

où ω_0 est la pulsation propre du filtre et H_0 son gain. Si on note S_ϕ le bruit de phase du signal original exprimé en dBc/Hz, le bruit de phase transformé par la réponse en amplitude du filtre passe bande peut être calculée de la manière suivante :

$$S_{\phi_{out}}(f) = S_\phi(f) + 20 \log(|H_{PB}(s')|) \quad (\text{eq. IV.27})$$

où $s' = j2\pi(f + f_0)$. Cette transformation adapte la réponse du filtre à la nature simple bande de la mesure du bruit de phase $S_{\phi_{in}}$. Enfin, le bruit de phase additionnel $S_{\phi_{amplitude}}$ dû à la réponse en amplitude du filtre est calculé par la formule suivante :

$$S_{\phi \text{ amplitude}} = 10 \log \left[10^{S_{\phi}(f)/10} - 10^{S_{\phi \text{ out}}(f)/10} \right] \quad (\text{eq. IV.28})$$

La réponse en phase du filtre passe bande va elle aussi générer un bruit de phase additionnel au système. Toujours en considérant un filtre passe bande du second ordre, la réponse en phase peut s'écrire de la manière suivante :

$$\phi(f) = \arctan \left[\left(\frac{f}{f_0} - \frac{f_0}{f} \right) Q \right] = \arctan \left[\left(\frac{y^2 + 2y}{1+y} \right) Q \right] \quad (\text{eq. IV.29})$$

$$\text{avec } y = \frac{f - f_0}{f_0} \quad (\text{eq. IV.30})$$

Au vu de l'allure de la réponse en phase, l'impact de la conversion fréquence/phase va être maximal pour les fréquences autour de la fréquence centrale du filtre. En effet, la rampe de conversion degré/Hz connaît son maximum à la fréquence propre du filtre. La conversion fréquence/phase est donnée par l'expression dérivée de la réponse en phase du filtre. On a alors :

$$\frac{d\phi}{dy}(y) = \frac{\frac{Q(2y+2)}{y+1} - \frac{Q(y^2+2y)}{(y+1)^2}}{\frac{Q^2(y^2+2y)^2}{(y+1)^2} + 1} \quad (\text{eq. IV.31})$$

De plus, comme exprimé par (eq. IV.10), le bruit de fréquence S_y peut être exprimé à l'aide du bruit de phase S_{ϕ} , comme il suit :

$$S_y(f) = S_{\phi}(f) + 20 \log \left(\frac{f}{f_0} \right) \quad (\text{eq. IV.32})$$

Enfin, le bruit de phase additionnel dû à la réponse en phase du filtre passe bande $S_{\phi \text{ phase}}$ peut être calculé par :

$$S_{\phi \text{ phase}}(f) = S_{\phi}(f) + 20 \log \left(\frac{f}{f_0} \right) + 20 \log \left(\frac{d\phi}{dy}(y') \right) \quad (\text{eq. IV.33})$$

$$\text{avec } y' = y(f + f_0) = \frac{f}{f_0} \quad (\text{eq. IV.34})$$

Comme pour l'effet précédent, l'expression de y' permet d'adapter la réponse en phase à la mesure unilatérale du bruit de phase.

ii. Effet d'un retard pur

Un autre effet notable provient du délai présent entre les deux signaux. En effet, la plupart du temps, le chemin parcouru par le signal au sein des unités de déclenchement et de balayage est plus long que le chemin optique allant directement vers la caméra. Par conséquent, chaque impulsion observée par la caméra est acquise grâce à la tension générée par une impulsion antérieure d'une ou de plusieurs périodes. De ce fait, le signal de déflexion est toujours en retard d'au moins une période par rapport au signal observé ce qui entraîne une différence de phase entre ces signaux.

La fonction de transfert d'un retard pur $D(s)$ peut être écrite de la manière suivante :

$$D(s) = e^{-s\tau} \quad (\text{eq. IV.35})$$

où τ est le délai entre les deux signaux exprimé en secondes. En s'appuyant sur (eq. IV.25), on obtient donc :

$$X_{out}(s) = (1 - e^{-s\tau}) X_l(s) \quad (\text{eq. IV.36})$$

En sortie du système à balayage de fente, le bruit de phase est alors modulé par la réponse en amplitude de la fonction de transfert mis en avant dans l'équation précédente. Après calcul, on obtient :

$$|X_{out}(f)| = \sqrt{2} \sqrt{1 - \cos(2\pi f\tau)} |X_i(f)| \quad (\text{eq. IV.37})$$

Le bruit de phase additionnel résultant de l'effet d'un retard pur peut alors être calculé de la manière suivante :

$$S_{\phi_{retard}}(f) = S_{\phi}(f) + 20 \log\left(\sqrt{2} \sqrt{1 - \cos(2\pi f\tau)}\right) \quad (\text{eq. IV.38})$$

Le terme de modulation présenté dans (eq. IV.37) est représenté figure IV-18. La courbe est un sinus redressé de période $1/\tau$. On remarque alors que plus le retard est long, plus la contribution des basses fréquences du bruit de phase devient importante. Il convient donc, comme pressenti intuitivement, de diminuer au maximum le retard présent entre les deux signaux afin d'optimiser la mesure.

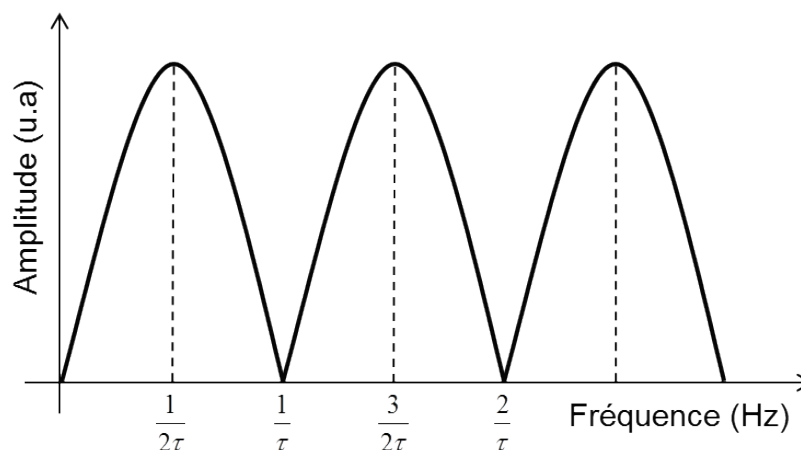


Figure IV-18 : Enveloppe induite par un retard τ dans la chaîne de mesure

b. Impact du bruit d'amplitude

Tout comme le bruit de phase, le bruit d'amplitude a lui aussi d'importantes répercussions sur la synchronisation du système. Le premier effet de ce bruit est observable au niveau de la photodiode. En effet, il est démontré pour un grand nombre de photodiodes que la modulation de la puissance lumineuse est transformée en modulation de phase (Lorbeer, 2007). En découle alors un bruit de phase supplémentaire qui vient s'ajouter à celui décrit dans la section précédente. De plus, le module de déclenchement peut lui aussi souffrir du bruit d'amplitude, plus

particulièrement, si ce dernier utilise un seuil de déclenchement fixe. Comme expliqué dans le chapitre précédent, un seuil de déclenchement fixe appliqué à un signal bruyant va nécessairement générer un phénomène de *time walk* (Spieler, 1982). Ainsi, l'instant de déclenchement dépendra directement de l'amplitude du signal d'entrée. Ces variations d'instant de déclenchement impactent indifféremment les modes d'acquisition cumulatifs déclenché et synchroscan.

Pour chacun de ces effets, on peut définir un facteur de conversion bruit d'amplitude vers bruit de phase. Ce facteur de conversion dépend en réalité de la plage de puissance dans laquelle le système fonctionne. En effet la conversion du bruit n'est pas la même si la photodiode ou le module de déclenchement fonctionnent en régime standard, proche de la saturation ou encore à la limite de détection. Cependant, une première approximation peut être faite en considérant ce facteur constant sur la plage de fonctionnement effective. En considérant les faibles variations d'amplitude autour du point de fonctionnement, le facteur de conversion G_{TW} dû au *time walk* peut être extrapolé et exprimé en secondes par variation en amplitude de 100 %. Alors, le calcul du *jitter* RMS dû au bruit d'amplitude peut être exprimé comme pour le bruit de phase de la manière suivante :

$$\Delta T_{RMS} = G_{TW} \sqrt{\int S_A(f) df} = \frac{1}{2\pi f_0} \sqrt{\int S_\phi(f) df} \quad (\text{eq. IV.39})$$

En identifiant terme à terme les bruits S_A et S_ϕ de l'équation précédente, on peut en déduire le bruit de phase équivalent $S_{\phi_{TW}}$ dû à la conversion bruit d'amplitude bruit de phase. On obtient alors :

$$S_{\phi_{TW}}(f) = S_A(f) + 20 \log(G_{TW} 2\pi f_0) \quad (\text{eq. IV.40})$$

7. Application au système expérimental

Dans cette partie nous étudions l'impact que peuvent avoir les deux types de lasers caractérisés précédemment (cf. IV.5) sur la caméra à balayage de fente. La caractéristique du bruit de phase ainsi que du bruit d'amplitude étant connue, il est possible grâce à l'étude présentée dans la partie IV.6 de calculer l'impact réel qu'ont les lasers sur le système. Dans un premier temps nous détailleront les résultats obtenus pour le laser à fibre avant de les comparer avec ceux du laser à solide.

a. Impact du bruit de phase

Considérons tout d'abord la dégradation de la synchronisation causée par l'insertion d'un filtre passe bande dans la chaîne de déclenchement. Comme exposé auparavant, ce genre de filtre induit une erreur de synchronisation due à sa réponse en phase et en amplitude. En appliquant les équations (eq. IV.28) et (eq. IV.33) au bruit de phase du laser à fibre on obtient respectivement sur les figure IV-19 et figure IV-20 l'impact de la réponse en amplitude et de la réponse en phase. Afin d'étudier l'importance du facteur de qualité ces courbes sont calculées pour des facteurs de qualité 10 et 100. Aussi, le *jitter* RMS équivalent est calculé et est représenté sur l'axe droit de chaque graphique.

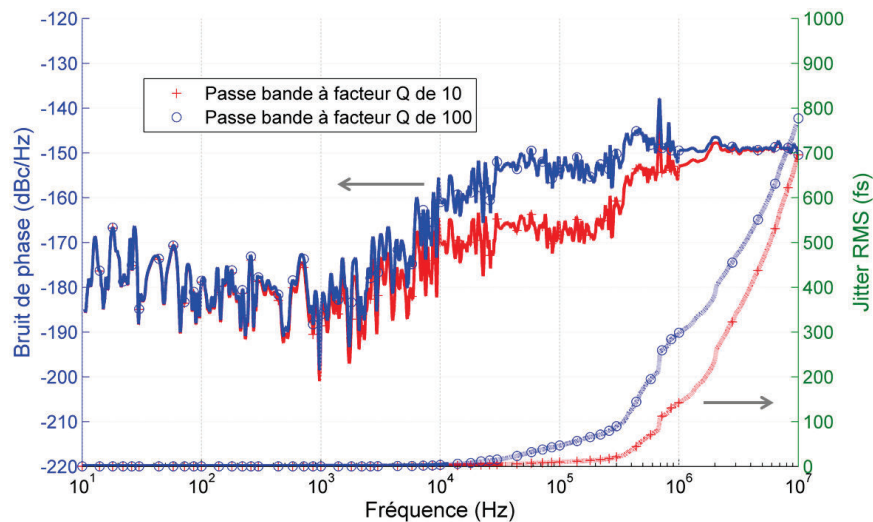


Figure IV-19 : Impact de la réponse en amplitude d'un filtre passe bande sur le bruit de phase du laser à fibre

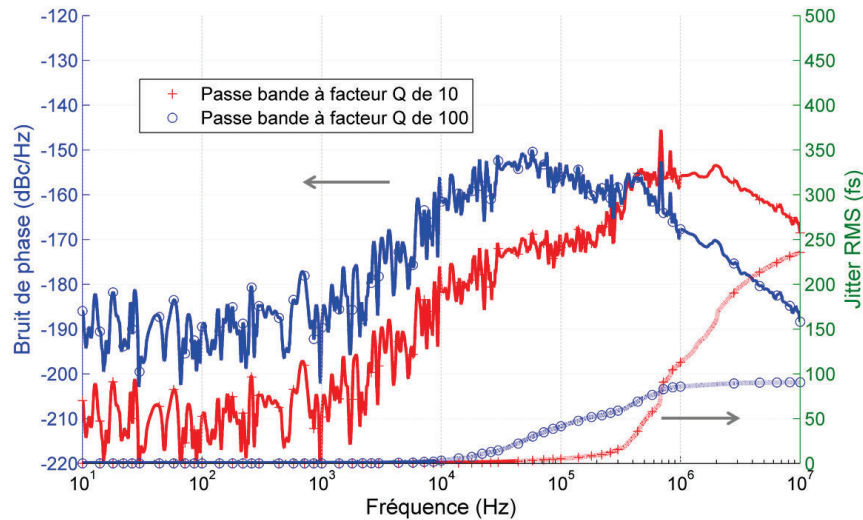


Figure IV-20 : Impact de la réponse en phase d'un filtre passe bande sur le bruit de phase du laser à fibre

Comme attendu, l'effet de la réponse en amplitude (Figure IV-19) est réduit pour les fréquences proches de la porteuse. En effet, l'atténuation du filtre est négligeable pour les fréquences dans la bande passante de ce dernier. Le bruit de phase du laser est donc suivi par la caméra. Pour les bandes de fréquences bien plus éloignées de la porteuse, où l'atténuation est plus forte, le bruit de phase n'est pas transmis sans perte à la sortie du filtre. Par conséquent, on observe une contribution de plus en plus importante pour les fréquences s'éloignant de la fréquence propre du laser. De plus, cet effet est d'autant plus important avec un fort facteur de qualité. En augmentant ce dernier, on réduit la bande passante du filtre et donc la fréquence à partir de laquelle le bruit de phase n'est plus suivi. Pour le laser à fibre cet effet a des conséquences critiques puisque, comme montré dans la partie IV.5, son bruit de phase souffre surtout de l'apport des hautes fréquences.

En ce qui concerne la réponse en phase (Figure IV-20), du fait de la forte pente de conversion bruit de fréquence/bruit d'amplitude autour de la porteuse, c'est cette fois la contribution des fréquences proches de la fréquence propre qui devrait être la plus importante. De plus, un facteur de qualité important augmente de facteur de conversion fréquence/phase puisque la bande passante plus étroite a pour conséquence

d'augmenter le coefficient directeur de la pente. Cependant, sur le graphique la courbe correspondant au facteur de qualité élevé est rattrapée dans les hautes fréquences par le facteur de qualité moindre. En effet, un facteur de qualité important va faire tendre le déphasage très rapidement vers sa valeur maximale et donc amoindrir sa dérivée : le coefficient de conversion (cf. IV.6.i). Ainsi, pour un facteur de qualité relativement faible la conversion fréquence/phase sera significative sur une bande de fréquence beaucoup plus large. C'est pour cela, que le *jitter* RMS équivalent devient plus important pour le faible facteur de qualité dans les fréquences hautes.

Considérons maintenant un système implémentant une caméra à balayage de fente parfaite dans lequel la phase du signal lumineux est exactement la même que pour le signal de déflexion à un retard fixe près. Ce retard va engendrer une transformation sur le bruit de phase transmis à la caméra comme montré dans (eq. IV.38). Dans le mode synchroscan de la caméra, on fait apparaître l'évènement lumineux au centre de l'écran en réglant le délai entre l'impulsion lumineuse et le signal synchroscan. Ce délai est ajusté de manière à ce que le passage des électrons entre les plaques de déflexion coïncide avec une différence de tension nulle entre celles-ci. Ainsi, le délai entre le signal lumineux et le signal de balayage est toujours un multiple de la période de répétition du laser. De plus, le signal lumineux atteignant dans la majorité des cas la caméra avant le signal électrique, le délai est toujours d'au moins une période. L'impact d'un délai d'une période ainsi que d'un délai de 10 périodes est représenté figure IV-21.

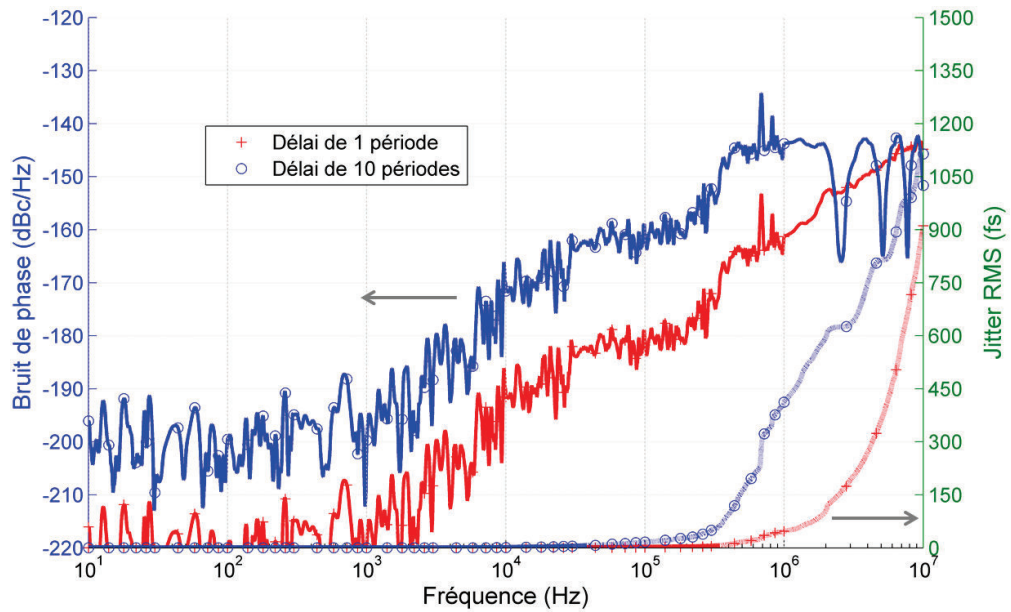


Figure IV-21 : Impact d'un retard pur sur le bruit de phase du laser à fibre

Les mêmes calculs concernant l'impact du bruit de phase ont été réalisés pour le système réel. Tout d'abord, le retard entre le signal de déflexion et le signal lumineux a été mesuré et correspond à une période de répétition du laser. Ensuite, afin de déterminer le facteur de qualité du filtre passe bande réalisé par l'adaptateur d'impédance le signal de déclenchement sinusoïdal a été comparé au signal aux bornes des plaques de déflexion. Pour cela, le signal d'entrée est simplement observé à l'aide d'un *splitter* et la tension aux bornes des plaques mesurée de manière capacitive. A amplitude fixe, on fait varier la fréquence du signal sinusoïdal d'entrée et on mesure la variation d'amplitude du signal appliqué aux plaques de déflexion ainsi que le retard et donc le déphasage induit par le filtre. La mesure, présentée figure IV-22, est faite sur l'adaptateur d'impédance ajusté pour une fréquence d'utilisation de 25,66 MHz, fréquence à laquelle fonctionne le laser à fibre.

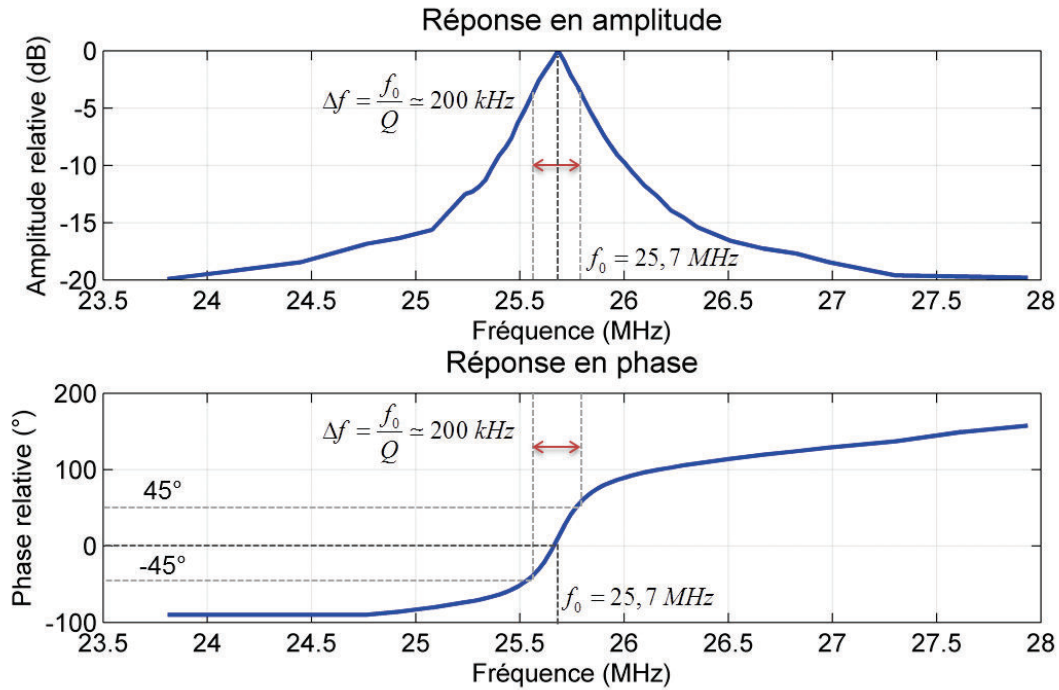


Figure IV-22 : Réponses en fréquence de l'adaptateur d'impédance du module de balayage synchroscan 25,66 MHz

La mesure révèle une bande passante de 200 kHz ce qui correspond à un facteur de qualité d'environ 130 relativement à la fréquence centrale de 25,7 MHz. La figure IV-23 résume, pour un facteur de qualité de 130 et un retard d'une période, les différentes dégradations de la synchronisation causées par le bruit de phase du laser à fibre.

On remarque que les dégradations les plus importantes proviennent de l'effet de la réponse en amplitude du filtre passe bande ainsi que de l'effet du retard pur. Les *jitters* engendrés par ces deux contributions atteignent respectivement 774 fs et 901 fs RMS. La réponse en phase de l'adaptateur d'impédance provoque une altération négligeable de la synchronisation puisqu'elle ne provoque qu'un *jitter* équivalent de 81 fs RMS.

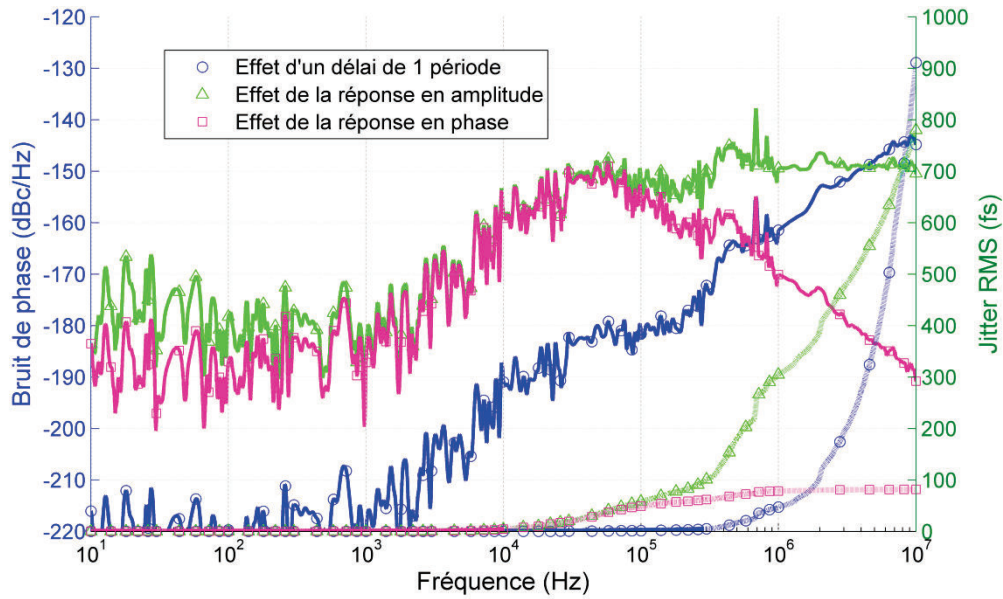


Figure IV-23 : Résumé des différentes dégradations dues au bruit de phase du laser à fibre

Les calculs ont aussi été réalisés pour le laser à solide. Comme précédemment, le retard présent entre l'impulsion observée et l'impulsion utilisée pour la génération du balayage représente une période de la fréquence de répétition du laser (81,1 MHz). De même, la réponse de l'adaptateur d'impédance est très similaire à celui utilisé précédemment et affiche un facteur de qualité équivalent. La figure IV-24 résume la contribution des différents effets pour ce laser.

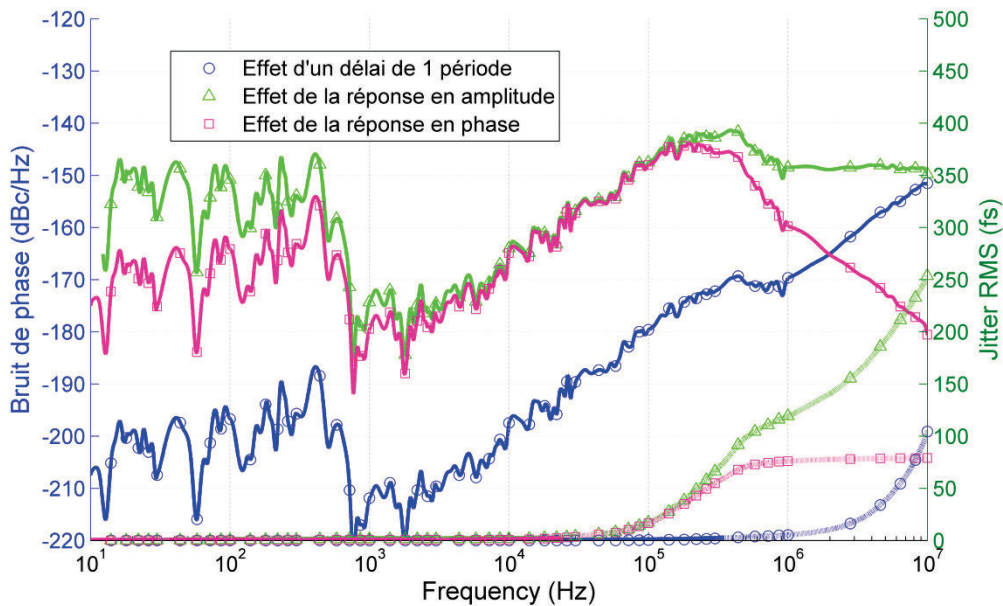


Figure IV-24 : Résumé des différentes dégradations dues au bruit de phase du laser à solide

Les résultats obtenus pour le laser $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$ diffèrent en plusieurs points de ceux du laser à fibre Yb. Tout d'abord, l'impact du délai sur le bruit de phase est beaucoup moins important et cela pour deux raisons principales. La première est que l'effet du délai ne dépend que très peu du bruit de phase basse fréquence, ce dont souffre principalement le laser $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$. De plus, comme évoqué dans la partie IV.5, la fréquence de répétition de ce laser étant trois fois plus importante que celle du laser à fibre, un bruit de phase identique se traduira par un *jitter* équivalent plus faible. Ensuite, on remarque aussi que l'apport dû à la réponse en phase de l'adaptateur d'impédance est important malgré la plus grande fréquence de répétition du laser. Effectivement, cette contribution atteint un niveau comparable à celui obtenu pour le laser à fibre puisque la caractéristique du bruit de phase du laser à solide est plutôt basse fréquence. L'effet de la réponse en amplitude et en phase de l'adaptateur d'impédance ainsi que celui du délai d'une période provoquent un *jitter* équivalent de respectivement 253 fs, 79 fs et 104 fs RMS.

b. Impact du bruit d'amplitude

L'impact du bruit d'amplitude a lui aussi pu être calculé à l'aide de la caractérisation des lasers et des résultats du paragraphe IV.6.b. Concernant le laser à fibre, son bruit d'amplitude est converti en un bruit de phase équivalent produit par le *time walk* du déclencheur (cf. (eq. IV.40)). Le module de déclenchement utilisé est le discriminateur à fraction constante présenté en détail dans le chapitre III. Le facteur de conversion G_{TW} peut être estimé, dans le régime de fonctionnement effectif, à 2 ps pour une variation de puissance d'entrée de 100 %. L'analyse du bruit de phase équivalent montre que les 50 fs RMS sont principalement dues aux deux lobes à 1 kHz et 250 kHz identifiés précédemment. Le résultat du calcul est présenté figure IV-25.

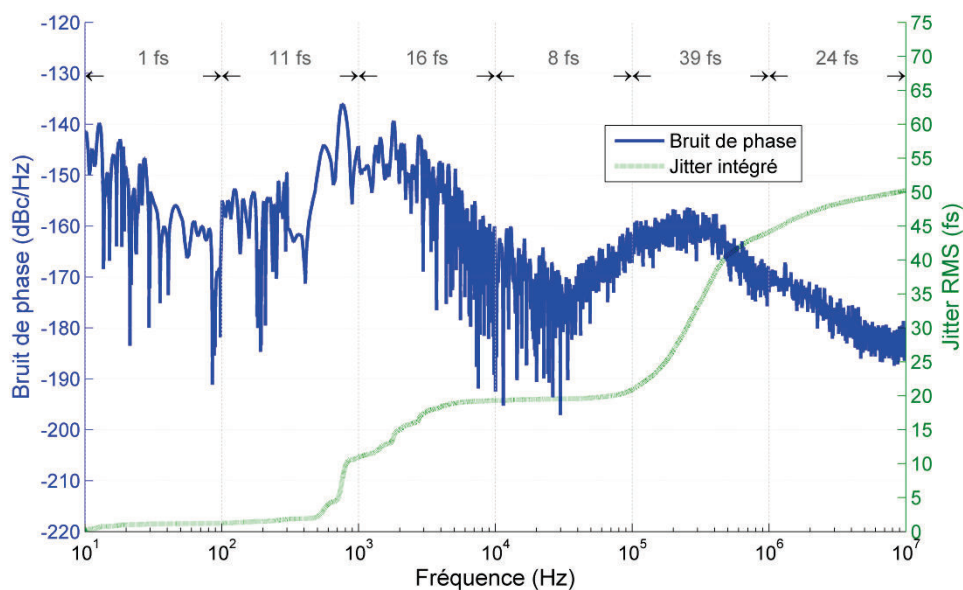


Figure IV-25 : Bruit de phase équivalent induit par la conversion bruit d'amplitude/bruit de phase du déclencheur pour le laser à fibre

Le même calcul a été effectué en s'appuyant sur le bruit d'amplitude du laser $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$. La courbe est présentée sur la figure IV-26. Le bruit d'amplitude étant dans ce cas large bande, le *jitter* équivalent augmente de manière continue avec la fréquence pour atteindre un niveau de 27 fs RMS. Pour chacun des lasers, l'impact du bruit d'amplitude au travers du discriminateur à fraction constante est négligeable puisque largement inférieur aux contributions des autres effets exposés plus haut.

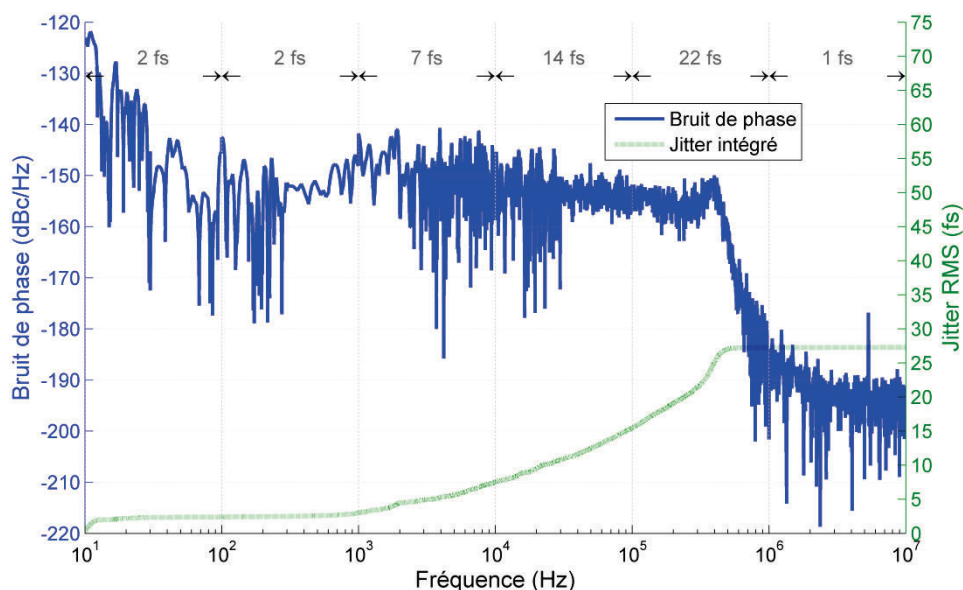


Figure IV-26 : Bruit de phase équivalent induit par la conversion bruit d'amplitude/bruit de phase du déclencheur pour le laser à solide

8. Comparaison aux mesures expérimentales

Afin de vérifier la validité des calculs réalisés, la résolution temporelle de la caméra à balayage de fente a été mesurée à l'aide des deux lasers en utilisant leur module de balayage synchroscan propre ainsi que le discriminateur à fraction constante. La caméra utilisée est une caméra Optronis de type SC-10 pourvue d'une photocathode S-20.

Dans un premier temps, la résolution temporelle de la caméra est mesurée en utilisant le laser à fibre. Le train d'impulsion est séparé en deux : une partie de faisceau est dirigée vers le déclencheur et l'autre traverse un interféromètre de Fabry-Perot puis est observée par la caméra. Lors de cette mesure l'interféromètre n'est pas utilisé en tant que tel. En effet, il permet uniquement de générer à partir d'une unique impulsion des impulsions secondaires apparaissant avec un retard fixe dépendant de sa géométrie. La figure IV-27 représente une vue schématique du montage permettant la mesure.

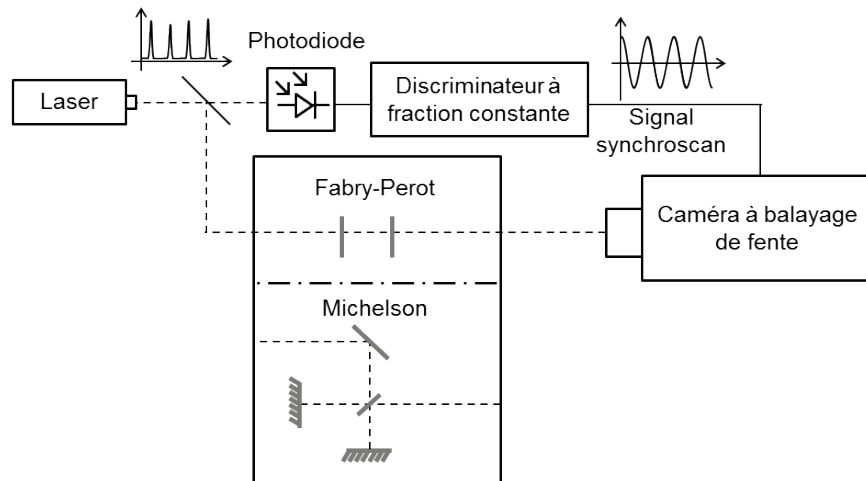


Figure IV-27 : Vue schématique du principe de mesure de la résolution temporelle

La mesure de résolution effectuée grâce au laser à fibre Yb est exposée figure IV-28 (a). Les impulsions générées par l'interféromètre sont espacées de 110 ps ce qui correspond aux 16,5 mm séparant les deux miroirs semi-réfléchissants. L'acquisition est réalisée mode synchroscan à une vitesse de balayage de 15 ps/mm et le temps d'exposition de la caméra de lecture est de 10 ms, accumulant alors approximativement

250 000 impulsions. La limitation de la résolution temporelle due aux bruits du laser peut être déterminée en sommant quadratiquement les *jitters* exposés dans la partie précédente. On somme alors les deux contributions du passe bande de l'adaptateur d'impédance, la contribution du retard et la contribution de la conversion bruit d'amplitude/bruit de phase causée par le déclencheur. On notera que la contribution du filtre passe bande du déclencheur mettant en forme le signal synchroscan a été volontairement omis. En effet, la bande passante de ce filtre est d'environ 7 MHz correspondant alors à un facteur de qualité de 3,5. L'impact d'un passe bande à si faible facteur de qualité est négligeable face au filtre passe bande de l'adaptateur d'impédance. Ainsi, sommé quadratiquement, le *jitter* dû aux bruits du laser atteint 1,191 ps RMS ou encore 2,8 ps FWHM. De plus, la résolution temporelle de la caméra a été évaluée en mode déclenché simple coup à 1,6 ps FWHM. La résolution temporelle attendue est obtenue encore une fois en sommant quadratiquement ces deux termes, ce qui aboutit à approximativement 3,23 ps FWHM. Cette évaluation paraît être en accord avec la mesure qui affiche une résolution moyenne de 3,25 ps FWHM.

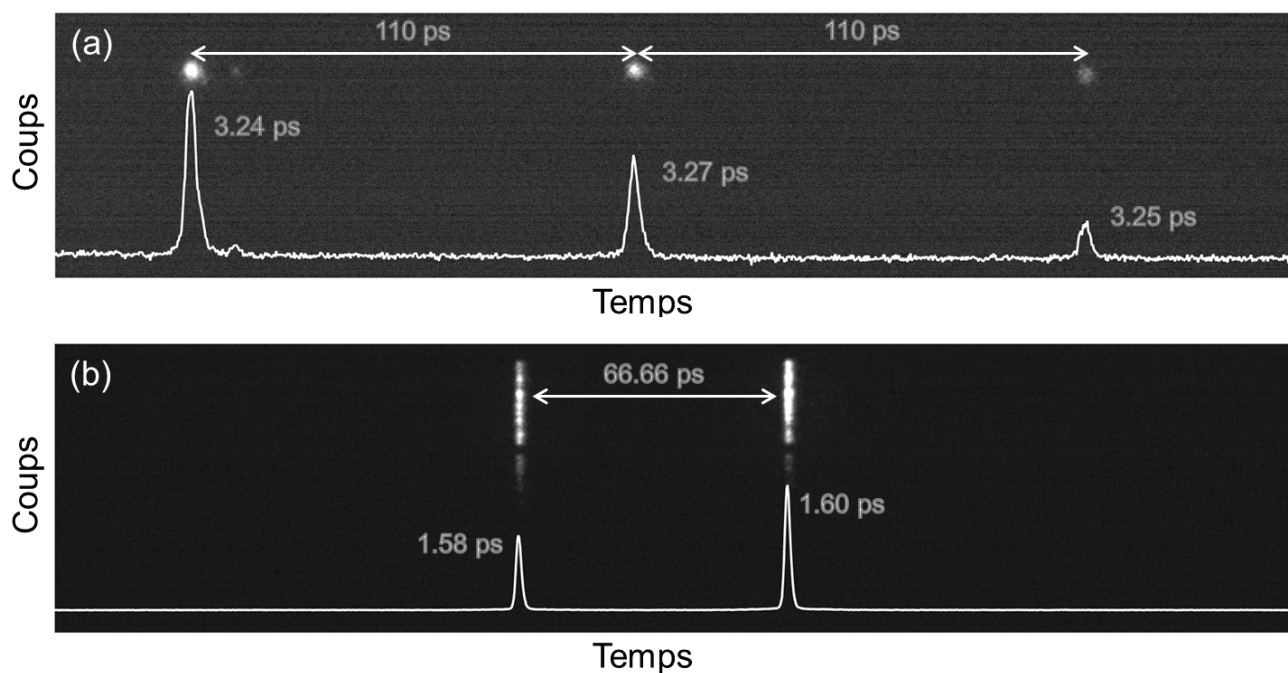


Figure IV-28 : Mesure de la résolution temporelle de la caméra en utilisant (a) le laser à fibre et (b) le laser à solide

Pour le laser $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$, le même type de mesure a été réalisé en utilisant un interféromètre de Michelson (Figure IV-28 (b)). Comme précédemment, l'interféromètre est utilisé pour générer une seconde impulsion espacée d'un délai connu de la première. Le calcul de la somme des contributions pour ce laser mène à un *jitter* de 286 fs RMS ou 672 fs FWHM. Ajoutée à la résolution temporelle de la caméra, la résolution attendue est de 1,73 ps FWHM. Cette légère dégradation n'a cependant pas pu être observée par la mesure de résolution temporelle. En effet, contrairement au calcul concernant le laser à fibre, l'altération de la résolution temporelle n'impacte pas de manière importante le système et son observation en devient très critique.

9. Conclusion

Dans ce chapitre l'impact des bruits des lasers femtosecondes sur les systèmes implémentant les caméras à balayage de fente a été étudié et leurs contributions au *jitter* de synchronisation formalisées. L'étude des répercussions du bruit d'amplitude et du bruit de phase sur le système est résumée sur la figure IV-29.

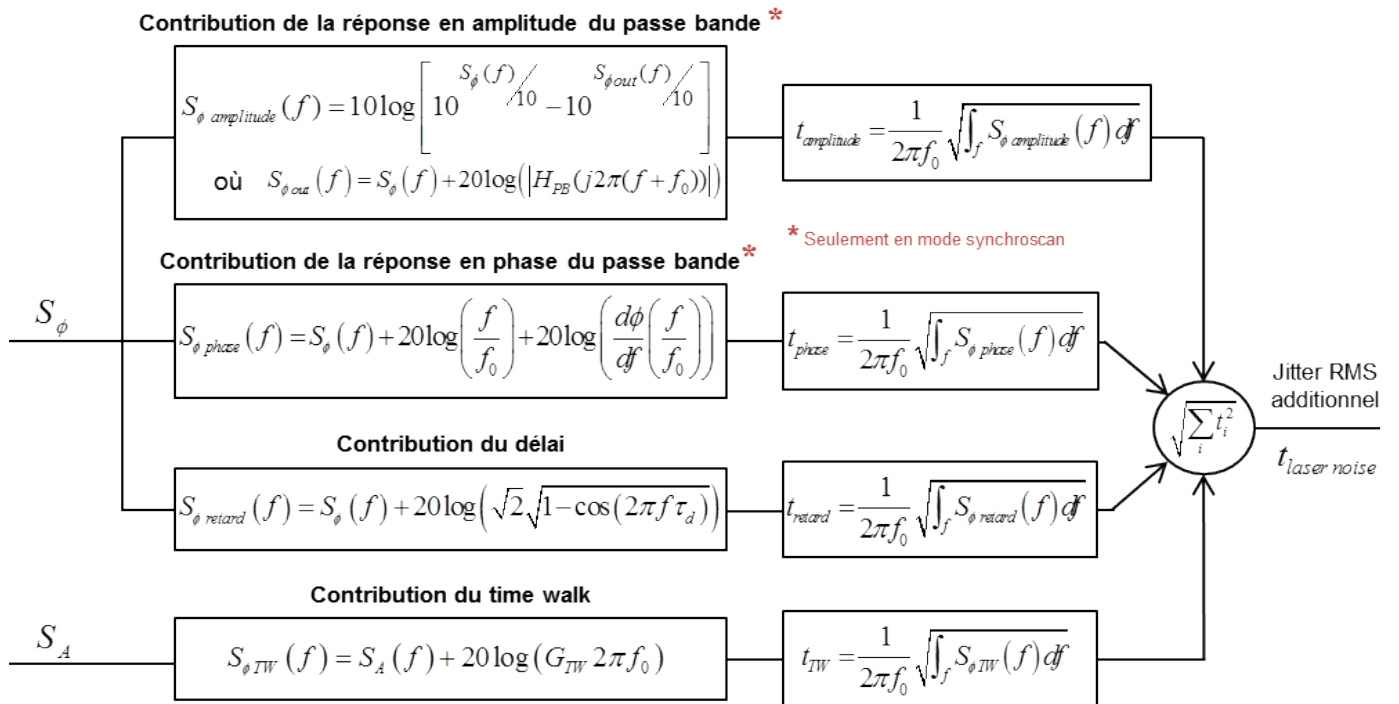


Figure IV-29 : Résumé du *jitter* apporté au système à balayage de fente par le bruit de phase et le bruit d'amplitude du laser

Dans un premier temps il a été montré que la transformation du bruit de phase du laser dans la chaîne de déclenchement et de balayage contribue au *jitter* de synchronisation. Différents mécanismes ont été identifiés comme provoquant cette dégradation et trois ont été étudiés en détail : la réponse en amplitude et la réponse en phase des filtres passe-bande de la chaîne de déclenchement ainsi que l'application d'un retard entre le signal observé et le signal de déflexion. Dans un second temps, le bruit d'amplitude du laser a aussi été identifié comme problématique puisqu'il induit un *jitter* de synchronisation dû au *time walk* du module de déclenchement utilisé et à la conversion bruit d'amplitude/bruit de phase de la photodiode. L'apport de chacun de ces effets a été évalué et comparé aux mesures expérimentales réalisées à l'aide d'un laser à fibre dopée Yb et d'un laser à solide Ti:Al₂O₃.

Les résultats exposés montrent clairement que le bruit d'amplitude et le bruit de phase des lasers utilisés dans les systèmes à balayage de fente peuvent induire une dégradation de la résolution temporelle non négligeable. En effet, la résolution visée étant la picoseconde, le *jitter* exposé plus haut n'est pas sans effets sur les performances de la caméra. En supposant les bruits gaussiens et non corrélés, le *jitter* apporté par les phénomènes étudiés atteignent pour le laser Ti:Al₂O₃ 286 fs RMS ou 672 fs FWHM en mode synchroscan et 107 fs RMS ou 253 fs FWHM en mode déclenché cumulatif. Comme exprimé antérieurement, les résultats décrits supposent que les différents bruits ne sont pas corrélés ce qui n'est pas nécessairement le cas. Les effets de la réponse en amplitude et de la réponse en phase du filtre passe bande peuvent être considérés comme a priori décorrelés puisque leurs contributions concernent des bandes de fréquences bien distinctes. Cependant, il n'est pas possible de conclure de manière simple sur la corrélation entre les autres phénomènes. Par conséquent, des compensations entre certains effets sont vraisemblablement présentes et le *jitter* calculé devrait être considéré comme une évaluation pire cas.

L'étude démontre que, malgré l'utilisation d'une caméra idéale n'introduisant aucun *jitter* intrinsèque, la résolution temporelle du système sera toujours limitée par les caractéristiques du laser utilisé dans le dispositif expérimental. Ainsi, une résolution temporelle ultime ne peut être atteinte qu'en mettant en œuvre une source laser à très faible bruit d'amplitude et de phase.

Bibliographie

- Allan, D., Hellwig, H., Kartaschoff, P., Vanier, J., Vig, J., Winkler, G.M.R., Yannoni, N.F., « Standard terminology for fundamental frequency and time metrology », in *Frequency Control Symposium, 1988., Proceedings of the 42nd Annual*, Baltimore, USA, p. 419-425, 1988.
- Brabec, T., Spielmann, C., Curley, P.F., Krausz, F., « Kerr lens mode locking », *Opt Lett*, vol. 17, n° 18, p. 1292-1294, sept. 1992.
- Clark-MXR, « Clark-MXR - Magellan Femtosecond Fiber Laser ». [En ligne]. Disponible sur: <http://www.cmxr.com/Products/LaserProducts/Magellan.html>. [Consulté le: 21-janv-2016].
- Einstein, A., « Zur Quantentheorie der Strahlung », *Physikalische Zeitschrift*, vol. 18, p. 121-128, 1917.
- Hargrove, L.E., Fork, R.L., Pollack, M.A., « Locking Of He-Ne Laser Modes Induced By Synchronous Intracavity Modulation », *Applied Physics Letters*, vol. 5, n° 1, p. 4-5, juill. 1964.
- Haus, H.A., « Theory of mode locking with a fast saturable absorber », *Journal of Applied Physics*, vol. 46, n° 7, p. 3049-3058, juill. 1975.
- Haus, H.A., Fujimoto, J.G., Ippen, E.P., « Structures for additive pulse mode locking », *Journal of the Optical Society of America B*, vol. 8, n° 10, p. 2068-2076, oct. 1991.
- Haus, H.A., Mecozzi, A., « Noise of mode-locked lasers », *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 29, n° 3, p. 983-996, mars 1993.
- Haus, H.A., « Mode-locking of lasers », *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 6, n° 6, p. 1173-1185, nov. 2000.
- Hentschel, M., Kienberger, R., Spielmann, C., Reider, G.A., Milosevic, N., Brabec, T., Corkum, P., Heinzmann, U., Drescher, M., Krausz, F., « Attosecond metrology », *Nature*, vol. 414, n° 6863, p. 509-513, nov. 2001.
- Huggett, G.R., « Mode-Locking Of Cw Lasers By Regenerative Rf Feedback », *Applied Physics Letters*, vol. 13, n° 5, p. 186-187, sept. 1968.
- Jung, I.D., Kärtner, F.X., Matuschek, N., Sutter, D.H., Morier-Genoud, F., Zhang, G., Keller, U., Scheuer, V., Tilsch, M., Tschudi, T., « Self-starting 6.5-fs pulses from a Ti:sapphire laser », *Opt Lett*, vol. 22, n° 13, p. 1009-1011, juill. 1997.
- Linde, D. von der, « Characterization of the noise in continuously operating mode-locked lasers », *Appl. Phys. B*, vol. 39, n° 4, p. 201-217, avr. 1986.
- Lorbeer, B., Müller, J., Ludwig, F., Loehl, F., Schlarb, H., Winter, A., « Noise and drift characterization of critical components for the laser based synchronization system at flash », in *Proc. 8th European Workshop Beam Diagnostics Instrumentation Particle Accelerators*, Venise, Italie, p. 250-252, 2007.

- Maiman, T.H., « Stimulated Optical Radiation in Ruby », *Nature*, vol. 187, n° 4736, p. 493-494, août 1960.
- Moulton, P.F., « Spectroscopic and laser characteristics of Ti:Al₂O₃ », *Journal of the Optical Society of America B Optical Physics*, vol. 3, n° 1, p. 125-133, janv. 1986.
- Paschotta, R. « RP Photonics ». [En ligne]. Disponible sur: <https://www.rp-photonics.com/>. [Consulté le: 09-oct-2015].
- Spectra Physics, « Spectra Physics Tsunami ». [En ligne]. Disponible sur: <http://www.spectra-physics.com/products/ultrafast-lasers/tsunami>. [Consulté le: 21-oct-2015].
- Spence, D.E., Dudley, J.M., Lamb, K., Sleat, W.E., Sibbett, W., « Nearly quantum-limited timing jitter in a self-mode-locked Ti:sapphire laser », *Optics Letters*, vol. 19, n° 7, p. 481-483, avr. 1994.
- Spieler, H., « Fast Timing Methods for Semiconductor Detectors », *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 29, n° 3, p. 1142-1158, juin 1982.
- Stein, S.R., « Frequency and Time-Their Measurement and Characterization », in *Precision Frequency Control*, Academic Press., vol. 2, New York: E.A. Gerber; A. Ballato, 1985, p. 191-231.
- Uhring, W.P., « Réalisation et caractérisation d'une caméra à balayage de fente synchroscan à résolution temporelle proche de la picoseconde », Thèse de doctorat, Université Louis Pasteur, Strasbourg, France, 2002.

CHAPITRE V

Phénomènes photoélectriques intrinsèques à la photocathode

1. Description du processus de photoémission _____	152
a. Modèle à trois étapes _____	152
i. 1 ^{ère} Etape : Photo-excitation _____	153
ii. 2 ^{ème} Etape : Transport vers la surface _____	153
iii. 3 ^{ème} Etape : Extraction _____	155
b. Photocathodes à métal _____	156
c. Photocathodes à semi-conducteur classique _____	157
d. Photocathodes à semi-conducteur NEA _____	159
2. Effet de la distribution énergétique _____	161
a. Méthode de mesure _____	161
i. Principe _____	161
ii. Réalisation de la mesure _____	162
iii. Dimensionnement de la mesure _____	164
b. Résultats _____	165
c. Impact sur la résolution temporelle _____	168
3. Effet du temps de transit dans la photocathode _____	172

a. Corrélation entre résolution temporelle et sensibilité spectrale	172
b. Description du modèle de simulation	174
c. Résultats de simulation	177
4. Conclusion	179

V. Phénomènes photoélectriques intrinsèques à la photocathode

Elément essentiel du tube à vide et plus largement de la caméra à balayage de fente, la photocathode est un des points clés du système. En effet, c'est grâce à celle-ci qu'est réalisée la conversion des photons en électrons, fondamentale à la technique de mesure utilisée. La résolution temporelle, a été jusqu'à présent étudiée en rapport avec les différents *jitter* identifiés au sein de la caméra. Seulement, cette approche n'est pertinente que dans le cas d'une mesure cumulative en mode déclenché ou en mode synchroscan. En effet, une acquisition réalisée à l'aide d'un unique balayage, aussi appelé mode simple coup (ou *Single Shot*), n'est pas affecté par le *jitter* et les phénomènes exposés dans les deux chapitres précédents. Cependant, différents effets peuvent tout de même dégrader la résolution temporelle en mode simple coup. Une première limitation due à la fente statique minimale ou encore aux phénomènes de charge d'espace a déjà été évoquée dans le chapitre II (cf. II.4.b et II.4.d). D'autres limitations provenant du tube à vide et plus particulièrement de la photocathode sont aussi à considérer. Ce chapitre se concentre dans un premier temps sur la description du phénomène de photoémission de la photocathode et sur les différents types de matériaux pouvant la constituer. Puis, deux problématiques principales limitant la résolution temporelle sont dégagées puis étudiées. La première concerne la dispersion d'énergie initiale des électrons quittant la photocathode, et la seconde concerne la dispersion temporelle de l'émission des électrons par la photocathode.

1. Description du processus de photoémission

La construction de la photocathode consiste en un dépôt sous vide d'une couche très mince d'un matériau relâchant des électrons lorsqu'il est excité par des photons. Les matériaux existants sont nombreux et présentent des caractéristiques propres. Les principaux attributs faisant la singularité de chacune des photocathodes sont sa gamme spectrale et son rendement quantique. Aussi, il existe deux principaux modes dans lesquels les photocathodes peuvent être utilisées. Le premier mode est le mode réfléchi où la photocathode est déposée sur une plaque de métal et émet des électrons dans la direction opposée à la celle de la lumière incidente. Le second mode est le mode transmis où la photocathode est généralement déposée sur une surface de verre. Dans ce mode les électrons sont émis dans la même direction que la lumière incidente. On se concentrera par la suite qu'à ce type de photocathode puisque ce sont celles utilisées dans les tubes à balayage.

a. Modèle à trois étapes

Même si chacun des matériaux a ses propres spécificités, le phénomène de photoémission peut être décrit de la même manière pour l'ensemble d'entre eux. Le modèle introduit par William E. Spicer en 1958 (**Spicer, 1958**), puis perfectionné en 1964 (**Berglund, 1964**), est connu sous le nom de modèle à trois étapes (*Three Step Model*) et fournit une description simple, mais complète du mécanisme de photoémission ayant lieu dans les photocathodes. Comme le nom du modèle l'indique, il décompose la conversion du photon en électron en trois étapes successives dépendant chacune de plusieurs constantes caractéristiques au matériau constituant la photocathode.

i. 1^{ère} Etape : Photo-excitation

La première étape du modèle correspond à l'absorption des photons par la photocathode. Lors de cette étape, l'énergie $h\nu$ du photon incident peut être transmise à un électron du matériau de la photocathode. L'interaction photon/électron n'est cependant pas systématique et la probabilité d'absorption peut être exprimée en définissant certaines grandeurs. De plus, nous verrons que selon le matériau les électrons ne peuvent se situer que sur des bandes d'énergies spécifiques ce qui leur interdit d'interagir avec des photons de certaines longueurs d'onde.

Soit R_v le coefficient de réflexion relatif à l'interface air/verre sur lequel est déposée la photocathode, R_{ph} le coefficient de réflexion relatif à l'interface verre/photocathode et $\alpha(h\nu)$ le coefficient d'absorption de la photocathode. On peut alors définir de la façon suivante la probabilité $P_\alpha(h\nu, x)$ qu'a un photon d'énergie $h\nu$ d'être absorbé par la photocathode après avoir parcouru une distance x depuis l'interface verre/photocathode :

$$P_\alpha(h\nu, x) = (1 - R_v) \cdot (1 - R_{ph}) \cdot \alpha(h\nu) \int_0^x e^{-x\alpha(h\nu)} dx \quad (\text{eq. V.1})$$

Ainsi, le rendement quantique de la photocathode, étant le rapport entre le nombre d'électrons émis et le nombre de photons incidents, connaît déjà une limitation. En effet, ce dernier ne pourra pas être supérieur à $P_\alpha(h\nu, D_{ph})$, où D_{ph} est l'épaisseur de la photocathode, car tous les photons n'atteignent pas le matériau ou bien ne sont pas absorbés par celui-ci.

ii. 2^{ème} Etape : Transport vers la surface

Une fois l'électron dans un état excité, ce dernier doit atteindre la surface afin d'être émis. Ce transport n'est ni instantané, ni sans perte. En effet, la mobilité de l'électron est limitée par plusieurs facteurs. La première limitation provient de la

vitesse de saturation qui dépend du champ électrique auquel est soumis le matériau. La seconde limitation provient de la vitesse thermique fixée par la température de la photocathode.

De plus, le chemin pris par l'électron pour atteindre la surface n'est pas direct. On peut considérer que la charge se déplace de manière rectiligne dans le matériau jusqu'à interaction avec un élément de celui-ci. Ainsi, le déplacement de l'électron dans la photocathode peut-être vu comme une marche aléatoire associée à des pertes énergétiques après chaque collision. Ces interactions peuvent être de différentes natures que l'on peut regrouper en deux principaux groupes. On retrouve dans un premier temps des interactions électron/électron qui entraînent en général des pertes énergétiques importantes de l'ordre de l'électronvolt (eV). Plus l'énergie de l'électron est importante plus la probabilité d'une interaction électron/électron devient grande (Lindau, 1974). Dans un second temps, on peut identifier des interactions électron/phonon. Ces interactions correspondent à un échange d'énergie entre l'électron et la vibration de la structure cristalline du matériau. Ces échanges énergétiques sont généralement beaucoup moins importants que pour les interactions électron/électron puisqu'ils atteignent quelques dizaines de meV.

Cependant, atteindre la surface d'émission ne suffit pas à l'émission de l'électron. En effet, pour pouvoir s'échapper du solide, l'énergie de la particule doit dépasser un seuil appelé niveau de vide ou *Vacuum Level* (VL) en anglais. Ce niveau d'énergie E_{VL} est défini de la manière suivante :

$$E_{VL} = E_F + \phi \quad (\text{eq. V.2})$$

où E_F est le niveau de Fermi et ϕ le travail de sortie de la photocathode. Par conséquent, si l'électron a subi trop d'interactions et a perdu trop d'énergie, il ne

pourra pas se détacher de la photocathode et retombera au niveau d'énergie à l'équilibre E_F .

La fréquence des collisions entre l'électron et le milieu dans lequel il se déplace dépend de l'énergie de la charge. On peut exprimer cette fréquence par le libre parcours moyen qui représente la distance moyenne que parcourt la particule avant de subir une interaction. En appelant $l_\epsilon(h\nu)$ la longueur d'extraction on peut définir la probabilité pour un électron d'énergie $h\nu$ situé à une distance x de la surface de sortie, d'atteindre cette dernière avec un niveau d'énergie supérieur à E_{VL} par :

$$P_\epsilon(h\nu, x) = e^{-\frac{x}{l_\epsilon(h\nu)}} \quad (\text{eq. V.3})$$

iii. 3^{ème} Etape : Extraction

Enfin, si l'électron est parvenu jusqu'à la surface avec une énergie supérieure au niveau de vide, alors il a une probabilité $P_E(h\nu)$ que ce dernier puisse être extrait du matériau constituant la photocathode. Cette probabilité dépend très fortement de la technique de fabrication de la photocathode du traitement de sa surface d'émission. Elle dépend aussi dans une plus petite mesure du dopage du matériau de la photocathode et de son orientation (Korotkikh, 1977).

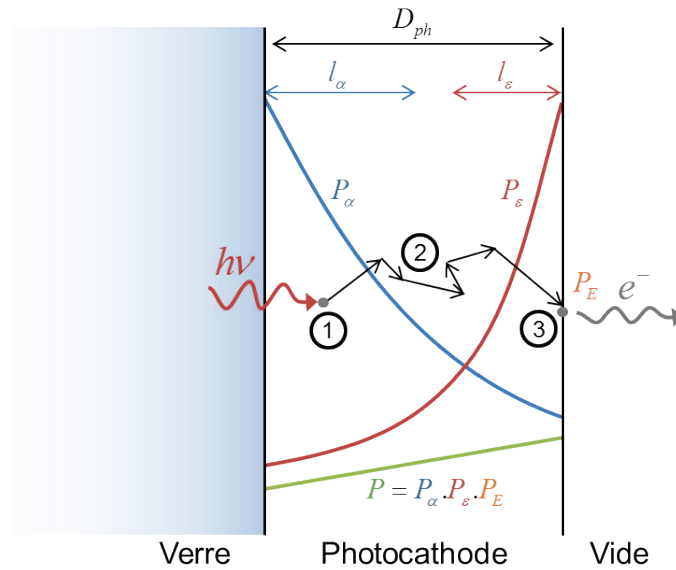


Figure V-1 : Représentation du modèle à trois étapes. Les étapes de 1) photo-excitation, 2) transport et 3) extraction sont schématisées. Les probabilités de chacune des étapes sont aussi représentées

En considérant l'ensemble des étapes décrites précédemment, on peut évaluer la contribution de la photocathode à une distance x de la surface d'arrivée par le produit P suivant (Spicer, 1993) :

$$P(h\nu, x) = \underbrace{e^{-x\alpha(h\nu)}}_{P_\alpha} \cdot \underbrace{e^{\frac{x-D_{ph}}{l_\varepsilon(h\nu)}}}_{P_\varepsilon} \cdot P_e \quad (\text{eq. V.4})$$

Le modèle à trois étapes peut être utilisé pour modéliser tout type de photocathode. Cependant, on peut remarquer des différences significatives entre les différents types de matériaux, plus particulièrement concernant les bandes énergétiques. Dans la suite on considère trois principaux types de photocathode : les photocathodes à métal, à semi-conducteur classique et à semi-conducteur NEA.

b. Photocathodes à métal

Ce type de photocathode est le plus élémentaire. Comme pour tout métal, le diagramme de bande montre que le niveau de Fermi E_F est situé à l'intérieur d'une bande énergétique qui est donc partiellement remplie par les électrons (Figure V-2). Un photon incident peut alors faire passer un électron de cette bande à un état excité en

lui transmettant son énergie $h\nu$. Lors de la seconde étape du modèle, l'électron excité va subir plusieurs collisions et perdre de l'énergie. En plus de souffrir d'interactions électron/phonon, les chances d'interactions électrons/ électrons dans les métaux sont assez importantes. De plus, l'énergie transférée du premier électron au second ne lui suffit en général pas à atteindre un niveau supérieur au niveau de vide. En résulte un rendement quantique assez faible souvent inférieur à 0,1 % pour des longueurs d'ondes dans le visible ou même U.V. mous (Dowell, 2009). Néanmoins, ces photocathodes présentent des caractéristiques en termes de dissipation thermique ainsi que de résistance aux fortes puissances très intéressantes. C'est pour cela que les photocathodes à métal sont privilégiées dans l'étude des rayons X, domaine où l'énergie des photons étudiés peut aller jusqu'à plusieurs keV.

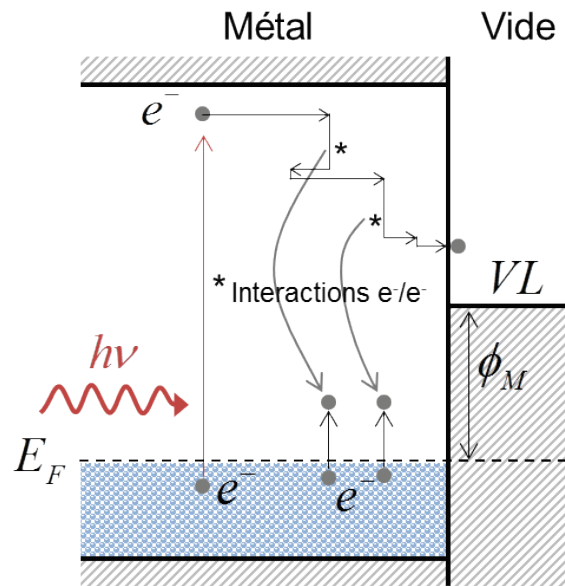


Figure V-2 : Diagramme de bande d'une photocathode à métal

c. Photocathodes à semi-conducteur classique

La structure énergétique des photocathodes à semi-conducteur est bien différente de celle du métal. En effet, comme on peut le voir sur la figure V-3 le niveau de Fermi se trouve entre deux bandes d'énergie appelées bande de valence et bande de conduction. On définit aussi l'affinité de l'électron E_A (*Electron Affinity*) la différence

d'énergie entre le bas de la bande de conduction E_C et le niveau de vide VL . La zone intermédiaire est la bande interdite dans laquelle aucun électron ne peut se situer. Ainsi, seuls les photons ayant une énergie au moins égale à l'énergie de gap E_G peuvent interagir avec les électrons de la bande de valence. Cet effet induit une restriction quant à la longueur d'onde maximale détectable.

Les interactions subies par l'électron dépendent ici de son énergie. Si l'énergie apportée par le photon est inférieure à $2E_G$ alors l'électron ne subira pas d'interaction électron/électron. En effet, la bande interdite n'autorise un gain d'énergie aux électrons de la bande de valence que si celle-ci leur permet d'atteindre la bande de conduction (Smith, 1971). Les électrons ne subissent alors que des interactions électron/phonon, dont les pertes énergétiques sont moins importantes. De plus, pour permettre à un électron de s'échapper, une énergie au moins égale à $E_G + E_A$ doit lui être fourni puisqu'il doit pouvoir franchir la barrière imposée par le niveau de vide. On appelle alors la fenêtre d'excitation photonique optimale $[E_G + E_A, 2E_G]$ la *Magic Window* (Spicer, 1993). La très faible proportion d'interaction électron/électron, voire leur absence pour les photons d'énergies appartenant à la Magic Window, réduit drastiquement les pertes énergétiques des électrons dans la bande de conduction augmentant la longueur d'extraction. En découle un rendement quantique bien supérieur à ceux observés pour les métaux pouvant aller jusqu'à 20 %.

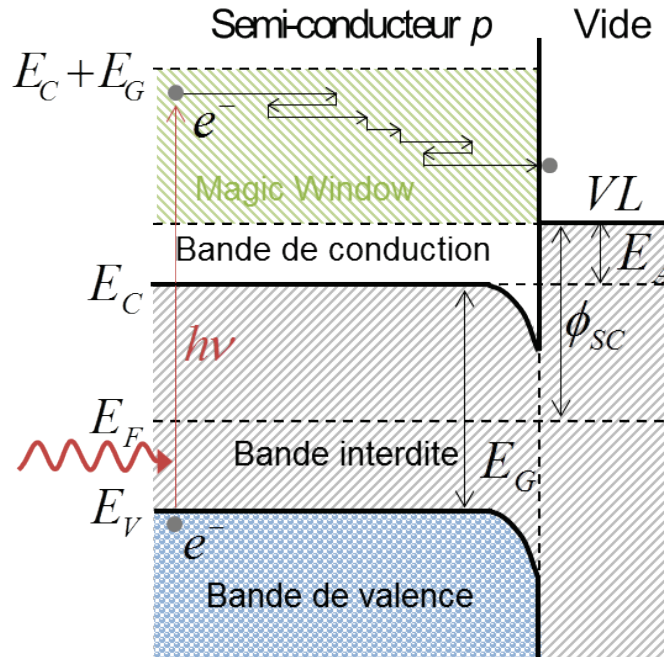


Figure V-3 : Diagramme de bande d'une photocathode à semi-conducteur dopé p

d. Photocathodes à semi-conducteur NEA

Les photocathodes NEA, pour *Negative Electron Affinity*, sont des photocathodes à semi-conducteur standards auxquelles un traitement de surface supplémentaire est réalisé dans le but d'améliorer son rendement quantique (Escher, 1981). Le principe réalisé pour la première fois en 1965 (Scheer, 1965) consiste à déposer une monocouche de césium sur la surface d'émission. Des travaux postérieurs prouveront que le dépôt d'une monocouche de monoxyde de césium permet d'atteindre des résultats encore meilleurs (Uebbing, 1970). Le diagramme de bande en résultant est représenté sur la figure V-4.

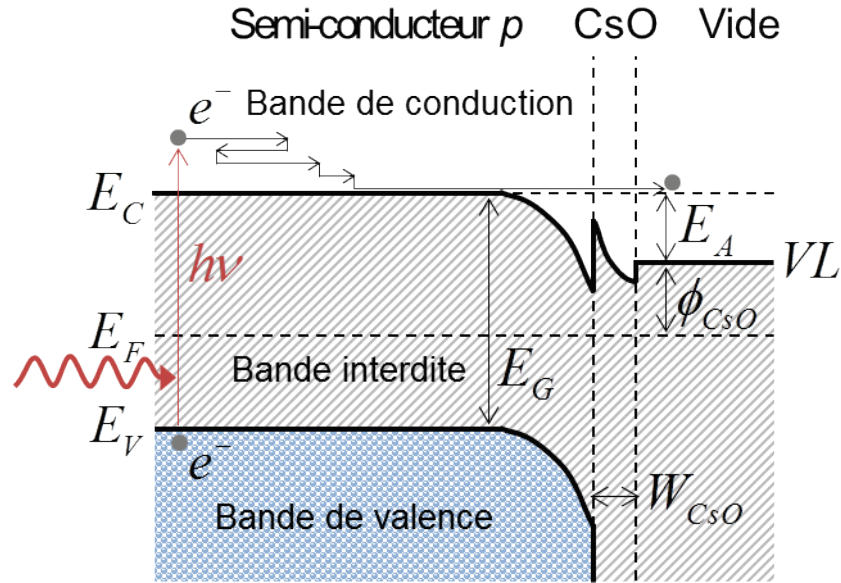


Figure V-4 : Diagramme de bande d'une photocathode à semi-conducteur NEA

Tout comme pour les semi-conducteurs standards, l'énergie photonique minimale est donnée par l'énergie de gap E_G et les interactions électrons/électrons ne sont pas présentes pour des énergies d'excitation inférieures à $2E_G$. Cependant, on peut remarquer que le niveau de vide est inférieur au niveau bas de la bande de conduction. On considère alors que l'affinité de l'électron est négative, d'où le nom du type de photocathode.

La monocouche appliquée possède un travail de sortie ϕ plus faible que celui du semi-conducteur utilisé ce qui permet de diminuer le niveau de vide donné par $E_F + \phi$. Par conséquent, même les électrons ayant perdu de l'énergie jusqu'à atteindre le niveau minimal de la bande de conduction possèdent encore une énergie supérieure au niveau de vide et peuvent être extraits. De ce fait, la longueur d'extraction de la photocathode n'est plus imposée par la longueur moyenne d'interaction électron/phonon, mais par la longueur de diffusion des porteurs minoritaires dans le semi-conducteur. Cette longueur étant de l'ordre du micromètre pour les semi-conducteurs dopés p , le rendement quantique augmente significativement pouvant atteindre plus de 50 %.

2. Effet de la distribution énergétique

Comme le montre le modèle à trois étapes, les électrons issus de l'effet photoélectrique sont émis de la photocathode après avoir subi un nombre variable d'interactions avec le matériau. Par conséquent l'énergie résiduelle de la charge varie et on observe une distribution énergétique en sortie de la photocathode. On se propose dans cette partie de mesurer cette distribution d'énergie et d'évaluer son impact sur la résolution temporelle de la caméra.

a. Méthode de mesure

i. Principe

Afin de mesurer la distribution énergétique des électrons à la sortie de la photocathode, la méthode classique du potentiel retardé est mise en œuvre (Gregory, 1976). La mesure consiste à exciter la photocathode à l'aide d'une source lumineuse monochromatique de puissance fixe puis de collecter les électrons émis grâce à une électrode d'extraction.

En considérant que le métal utilisé comme collecteur possède un travail de sortie ϕ_M , seuls les électrons ayant une énergie supérieure à $E_F + \phi_M$ seront collectés par l'électrode (cf. figure V-5 (a)). En appliquant une tension V_M à l'électrode d'extraction, on abaisse le niveau de Fermi de cette dernière et donc par la même la barrière de potentiel que l'on notera maintenant $E_{F_M} + \phi_M$ où $E_{F_M} = E_{F_{sc}} + V_M$. En faisant varier la tension V_M , on est alors capable de balayer l'ensemble de la distribution énergétique de sortie (cf. figure V-5 (b)).

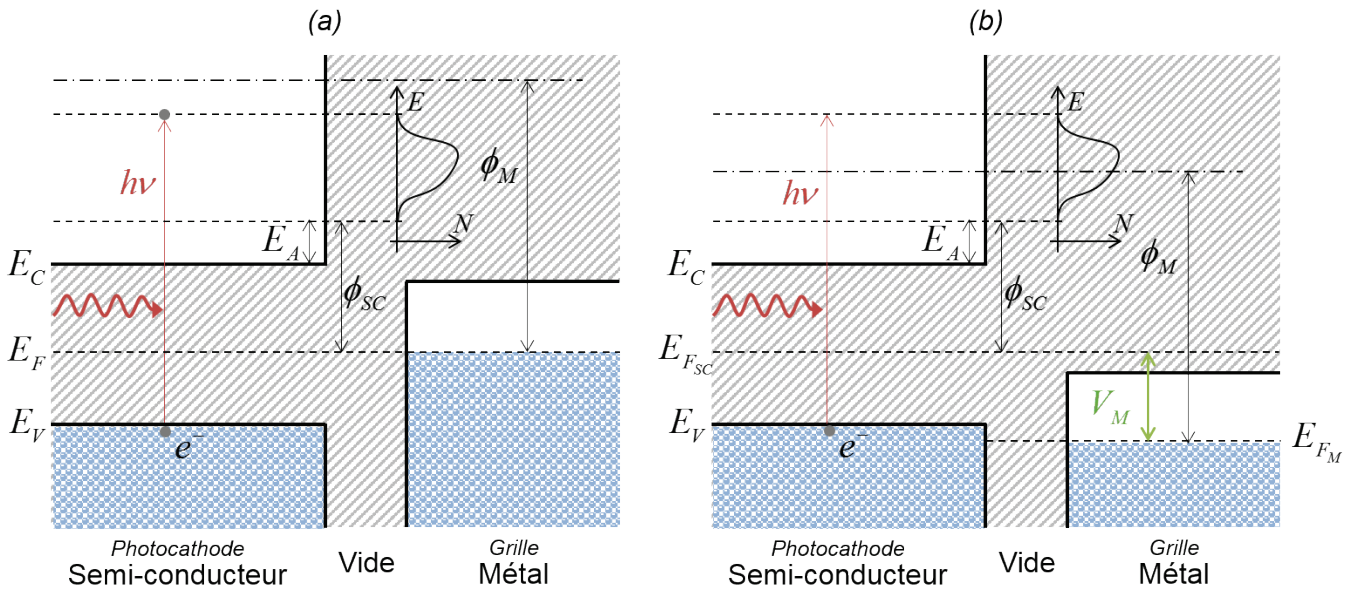


Figure V-5 : Diagrammes de bandes pour la méthode du potentiel retardé. (a) Aucune tension n'est appliquée au collecteur (b) Une tension V_M lui est appliquée

ii. Réalisation de la mesure

Un banc de test, représenté sur la figure V-6, a été mis en place afin de réaliser la mesure sur le tube à balayage utilisé dans la caméra. Tout d'abord, la source lumineuse choisie est une lampe halogène de 150 watts. La lampe halogène a l'avantage d'afficher un spectre relativement proche du corps noir ce qui nous permet d'émettre sur une large gamme de longueurs d'onde. La lumière émise par la lampe est ensuite focalisée vers l'entrée d'un monochromateur Bentham TMc300. Cet appareil permet, grâce à un système de miroirs et de réseaux diffractifs, d'extraire une composante monochromatique d'un faisceau polychromatique. La longueur d'onde choisie par le monochromateur est ensuite envoyée vers une sphère intégratrice dans laquelle la puissance lumineuse est mesurée à l'aide d'une photodiode calibrée.

La source lumineuse et la photodiode sont reliées à un ordinateur grâce à un bus GPIB et une régulation de la puissance lumineuse de sortie est effectuée. En effet, d'après la réponse spectrale de la lampe halogène, la puissance émise par celle-ci dépend de la longueur d'onde. Ainsi, pour travailler à puissance lumineuse fixe pour les

différentes longueurs d'onde étudiées il est nécessaire d'asservir en tension la lampe utilisée.

La photocathode étudiée est placée sur la même sphère intégratrice que la photodiode et est exposée à la lumière de la même manière que la photodiode, ce qui permet de connaître l'exacte puissance envoyée à celle-ci. La grille est ici utilisée comme électrode de collection des électrons émis. On lui applique une tension fixe grâce à un générateur de tension stable piloté par bus GPIB. Enfin, un ampèremètre placé entre la masse et la photocathode permet de mesurer le courant et donc les électrons émis.

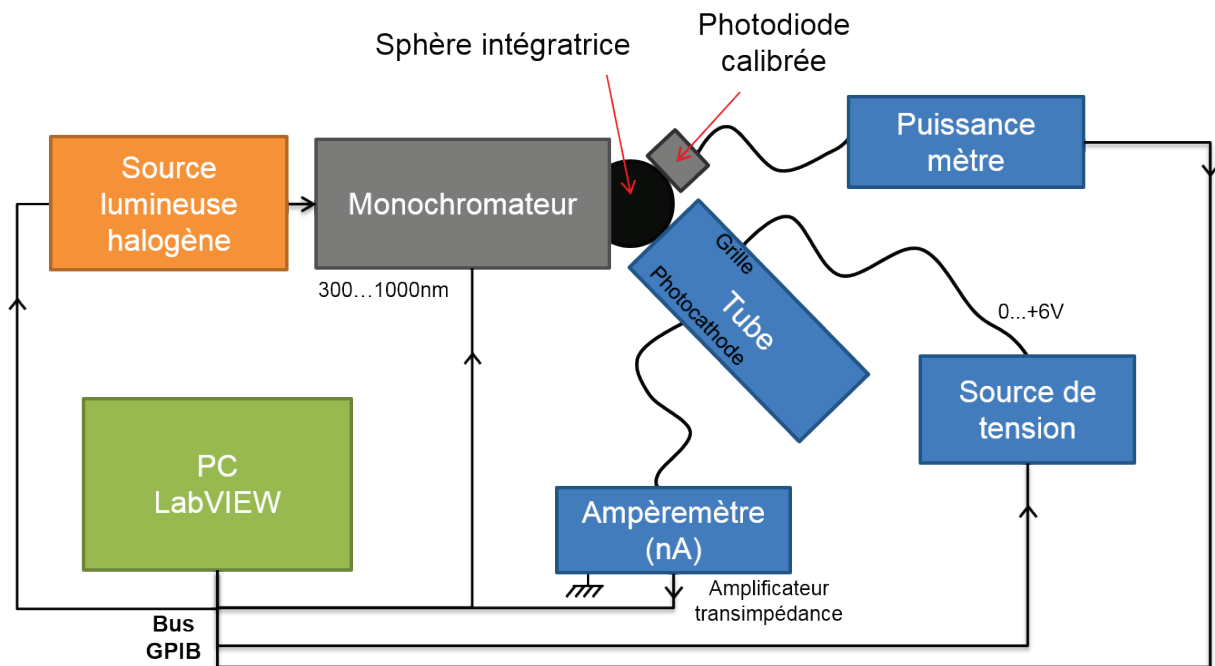


Figure V-6 : Montage permettant la mesure de la distribution énergétique des électrons émis par la photocathode

Les différents éléments du montage étant pilotables à distance, la mesure a été entièrement automatisée à l'aide de LabVIEW. Une mesure complète a pu être réalisée en relativement peu de temps. La séquence de mesure est la suivante :

- ✓ Sélection d'une longueur d'onde par le monochromateur
- ✓ Asservissement de la puissance de sortie vers une valeur fixe définie au début de la mesure
- ✓ Stabilisation du système
- ✓ Mesure de la courbe courant de la photocathode en fonction de la tension appliquée à l'électrode de collection
- ✓ Une nouvelle longueur d'onde est sélectionnée et le cycle est répété

iii. Dimensionnement de la mesure

La méthode présentée peut se heurter à une limitation majeure due aux charges d'espace. En effet, Clement Child et Irving Langmuir ont montré que la densité de courant maximale entre deux plaques infinies dans le vide, pour nous la photocathode et la grille, pouvait s'écrire sous la forme suivante (Child, 1911) :

$$J = \frac{4\varepsilon_0}{9} \sqrt{\frac{2e}{m_e}} \frac{V_a^{3/2}}{d^2} \quad (\text{eq. V.5})$$

où ε_0 est la permittivité du vide, e la charge d'un électron, m_e la masse d'un électron, V_a la tension aux bornes des plaques et d la distance les séparant. Une première évaluation peut être réalisée en supposant que la tension d'extraction est de 1 volt et l'écart entre les deux électrodes de 2 mm. On obtient alors une limitation de 9,34 μA .

Comparons maintenant cette limitation avec le courant que nous pouvons attendre lors de la mesure. Pour faire ce calcul, on suppose que l'on envoie un faisceau monochromatique de 750 nm d'une puissance de 5 μW sur la photocathode. Le nombre de photons émis en une seconde peut alors être calculé par :

$$N_{\text{photons}} = \frac{P_{\text{lum}}}{\frac{hc}{\lambda}} \approx 1,89 \cdot 10^{13} \text{ ph.s}^{-1} \quad (\text{eq. V.6})$$

où P_{lum} est la puissance lumineuse, h la constante de Planck et λ la longueur d'onde du faisceau. Si on considère que toute la lumière atteint la photocathode et que son rendement quantique r_q est de 30 % alors le courant résultant est donné par :

$$I_{ph} = r_q N_{photons} e \approx 907 \text{ nA} \quad (\text{eq. V.7})$$

Malgré le rendement quantique optimiste et la faible tension présente entre les plaques, on se trouve près d'un ordre de grandeur de la limitation calculée à l'aide de (eq. V.5). L'éclairage à la sortie de la sphère intégratrice étant uniforme, la mesure peut être réalisée sans être limitée par les effets de charge d'espace.

Cependant, ce calcul montre que le courant attendu sera vraisemblablement inférieur au microampère. Un si faible courant n'étant pas mesurable via un multimètre classique, une autre solution doit être utilisée. Un amplificateur transimpédance suivi d'un étage intégrateur est alors réalisé à l'aide d'amplificateur opérationnel faible bruit. Le système de mesure propose un gain de conversion d'environ 60 nA/V et d'un temps d'intégration de 10 ms.

b. Résultats

La mesure du courant émanant de la photocathode a été réalisée sur une gamme spectrale allant de 400 nm à 1 000 nm. La puissance envoyée à la photocathode a été fixée à 4 μ W, valeur pour laquelle le compromis entre stabilisation de puissance et puissance maximale atteignable était le meilleur. La tension du collecteur (la grille) est montée de manière graduelle de 0 volt à 6 volts. Le résultat de la mesure est exposé sur la figure V-7.

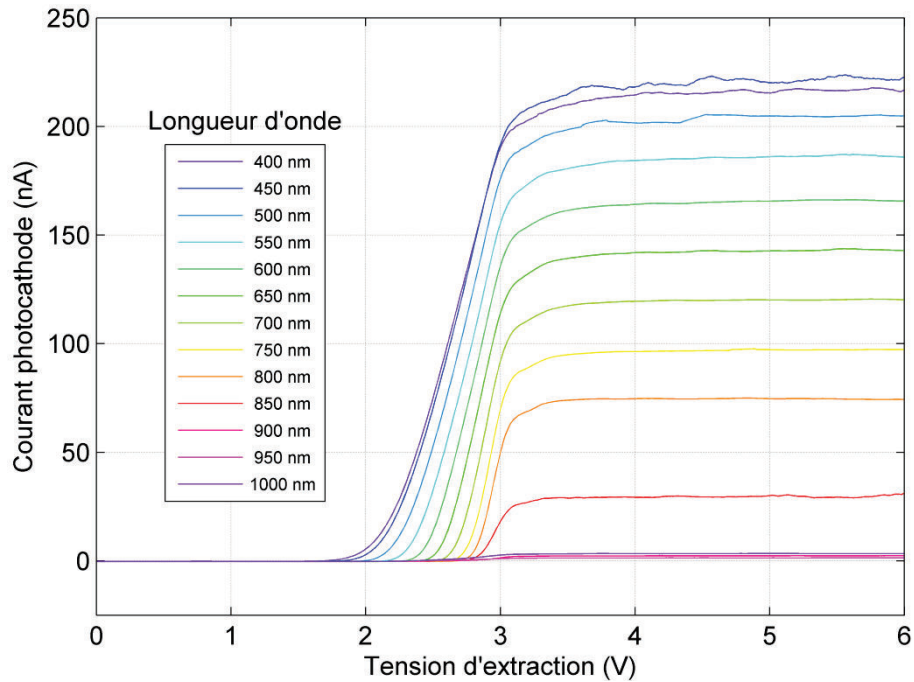


Figure V-7 : Mesure du courant émanant de la photocathode en fonction de la tension d'extraction pour plusieurs longueurs d'onde

Tout d'abord, on peut remarquer que le courant maximum mesuré pour les différentes longueurs d'onde est bien inférieur au courant limite pouvant être calculé grâce à la loi de Child-Langmuir (eq. V.5). La mesure reflète donc bien le nombre d'électrons émis par la photocathode. De plus, on notera que le métal utilisé pour réaliser la grille n'étant pas connu, la mesure est relative en énergie. Elle est cependant suffisante pour évaluer la dispersion énergétique des électrons.

L'application d'une tension positive sur la grille alors que la photocathode est portée à la masse induit une accélération des électrons de cette dernière vers l'électrode de collection. On note alors que courant photoélectrique apparaît de plus en plus tôt lorsqu'on diminue la longueur d'onde. En effet, plus la longueur d'onde diminue, plus les photons du faisceau sont énergétiques et ont donc besoin d'un abaissement moindre du niveau énergétique du métal. On pourra aussi remarquer que l'écart entre chaque montée de courbe correspond bien à l'écart énergétique photonique.

On observe aussi que le maximum de courant est atteint pour la même tension d'extraction pour toutes les longueurs d'onde. Ici aussi, on explique ce phénomène par le diagramme d'énergie de la méthode (Figure V-5). En effet, une fois que le niveau $E_{F_M} + \phi_M$ est aligné avec le niveau énergétique de sortie minimum donné par $E_{F_{SC}} + \phi_{SC}$, plus aucun autre électron ne peut être extrait de la photocathode et le courant atteint un seuil. On peut alors calculer le rendement quantique et la sensibilité spectrale grâce à la valeur de courant maximale. On calcule ces deux grandeurs de la manière suivante :

$$r_q = \frac{N_{e^-}}{N_{photons}} = \frac{I_{ph}}{e} \frac{hc/\lambda}{P_{lum}} \quad (\text{sans dimension}) \quad (\text{eq. V.8})$$

$$S_{spectrale} = \frac{I_{ph}}{P_{lum}} \quad (\text{A.W}^{-1}) \quad (\text{eq. V.9})$$

En utilisant ces deux équations on peut tracer les courbes de la figure V-8. Les valeurs des longueurs d'onde supérieures à 900 nm ont été retirées puisque ces dernières menaient à des résultats aberrants puisque trop proches du bruit de mesure. On remarque que la mesure correspond bien aux spécifications données par le constructeur du tube dont la photocathode est de type S-25.

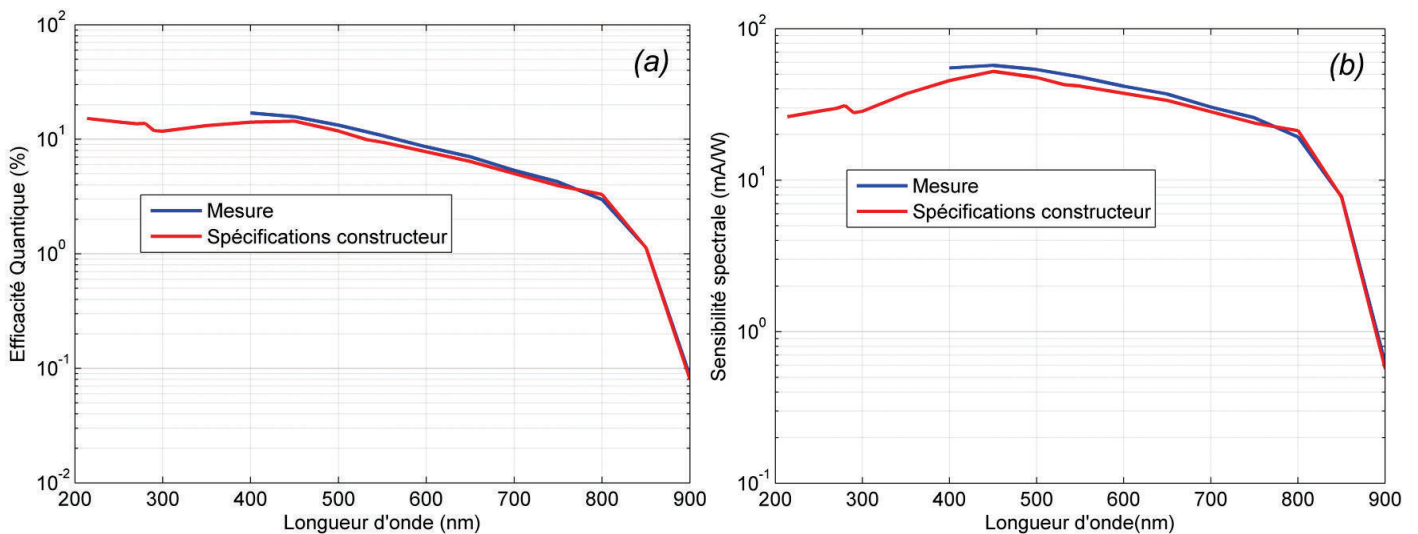


Figure V-8 : Mesure de l'efficacité quantique (a) et de la sensibilité spectrale (b) de la photocathode présente dans le tube à balayage

Toujours en utilisant la mesure de courant, on peut en déduire la distribution énergétique des électrons émis. Pour cela il suffit de dériver la courbe de courant. On obtient alors les distributions présentées figure V-9. On voit que plus l'énergie des photons incidents est élevée, plus la dispersion énergétique est grande. Au vu de l'allure des courbes on peut considérer, en première approximation, les différentes distributions énergétiques comme gaussiennes. Les largeurs à mi-hauteur de ces dispersions peuvent alors être calculées et sont affichées dans la figure suivante.

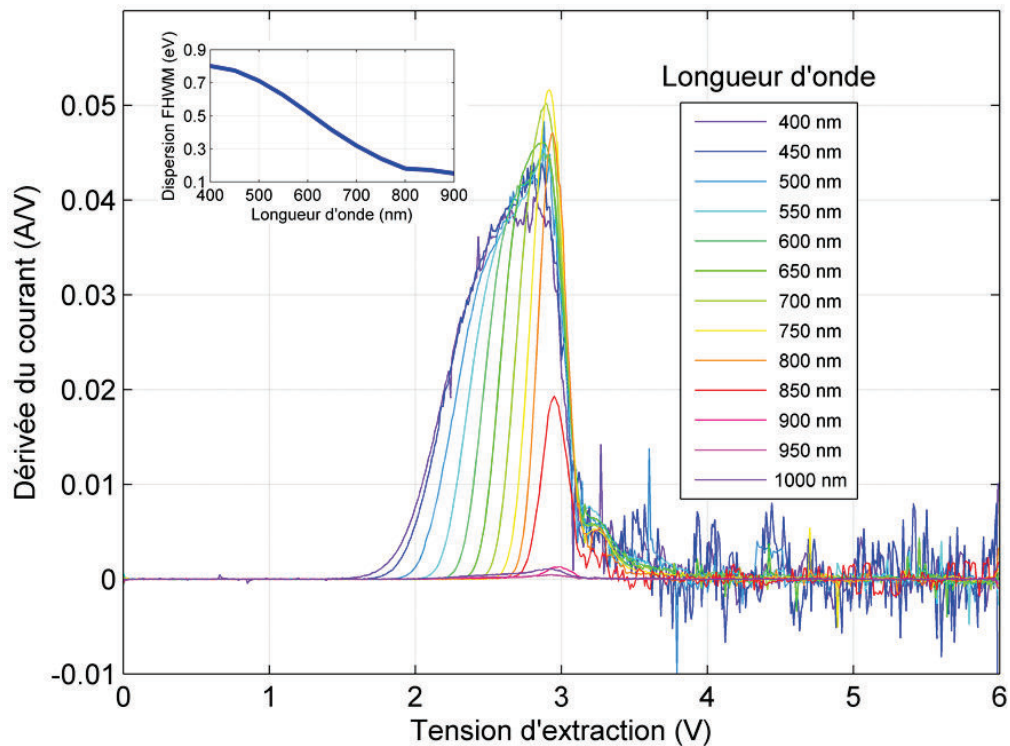


Figure V-9 : Distributions énergétiques en fonction de la longueur d'onde

c. Impact sur la résolution temporelle

Comme déjà évoqué dans le paragraphe II.4.c, l'étalement énergétique en sortie de la photocathode peut avoir un impact néfaste sur la résolution temporelle. En effet, comme les électrons ne quittent pas la photocathode avec la même énergie, ils n'ont pas la même vitesse initiale et donc pas le même temps de transit de la photocathode vers les plaques de déflexion. Ainsi les charges émises à un même instant ne sont pas

balayées en même temps et ne sont alors pas représentées au même point de l'axe temporel.

En supposant que les charges les moins énergétiques extraites à une tension d'environ 3 volts sortent de la photocathode avec une énergie nulle (Kinoshita, 1987), alors il est possible de déterminer la valeur moyenne absolue de la distribution gaussienne. Connaissant alors cette valeur moyenne ainsi que la largeur à mi-hauteur, il est possible grâce aux équations (eq. II.9) à (eq. II.11), de calculer la dispersion temporelle induite par la dispersion énergétique. On se propose ici de calculer cette dispersion pour une longueur d'onde donnée en faisant varier plusieurs paramètres influençant le temps de transit des électrons.

Le temps de transit des charges entre la photocathode et les plaques de déflexion est principalement déterminé par l'accélération qu'elles subissent grâce à la grille. Cette même accélération dépend du gradient de tension présent entre la photocathode et la grille exprimée en volt par mètre. On peut alors faire varier deux principaux facteurs : la différence de tension et l'espacement entre ces électrodes.

En ce qui concerne la différence de tension entre les électrodes, elle dépend de la polarisation du tube. Le tube utilisé peut fonctionner dans deux modes impliquant chacun un grandissement électronique propre. Dans le premier mode, que l'on appellera A, la tension maximale est appliquée à la photocathode et la tension de la grille est portée à la moitié de celle-ci. Dans le second mode, que l'on appellera B, la tension maximale est toujours appliquée à la photocathode, mais une tension nulle est appliquée à la grille. Ainsi, pour une même géométrie spatiale, le gradient de tension est deux fois plus important dans le mode B que dans le mode A.

La géométrie du tube standard est telle que la distance séparant la photocathode de la grille est de 1,5 mm. Sachant que l'accélération des électrons en sortie de photocathode est un point crucial aux performances de la caméra, un tube spécifique de

test a été commandé. Pour ce tube, la distance photocathode/grille a été réduite à 0,7 mm. A cette faible distance, des précautions particulières doivent être prises lors de l'application de la haute tension. En effet, la tension de claquage dans le vide est de 25 kV/mm et la surface des électrodes n'est pas parfaitement plane et crée alors des points d'émissions. Il est donc fort possible que des claquages électriques apparaissent si la tension appliquée aux bornes de ces électrodes devient trop importante.

Le calcul est effectué pour une longueur d'onde incidente de 700 nm ce qui correspond à la gamme spectrale utilisée lors de l'évaluation de la caméra. Les résultats présentés sur la figure V-9 mènent à une largeur à mi-hauteur de 0,32 eV et une énergie moyenne de 0,71 eV. L'influence de la distance photocathode/grille pour une tension de photocathode fixe standard de -7kV est alors donnée dans la figure ci-dessous.

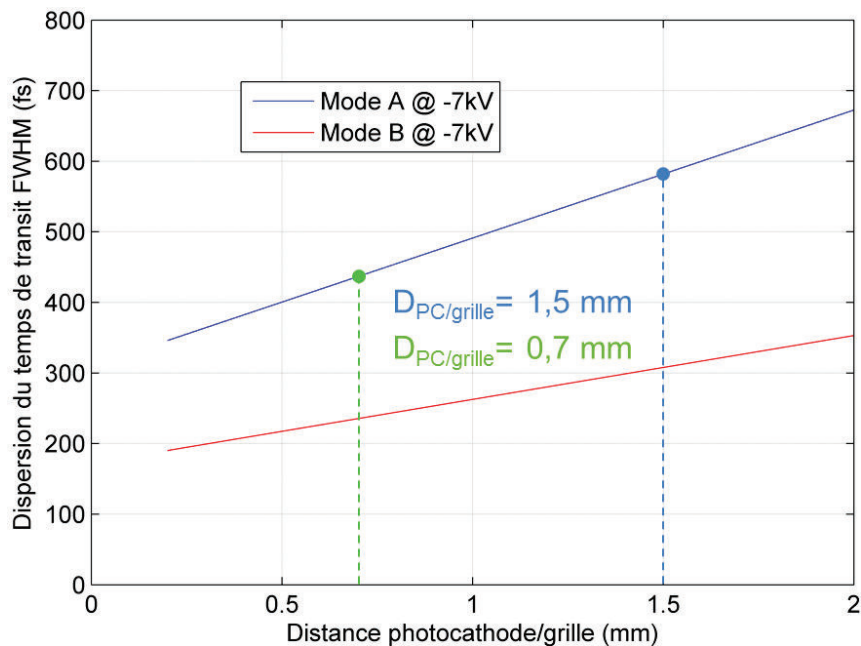


Figure V-10 : Influence de la distance photocathode/grille dans les deux modes de fonctionnement pour une tension photocathode de -7kV

On voit sur la figure V-10 que la dispersion du temps de transit dépend de manière linéaire de la distance séparant la photocathode et la grille d'extraction. Pour une distance de 1,5 mm dans le mode de grandissement A qui est utilisé de manière standard, la dispersion atteint 580 fs FWHM. Dans le mode B, où la tension

d'accélération est doublée par rapport au premier mode, la dispersion est limitée à 310 fs FWHM. Ainsi, comme attendu, la diminution de la distance et l'augmentation de la tension d'accélération améliorent de manière significative la dispersion du temps de transit. La figure V-11 montre cette fois l'influence de la tension d'accélération sur le temps de transit pour une longueur d'onde de 700 nm, les différentes géométries de tube et les 2 modes présentés.

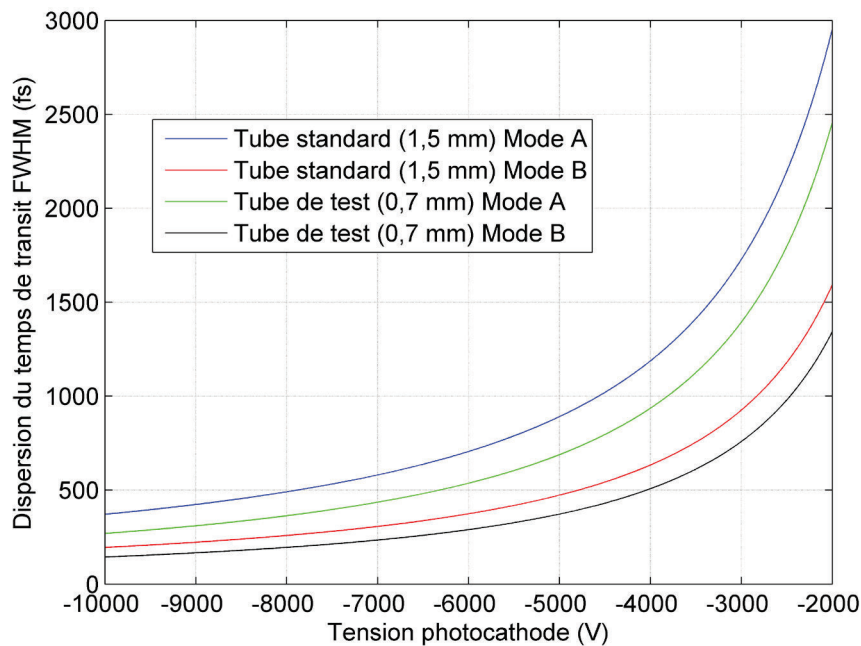


Figure V-11 : Influence de la tension photocathode dans les deux modes de fonctionnement pour les deux géométries étudiées

On remarque d'abord que, quel que soit le mode de fonctionnement, le tube ayant l'espacement le plus réduit présente, à tension fixe, la dispersion la moins grande. De plus la dépendance en tension de la dispersion n'est pas linéaire. En effet, pour un tube et un mode de fonctionnement donné, la hausse de la tension photocathode au-delà d'un certain point n'apporte plus une amélioration notable vis-à-vis de la dispersion du temps de transit. Au vu des courbes, il ne semble alors pas nécessaire d'augmenter la tension de la photocathode au-dessus de -7 kV.

Le tube de test a été implémenté dans une caméra. Lors des essais, le mode de fonctionnement A a été utilisé à -7 kV induisant alors une tension d'accélération de

3,5 kV. Une résolution temporelle de 2 picosecondes fut observée en mode simple coup ainsi qu'en mode synchroscan. Par conséquent, étant donné qu'aucune amélioration notable n'a pu être remarquée dans ce mode de fonctionnement, un essai dans le mode B a été envisagé afin d'atteindre une tension d'extraction de 7 kV. Lors de la montée graduelle de la tension, un claquage apparut entre la photocathode et la grille d'extraction à une tension d'environ -5,5 kV, avortant alors les tests. Ainsi, les mesures ne permettant pas de constater une amélioration lors de la réduction de la distance photocathode grille, les effets dus à la dispersion énergétique ne sont pas identifiés comme une limitation majeure à la résolution temporelle intrinsèque au tube.

3. Effet du temps de transit dans la photocathode

Il est souvent admis que le phénomène de conversion photoélectrique et d'émission des électrons de la photocathode est quasi instantané. Tout du moins, ce mécanisme est décrit comme extrêmement bref et d'une durée de l'ordre de la dizaine de femtosecondes (Zavoisky, 1965). Cependant, cette estimation mérite d'être révisée compte tenu de la description donnée par le modèle trois étapes présenté dans ce chapitre. De plus, il est clairement expliqué dans la littérature que dans les photomultiplicateurs, le temps de réponse et surtout la dispersion du temps d'émission des photocathodes en mode réflexion peuvent aisément dépasser la picoseconde (Spicer, 1993).

a. Corrélacion entre résolution temporelle et sensibilité spectrale

Le tube équipant la caméra étudiée embarque une photocathode de type multicalcin S20/S25. Ce type de photocathode est très répandu sur le marché et couvre une gamme spectrale relativement large. Les photocathodes S20 et S25 sont composées du même matériau et le processus de fabrication est identique. L'unique différence réside dans l'épaisseur de la couche déposée. L'épaisseur du dépôt des photocathodes S20 est d'environ 60 nanomètres alors que les photocathodes S25

affichent typiquement des épaisseurs de 170 nanomètres (Seitz, 2011). Cette différence d'épaisseurs induit un comportement spectral visible sur la figure V-12. En effet, la photocathode S25 présente une réponse dans le rouge bien meilleure que la photocathode S20. En contrepartie, la photocathode S20 est bien plus sensible dans le bleu que ne l'est la S25.

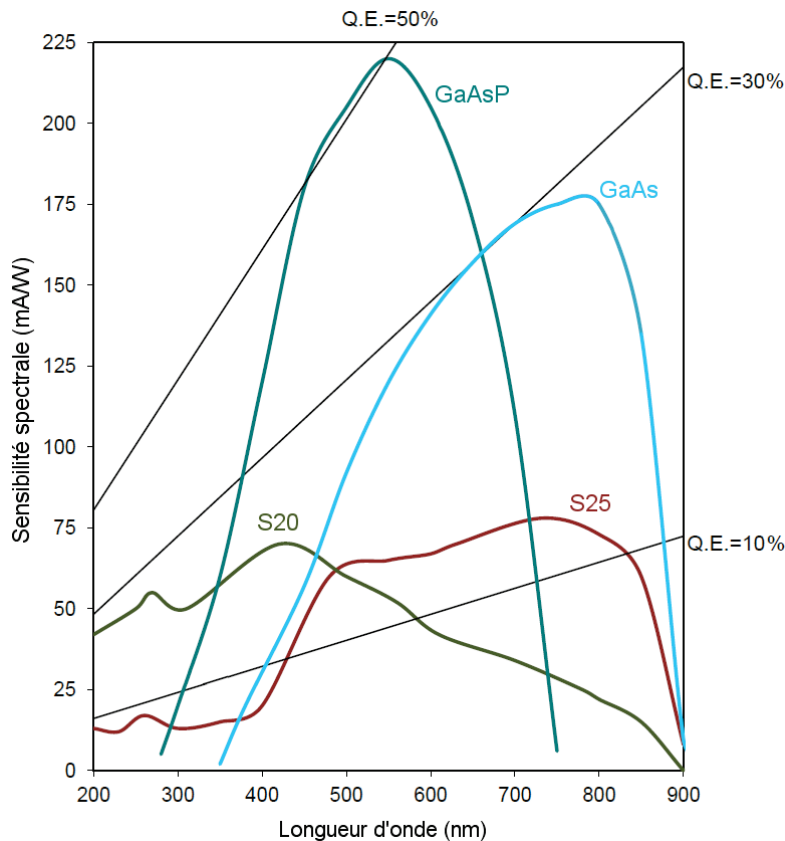


Figure V-12 : Sensibilité spectrale typique de différentes photocathodes dont S20 et S25 (Lambert Instruments)

Pour chaque caméra vendue par Optronis, une mesure de la résolution temporelle maximale est réalisée. En fonction du module de balayage vendu avec la caméra, la mesure est faite en mode synchroscan et/ou en mode simple coup. Ces mesures affichent des résultats allant de 2 ps FWHM à 1,6 ps FWHM. Chaque tube équipant les caméras est fourni avec une mesure de la sensibilité spectrale réalisée par le constructeur. En faisant une évaluation statistique comparant les résolutions temporelles obtenues avec les réponses spectrales des tubes correspondants, on s'aperçoit que les caméras affichant les meilleures performances sont équipées de tubes

nettement moins sensibles dans le rouge (cf. Figure V-13). La statistique est faite sur un nombre suffisamment élevé de caméras pour s'assurer que l'observation n'est pas due à un autre effet que celui de la sensibilité du tube (module de balayage, conditions d'utilisation, etc.).

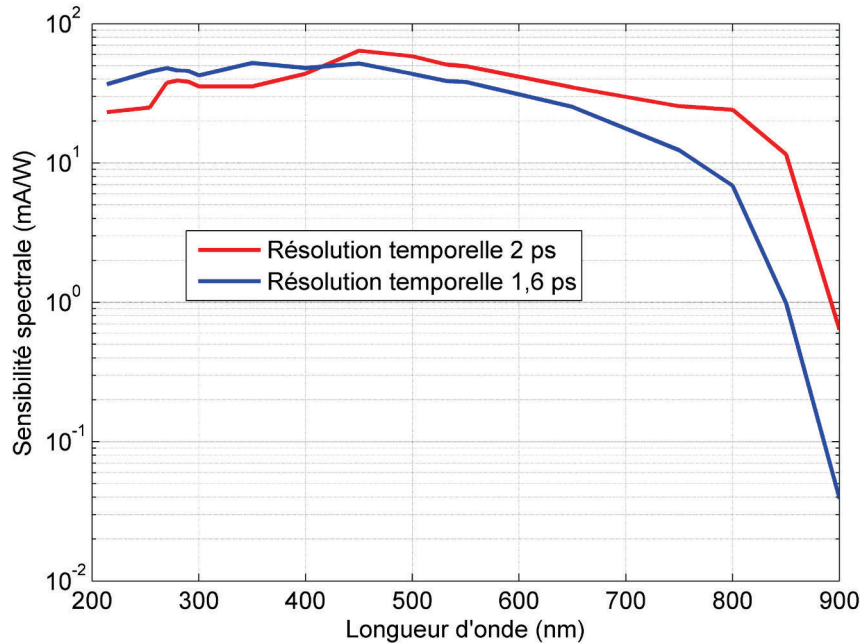


Figure V-13 : Comparaison de la sensibilité spectrale de deux tubes dont les résolutions temporelles diffèrent

Ainsi, d'après les propriétés spectrales des photocathodes S20 et S25 montrées précédemment, il semblerait que les photocathodes les plus fines permettent d'atteindre de meilleures résolutions temporelles. On remarquera que les photocathodes métalliques équipant les tubes les plus performants dans la littérature dépassent rarement les 30 nm d'épaisseur (Lee, 2012).

b. Description du modèle de simulation

Afin de vérifier l'affirmation faite dans le paragraphe précédent, une simulation se basant sur le modèle à trois étapes a été réalisée afin de déterminer la dispersion temporelle de l'émission des électrons de la photocathode. Le principe de la simulation est d'évaluer la longueur du trajet nécessaire à un électron généré dans la photocathode pour atteindre la surface d'émission puis d'en déduire le temps d'émission.

Le déplacement de l'électron au sein de la photocathode est décrit comme une marche aléatoire en deux dimensions. L'effet du champ électrique créé par le gradient de tension présent entre la photocathode et la grille d'extraction est considéré comme négligeable sur l'épaisseur de quelques nanomètres. La marche n'admet donc pas de direction de propagation privilégiée. On suppose que lors de sa marche l'électron va se déplacer de manière rectiligne sur une distance l_{pas} avant de changer de direction. De plus, à chaque changement de direction, on considère que l'électron perd une quantité d'énergie dE . La photocathode est supposée infiniment haute et l'électron ne peut pas s'échapper par le haut ou le bas (cf. Figure V-14).

La marche de l'électron au sein de la photocathode peut alors s'arrêter pour trois raisons :

- L'électron a atteint la surface d'émission et est émis
- L'électron a atteint la surface d'exposition à la lumière et est perdu
- L'électron passe sous un niveau d'énergie en dessous duquel il ne peut plus être émis et est perdu

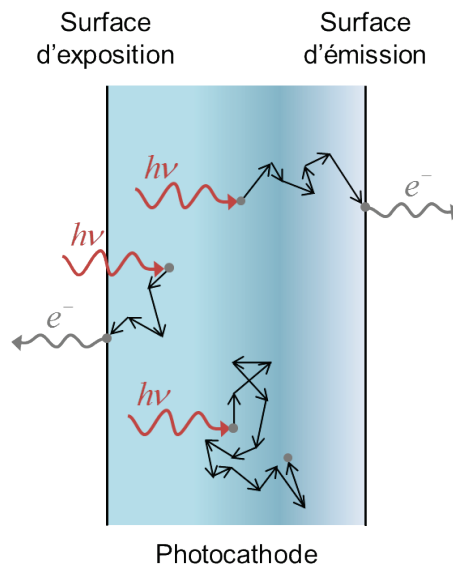


Figure V-14 : Représentation des trois cas possibles à la fin de la marche aléatoire

Lors de la simulation, on subdivise la largeur de la photocathode en un nombre donné de points. Chacun de ces points correspond à une abscisse de départ pour un

électron excité par un photon incident. Pour chacune de ces abscisses, on simule un grand nombre de fois le déplacement aléatoire d'un électron. On note alors la distance parcourue par chacun des électrons ayant atteint la surface d'émission. En divisant cette distance par la vitesse de propagation de la charge dans le milieu, on peut alors déterminer le temps nécessaire à celle-ci pour être émise. On détermine alors la distribution du temps de transit des électrons vers la surface pour chacune des abscisses de départ. Enfin, du fait de l'absorption non uniforme des photons par la photocathode, on pondère l'apport de chacune des abscisses par la fonction exponentielle décroissante correspondante. En sommant l'ensemble des contributions pondérées on obtient la distribution du temps d'émissions des électrons pour l'intégralité de la photocathode.

Dans la simulation, la longueur l_{pas} correspond à la distance moyenne que parcourt un électron entre deux collisions avec la structure du matériau. On suppose pour la simulation que l'électron ne subit que des interactions électron/phonon. Ainsi, l_{pas} dépend directement de la longueur d'interaction électron/phonon $l_{e^-/ph}$. On définit l_{pas} comme suivant une distribution normale de moyenne $l_{e^-/ph}$ et d'écart type $l_{e^-/ph}/3$. De même, l'énergie dE perdue à chaque collision dépend de la perte énergétique $E_{e^-/ph}$ subie par l'électron à chaque interaction électron/phonon. On fait suivre à dE une loi normale de moyenne $E_{e^-/ph}$ et d'écart type $E_{e^-/ph}/3$.

Le seuil énergétique en dessous duquel l'électron n'est plus émis est défini grâce à la fonction de sortie du matériau. Si un électron est excité avec une énergie E_e et que la fonction de sortie est notée ϕ , l'énergie totale que l'électron peut perdre lors des interactions décrites précédemment est de $E_e - \phi$.

Comme on considère qu'aucun champ n'est appliqué aux bornes de la photocathode, la vitesse de déplacement des électrons est définie comme la vitesse

thermique moyenne. Par ailleurs, la vitesse de dérive induite par les champs électriques est très inférieure à la vitesse thermique.

Pour résumer, la simulation prend en compte sept paramètres :

- ✓ L'épaisseur de la photocathode
- ✓ La longueur d'absorption
- ✓ L'énergie du photon incident
- ✓ Le travail de sortie
- ✓ La longueur d'interaction électron/phonon
- ✓ L'énergie d'interaction électron/phonon
- ✓ La vitesse thermique des électrons

c. Résultats de simulation

N'ayant pas de caractéristiques précises concernant la photocathode étudiée, les valeurs utilisées pour la simulation proviennent de données fréquemment rencontrées dans la littérature pour les photocathodes à semi-conducteur. (**Escher, 1981**)

Ainsi, on réalise la simulation pour une longueur d'absorption de 1 μm , une longueur d'onde incidente de 620 nm, un travail de sortie de 2 eV, une longueur d'interaction électron/phonon de 200 Å , une énergie d'interaction de 50 meV et une vitesse thermique de 2.10^5 m.s^{-1} . Le calcul est fait pour différentes épaisseurs de photocathode. Le résultat de la simulation est présenté sur la figure V-15.

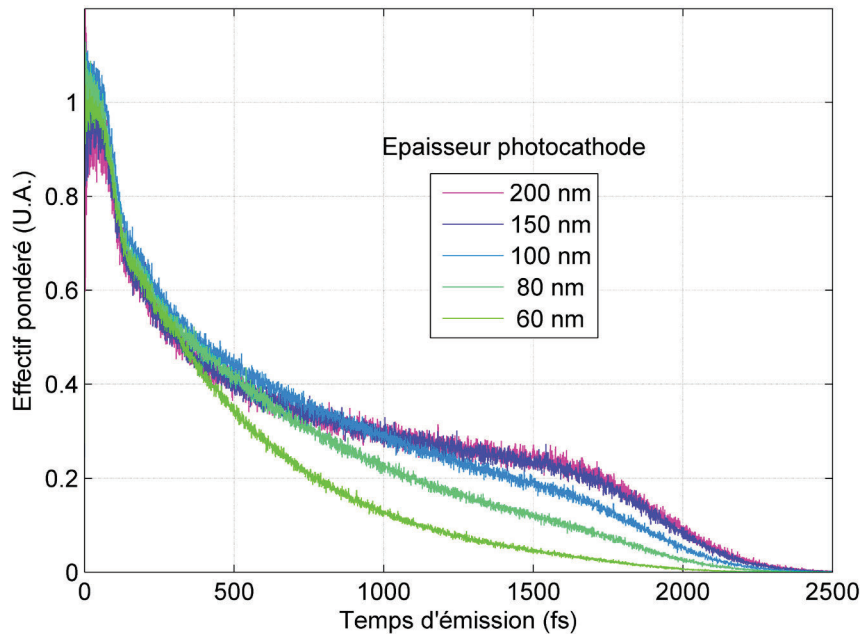


Figure V-15 : Dispersion temporelle du temps d'émission des électrons de photocathodes de différentes épaisseurs

Comme attendu, on remarque que plus la photocathode est fine plus la dispersion temporelle est réduite. De plus, la dispersion peut atteindre et même dépasser significativement la picoseconde lorsque l'épaisseur de la photocathode devient importante. L'importante longueur d'absorption permet d'estimer la conversion photon/électron comme pratiquement uniforme sur l'épaisseur de la photocathode. Ainsi, à partir d'une certaine longueur, l'émission n'est plus limitée que par la longueur d'extraction imposée par la longueur d'interaction électron/phonon. C'est pour cela que plus l'épaisseur de la photocathode augmente, plus la dispersion semble tendre vers une courbe de tendance fixe. Malgré tout, ces résultats sont à interpréter avec précaution puisque les valeurs standards utilisées lors de la simulation peuvent différer des valeurs réelles du matériau. Toutefois, on peut sans prendre de risque affirmer qu'au-delà de la réponse spectrale, l'épaisseur de la photocathode impacte de manière non négligeable la dispersion temporelle du temps de transit des électrons dans la photocathode.

4. Conclusion

Le cœur du tube à balayage, à savoir la photocathode, constitue un élément essentiel dans le fonctionnement de la caméra. En effet, elle est à l'origine de la conversion photon/électron nécessaire à la mesure réalisée par la caméra. De plus, elle détermine la gamme spectrale observable, sa sensibilité spectrale ainsi qu'une limite à la résolution temporelle comme il a été montré dans ce chapitre.

La résolution temporelle est impactée par la photocathode sous l'effet de plusieurs phénomènes. Tout d'abord, la distribution énergétique des électrons émis par la cathode engendre une dispersion temporelle du temps de transit de ceux-ci entre l'entrée du tube et les plaques de déflexion. Ainsi, deux photons arrivant au même instant sur la photocathode peuvent être balayés à un moment différent et donc engendrer une baisse de la résolution temporelle. La diminution de la distance entre la grille d'extraction et la photocathode ou encore l'augmentation de la tension entre ces deux électrodes permettent de minimiser l'impact de ce phénomène et d'amener, dans notre cas, la dispersion de temps de transit à des valeurs de 500 fs FWHM. Des études proposent même d'augmenter la tension d'accélération au-delà du seuil de claquage en appliquant une impulsion haute tension sur la photocathode lors de la fenêtre temporelle utile (Schelev, 2003).

Le temps de transit des électrons dans la photocathode a aussi été identifié comme une limitation à la résolution temporelle. En effet, la durée séparant l'arrivée du photon à la surface de la photocathode avec l'émission de l'électron lui correspondant peut connaître une dispersion importante dépendant de l'épaisseur de la photocathode. Il a été montré que la dispersion temporelle du temps d'émission des électrons par la photocathode peut être limitée en réduisant l'épaisseur de cette dernière.

Bibliographie

- Berglund, C.N., Spicer, W.E., « Photoemission Studies of Copper and Silver: Theory », *Phys. Rev.*, vol. 136, n° 4A, p. A1030-A1044, nov. 1964.
- Child, C.D., « Discharge From Hot CaO », *Phys. Rev. (Series I)*, vol. 32, n° 5, p. 492-511, mai 1911.
- Dowell, D.H., Schmerge, J.F., « Quantum efficiency and thermal emittance of metal photocathodes », *Phys. Rev. ST Accel. Beams*, vol. 12, n° 7, p. 074201, juill. 2009.
- Escher, J.S., « Chapter 3 NEA Semiconductor Photoemitters », in *Semiconductors and Semimetals*, vol. 15, R. K. W. and A. C. Beer, Éd. Elsevier, 1981, p. 195-300.
- Gregory, P.E., Spicer, W.E., « Photoemission study of surface states of the (110) GaAs surface », *Phys. Rev. B*, vol. 13, n° 2, p. 725-738, janv. 1976.
- Kinoshita, K., Ito, M., Suzuki, Y., « Femtosecond streak tube », *Review of Scientific Instruments*, vol. 58, n° 6, p. 932-938, juin 1987.
- Korotkikh, V., Korinfsku, A., Matyash, A., Musatov, A., Strelchenko, S., Titov, V., « Work Function of Photocathodes with Negative Electron-Affinity on Basis », *Fiz. Tverd. Tela*, vol. 19, n° 10, p. 2869-2871, 1977.
- Lambert Instruments, « Modulated Intensifiers for Lifetime Imaging », *Lambert Instruments*. [En ligne]. Disponible sur: <http://www.lambertinstruments.com/technologies-1/2014/12/4/modulated-intensifiers-for-lifetime-imaging>. [Consulté le: 21-janv-2016].
- Lee, S.W., Attenkofer, K., Walters, D., Demarteau, M., Yusof, Z., « Optimization of Transmission Mode Metallic (Aluminum) Photocathodes », *Physics Procedia*, vol. 37, p. 757-764, 2012.
- Lindau, I., Spicer, W.E., « The probing depth in photoemission and auger-electron spectroscopy », *Journal of Electron Spectroscopy and Related Phenomena*, vol. 3, n° 5, p. 409-413, janv. 1974.
- Scheer, J.J., van Laar, J., « GaAs-Cs: A new type of photoemitter », *Solid State Communications*, vol. 3, n° 8, p. 189-193, août 1965.
- Schelev, M.Y., « Femto-attosecond photoelectronic imaging (the present state of the art and new trends) », présenté à 17th International Conference on Photoelectronics and Night Vision Devices, Bellingham, Wash., USA, vol. 5126, p. 13-20, 2003.
- Seitz, P., Theuwissen, A.J.P., *Single-Photon Imaging*, vol. 160. Berlin, Heidelberg: Springer Science & Business Media, 2011.
- Smith, N.V., Fisher, G.B., « Photoemission Studies of the Alkali Metals. II. Rubidium and Cesium », *Phys. Rev. B*, vol. 3, n° 11, p. 3662-3670, juin 1971.

- Spicer, W.E., « Photoemissive, Photoconductive, and Optical Absorption Studies of Alkali-Antimony Compounds », *Phys. Rev.*, vol. 112, n° 1, p. 114-122, oct. 1958.
- Spicer, W.E., Herrera-Gomez, A., « Modern theory and applications of photocathodes », in *SPIE's 1993 International Symposium on Optics, Imaging, and Instrumentation*, vol. 2022, p. 18-35, 1993.
- Uebbing, J.J., James, L.W., « Behavior of Cesium Oxide as a Low Work-Function Coating », *Journal of Applied Physics*, vol. 41, n° 11, p. 4505-4516, oct. 1970.
- Zavoisky, E.K., Fanchenko, S.D., « Image Converter High-Speed Photography with 10^{-9} - 10^{-14} sec Time Resolution », *Applied Optics*, vol. 4, n° 9, p. 1155, sept. 1965.

Conclusion

Conclusion

Actuellement, la caméra à balayage de fente est l'instrument de détection directe de la lumière le plus performant en termes de résolution temporelle. Ses caractéristiques permettent d'observer des phénomènes lumineux extrêmement brefs, de l'ordre de la picoseconde, à une fréquence de répétition allant jusqu'à la centaine de mégahertz. Les applications tirant parti de ces performances vont de la spectroscopie résolue en temps à la physique nucléaire en passant par la détonique et l'imagerie médicale. Cependant travailler à des résolutions temporelles aussi basses implique que la moindre perturbation subie par le système peut mettre en péril l'intégrité de la mesure. En effet, comme nous avons pu le voir dans ce manuscrit, la résolution temporelle atteignable ne dépend pas uniquement de la caméra mais du système dans son ensemble. De nombreuses contributions à cette résolution ont été identifiées lors du travail de thèse et des investigations sur plusieurs d'entre elles ont été menées.

Tout d'abord, il a été montré que lors de mesures cumulatives, la cohérence entre le signal lumineux et le signal électrique de déclenchement est primordial à la réalisation d'une mesure optimale. La génération du signal de déclenchement de la caméra à partir du signal lumineux à observer doit donc être faite afin de représenter de la manière la plus fidèle le train d'impulsions laser. Le discriminateur à fraction constante développé permet de générer un signal de déclenchement, pour les deux modes de fonctionnement de la caméra, immunisé au bruit d'amplitude du laser et dont le *jitter* est limité à 120 fs RMS. De telles performances permettent de considérer comme négligeable la dégradation de la résolution temporelle due au déclencheur.

Par la suite les bruits des lasers femtosecondes et leurs contributions à la résolution temporelle ont été étudiés. Une méthode de mesure du bruit d'amplitude et du bruit de phase a permis de caractériser les sources lumineuses utilisées avec la caméra. Suite à une étude théorique, il a été calculé puis vérifié expérimentalement que

les bruits dont souffrent les lasers affectent grandement les performances du système de mesure. En effet, les bruits du train d'impulsions lumineuses sont transformés par le module de déclenchement et le système de balayage. Apparaît alors une désynchronisation entre l'apparition des évènements lumineux et la génération de la tension de balayage. Selon les caractéristiques du bruit du laser utilisé, la dégradation due à cet effet peut atteindre plusieurs picosecondes (2,8 ps FWHM pour le laser à fibre). Limiter cet impact est alors nécessaire afin d'atteindre une résolution optimale et il s'avère donc indispensable d'utiliser un laser à très faible bruit.

Enfin, l'apport du tube à balayage, et plus particulièrement de la photocathode, apparaît comme un élément clé dans la réalisation de la caméra. L'observation récurrente d'une amélioration des performances temporelles de la caméra lors d'une faible sensibilité spectrale du tube dans le rouge tend à montrer une corrélation entre ces deux caractéristiques. Malgré une excitation monochromatique de la photocathode, les électrons générés par cette dernière présentent une dispersion énergétique de plusieurs milliélectronvolts. Cette dispersion d'énergie initiale entraîne une différence de temps de transit des charges dans le tube et dégrade la résolution temporelle. Compte tenu de la géométrie du tube, la contribution de cet effet est estimée à plusieurs centaines de femtosecondes. Un autre effet à considérer est le temps d'émission des électrons par la photocathode. En effet, une simulation du déplacement de l'électron dans la photocathode sur le modèle d'une marche aléatoire montre que la dispersion temporelle du temps d'émission augmente avec l'épaisseur de la photocathode. Les simulations aboutissent à des dispersions de l'ordre de la picoseconde.

L'ensemble de ces effets amène à une limitation significative de la résolution temporelle. En supposant les différentes contributions décorréelées et provenant de phénomènes gaussiens, on peut calculer cette limitation en sommant quadratiquement l'ensemble des termes. Dès lors, dans le mode de fonctionnement synchroscan utilisé de manière usuelle avec la caméra, et en utilisant le laser $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$ cette somme atteint

1,75 ps FWHM. Le tableau suivant présente l'ensemble des contributions considérées pour le calcul.

Effet	Symbole	Remarque	Contribution
Largeur de l'impulsion laser	t_{lum}	Laser Ti:Al ₂ O ₃ 81,1MHz	100 fs FWHM
Largeur de la fente statique	$t_{statique}$	$\delta_{statique} = 50 \mu\text{m}$ et $v_b = 15 \text{ ps/mm}$	750 fs FWHM
Phénomènes de charge d'espace	t_{ce}	Considérés nuls en mode synchroscan car un très faible nombre d'électrons parcourt le tube à chaque balayage.	0 fs
Jitter intrinsèque au module de balayage	$t_{déflexion}$	Évalué à partir des performances globales de la caméra.	$\approx 1 \text{ ps FWHM}$
Jitter intrinsèque au module de déclenchement	t_{trig}	Performance obtenue grâce au CFD développé.	280 fs FWHM
Impact des bruits des lasers sur le système	$t_{bruit laser}$	Contribution des effets étudiés pour le laser Ti:Al ₂ O ₃ étudié.	700 fs FWHM
Dégradations dues au tube	t_{tube}	Dégradations provenant de la géométrie du tube et des effets intrinsèques à la photocathode.	$\approx 1 \text{ ps FWHM}$
Résolution temporelle	t_{res}	$\sqrt{t_{lum}^2 + t_{statique}^2 + t_{ce}^2 + t_{déflexion}^2 + t_{trig}^2 + t_{bruit laser}^2 + t_{tube}^2}$	$\approx 1,75 \text{ ps FWHM}$

Tableau récapitulatif des différentes contributions à la résolution temporelle

Le tableau précédent indique deux principaux axes de travail qu'il semble important d'explorer. Tout d'abord, et dans la continuité de ce travail de thèse, un approfondissement important du travail réalisé sur la photocathode semble important. En effet, cette dernière a été identifiée comme un élément essentiel à l'obtention d'une résolution temporelle optimale. D'une part, il serait intéressant de développer de manière plus approfondie les modèles décrivant l'évolution des électrons au sein de la photocathode dans le but d'obtenir des résultats de simulation plus proche du phénomène réel. Dans un second temps, une collaboration avec le fabricant de tube à

balayage est envisageable afin de réaliser des photocathodes plus fines et de vérifier les prévisions dégagées par les premières simulations.

Aussi, une investigation supplémentaire concernant les modules de balayage serait nécessaire à une étude exhaustive des principaux éléments limitant la résolution temporelle. Effectivement, selon la technique utilisée un *jitter* peut affecter la génération de la tension de balayage se répercutant directement sur la résolution du système. Une simplification de la chaîne de génération est donc souhaitable afin de limiter le nombre d'éléments pouvant nuire à la pureté du signal. Les dernières avancées de l'électronique du solide en termes de commutations haute tension et haute fréquence permettent d'entrevoir une amélioration des caméras actuelles. En effet, les propriétés électriques et thermiques des composants à base de carbure de silicium les rendent propices à de telles applications. L'association de ces composants avec des techniques de redressement de fronts d'onde, comme les lignes de transmissions non linéaires, constitue une alternative intéressante aux modules de balayage actuellement mis en œuvre dans les caméras.

Publications

V. Wlotzko, W. Uhring, et P. Summ, « *Sub-200 fs rms jitter constant fraction discriminator for streak camera triggering* », in New Circuits and Systems Conference (NEWCAS), 2014 IEEE 12th International, 2014, p. 245-248.

V. Wlotzko, W. Uhring, et P. Summ, « *Impact of laser phase and amplitude noises on streak camera temporal resolution* », Review of Scientific Instruments, vol. 86, n° 9, p. 094703, sept. 2015.

V. Wlotzko, W. Uhring, et P. Summ, « *Note: A Phase and Amplitude Noise Hybrid Measurement Method for High Repetition Rate Lasers* », 2015, (soumis à IEEE Instrumentation and Measurement).

Y. Gendrault, M. Madec, V. Wlotzko, M. Andraud, C. Lallement, et J. Haiech, « *Using digital electronic design flow to create a Genetic Design Automation tool* », 2012 Annual International Conference of the IEEE Engineering in Medicine and Biology Society (EMBC), p. 5530-5533, 2012.

Y. Gendrault, M. Madec, V. Wlotzko, C. Lallement, et J. Haiech, « *Fuzzy Logic, an Intermediate Description Level for Design and Simulation in Synthetic Biology* », in 2013 IEEE Biomedical Circuits and Systems Conference (BioCAS), New York: IEEE, 2013, p. 370-373.

Conception et réalisation d'une caméra à balayage de fente à résolution temporelle picoseconde et à haut taux de répétition

Résumé

Les caméras à balayage de fente sont les instruments de détection directe de la lumière les plus précis en termes de résolution temporelle. Ces instruments sont capables de capturer des événements de l'ordre de la picoseconde à un taux de répétition d'une centaine de mégahertz. Cependant, les performances de la caméra sont limitées par de nombreux phénomènes propres au fonctionnement de cette dernière mais aussi au système l'implémentant. Plusieurs effets dégradant la résolution temporelle sont étudiés. Le premier axe exploré concerne la synchronisation de la caméra avec l'évènement lumineux capturé. Cette investigation débouche sur le développement d'un discriminateur à fraction constante permettant de déclencher la caméra avec un *jitter* inférieur à 200 fs RMS. Une autre étude présente l'impact qu'ont le bruit d'amplitude et le bruit de phase des lasers usuellement utilisés avec la caméra sur sa synchronisation. Enfin une analyse des phénomènes intrinsèques à la photocathode de la caméra permet d'évaluer la variation du temps de transit des électrons dans celle-ci.

Mots-clés : Imagerie ultra-rapide – Caméra à balayage de fente – Jitter subpicoseconde – Bruits des lasers femtosecondes – Tubes à vide.

Summary

Streak cameras are the direct light detection instruments that are the best in terms of temporal resolution. Those instruments can capture picosecond light events at a hundred megahertz repetition rate. However their characteristics are limited by various phenomena specific to the camera and the implementing system. Several effects that affect the temporal resolution are studied. The first examined line deals with the synchronization of the camera with the studied light event. This inquiry led to the design of a constant fraction discriminator allowing a sub 200 fs RMS jitter triggering. Another study shows the impact of the usually used laser amplitude noise and phase noise on the system's synchronization. Finally, an analysis of the camera's photocathode intrinsic phenomena allows estimating the transit time variation of the electrons within the vacuum tube.

Keywords : Ultrafast Imaging – Streak Camera – Subpicosecond Jitter – Femtosecond Lasers Noise – Vacuum Tubes