

## TABLE DES MATIÈRES

	Page
CHAPITRE 1 REVUE DE LITTÉRATURE .....	1
1.1 Contexte de développement .....	1
1.2 Classification Métrologique .....	6
1.3 Prototypes Antérieurs .....	12
1.4 Caractérisation du problème .....	23
CHAPITRE 2 PRINCIPES DE MESURE .....	29
2.1 Principe de détection homodyne .....	30
2.1.1 Analyse par transformée de Fourier .....	35
2.2 Principe de détection hétérodyne .....	38
2.2.1 Analyse par moindres carrés .....	43
2.3 Comportement Harmonique .....	46
2.3.1 Influence harmonique et linéarité .....	51
2.3.2 Échantillonnage et redondance angulaire .....	56
2.4 Précision théorique .....	57
2.5 Repliement de la mesure et opération multi-fréquence .....	63
2.6 Erreurs d'interférence .....	65
2.7 Transformation orthogonale .....	69
CHAPITRE 3 PRINCIPES OPTIQUES .....	73
3.1 Limites de résolution de l'équipement .....	73
3.1.1 Fonctions de transfert optique .....	74
3.1.2 Limites de diffraction .....	79
3.1.3 Limites du capteur .....	82
3.1.4 Limites de l'intensificateur d'image .....	86
3.2 Caractérisation du médium optique .....	90
3.2.1 Mécanique de la turbulence .....	92
3.2.2 Vision atmosphérique .....	95
3.3 Limites globales .....	99
3.4 Analyse radiométrique .....	102
3.4.1 Configuration géométrique .....	104
3.4.2 Estimations radiométriques .....	107
3.4.3 Estimations thermiques .....	112
CHAPITRE 4 ÉQUIPEMENT .....	119
4.1 Spécifications générales .....	119
4.2 Schéma fonctionnel .....	124
4.3 Génération de signaux .....	126
4.3.1 Synthèse digitale directe .....	127
4.3.2 Boucles à phase asservie .....	131

4.3.3	Signalement quasi-hétérodyne par commutation de phase .....	137
4.3.4	Techniques de rejection harmonique .....	140
4.4	Caméra .....	144
4.4.1	Opération .....	147
4.5	Intensificateur d'image .....	151
4.5.1	Fonctionnement .....	151
4.5.2	Spécifications .....	154
4.5.3	Contraintes d'opération .....	159
4.5.4	Pilote de l'intensificateur d'image .....	163
4.6	Lentille .....	166
4.7	Filtres optiques .....	170
4.8	Module d'illumination .....	173
4.8.1	Longueur d'onde porteuse .....	174
4.8.2	Sources optiques .....	175
4.8.3	Collimation et Assemblage .....	178
4.8.4	Contraintes d'opération .....	181
4.8.5	Module pilote .....	184
CONCLUSION .....		187
ANNEXE I .....		193
BIBLIOGRAPHIE .....		194

## LISTE DES TABLEAUX

	Page
Tableau 3.1	Paramètres géométriques de la scène. .... 105
Tableau 4.1	Configuration optique du système pour la mesure d'une poche sur un quai de préchauffage. .... 120
Tableau 4.2	Configuration optique du système pour la mesure d'un convertisseur incliné en attente d'un chargement. .... 120
Tableau 4.3	Spécifications temporelles de mesure du système. .... 122
Tableau 4.4	Spécifications générales du capteur et de l'obturateur du système. .... 122
Tableau 4.5	Tableau comparatif de 3 caméras candidates au projet. .... 150
Tableau 4.6	Spécifications sommaires de l'intensificateur d'image et de la lentille relais. .... 159
Tableau 4.7	Spécifications sommaires de trois modèles pilotes candidats de l'intensificateur d'image. .... 165
Tableau 4.8	Configuration d'observation d'une poche selon deux géométries de prise de vue. .... 169
Tableau 4.9	Spécifications générales de deux diodes laser candidates à l'application. .... 178



## LISTE DES FIGURES

		Page
Figure 1.1	Briquetage réfractaire d'une poche. ....	2
Figure 1.2	Briquetage réfractaire chaud d'une poche en attente sur le quai de préchauffage. ....	5
Figure 1.3	Classification sommaire des techniques de mesure optique.....	8
Figure 1.4	Classification générale des configurations de caméras TOF.....	9
Figure 1.5	Diagramme de synchronisation d'une double capture TOF à crénelage temporel indirect avec normalisation. ....	15
Figure 1.6	Diagramme d'une triple capture TOF à crénelage temporel indirect avec normalisation et compensation du retour passif. ....	17
Figure 1.7	Diagramme de synchronisation d'une capture TOF à crénelage temporel par segmentation à $N$ échantillons.....	19
Figure 1.8	Diagramme de synchronisation d'une double capture TOF par modulation triangulaire à échantillonnage double illustrant une configuration ambiguë de mesure entre une courte et une longue distance. ....	21
Figure 1.9	Cycle de production d'un convertisseur à oxygène .....	24
Figure 2.1	Description des paramètres d'un signal périodique permettant de définir son index de modulation .....	31
Figure 2.2	Schéma bloc des signaux principaux et du calcul de distance dans une prise de mesure homodyne.....	35
Figure 2.3	Représentation de la corrélation croisée homodyne des deux signaux pilotes du système. ....	37
Figure 2.4	Représentation de l'échantillonnage de la corrélation croisée hétérodyne des deux signaux de mesure du système $G_\psi(t)$ et $P_\phi(T)$ . ....	43
Figure 2.5	Impact du sinus cardinal sur l'atténuation des harmoniques repliées à raison de 3 images par période du signal hétérodyne de corrélation croisée.....	52

Figure 2.6	Impact du sinus cardinal sur l'atténuation des harmoniques repliées à raison de 20 images par période du signal hétérodyne de corrélation croisée.....	52
Figure 2.7	Signal de corrélation d'entrée triangulaire simulé du système avec un contenu harmonique pair à pondération aléatoire. ....	54
Figure 2.8	Erreur cyclique de phase causée par un échantillonnage homodyne.....	55
Figure 2.9	Emplacements potentiels d'un objet mesuré successivement à deux fréquences de modulation différentes. ....	64
Figure 2.10	Illustration de la surface sous-tendue par l'angle de vue $\Omega$ d'un pixel exposant la mesure aux irrégularités de la scène.....	66
Figure 2.11	Frontière entre deux objets se situant dans la zone d'intégration d'un pixel sous tendue par l'angle solide $\Omega$ .....	67
Figure 2.12	Pixel intégrant deux valeurs de distance pour le même point, créant de l'interférence multi-retour créée par des réflexions internes dans la scène. ....	67
Figure 2.13	Interférence multi-trajet générée par la réflexion de la lumière au sein des composantes optiques en série du système. ....	68
Figure 2.14	Scène capturée par une caméra TOF intensifiée modulée AM homodyne.....	69
Figure 2.15	Modèle de caméra à sténopé permettant d'exprimer la transformation des coordonnées brutes mesurées du système en un repère cartésien orthogonal dans l'espace objet. ....	71
Figure 3.1	Représentation de la fonction de transfert optique d'un système de vision. ....	75
Figure 3.2	Illustration de la fonction de transfert de modulation à une dimension d'un système de vision linéaire invariant selon des entrées d'irradiance sinusoïdales. ....	77
Figure 3.3	MTF unidimensionnelle de diffraction d'une lentille à ouverture circulaire normalisée par rapport à sa fréquence de coupure. ....	81
Figure 3.4	Représentation de la disposition d'une grille de photodétecteurs CMOS à facteur de remplissage non-idéal.....	84

Figure 3.5	MTF unidimensionnelle du capteur avec fréquence limite de repliement. ....	85
Figure 3.6	MTF unidimensionnelle de focalisation électronique sur la MCP. ....	87
Figure 3.7	MTF unidimensionnelle de diffusion à l'écran au phosphore.....	88
Figure 3.8	MTF unidimensionnelle de la MCP.....	89
Figure 3.9	Représentation logarithmique du spectre de turbulence d'un fluide. ....	95
Figure 3.10	MTF unidimensionnelle atmosphérique à exposition longue estimée selon différentes longueurs d'onde porteuse du signal. ....	98
Figure 3.11	MTF unidimensionnelle atmosphérique estimée selon différentes distances focales de lentille. ....	99
Figure 3.12	MTF unidimensionnelle globale estimée du système de vision.....	100
Figure 3.13	Exitance d'un corps gris d'émissivité $\epsilon$ selon différentes températures de surface en fonction de la longueur d'onde. ....	104
Figure 3.14	Géométrie d'observation d'une poche et description des paramètres des facteurs de forme de radiation. ....	105
Figure 3.15	Estimation de la puissance optique continue de radiation captée par la lentille en fonction de la température du réfractaire ....	107
Figure 3.16	Configuration géométrique utilisée dans l'estimation de la puissance optique réfléchie atteignant l'ouverture de la lentille.....	108
Figure 3.17	Illustration de la contribution géométrique de l'inclinaison d'une surface lambertienne dans l'apport en puissance réfléchie d'un élément de surface ....	109
Figure 3.18	Rapport de puissance en fonction de la température de la surface pour deux configurations géométriques d'observation et de deux spécifications de filtre optique passe-bande. ....	112
Figure 3.19	Circuit de radiation thermique incidente au miroir chaud. ....	114
Figure 4.1	Exemple d'application : Observation d'une poche sur un quai de préchauffage.....	119

Figure 4.2	Exemple d'application : Observation d'un convertisseur incliné en attente d'un chargement .....	121
Figure 4.3	Diagramme de synchronisation des signaux principaux d'un segment du déroulement d'une prise de mesure avec compensation pour un délai de transition intra-image .....	123
Figure 4.4	Schéma bloc fonctionnel du système.....	126
Figure 4.5	Schéma bloc d'un noyau simple de synthèse digitale directe à impulsion. ....	128
Figure 4.6	Schéma bloc d'une PLL à pompe de charge et commutateur de phase disponible sur un FPGA Stratix IV.....	132
Figure 4.7	Principe de rejection harmonique par sommation explicite pour les 2 premiers ordres harmoniques impairs d'un signal .....	141
Figure 4.8	Principe de rejection harmonique par integration séquentielle pour les 2 premiers ordres harmoniques impairs d'un signal.....	143
Figure 4.9	Interface et routage des signaux de contrôle de la caméra. ....	147
Figure 4.10	Synchronisation de la caméra en mode simultané de lecture.....	149
Figure 4.11	Composantes d'un intensificateur d'image à simple MCP opéré en crénelage de la photocathode. ....	152
Figure 4.12	Représentation du déplacement radial $r_{e-}$ des électrons focalisés sur la PMC en fonction du voltage $V_k$ aux bornes de la photocathode .....	154
Figure 4.13	Courbe de réponse optique d'une photocathode bialcaline (Sb-Na-K) de classe S20 en fonction de la longueur d'onde incidente à 25 °C.....	157
Figure 4.14	Gain optique d'un intensificateur MCP125 en fonction du voltage continu $V_k$ au bornes de la photocathode .....	160
Figure 4.15	Dissipation thermique calculée à la photocathode selon 4 différents scénarios de modulation carrée du voltage $V_k$ en fonction de la fréquence de répétition $PRF_e$ .....	162
Figure 4.16	Représentation à l'échelle de la géométrie du format de l'image. ....	171

Figure 4.17	Assemblage de filtrage et circuit d'alimentation pneumatique de refroidissement. ....	172
Figure 4.18	Assemblage d'illumination par connection à bride. ....	180
Figure 4.19	Assemblage d'illumination par connection directe. ....	181
Figure 4.20	Schéma simplifié du circuit pilote de l'illumination ....	185



## LISTE DES ABRÉVIATIONS, SIGLES ET ACRONYMES

CCD	Charge-Coupled Device
CLR	Camera-Link Receiver
CMOS	Complementary Metal-Oxide Semiconductor
CP	Charge Pump
CPPPL	Charge Pump Phase-Locked Loop
CWAM	Continuous Wave Amplitude Modulation
CWFM	Continuous Wave Frequency Modulation
DC	Direct Current
DDS	Direct Digital Synthesis
DFT	Discrete Fourier Transform
DN	Digital Number
FFT	Fast Fourier Transform
FPD	Frequency-Phase Detector
FPGA	Field Programmable Gate Array
FTW	Frequency Tuning Word
FWHM	Full Width at Half Minimum
GPIO	General Purpose Input/Output
HSMC	High Speed Mezzanine Card
LADAR	Laser Detection And Ranging
LASER	Light Emission by Stimulated Emission of Radiation
LED	Light Emitting Diode
LF	Loop Filter
LIDAR	Light Detection And Ranging
LSI	Linear Shift-Invariant

LVDS	Low-Voltage Differential Signaling
MCP	Microchannel Plate
MTF	Modulation Transfer Function
MPI	Multipath Interference
NEM	Noise Equivalent Modulation
OTF	Optical Transfer Function
PFD	Phase-Frequency Detector
PLL	Phase-Locked Loop
PMD	Photonic Mixing Device
PRF	Pulse Repetition Frequency
PTF	Phase Transfer Function
SIFT	Scale Invariant Feature Transform
SNR	Signal-to-Noise Ratio
SPAD	Single-Photon Avalanche Diode
SPI	Serial Peripheral Interface
SWIR	Short Wave Infrared
TOF	Time of Flight
TTL	Transistor-Transistor Logic
VCO	Voltage-Controlled Oscillator

## LISTE DES CONSTANTES ET SYMBOLES

### CONSTANTES

$\sigma$	$5.670 \times 10^{-8} \left[ \frac{\text{W}}{\text{m}^2\text{K}^4} \right]$	Constante de Stefan-Boltzmann
$c$	$2.998 \times 10^8 \left[ \frac{\text{m}}{\text{s}} \right]$	Vitesse de la lumière sous vide
$k_B$	$1.381 \times 10^{-23} \left[ \frac{\text{m}^2\text{kg}}{\text{s}^2\text{K}} \right]$	Constante de Boltzmann
$h$	$6.626 \times 10^{-34} \left[ \frac{\text{m}^2\text{kg}}{\text{s}} \right]$	Constante de Planck

### SYMBOLES

$A_s$	Aire de la surface réfractaire
$A_p$	Aire de la surface totale d'un pixel
$A_o$	Aire de l'ouverture de la lentille
$A_1$	Aire de la paroi intérieure cylindrique d'une poche
$A_2$	Aire de la paroi du fond d'une poche
$A$	Amplitude du retour actif du signal de corrélation
$V_{pp}$	Amplitude crête à crête du voltage de modulation de l'obturateur
$\theta_{\text{dia}}$	Angle diagonal de prise de vue
$\theta_{\text{int}}$	Angle solide d'intersection de l'illumination et du champ de vision
$\Omega, \Omega_i$	Angle solide de vue et d'illumination
$\Omega_p$	Angle solide de vue d'un pixel
$\theta_i$	Angle d'illumination dans un plan parallèle à l'axe optique
$\hat{\theta}$	Angle d'incidence de la lumière sur une paroi
$\theta_{\text{int}}$	Angle d'intersection de l'illumination et l'ouverture et du champ de vision
$\theta_{\text{in}}$	Angle d'entrée maximal du signal dans la fibre optique
$\theta_{\perp}$	Angle de divergence rapide d'une diode laser

$\theta_{\parallel}$	Angle de divergence lent d'une diode laser
$\mathcal{C}$	Cercle de confusion
$\sigma_{\text{abs}}$	Coefficient d'absorbtion du médium
$\sigma_{\text{ext}}$	Coefficient d'extinction du médium
$\sigma_{\text{diff}}$	Coefficient de diffusion du médium
$h$	Coefficient de convection forcée
$k$	Coefficient de conductivité thermique de l'air
$N$	Compteur de référence d'une boucle à phase asservie
$C$	Compteur de sortie d'une boucle à phase asservie
$M$	Compteur rétroactif d'une boucle à phase asservie
$b$	Constante de propagation atmosphérique
$x_i, y_i$	Coordonnées d'un point sur le plan image
$x_o, y_o$	Coordonnées d'un point sur le plan objet
$n_x, n_y$	Coordonnées numériques d'un point sur le plan image
$I_f$	Courant d'opération d'une diode laser
$I_f$	Courant de seuil d'une diode laser
$\dot{V}_C$	Débit d'air chaud de sortie du tube de Ranque-Hilsch
$\dot{V}$	Débit d'air de refroidissement pneumatique total
$\dot{V}_M$	Débit d'air acheminé au miroir chaud
$B_{\text{act}}, B_{\text{amb}}$	Décalage continu actif et passif du signal de corrélation
$B$	Décalage continu du signal de corrélation
$\phi$	Délai angulaire de parcours de la lumière
$\Delta t, \Delta t_n$	Délai de parcours de la lumière et mesuré pour l'image $n$
$\tau_{\psi}$	Délai d'incrément de phase hétérodyne
$\widehat{\Delta t}$	Délai estimé de parcours de la lumière

$\psi_n, \tau_\psi$	Délai angulaire et temporel d'échantillonnage hétérodyne de l'image $n$
$\theta_n, \tau_\theta$	Délai angulaire et temporel d'échantillonnage homodyne de l'image $n$
$\text{NPS}(u)$	Densité spectrale de bruit
$E_{\text{opt}}$	Densité angulaire de radiation active
$\theta$	Déphasage homodyne du signal de gain de l'obturateur
$\psi$	Déphasage hétérodyne du signal de gain de l'obturateur
$D_o$	Diamètre de l'ouverture circulaire de la lentille
$D_{\text{mcp}}$	Diamètre de la plaque à microcanaux de l'intensificateur d'image
$D_d$	Diamètre du premier anneau d'une tache d'Airy
$d_{\text{mcp}}$	Diamètre des pores de la plaque à microcanaux
$D_F$	Diamètre du filtre optique
$\Delta\psi, \psi_n$	Différentiel de phase hétérodyne et phase médiane de l'image $n$
$\Delta T$	Différentiel de température au miroir chaud
$\beta_{\text{air}}$	Diffusivité thermique de l'air à température et pression normales
$L$	Dimension caractéristique de la cible
$\Delta_p$	Distance d'échantillonnage intra-pixel
$z$	Distance de l'objet au plan focal
$z_c$	Distance de séparation entre la photocathode et la plaque à microcanaux
$h_\perp(z)$	Distance de saisie perpendiculaire du champ de vision
$f$	Distance focale de la lentille
$H$	Distance hyperfocale de la lentille
$z_o$	Distance orthogonale de l'objet au plan focal
$d_i$	Distance principale du système de vision
$z_r$	Distance radiale de l'objet au plan focal
$\rho$	Distance radiale normalisée d'une distribution d'intensité lumineuse

$\tilde{z}$	Distance synthétique non-ambiguë
$\tau_l$	Durée de lecture d'un pixel
$\tau_s$	Durée de synchronisation
$\tau_c, T_c$	Durée et période d'intégration du capteur
$\tau_e, D_e, m_e$	Durée, rapport cyclique et index de modulation d'exposition intensifiée
$\tau_i, D_i, m_i$	Durée, rapport cyclique et index de modulation de l'illumination
$\sigma_{\text{shot}}$	Écart type du bruit de Schottky
$\sigma_i$	Écart type du signal d'illumination
$\sigma_{e^-}$	Écart type de l'étalement électronique par focalisation
$l_0$	Échelle inférieure d'un tourbillon turbulent
$L_0$	Échelle supérieure d'un tourbillon turbulent
$\eta$	Efficacité
$\eta_q$	Efficacité quantique
$k_t$	Énergie cinétique turbulente d'un fluide
$\epsilon_s$	Émissivité de la surface réfractaire
$z_p$	Épaisseur de la couche de phosphore de l'écran au phosphore
$z_{\text{al}}$	Épaisseur de la couche d'oxyde d'aluminium de l'écran au phosphore
$\sigma_z$	Erreur sur la distance mesurée
$\sigma_\phi$	Erreur sur la phase mesurée
$F$	Facteur de bruit électronique
$F_{A \rightarrow B}$	Facteur de forme entre deux surfaces A et B
$m_z$	Facteur de grossissement à une distance $z$
$F_F$	Facteur de remplissage du capteur
$\alpha_l$	Facteur de pondération de rejection harmonique
$\Phi_p$	Flux photonique incident au capteur

$d_0$	Format optique du capteur
$\alpha_M(\lambda)$	Fonction d'absorption du miroir chaud
$\sigma_q$	Fonction d'erreur quadratique des paramètres du signal
$g(x, y)$	Fonction d'intensité de l'image
$f(x, y)$	Fonction d'irradiance de l'objet
$J_1$	Fonction de Bessel de première espèce d'ordre un
$M(u, v)$	Fonction de contraste de Michelson
$I(\phi)$	Fonction de corrélation croisée incidente au capteur
$G(t)$	Fonction de gain du circuit optique
$G_\theta(t)$	Fonction de gain optique homodyne déphasée selon $\theta$
$G_\psi(t)$	Fonction de gain optique hétérodyne déphasée selon $\psi$
$\psi(t)$	Fonction de phase de battement hétérodyne
$P(t)$	Fonction de puissance optique d'illumination
$P_\phi(t)$	Fonction de puissance optique réfléchie déphasée selon $\phi$
$\rho_M(\lambda)$	Fonction de réflectivité du miroir chaud
$h(x, y)$	Fonction de réponse impulsionnelle optique du système
OTF	Fonction de transfert optique
MTF	Fonction de transfert de modulation
PTF	Fonction de transfert de phase
$\tau_M(\lambda)$	Fonction de transmittivité du miroir chaud
$\tau_F(\lambda)$	Fonction de transmittivité des filtres optiques
NEM( $u$ )	Fonction équivalente de bruit
$\hat{P}_{\text{rad}}$	Fraction de puissance de radiation transmise à la lentille
$\omega_e, T_e$	Fréquence angulaire et période d'exposition intensifiée
$\omega_b, f_b, T_b$	Fréquence angulaire, fréquence et période de battement hétérodyne

$\omega_i, f_i, T_i$	Fréquence angulaire, fréquence et période d'illumination
$f_N$	Fréquence d'acquisition de $N$ images
$f_\psi$	Fréquence d'incrément de phase hétérodyne
$f_{\text{clk}}$	Fréquence d'horloge
$f_b$	Fréquence de battement du signal de corrélation croisée
$f_{3\text{dB}}$	Fréquence de coupure à 3dB
$f_c$	Fréquence de capture
PRFe	Fréquence de répétition d'exposition intensifiée
$f_{\text{vco}}$	Fréquence de sortie d'un oscillateur contrôlé en tension
$f_e$	Fréquence efficace d'exposition intensifiée
$k_r$	Fréquence repliée dans l'échantillonnage
$u, v$	Fréquences spatiales dans le plan image
$u_c$	Fréquence spatiale de coupure
$u_{\text{nyq}}$	Fréquence spatiale de Nyquist
$F_\Lambda$	Fréquence synthétique de modulation multi-fréquence
$\hat{G}$	Gain moyen du circuit optique
$G_m$	Gain électronique de l'intensificateur d'image
$\Delta F, \Delta F_n$	Gamme de fréquences d'un chirp FMCW et gamme discrétisée sur $n$
$\Delta\theta, \theta_n$	Incrément de phase homodyne et déphasage de l'image $n$
$\Delta P$	Incrément digital de phase de synthèse digitale directe
$t_0$	Instant initial du déroulement d'une prise de mesure
$I_n$	Intensité lumineuse échantillonnée de l'image $n$
$\lambda_{\text{FWHM}}$	Largeur à mi-hauteur de transmission du filtre optique passe-bande
$l_p$	Largeur active d'un pixel
$L_c$	Largeur d'un côté du capteur

$\Lambda$	Longueur d'onde synthétique multi-fréquence
$\lambda$	Longueur d'onde
$r_0$	Longueur de cohérence du médium
$\lambda_{F\pm}$	Longueurs d'onde de coupure du filtre optique passe-bande
$\lambda_{M\pm}$	Longueurs d'onde de coupure du miroir chaud
$\mathbf{A}, \mathbf{B}$	Matrices d'optimisation quadratique des paramètres du signal
$I_\psi$	Nombre d'incrément de phase par capture hétérodyne
$\mathcal{N}$	Nombre d'ouverture de la lentille
$K$	Nombre d'onde d'un tourbillon turbulent
$N_p$	Nombre de pixels du capteur
$Gr$	Nombre de Grashof du médium
$Nu$	Nombre de Nusselt du fluide de refroidissement
$Re$	Nombre de Reynolds du fluide de refroidissement
$Pr$	Nombre de Prandtl de l'air
$N$	Nombre total d'images par séquence de mesure
$N_{lec}$	Norme du bruit de lecture du capteur
$N_{co}$	Norme du bruit du courant d'obscurité du capteur
$p_{c-c}$	Pas centre à centre des pores de la plaque à microcanaux
$T_0$	Période complète d'échantillonnage
$T_N$	Période d'acquisition de $N$ images à fréquence de modulation donnée
$\Phi$	Phase synthétique multi-fréquence
$z_{\min}, z_{\max}$	Portée minimale et maximale de la région d'intérêt
$P_0$	Pression pneumatique d'approvisionnement industrielle
$P_{ref}$	Puissance active réfléchie
$P_{rad}$	Puissance de radiation de la cible

$P_\tau$	Puissance de radiation transmise à la lentille
$P_{\text{mod}}$	Puissance dissipée de modulation à l'intensificateur d'image
$P_{\text{opt}}$	Puissance optique d'illumination totale maximale du système
$P_i$	Puissance d'émission d'une diode laser
$\hat{P}$	Puissance moyenne d'émission du signal
$\hat{P}_\phi$	Puissance moyenne du signal réfléchi
SNR	Rapport signal sur bruit
$\text{SNR}_{\text{shot}}$	Rapport signal sur bruit de Schottky
$D_e$	Rapport cyclique d'exposition intensifiée
$D_i$	Rapport cyclique d'illumination
$R_c$	Ratio d'échantillonnage
$R_e$	Ratio de multi-exposition intensifiée
$r_o$	Rayon d'ouverture circulaire de la lentille
$r_i$	Rayon de l'image de la lentille
$X_C$	Réactance capacitive du circuit de crénelage de la photocathode
$\rho_s$	Réflexivité de la surface réfractaire
$R_{\text{tot}}$	Résistance totale du circuit thermique
$\Delta_{xy}$	Résolution spatiale minimale dans le plan objet
$\Delta_\psi$	Résolution de commutation de phase hétérodyne
$\alpha, \beta$	Retour lumineux actif et passif d'une image
$s$	Sensibilité radiante
$u_{\text{max}}$	Seuil de résolution du système
$F(u, v)$	Spectre de la fonction d'irradiance de l'objet
$G(u, v)$	Spectre de l'image
$H(u, v)$	Spectre de la réponse impulsionnelle du système

$\Delta_o$	Taille de l'objet
$\Delta_i$	Taille de l'image
$\epsilon_t$	Taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente d'un fluide
$V_a$	Tension d'accélération électronique
$V_m$	Tension à la plaque à microcanaux
$V_k$	Tension de polarisation à la photocathode
$T_M$	Température à l'état stationnaire du miroir chaud
$T_\infty$	Température ambiante
$T_s$	Température de surface du réfractaire
$\dot{Q}_M$	Transfert de chaleur incident au filtre
$F_N$	Transformée de Fourier discrète d'une série de $N$ échantillons
$k_e$	Ordre harmonique du signal d'exposition intensifiée
$k_i$	Ordre harmonique du signal d'illumination
$k_q$	Ordre harmonique annulé dans l'échantillonnage selon l'entier $q$
$k_r$	Ordre harmonique replié dans l'échantillonnage
NA	Ouverture numérique
$\vec{n}_s$	Vecteur normal à la surface
$\vec{n}_p$	Vecteur normal de l'angle de prise de vue d'un pixel
$\nu_{\text{air}}$	Viscosité cinématique de l'air à température et pression normales
$v_M$	Vitesse critique du fluide de refroidissement pneumatique
$V_{\text{rms}}$	Voltage efficace de modulation de l'obturateur
$E_0$	Voltage équivalent d'émission moyenne d'un électron
$V_f$	Voltage de passage d'une diode laser



# CHAPITRE 1

## REVUE DE LITTÉRATURE

### 1.1 Contexte de développement

Les procédés sidérurgiques et dérivés exploitent des réactions pyrométallurgiques nécessitant la fusion de divers métaux et minéraux fournissant les cycles de production industrielle. À des températures de l'ordre de 1500 à 1800°C, différentes sources de stress thermique, chimique et mécanique surviennent aux parois internes des fournaies, convertisseurs, poches et paniers lors des procédés sidérurgiques primaires, secondaires et de coulée. De la céramique réfractaire doit être utilisée pour contenir les réactifs en fusion tout au long des cycles de production, tel que présenté dans la figure 1.1. Ces matériaux réfractaires varient en composition dépendamment des types de stress encourus, des types de récipients, des zones concernées et des alliages produits. Principalement constitués d'agrégats de magnésite, de dolomite et d'agglomérations résineuses de graphite et d'alumine, le réfractaire sous forme de brique est consommé à des taux variables, notamment en raison de la présence de laitier, co-produit essentiel aux procédés sidérurgiques. Le laitier, 2 à 3 fois moins dense que l'acier, draine les impuretés, empêche sa réoxydation et agit comme bouclier thermique.

À ces températures, l'air ambiant est un puissant oxidant, le laitier hautement oxydé est corrosif et les gradients de température génèrent des distributions de stress structural d'expansion thermique. Le réfractaire soumis à l'abrasion causée par les chargements et à différents types d'impacts mécaniques doit être stratégiquement conçu et posé afin d'offrir un rendement optimal de production métallurgique par rapport aux quantités consommées.

Des prédictions uniformes et consistantes de durée de vie représentent une partie importante des stratégies de maintenance de ces structures, permettant d'assurer une exé-



Figure 1.1 Briquetage réfractaire d'une poche.

cution planifiée des travaux de maçonnerie. Auquel cas, l'équipement est alors mis à l'arrêt pour réfection, pouvant occasionner des délais de production ayant des répercussions en cascade sur l'opération globale d'un complexe sidérurgique. Les délais sécuritaires de refroidissement additionnés aux étapes de briquetage et de gunitage d'une structure réfractaire peuvent prendre de 6 heures à une semaine respectivement pour un panier ou une fournaise, dépendamment de l'ampleur et de l'urgence des travaux.

Le processus de prédiction de l'usure du réfractaire comporte un volet empirique d'observation qui garantit une opération sécuritaire de l'équipement. Par exemple, en sidérurgie secondaire i.e. en métallurgie de poche, après le transvidage du laitier résiduel de fin de coulée, celles-ci sont retranchées du cycle de production actif et mises en veille sur des brûleurs, permettant de maintenir une température de surface interne aux alentours de  $1000^{\circ}\text{C}$  afin d'éviter le travail thermo-mécanique d'un refroidissement total. Une inspection qualitative peut alors être faite visuellement. Cette étape est un point critique dans le cycle de vie de l'équipement permettant de diminuer le risque de percées si certaines

irrégularités majeures de la surface réfractaire sont remarquées en temps opportuns. Les poches sont tout de même retirées pour réfection avec de larges facteurs de sécurité spécifiés par les manufacturiers et leur maintenance ne cause pas de délai majeur pour le procédé de par le grand nombre de poches généralement disponibles sur le plancher de production. De même pour les paniers, ils sont retirés après un nombre sécuritaire de coulées et ne représentent pas un facteur majeur de temps d'arrêt. Ces étapes de réfection sont tout de même coûteuses et doivent être ordonnancées de façon optimale afin d'assurer la rentabilité de ces procédés.

En sidérurgie primaire, les opportunités d'observer à froid les fournaies, convertisseurs et hauts fourneaux se produisent aux arrêts complets de production pouvant être hebdomadaires, mensuels, ou bien à certaines rares reprises le long de la durée vie calculée du réfractaire. Les arrêts de section, planifiés exhaustivement à l'avance, peuvent durer de 24 heures à une semaine, sont très coûteux pour une aciérie et offrent l'opportunité de faire une réfection partielle ou totale du réfractaire au besoin. Des travaux d'inspection préventive approfondis peuvent être entrepris lors de ces arrêts puisque l'opportunité est idéale pour déployer des systèmes métrologiques permettant de compiler des statistiques sur l'usure générale de la fournaie. En effet, le réfractaire à froid est facilement observable via le déploiement de systèmes de mesure tout usage.

Il demeure cependant difficile d'observer l'état du réfractaire en service et certains dispositifs ont été conçus pour inspecter quantitativement son état dans des conditions difficiles. Des systèmes de balayage laser spécialisés intégrés peuvent être utilisés afin d'obtenir de l'information à chaud, en refroidissement partiel ou total; Riegel Inc. (2010), Process Metrix Inc. (2001). Bien que cette information soit indispensable au suivi de l'équipement, peu de systèmes sont disponibles pour faire ce type de mesures. Les observations ne sont faites en général qu'à certaines rares opportunités le long de son cycle de vie et l'incertitude sur la qualité résiduelle du réfractaire en service demeure grande. Au quotidien, certaines opportunités d'observation à chaud peuvent survenir entre les cycles

de production des réacteurs. Des fenêtres d'observation d'une durée de quelques minutes surviennent entre les étapes de transvidage et de chargement des fournaies, via les trous de chargement laissés ouverts, ou bien lors du retrait de la hotte d'échappement ou des électrodes. La forte radiation présente rend difficile l'inspection à l'oeil, malgré qu'il soit tout de même possible d'installer des dispositifs à balayage pour ces occasions. L'expérience, le jugement des opérateurs et les prédictions théoriques et statistiques sont généralement les moyens les plus répandus encore à ce jour de contrôle du réfractaire en cours d'usage pour ces installations ; Hubble et Russel (1998), Barker et Paules (1998).

Les approches les plus répandues d'observation des hauts fourneaux en opération pouvant être appliqués au contrôle du réfractaire à chaud utilisent des systèmes de télédétection permettant d'obtenir un profilage tri-dimensionnel précis du procédé afin d'optimiser le chargement des réactifs sidérurgiques. Ils utilisent généralement une configuration d'antennes et de récepteurs micro-ondes ou radio-millimétriques permettant de tracer la position du lit de fusion en temps réel. Bien qu'optimaux pour inspecter les procédés en cours de déroulement dans des conditions de température et d'obstruction optique sévères, la précision en distance des résultats est de l'ordre de  $\sim 10$  cm et ne se situe pas dans les ordres de grandeur requis pour rendre compte précisément de l'usure de la croûte réfractaire du récipient ; Lu *et al.* (2010), Feilmayr *et al.* (2015). Des systèmes de balayage laser adaptés aux conditions peuvent tout de même être introduits à certains moments en cours de procédé lorsque le médium de transmission est clair, afin d'obtenir de l'information sur la position du lit de fusion et sur l'état relatif du réfractaire à chaud. Malgré que ces dispositifs soient idéaux pour mesurer l'état du réfractaire à froid, les opportunités d'observation en cours opération demeurent rares et ne peuvent pas rendre compte de l'usure du réfractaire à une fréquence assez grande ; Kuo (2014), Fujimori *et al.* (1982).

Les opportunités d'observation du réfractaire à chaud, tel que présenté dans la figure 1.2, peuvent permettre d'obtenir de l'information critique sur les parois réfractaires des réacteurs et des poches. Hormis les instants transitoires où la présence marquée d'aérosols

et de flammes peut obstruer le médium optique, il existe des opportunités d'observation, que ce soit pour les poches ou bien les fournaies, où le médium turbulent mais clair en aérosols et flammes est disponible pour collecter l'information nécessaire sur le réfractaire. Il est avantageux de pouvoir rigoureusement mesurer son rendement sans retirer l'équipement du service, afin de pouvoir compiler des statistiques permettant de prévoir les taux d'usure selon les circonstances, mais surtout afin de pouvoir constater l'état actuel des parois internes afin de pouvoir prendre des décisions éclairées d'ordonnancement de la maintenance. L'objectif de la recherche est de concevoir une solution efficace, précise et rentable de mesure quantitative de surfaces réfractaires irradiantes à travers un médium optique à faible teneur en aérosols et en flammes pour pouvoir en faire subséquemment l'analyse métrologique.

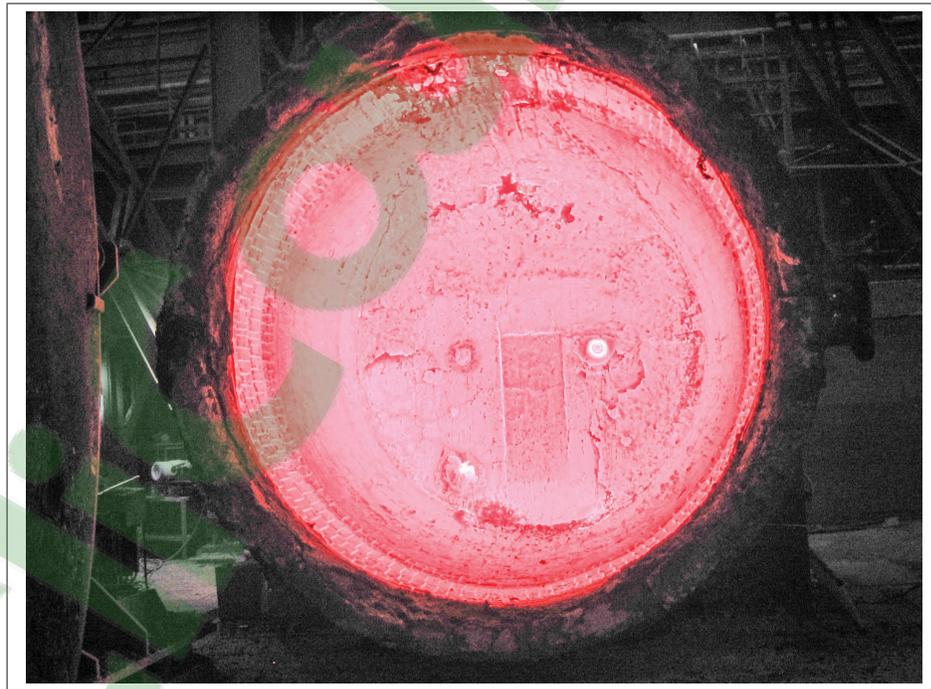


Figure 1.2 Briquetage réfractaire chaud d'une poche en attente sur le quai de préchauffage.

## 1.2 Classification Métrologique

Le besoin de développer des techniques de mesure automatique de scènes en 3D pour des applications de contrôle, de métrologie ou de reconnaissance est au coeur de nombreux travaux de recherche et développement ; Blais (2004). Il survient un besoin croissant pour des systèmes capables de localiser précisément des points et de digitaliser des surfaces en temps réel ou hors-ligne, à des rythmes vidéo ou bien à prise unique, sans toutefois être excessivement dispendieux ou encombrants. Nombreux dispositifs de détection à distance existent depuis de nombreuses années. Leur technologie est aujourd'hui rendue mature et les conceptions varient énormément selon l'application désirée. L'apparition de nouveaux défis d'application requiert de nouvelles approches.

L'avènement des lasers et de l'électronique haute fréquence a permis le développement de nombreux systèmes de mesure dans la bande IR-Radio. Des sources actives de longueur d'onde de l'ordre de 625 – 2500 nm dans la partie supérieure du domaine visible et dans le domaine infrarouge court et moyen sont peu dispendieuses et sont pratiques puisque facilement détectées par des photodétecteurs aujourd'hui très accessibles. Relativement aux fréquences plus faibles de la bande micro-radio, la lumière visible et infrarouge courte i.e. *Short wave infrared* (SWIR) permet en général d'obtenir de résultats plus précis au détriment d'une transmission réduite. Un compromis survient par ailleurs au niveau de la dispersion temporelle du signal à travers le médium, phénomène principalement causé par l'augmentation des propriétés diffusives de la lumière avec une diminution de la longueur d'onde ; Yang et Xiang (2007).

En revanche, les radars utilisant des longueurs d'onde de 1 mm – 30 m peuvent obtenir des mesures à des centaines de kilomètres à l'aide d'antennes performantes, de guides d'onde de conception moderne et de filtres digitaux haute-fréquence. Ils peuvent être conçus de façon à utiliser la fréquence idéale permettant de discriminer le type de cible à observer en fonction des paramètres de réflectivité de l'objet et de transmittivité du médium. Ce-

pendant, le degré de précision atteint à ces fréquences n'est généralement pas adéquat pour des applications métrologiques de précision visant des portées de l'ordre de 1 – 50 m. Nombreux concepts sont implémentés avec succès à des fins militaires et industrielles depuis plus de 70 ans.

Tel que décrit dans la figure 1.3, les techniques de mesure par radiation électromagnétique passive et active mesurent respectivement le rayonnement ambiant de l'objet et la réflexion d'un signal lumineux contrôlé émis sur ce dernier. Parmi les techniques de mesure passives e.g. la microscopie confocale ou la photogrammétrie, la stéréoscopie et ses dérivés sont à la base de nombreuses applications ; Beraldin (2003). Cette technique basée sur le principe de triangulation est exploitée depuis de nombreuses années et est largement documentée. Elle séduit par son fonctionnement analogue au système de vision humain et permet la reconstruction d'un objet tridimensionnel par l'appariement ponctuel d'images décalées avec des algorithmes tels le *Scale Invariant Feature Transform* (SIFT) et ses variantes ; Lowe (2004), Wu et Cui (2013). Cette technique permet de d'opérer des systèmes de reconnaissance en temps réel à des rythmes vidéo ; Shao et Li (2010). Elle est toutefois susceptible aux perturbations ambiantes, peu pratique à calibrer et les spécifications de performance et de robustesse se déprécient drastiquement en environnements industriels difficiles offrant des textures peu discriminantes dans des conditions de production.

Les techniques actives, quant à elles, sont mieux adaptées aux environnements réels non contrôlés. Dans le domaine optique, elles se subdivisent en trois classes, soit les techniques basées sur le principe de triangulation, les techniques basées sur la mesure du temps d'écho de la lumière i.e. *Time-of-Flight* (TOF) et les techniques interférométriques. Les techniques de triangulation ponctuelle les plus simples mesurent la position de la réflexion spéculaire d'un rayon sur le plan image afin d'en extraire la coordonnée de profondeur. Ces systèmes peuvent être généralisés en utilisant un balayage du rayon afin de couvrir la totalité de la scène. Ces techniques sont limitées par la collimation du

laser, par la diffraction de l'assemblage optique utilisé et par la résolution spatiale du photocapteur.

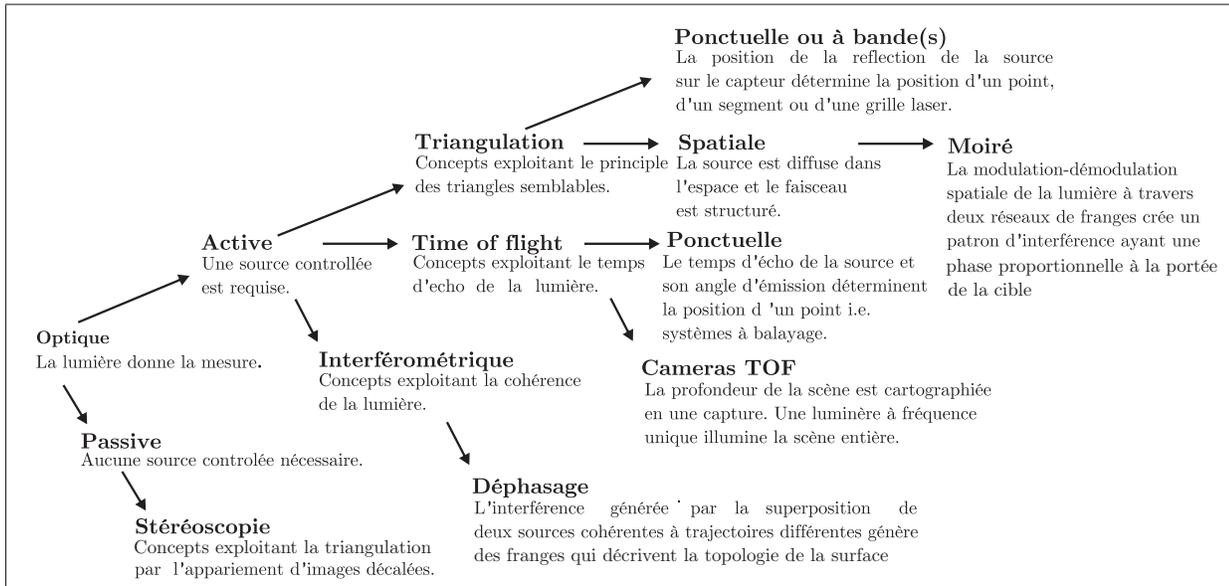


Figure 1.3 Classification sommaire des techniques de mesure optique.

D'autres variantes exploitent le principe de triangulation de manière plus généralisée en projetant des bandes, des grilles et des patrons d'interférence sur la cible. Les méthodes de triangulation par interférence incorporent d'autres principes tels l'effet de Moiré. Ces dernières mesurent le patron de superposition entre 2 grilles placées respectivement devant le plan image et objet, permettant de déduire le déplacement de l'objet par rapport à la position de référence puisque le déphasage obtenu est proportionnel à la distance. Les techniques interférométriques quant à elles génèrent des patrons d'interférence sur l'objet via l'utilisation de sources cohérentes, notamment des lasers, et interprètent les franges afin de déduire la topologie de la surface mesurée de la même façon, puisque le déphasage spatial mesuré est proportionnel à la distance. Ces deux dernières techniques se limitent toutefois à des mesures à faible portée et à haute précision et trouvent des applications entre autres en analyse mécanique de stress et de vibration.

Tel que décrit dans la figure 1.4, les techniques TOF quant à elles se distinguent en deux grandes catégories, notamment en systèmes d'observation ponctuels et en systèmes de capture complète. La mesure de profondeur est basée sur le principe de temps d'écho de la lumière. Le temps d'écho peut être mesuré en modulant le signal lumineux par pulsations discrètes ou bien par une onde continue i.e. *Continuous Wave* (CW) d'amplitude i.e. *Amplitude Modulation* (AM) ou de fréquence i.e. *Frequency Modulation* (FM). Le délai de propagation du signal émis détermine la portée de l'objet. Il existe des dispositifs fonctionnant selon ces deux modèles de signalement et plusieurs variantes dans le domaine digital et analogique sont implémentés depuis plusieurs années avec succès.

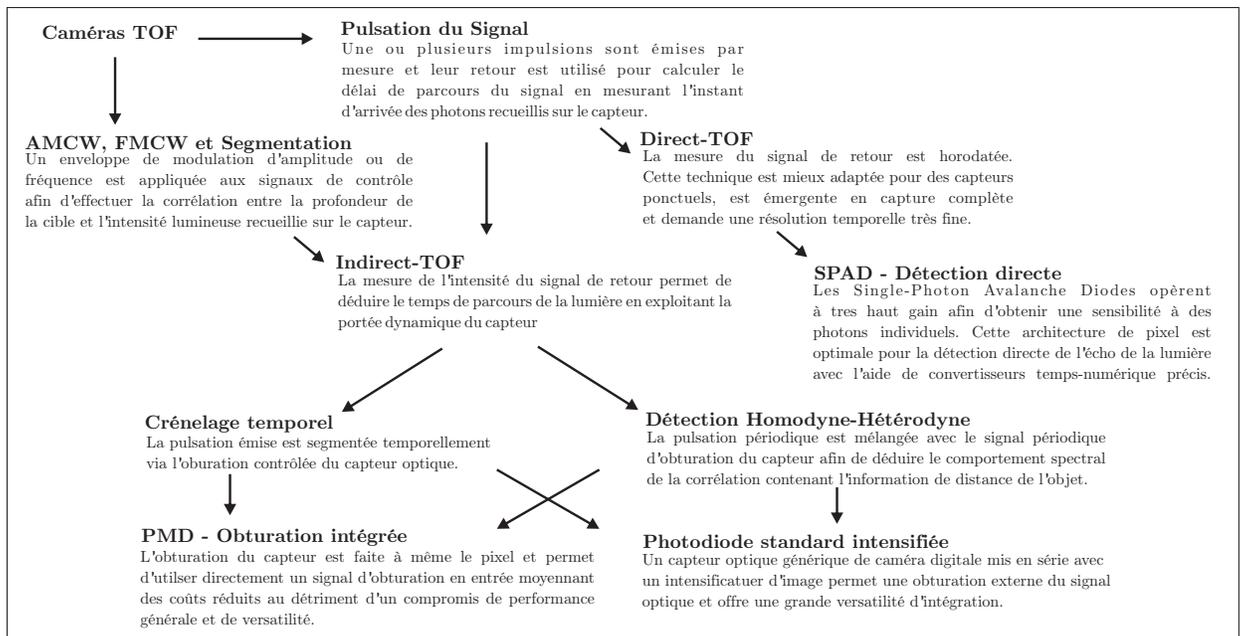


Figure 1.4 Classification générale des configurations de caméras TOF.

Les premiers dispositifs optiques de métrologie TOF apparurent dans les années 70 et étaient des systèmes à balayage ponctuel conçus pour des applications militaires. Ils opéraient aussi bien en modulation par pulsation qu'en modulation continue AM ou FM. Ces systèmes à balayage ont par la suite atteint le marché en tant que produits de métrologie optique regroupés sous l'appellation générale de LIDAR i.e. *Light Detection And*

*Ranging* ou LADAR i.e. *Laser Detection And Ranging*. Leur coût est demeuré élevé en raison de la complexité du système de balayage. Aujourd'hui modernes, les systèmes à balayage sont des outils très efficaces et précis de métrologie active, mais sont limités à une acquisition en série des coordonnées de l'objet mesuré, limitant la versatilité des applications dynamiques. Les systèmes à balayage des dernières décennies obtiennent des vitesses d'acquisition de l'ordre de 10MHz et peuvent être appliqués à la mesure en temps réel à des rythmes vidéo; Beraldin *et al.* (1992).

Il est possible d'éliminer le mécanisme de balayage afin d'obtenir des systèmes de mesure à capture complète. Les premiers dispositifs TOF sans balayage ponctuel capables de captures complètes de scène apparurent dans les années 80; Wang *et al.* (1984), Wang (1987). Utilisant de la lumière cohérente ou incohérente, l'élément clé de ce type de technologie est de pouvoir effectuer un échantillonnage synchronisé du signal reçu sur le capteur avec un plan focal composé d'une grille de détecteurs discrets au lieu d'un détecteur unique. En comparaison avec les systèmes à balayage ponctuel, la caméra TOF à capture complète permet d'obtenir une mesure de profondeur pour chacun des pixels d'une image simultanément, permettant de compiler davantage de données pour chaque point d'une mesure pour une période de capture donnée. Par ailleurs, l'absence de pièces mobiles dans l'assemblage simplifie les contraintes mécaniques d'opération.

Les premières apparitions de photocapteurs étant en mesure de détecter la lumière et de faire la démodulation du signal lumineux simultanément en un seul bloc apparurent dans les années 90 et marquent un grand changement dans le domaine de la vision 3D; Schwarte *et al.* (1997), Lange et Seitz (2001), Stoppa et Massari (2000). Cette classe de capteur appelée pixels *Lock-in* ou capteurs photomélangeurs i.e. *Photonic Mixing Device* (PMD) permet la commutation à haute fréquence du signal et l'intégration de la lumière sur le photocapteur simultanément selon un signal d'échantillonnage contrôlé. Cet effet de commutation survient à même le détecteur dans le domaine charge i.e. via l'échantillonnage d'un intégrateur de charge par opposition à un échantillonnage de tension, en

modulant le potentiel des semi-conducteurs de la photodiode. Ce type de capteur est idéal pour implémenter des systèmes de télédétection TOF compacts et peu coûteux fonctionnant à capture complète par pulsation ou en mode CWAM ou CWFM. Ces photocapteurs sont aujourd'hui manufacturés en technologie de fabrication CMOS i.e. *Complementary metal-oxide semiconductor* ou CCD i.e. *Charge-coupled device* standard et permettent d'éviter ainsi certains éléments d'électronique encombrante dans l'intégration du capteur à une caméra et ultimement à un système de mesure intégral. Les progrès actuels en matière de capteurs PMD se font sentir notamment dans la miniaturisation des pixels et dans l'amélioration des circuits de commutation haute fréquence, permettant d'obtenir d'une part une résolution spatiale accrue et d'autre part un bande passante d'opération élargie et donc une meilleure résolution de profondeur.

D'autres techniques de détection couplées au capteur et compatibles avec des configurations CMOS sont implémentées avec succès, principalement via l'utilisation de capteurs SPAD i.e. *Single-photon avalanche diodes*. Ces derniers types de capteurs sont idéaux pour implémenter des techniques directes de mesure par pulsation. D'une précision remarquable de par leur sensibilité aux photons uniques, ces types de capteurs ont la capacité de traduire l'évènement de retour d'une pulsation lumineuse avec une excellente résolution temporelle. Cependant, de même que pour les capteurs PMD, la complexité du photocapteur rend difficile la création d'un capteur à haute résolution. Malgré la bonne résolution temporelle des SPAD, la nature du capteur limite la gamme d'application possibles ; Remondino et Stoppa (2013), Zhang (2013).

Les photocapteurs mélangeurs ont été développées en parallèle avec les techniques intensifiées d'obturation comme alternative moins coûteuse, moins encombrante mais en pratique moins précise. Les caméras à balayage intensifié fonctionnent en modulant le gain d'un intensificateur d'image agissant sur le signal optique entrant, agissant comme un obturateur haute fréquence ; Sackos et Nellums (1998), Cree *et al.* (2005). La commutation de l'obturateur permet d'obtenir des photos à intra-expositions multiples de l'ordre

de  $\sim 10^6 : 1$ , donnant la capacité au système de décoder la modulation du signal lumineux sur des photodétecteurs standard. Ces systèmes sont moins dispendieux et encombrants que les systèmes à balayage laser mais ne se prêtent pas facilement à la commercialisation et au développement d'applications pour consommateurs de par la complexité de l'assemblage et de la fragilité du système d'obturation.

La caméra peut être intégrée à un intensificateur d'image directement ou non dans son assemblage manufacturier. Les caméras à balayage préassemblées sont conçues pour faire de l'analyse à simple ou double exposition de phénomènes rapides et ouvrent la porte à diverses applications ; Standford Computer Optics Inc. (2013), Princeton Instruments Inc. (2015). Elles sont idéales pour observer des procédés dynamiques à faible illumination et peuvent être adaptées entre autres en balistique, en combustion, en imagerie médicale ou en spectroscopie temporelle. Leur excellente spécification d'exposition ( $\sim 200\text{ps} - 3\text{ns}$ ) permet de les intégrer dans des systèmes de métrologie 3D actifs, permettant d'exploiter des techniques d'intra exposition multiple.

Tel que mentionné dans les prochains chapitres, en comparaison avec des systèmes à exposition simple, les approches par multi-exposition permettent entre autres de réduire le rapport signal sur bruit et l'incertitude des mesures mais demandent en revanche un gain optique plutôt faible afin d'éviter la saturation du capteur, des fréquences de répétition élevées et des phosphores lents et efficaces. Malgré que les caméras à balayage préassemblées soient en mesure d'obtenir des fréquences de répétition de l'obturation atteignant de 1 MHz à 5 MHz, les spécifications requises pour la présente application sont de ce point de vue non-standard, ce qui requiert une intégration personnalisée du système.

### 1.3 Prototypes Antérieurs

La méthode directe de mesure de la portée d'un point objet se situant à une distance  $z$  du plan image par TOF est d'émettre une pulsation d'une durée  $\tau_1$  au temps  $t_0$  et

de mesurer le délai  $\Delta t$  de l'instant exact du retour du signal au temps  $t = t_0 + \Delta t$  via le temps de propagation de la lumière  $\Delta t = \frac{2z}{c}$ . Dans ce contexte, les spécifications de précision d'un système de ce type sont limitées par la capacité de résolution temporelle du capteur. Par exemple, pour atteindre une résolution de portée de  $\sim 1$  mm, il est nécessaire d'obtenir une résolution du délai temporel de propagation d'au moins  $\sim 7$  ps, ce qui implique des spécifications de gigue poussées et la nécessité d'utiliser des convertisseurs temps-numérique et une horloge interne opérant à des vitesses de l'ordre de  $\sim 140$  GHz.

Implémenter ce type de configuration nécessite une source lumineuse pouvant fournir une grande puissance sur une très courte période et un capteur à grande largeur de bande et sensibilité. En effet, la puissance d'illumination doit être contenue dans un pic le plus compact possible afin de pouvoir horodater le retour de façon la plus précise possible. Les capteurs SPAD sont d'excellents candidats pour ce type d'application. La dispersion temporelle causée par la propagation de la pulsation lumineuse dans le médium accumulée avec les retours ambiants de l'objet rend d'autant plus difficile la détermination du pic maximum du retour lumineux de façon uniforme et reproductible ; Yang et Xiange (2007).

Malgré que la précision soit fonction de la quantité de photons captés et donc indirectement aussi fonction de la distance de la cible, la répétabilité d'une mesure n'est pas conceptuellement fonction de la distance, ce qui représente un avantage considérable pour des applications d'imagerie aérienne. La répétabilité est plutôt dépendante de la résolution temporelle de l'amorce d'un retour minimalement distinguable. Des distributions temporelles étalées typiquement sur  $\sim 250$  ps donnent lieu à des spécifications de précision de profondeur de  $\sim 2 - 5$  cm pour des systèmes ayant des portées pouvant aller jusqu'à  $\sim 5$  km ; Michálek *et al.* (2013). La précision est fonction du SNR et du nombre de photons incidents au capteur. Ce dernier dépend majoritairement de la durée d'acquisition du dispositif, permettant de moyenniser l'erreur jusqu'à  $\sim 5$  mm pour des portées de  $\sim 35$  m ; Niclass *et al.* (2008), McCarthy et Collins (2009). La précision de profondeur demeure malgré tout fonction de l'échelle des portées convoitées et des systèmes calibrés

pour des portées maximales de 2m peuvent donner des spécifications de précision de  $\sim 20\mu\text{m}$  en environnements contrôlés; Massas et Buller (1998).

Il est tout de même possible de compenser ces limites afin d'obtenir des mesures d'une précision équivalente en utilisant des capteurs opérant à des bandes passantes d'un à deux ordres de grandeur plus faibles en utilisant des techniques TOF indirectes. En effet, une durée de signalement  $\tau_1$  de 0.5 – 5 ns donne des résultats équivalents en exploitant la portée dynamique du capteur; Blair *et al.* (2013), Iddan et Yahav (2001). Implémentable en capture ponctuelle ou complète, le point essentiel des techniques TOF indirectes est d'obtenir de façon contrôlée le retour de la pulsation lumineuse émise afin de mesurer l'intensité du retour du signal. L'intensité relative du retour lumineux permet alors de déduire la portée de la cible de façon indirecte.

Une des techniques les plus simples pour compenser le problème de largeur de bande d'opération requise par les techniques TOF directes est d'implémenter une méthode par crénelage de la pulsation de l'illumination. Tel que décrit dans la figure 1.5, en synchronisant l'acquisition du capteur avec l'illumination au temps  $t_0$  avec une durée de pulsation et d'acquisition  $\tau_1 = \tau_c$  commune dans une première image, l'intensité résiduelle intégrée sur le capteur permet alors de déterminer la portée de l'objet; Christie et Hill (1995), Jin *et al.* (2011).

En effet, un retour faible représente une distance éloignée alors qu'un retour puissant représente une distance rapprochée. La transmission d'un faisceau lumineux divergent dans l'espace fait en sorte que son intensité  $P_1(z)$  diminue de façon proportionnelle à l'inverse du carré de la distance parcourue  $z$ , i.e.  $P_1 \propto 1/z^2$  suivant la diminution de l'angle solide d'intersection du faisceau lumineux et du champ de vision du capteur. Il est alors impossible de déterminer la portée de l'objet uniquement en évaluant l'intensité d'une seule image.

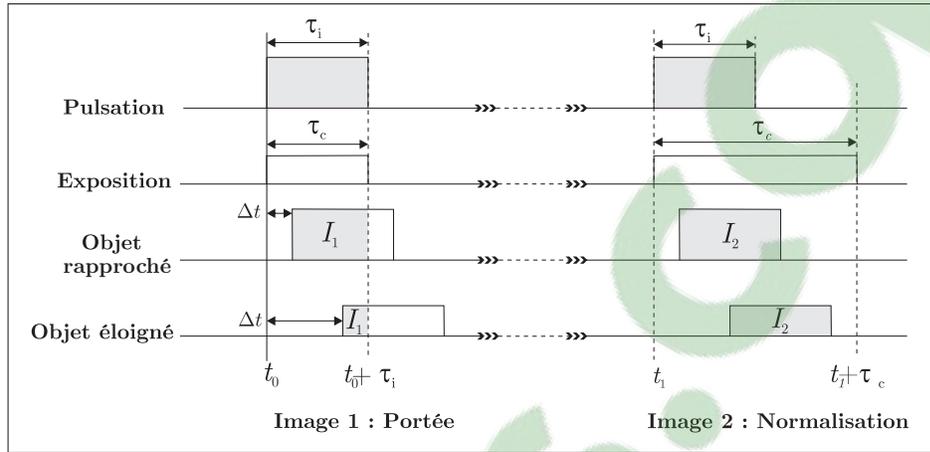


Figure 1.5 Diagramme de synchronisation d'une double capture TOF à crénelage temporel indirect avec normalisation.

En étendant la période d'acquisition  $\tau_c$  du capteur dans une deuxième image afin d'obtenir un retour complet  $I_2$  du signal et en combinant le résultat avec un retour partiel  $I_1$  issu d'une exposition synchronisée avec l'illumination, il est possible de normaliser le retour lumineux afin de déduire la portée de la cible en prenant en compte la décroissance de l'intensité lumineuse reçue en fonction de la distance. Cette approche permet aussi de normaliser les différentes intensités de retours possibles pour une même distance, fonction de la réflectivité de l'objet. La distance  $z$  d'un point objet dans un système opérant par crénelage temporel à double exposition tel que décrit dans la figure 1.5 est donné par la relation suivante, où  $\tau_i$  est la durée de la pulsation de l'illumination et  $c$  est la vitesse de la lumière :

$$z = \frac{c\tau_i}{2} \left(1 - \frac{I_1}{I_2}\right) \quad (1.1)$$

Malgré une grande réduction des spécifications requises de largeur de bande tout en obtenant des résultats d'une précision théorique en environnement contrôlé comparable à un système équivalent opérant par détection directe, deux problèmes fondamentaux doivent être adressés.

Premièrement, la précision obtenue par cette technique se déprécie avec les grandes dis-

tances puisque la portée dynamique du capteur limite la résolution d'intensité pour les retours plus faibles. Pour compenser cette limite, il est possible d'adapter l'approche par double obturation synchronisée en incorporant une troisième image prise à exposition décalée. Retarder de façon calibrée en fonction des portées désirées l'obturation du capteur par rapport à l'illumination permet d'obtenir une seconde image de portée, où les retours plus intenses des longues distances et les retours plus faibles des courtes distances permettent d'étendre la contrainte de précision sur une plus grande gamme de distances ; Kawahito *et al.* (2007). En combinant les deux images, il est possible d'obtenir une double image de portée permettant de calculer le ratio  $\frac{I_1}{I_2}$  de façon plus précise, permettant ainsi de compenser partiellement les limites en portée dynamique du capteur.

Deuxièmement, la lumière ambiante crée une erreur qui ne peut pas être directement compensée avec cette méthode, puisqu'en réalité, le retour lumineux d'intensité  $I_n = \alpha_n + \beta_n$  de l'image  $n$  est composé d'un retour actif  $\alpha$  et d'un retour passif  $\beta$ . En remplaçant cette définition du retour lumineux dans l'équation de portée, il est possible d'exprimer la distance  $z$  en fonction des retours actifs  $\alpha_1, \alpha_2$  et des retours passifs  $\beta_1, \beta_2$ , non déterminés et contribuant à l'incertitude sur  $z$  selon la relation suivante :

$$z = \frac{c\tau_1}{2} \left( 1 - \frac{\alpha_1 + \beta_1}{\alpha_2 + \beta_2} \right) \quad (1.2)$$

Pour compenser le retour passif de l'objet, il est possible de prendre une troisième image de la pulsation. Tel que décrit dans la figure 1.6, une première image  $I_1$  à exposition partielle au retour actif, combinée avec une image  $I_2$  à exposition totale au retour actif et une image  $I_3$  à exposition nulle au retour actif permettent de compenser l'illumination ambiante à chaque prise de mesure ; Gonzalez-Banos et Davis (2004). La mesure  $I_3$  devient alors une mesure du retour passif exclusivement et l'équation de portée devient peut alors s'exprimer de la façon suivante :

$$z = \frac{c\tau_1}{2} \left( 1 - \frac{I_1 - I_3}{I_2 - I_3} \right) \quad (1.3)$$

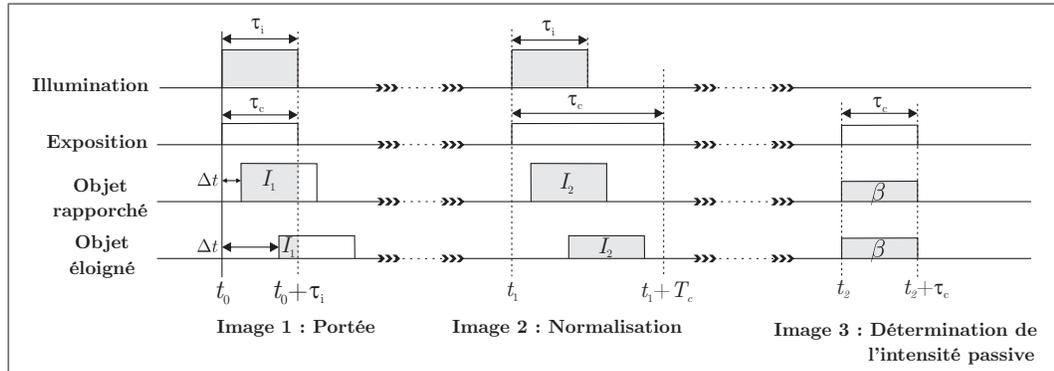


Figure 1.6 Diagramme d'une triple capture TOF à crénelage temporel indirect avec normalisation et compensation du retour passif.

En assumant que les retours passifs sont approximativement égaux d'une image à l'autre i.e.  $\beta_1 = \beta_2 = \beta$ , malgré que cette technique puisse compenser indirectement la présence de lumière ambiante dans la mesure d'intensité, la lumière ambiante réduit malgré tout la gamme d'intensité significatives mesurables par le capteur et le résultat est d'autant plus susceptible aux fluctuations aléatoires du retour passif de l'objet que le nombre de séquences par prise de mesure augmente puisque l'hypothèse que  $\beta$  est une constante est une approximation. Malgré qu'implémentées en capture complète dans divers prototypes, ces techniques de crénelage temporel misent sur la vitesse d'acquisition du système et se prêtent mieux aux systèmes à balayage ponctuel puisque ces derniers font l'acquisition des données en série et la vitesse d'acquisition totale dépend de la vitesse d'acquisition de chaque point.

D'autres techniques de crénelage temporel ont été adaptées aux systèmes à capture complète et ont été implémentées avec succès dans de nombreux dispositifs afin de pouvoir palier aux divers problèmes inhérents au principe de mesure TOF. Dans un contexte de capture complète, la durée d'acquisition d'une mesure unique peut être largement augmentée puisque prise pour l'ensemble des photodiodes du capteur en parallèle pouvant

ainsi permettre d'obtenir de meilleures spécifications de précision de distance par point mesuré pour une durée d'intégration donnée. Dans le contexte de scènes statiques ou quasi-statiques, la durée d'acquisition peut être encore davantage augmentée puisque la nature statique de la scène le permet.

Une des approches les plus intuitives dans ce scénario est d'utiliser davantage d'images du même signal. Tel que décrit dans la figure 1.7, segmenter les pulsations de durée  $\tau_1$  émises en décalant l'exposition de durée  $\tau_e$  du capteur à chaque image  $n$  d'un court délai  $\Delta\tau$  permet de prendre un nombre  $N$  de mesures des pulsations lumineuses contenant un délai  $\Delta t_n$  propre à chaque image. Le profil de l'intensité  $I_n$  à chaque mesure  $n$  permet de déterminer la portée de l'objet en estimant le délai occasionné par le retour à l'illumination la plus intense ; Busck (2005).

Prendre un grand nombre de mesures du retour actif permet de réduire le SNR selon  $\sqrt{N}$  puisque le bruit aléatoire échantillonné n'est plus exclusivement dépendant d'une mesure unique et que chaque échantillon est indépendant. De la même façon, le calcul de la distance n'est plus restreint à la détermination d'un ratio discret d'intensité lumineuses entre deux mesures uniques. En assumant une série de mesures d'intensité lumineuses  $I_n$  prises selon un multiple entier d'un délai constant  $\Delta\tau$  par rapport à la pulsation de l'illumination, la distance  $z$  en fonction de l'estimation du temps de parcours de la lumière  $\widehat{\Delta t}$  pour un point objet est donnée par la relation suivante, en estimant le centre de masse de la corrélation discrète obtenue i.e. la moyenne pondérée du profil d'intensité lumineuse triangulaire dans le contexte d'onde carrées :

$$z = \frac{c\widehat{\Delta t}}{2} = \frac{c\sum_n I_n \Delta t_n}{2\sum_n I_n} \quad (1.4)$$

Cette méthode permet aussi de filter indirectement l'illumination passive et active de la scène. Cette technique est tout de même susceptible à la décroissance du retour lumineux avec la distance, limitant de la même façon la précision du système de par la portée

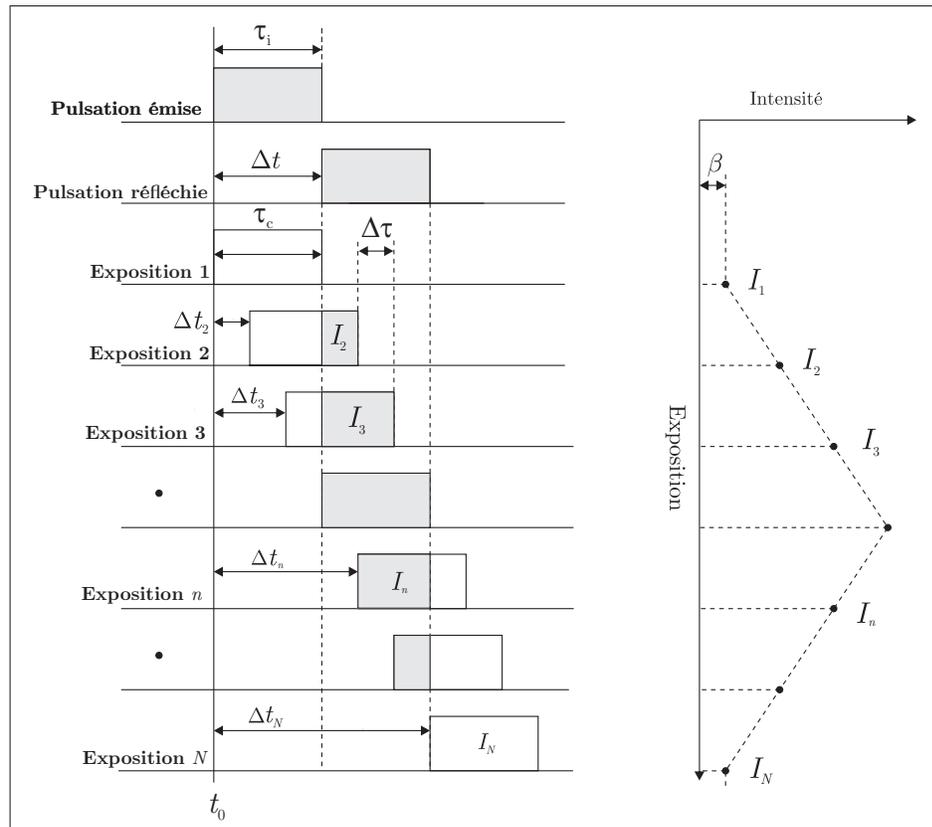


Figure 1.7 Diagramme de synchronisation d'une capture TOF à crénelage temporel par segmentation à  $N$  échantillons

dynamique limitée du capteur. De plus, cette technique ne fait pas usage de la totalité de l'intensité lumineuse émise de par le fait que de nombreuses captures  $I_n$  n'intègrent qu'une très faible partie du signal actif.

Les techniques directes et indirectes de crénelage temporel ont une limitation fondamentale de par leur incapacité de négliger directement l'illumination passive d'un objet. Il est possible de réduire cette influence via l'utilisation de filtres optiques passe-bande. Il est aussi possible de mesurer cette dernière directement afin de pouvoir la soustraire de la mesure réelle ou bien de l'assumer constante et de l'éliminer de l'équation de portée pour un grand nombre de mesures.

En élargissant les tolérances de durée d'acquisition, peu-pratiques pour les systèmes TOF

à balayage ponctuel et les systèmes à capture complète pour les scènes dynamiques, des techniques mieux adaptées de détection TOF indirectes à capture complète, telles que décrites dans le chapitre 2 peuvent être implémentées en exploitant la nature périodique du signal d'illumination, permettant de discriminer la radiation passive de l'objet de façon plus efficace tout en permettant d'obtenir un très grand nombre de mesures par image.

En exploitant la nature périodique du signal, il est possible de moduler les signaux d'obturation et de gain afin de générer un signal résultant contenant l'information de portée. Les deux approches les plus répandues sont la modulation AM et FM. Tel que décrit dans le chapitre 2, les méthodes homodyne et hétérodyne de détection font partie des techniques AMCW qui seront explorées en détail.

De manière générale, la modulation AM est une extension de l'approche par crénelage par segmentation, étendant l'acquisition sur plusieurs cycles. Par exemple, tel que décrit dans la figure 1.8 en émettant un signal d'illumination triangulaire de fréquence  $f_i = 1/T_i$  et en échantillonnant le retour deux fois par période à incréments angulaires de  $180^\circ$ , soit une fois sur chacune des section ascendantes et descendantes du signal, représentant respectivement les intensités lumineuses  $I_1$  et  $I_2$ , il est possible de compiler un profil d'intensité lumineuse permettant de déduire la portée de la cible selon la relation suivante ; Kawakita *et al.* (2005), Kawakita *et al.* (2006) :

$$z = \frac{c}{2} \left[ \tau_s - \frac{T_i}{2} \left( \frac{I_1/I_2}{1 + I_1/I_2} \right) \right] \quad (1.5)$$

où  $\tau_s$  est un délai constant dans le signal d'obturation.

Un des problèmes majeurs avec cette technique est qu'elle assume que la première image  $I_1$  est prise sur le segment ascendant du signal lumineux et que l'image  $I_2$  est prise sur le segment descendant. Cette hypothèse génère une ambiguïté sur l'ensemble des distances mesurables, limitant les mesures de distance  $z$  non-ambiguës à l'intervalle  $\left[ \frac{2qc}{4f_i} ; \frac{(2q+1)c}{4f_i} \right]$

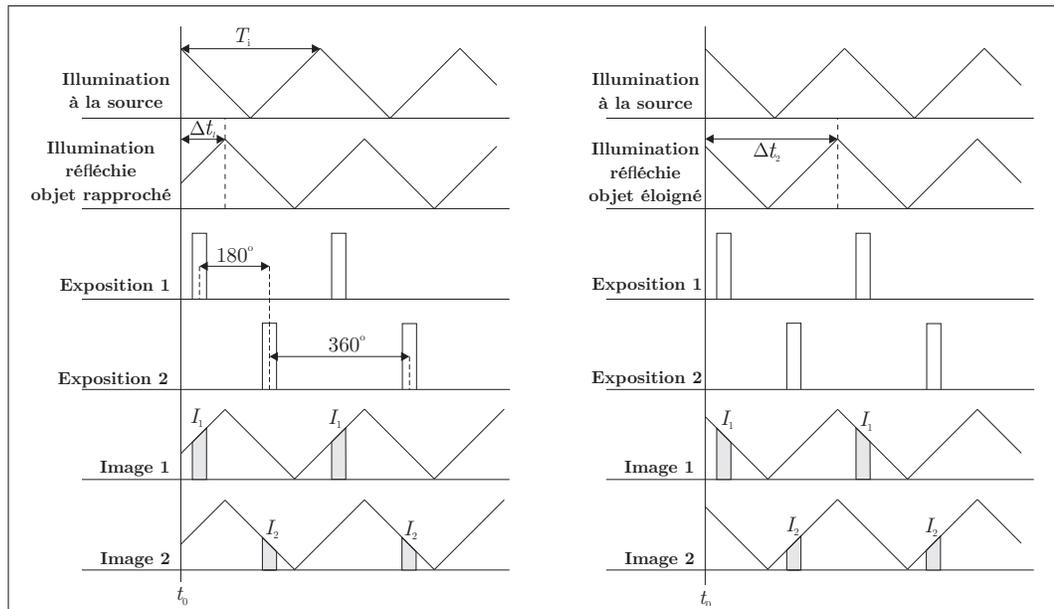


Figure 1.8 Diagramme de synchronisation d'une double capture TOF par modulation triangulaire à échantillonnage double illustrant une configuration ambiguë de mesure entre une courte et une longue distance.

avec  $q \in \mathbb{N}$ . En effet l'on peut remarquer qu'il existe un cas particulier tel qu'illustré dans la figure 1.8 pour lequel les quantités intégrées de lumière  $I_1$  et  $I_2$  sont respectivement identiques pour un objet rapproché et éloigné, rendant ces deux différentes mesures indistinguables. Ce problème d'ambiguïté est inhérent aux principes de détection AMCW et des considérations concernant le repliement de la mesure feront l'objet d'une section dans le chapitre 2 suivant.

Par ailleurs, la radiation ambiante génère une erreur non-linéaire sur la distance. Malgré qu'elle puisse être atténuée en filtrant la lumière via l'aide de filtres passe bande, cette erreur ne peut pas être directement éliminée dans le processus d'échantillonnage et représente un problème de taille, notamment dans la présente application mettant en contexte des scènes à forte radiation ambiante.

D'autre part, la modulation FM fréquemment utilisée en détection radar quant à elle

encode la distance dans la fréquence du signal lumineux réfléchi ; Stann *et al.* (1999), Gulden *et al.* (2001). La fréquence du signal d'illumination est augmentée en continu le long d'une période  $T_N$  comportant  $N$  images, générant un chirp linéaire sur la gamme de fréquence  $\Delta F$ . Dans le contexte présenté, il s'agit en fait d'une détection AMCW avec chirp car la fréquence de l'onde porteuse demeure inchangée. Le signal de retour contient un délai  $\Delta t$ . Lorsque mélangé avec le signal d'obturation du capteur, le signal lumineux génère une fréquence de battement  $f_b$  qui contient l'information de profondeur, exprimée selon la relation :

$$z = \frac{cf_b T_N}{2\Delta F} \quad (1.6)$$

Le chirp peut être continu ou bien discret, auquel cas le rapport  $\frac{T_N}{\Delta F}$  peut être remplacé par  $\Delta F_n$ , représentant l'incrément de fréquence à chaque image  $n$ . La fréquence de battement doit respecter le théorème d'échantillonnage de Nyquist et doit donc être au moins deux fois plus faible que la fréquence d'échantillonnage de la caméra, ce qui limite la gamme de fréquences utilisables surtout puisque les fréquences de capture des caméras sont généralement limitées à quelques centaines de trames par seconde.

Par ailleurs, obtenir une bonne résolution de portée implique l'utilisation d'une large bande passante de fréquences ce qui nécessite des fréquences de modulation beaucoup plus hautes que pour les techniques AMCW, ce qui limite la versatilité des applications. Par ailleurs, dans le contexte de caméras à balayage intensifié, le chirp de fréquence est difficilement atteignable sur la gamme de fréquences d'opération tout en gardant un index de modulation du gain de l'exposition constant. Plusieurs effets non-linéaires et harmoniques surviennent aussi, et sont notamment plus complexes à compenser que dans les techniques AMCW présentées ci-après, ce qui limite les systèmes FMCW à des applications utilisant des systèmes électroniques linéaires à grande pureté spectrale.

Toutefois, le concept d'obtenir une fréquence de battement transposée à une bande de fréquence inférieure par corrélation croisée entre le signal d'exposition du capteur et de l'illumination demeure un concept clé et fondamental au fonctionnement des techniques

AMCW présentées dans le prochain chapitre. Des considérations concernant le contrôle des harmoniques présentes dans le signal résultant seront par ailleurs discutées dans le chapitre 2 et 4 dans le contexte des techniques de télédétection TOF indirectes AMCW homodyne et hétérodyne.

Un système de vision à balayage intensifié demeure une solution viable pour les techniques AMCW à capture complète. L'intégration directe de composantes préassemblées sans conception de circuits personnalisés complexes simplifie les contraintes de conception et de fabrication. Les techniques AMCW homodyne et hétérodynes sont par ailleurs très flexibles, dans la mesure où elles peuvent fonctionner sous divers régimes de détection à diverses fréquences et vitesses de capture. Elles permettent ainsi d'optimiser la précision sans compromettre pour autant la robustesse aux perturbations multiples de façon trop compromettante ; Dorrington *et al.* (2007a), Dorrington *et al.* (2013).

#### 1.4 Caractérisation du problème

La problématique posée est de concevoir un système de mesure étant capable d'obtenir de façon efficace et directe une mesure topographique d'une section ou de la totalité de la surface réfractaire irradiante d'un réacteur ou récipient sidérurgique lors des opportunités de courte durée survenant entre ou durant les cycles de production d'une aciérie. Ces opportunités sont typiquement d'une durée de l'ordre  $\sim 1 - 5$  min et la résolution spatiale et de profondeur doivent être typiquement limitées à  $\sim 1$  cm afin d'obtenir des résultats significatifs, utilisables et d'un ordre de grandeur comparable aux solutions disponibles dans l'industrie à l'heure actuelle ; Process Metrix Inc. (2001), Lamm (2013).

Plusieurs scénarios d'observation sont possibles, comme par exemple dans le contexte des convertisseurs à oxygène présenté en détail dans cette section, malgré que tel que décrit dans ce projet il demeure cependant plus simple d'adresser le problème pour des poches puisque les températures de surface du réfractaire sont moins importantes et le

médium est plus pauvre en aérosols durant l'observation. Le procédé pyrométallurgique exploité dans un convertisseur est l'oxydation du carbone dans la fonte brute par injection d'oxygène afin d'en réduire suffisamment la teneur, produisant ainsi de l'acier. La fonte en provenance d'un haut-fourneau, produite à partir de minerai de fer et de calcaire est transvidée dans une poche qui est acheminée au convertisseur. Le convertisseur vide reçoit deux réactifs principaux en entrée du procédé, soit de la ferraille et de la fonte. Le convertisseur est placé sur un pivot, permettant typiquement une rotation complète de  $\pm 180^\circ$

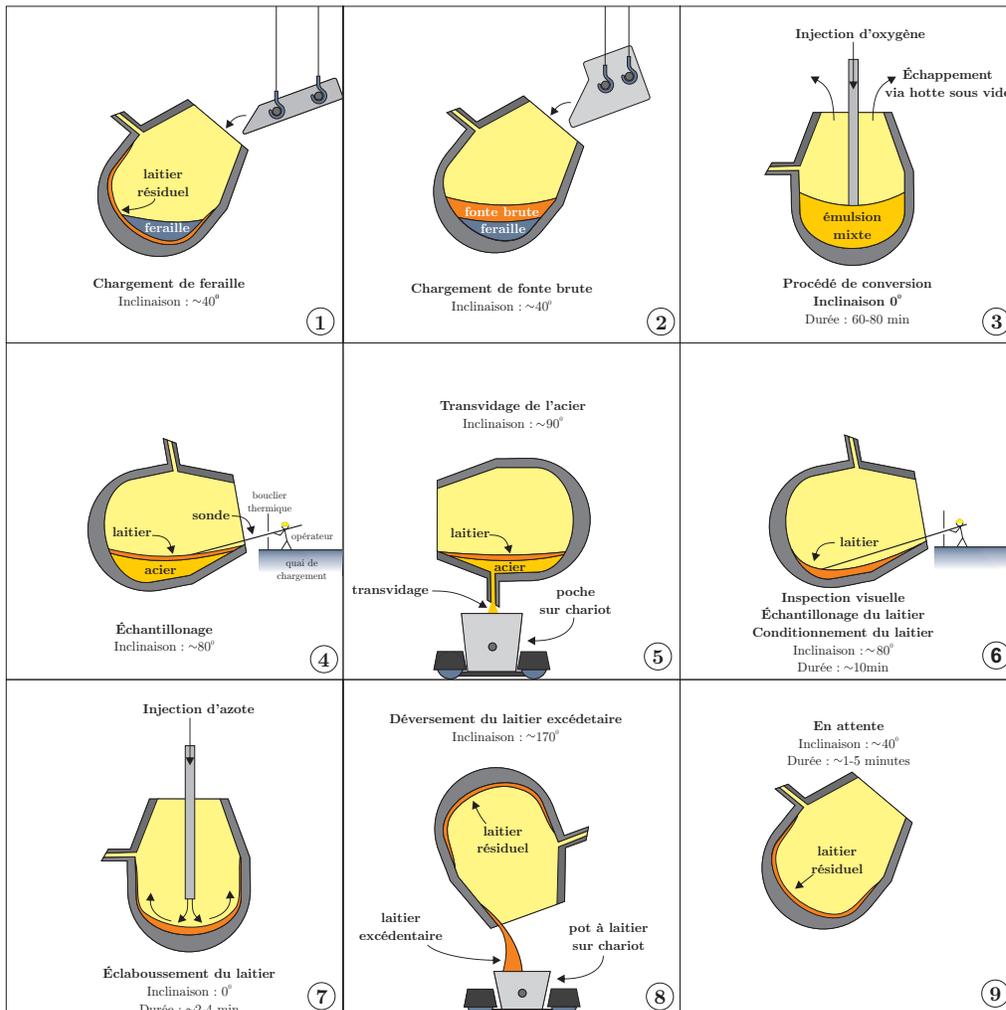


Figure 1.9 Cycle de production d'un convertisseur à oxygène

La figure 1.9 décrit les étapes principales du procédé; Miller *et al.* (1998). Les étapes 1 et 2 illustrent le chargement du réacteur. La paroi réfractaire, composée majoritairement de briques de magnésie i.e.  $MgO-C$ , est soumise à l'abrasion du déversement de ferraille solide, avant d'être exposée à la fonte brute liquide issue d'un haut-fourneau en amont du procédé. L'étape 3 illustre le procédé de conversion, où un tube est immergé dans les réactifs et injecte de l'oxygène à haut débit, générant une émulsion mixte de laitier, de métal en fusion et de gas. Le procédé est exothermique de par la réaction d'oxydation du carbone et l'apport en oxygène est la seule source d'énergie nécessaire au procédé dans ces conditions. Une hotte est placée sur l'ouverture supérieure du réacteur afin de recueillir les gaz d'échappement. L'étape 4 illustre le processus itératif d'échantillonnage du produit afin d'en valider la composition. Cette étape peut être répétée plusieurs fois, renvoyant chaque fois le procédé à l'étape d'injection d'oxygène jusqu'à temps que la composition des échantillons soit satisfaisante. L'étape d'échantillonnage est généralement faite manuellement, plaçant un opérateur derrière un bouclier thermique pour manipuler une sonde d'échantillonnage métallurgique. Cette tâche est très risquée de par le potentiel de décollement d'une paroi réfractaire dans la partie supérieure du réacteur, occasionnant des éclaboussures de métal en fusion.

Une fois l'échantillonnage accepté, l'étape 5, notamment le transvidage de l'acier nouvellement produit, est effectuée par basculement du réacteur à  $90^\circ$  dans la direction opposée à l'angle de chargement. L'acier en fusion est transvidé à air ambiant dans une poche transportée sur un chariot qui est par la suite acheminée aux procédés sidérurgiques secondaires, où la chimie de l'alliage est davantage travaillée à même la poche, avant d'être ultimement acheminée à la coulée continue. Des systèmes de détection optique du laitier sont généralement installés devant le jet de transvidage afin d'amorcer la fermeture de la busette lorsque du laitier est transféré à la poche en trop grande quantité; Demysh (2003). Ces techniques distinguent la disparité de l'irradiance mesurée, occasionnée par les différentes propriétés émissives du laitier et de l'acier dans le jet de transvidage, permettant de déceler statistiquement le moment optimal de fermeture selon un seuil de

tolérance désiré; Land Instruments (2010).

Par la suite, à l'étape 6, le briquetage réfractaire est inspecté visuellement afin de localiser certains secteurs potentiellement problématiques de sa structure pouvant avoir été occasionnés lors du procédé de conversion. Le laitier est conditionné par l'ajout d'oxyde ferreux, de magnésie ou d'autres réactifs dépendamment de sa composition, lui donnant le potentiel d'être utilisé comme réfractaire additionnel. Après échantillonnage, la composition chimique obtenue à la température mesurée donne la viscosité, la densité et le point de fusion nécessaire au laitier pour être appliqué sur les parois du réacteur.

L'étape 7 illustre l'éclaboussement du laitier conditionné sur les parois du réacteur à l'aide d'azote, ce dernier ne réagissant pas chimiquement avec le laitier. L'étape 8 illustre le déversement du laitier excédentaire dans un pot à laitier acheminé sur un chariot. Le laitier résiduel demeure sur la paroi réfractaire et agit comme couche protectrice pour le prochain chargement. Cette couche joue un rôle crucial dans le maintien du réfractaire du réacteur en permettant de réduire notamment l'abrasion de la ferraille solide sur la paroi du convertisseur lors de son chargement. À l'étape 9, le réacteur est rebasculé en position de chargement et demeure en veille, en attente du renouvellement de son cycle de production.

Dans ce contexte, deux opportunités d'observation utiles surviennent. L'étape 6 offre une fenêtre d'une durée de quelques minutes permettant de mesurer l'état d'une partie de la crouste réfractaire après le procédé de conversion, donnant l'opportunité de remarquer certaines irrégularités et secteurs problématiques de la partie exposée. Cette étape est critique car elle permet de rendre compte du taux d'usure occasionné par les étapes précédentes et permet de rendre compte de l'état du réfractaire avant l'étape d'éclaboussement pour des fins de référence. L'étape 9 offre également une fenêtre d'une durée de quelques minutes permettant d'une part d'évaluer la qualité de l'éclaboussement du laitier et d'autre part d'inspecter le profil complet du réacteur avant le début de son

prochain cycle d'opération.

L'information pouvant être recueillie est critique en matière de rendement et de sécurité. Elle permettrait par exemple de déceler certaines irrégularités dans l'éclaboussement du laitier à l'étape 7 qui pourraient subséquemment créer des détachements de la paroi à l'étape 4 d'échantillonnage, exposant les opérateurs à des éclabousses. Elle permettrait de déceler des secteurs problématiques du briquetage réfractaire et de déclencher un arrêt d'urgence si les conditions d'opération étaient jugées non sécuritaires. Elle permettrait par ailleurs de recueillir des données statistiques sur l'usure du réfractaire après l'étape de conversion et d'évaluer la performance de l'étape d'éclaboussement afin d'ordonner la maintenance du réacteur à des moments opportuns, optimisant le rendement métallurgique du procédé. Elle permettrait finalement entre autres de compiler des statistiques quantitatives sur l'usure du réfractaire en général, donnant l'opportunité par exemple d'optimiser le type de réfractaire utilisé en fonction des grades travaillés.

Le dispositif peut être installé sur un chariot mobile de transfert pouvant être déplacé devant le convertisseur lors de l'étape 9. Le procédé peut être légèrement adapté dans l'échéancier de son cycle de repos pour accommoder l'étape de mesure du réfractaire selon les spécifications de durée d'acquisition, propres aux conditions d'opération. Le dispositif peut être fixé sur une paroi et utiliser un bouclier thermique actionné permettant de protéger l'équipement lors des éruptions survenant lors des chargements. L'équipement peut par ailleurs être encastré dans un boîtier où un circuit pneumatique de refroidissement à l'azote ou à l'air instrumental peut être acheminé à l'aide d'un tube de Ranque-Hilsh ; Xue (2012). Plusieurs autres scénarios de production semblables existent, par exemple dans les procédés secondaires de métallurgie de poche, et la disposition exacte d'une installation varie largement en fonction des sites et des procédés observés.

D'autres configurations d'observation du réfractaire et du trou de versement ont été réalisées, notamment en utilisant un chariot mobile agissant comme bouclier thermique

pour l'opérateur ; Minteq Inc. (2014), Schewinski (2015). Le capteur à balayage laser fonctionne par détection directe TOF et permet d'offrir un rendu 3D de la surface intérieure en 20s. Une structure d'acier inoxydable refroidie à l'eau encastre le capteur prémuni de la radiation par un double écran de protection en aluminium. La pulsation lumineuse est faite à 900nm. Un tel dispositif peut par ailleurs être encastré sur un bras actionneur permettant d'automatiser l'utilisation de l'équipement, éliminant la nécessité risquée d'utiliser un opérateur pour la prise de mesure.

## CHAPITRE 2

### PRINCIPES DE MESURE

Les techniques de détection présentées dans ce chapitre exploitent la nature configurée cyclique des signaux d’obturation et d’illumination du système afin de pouvoir performer une analyse spectrale de la corrélation issue du mélange optique survenant au niveau de l’intensificateur d’image ; Dorrington *et al.* (2007b), Payne (2008). Une enveloppe de modulation d’amplitude de fréquence radio de l’ordre de  $[5 - 100]$  MHz est appliquée au signal lumineux. Cette bande de fréquence possède une longueur d’onde calibrée avec l’échelle des portées requises par le système et agit dans les limites élargies du temps de réponse typique de l’intensificateur d’image utilisé. En prenant en compte le principe d’ambiguïté de la mesure survenant sur des déphasages  $\phi$  mesurés excédant  $2\pi$ , il est nécessaire a priori que la distance d’un point objet au plan image génère un déphasage inférieur à  $2\pi$ , ce qui représente par exemple une longueur d’onde de modulation de 60 m pour une portée maximale non-ambiguë de 30 m, représentant une fréquence de modulation minimale de 5 MHz.

Ces principes de mesure AMCW TOF indirects consistent à mélanger le signal optique réfléchi sur la cible avec le signal de l’oscillateur local du système, pilote de l’obturateur. Ce mélange se produit via la commutation du gain de l’intensificateur d’image, de telle sorte que le déphasage du signal de retour apparaisse dans le signal de corrélation résultant, lequel est échantillonné sur le capteur durant un grand nombre de cycles. Il est ainsi possible de calculer la portée de la cible selon la phase instantanée du signal lumineux résultant, évalué dans la série temporelle des valeurs d’intensité sur chaque pixel.

Dans cette analyse préliminaire, il est assumé que la réponse impulsionnelle temporelle du système optique est une fonction de Dirac. Toutefois, en pratique, diverses perturbations temporelles et délais surviennent entre autres au niveau de la génération des signaux, du circuit d’illumination et du circuit d’obturation. L’analyse du comportement temporel

de la mesure est individuelle à chaque pixel i.e. l'illumination reçue sur chaque pixel est indépendante et le système est assumé linéaire et invariant (LSI), en négligeant entre autres les effets de saturation. Il est par ailleurs assumé a priori que la modulation des signaux est sinusoïdale à des fins de simplicité d'analyse, malgré que cette condition soit généralisée au cours du chapitre. En effet, les signaux réels sont carrés, à bande passante limitée et ont une composante spectrale harmonique non-négligeable ce qui modifie les résultats à prévoir dans le cas idéal. Ce chapitre met de l'avant les approches de détection homodyne, hétérodyne, les résultats à prévoir et les implications de telles méthodes selon les contraintes d'opération du système.

## 2.1 Principe de détection homodyne

La distance  $z$  d'un point objet au plan focal du capteur en fonction du temps d'écho  $\Delta t$  de la lumière émise à partir du même plan s'écrit :

$$z = \frac{c\Delta t}{2} \quad (2.1)$$

où  $c$  est la vitesse de la lumière. Le temps de parcours  $\Delta t$  entre la source et le capteur s'écrit en fonction du déphasage de l'enveloppe de modulation  $\phi$  du signal d'illumination à fréquence  $f_i$  et fréquence angulaire  $\omega_i$  :

$$\Delta t = \frac{\phi}{2\pi f_i} = \frac{\phi}{\omega_i} \quad (2.2)$$

ce qui permet d'exprimer la distance  $z$  d'un objet réfléchissant l'énergie lumineuse en fonction de la phase de l'enveloppe selon :

$$z = \frac{c\phi}{2\omega_i} \quad (2.3)$$

La portée  $z_{\max}$  non-ambiguë atteignable survient alors lorsque  $\phi = 2\pi$ , représentant le déphasage maximal mesurable selon :

$$z_{\max} = \frac{c\pi}{\omega_i} = \frac{c}{2f_i} \quad (2.4)$$

La puissance optique émise  $P(t)$  peut s'écrire :

$$P(t) = \hat{P} [1 + m_i \sin(\omega_i t)] \quad (2.5)$$

où  $\hat{P}$  est la puissance moyenne du signal,  $m_i$  est l'index de modulation du signal d'illumination et  $\omega_i$  est sa fréquence angulaire. L'index de modulation  $m$  est un facteur d'échelle normalisé de l'étendue en amplitude  $A$  d'un signal de modulation périodique définit selon la relation suivante :

$$m = \frac{A_{\max} - A_{\min}}{A_{\min} + A_{\max}} \quad (2.6)$$

où, tel que décrit dans la figure 2.1,  $A_{\max}$  et  $A_{\min}$  décrivent respectivement l'amplitude maximale et minimale d'un signal. L'échelle d'amplitude est normalisée par rapport à l'amplitude maximale atteignable du signal. La puissance réfléchie  $P_\phi(t)$  est une trans-

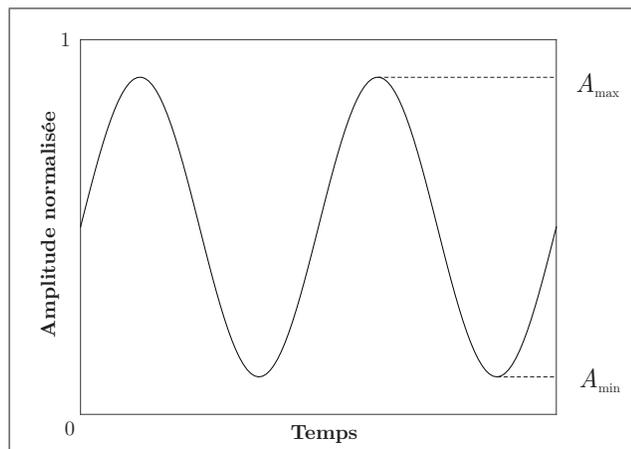


Figure 2.1 Description des paramètres d'un signal périodique permettant de définir son index de modulation

formation linéaire du signal émis avec un terme de déphasage  $\phi$  issu du temps de parcours du signal dans le medium optique.

$$P_\phi(t) = \hat{P}_\phi [1 + m_i \sin(\omega_i t - \phi)] \quad (2.7)$$

où  $\hat{P}_\phi$  est la puissance moyenne du signal réfléchi, prenant en compte  $\hat{P}$ , la décroissance de l'intensité lumineuse avec le carré de la distance, la réflectivité de l'objet, l'illumination passive et les paramètres du système.

Le signal réfléchi est alors amplifié et échantillonné. L'intensificateur d'image amplifie le signal optique incident selon sa fonction de gain  $G(t)$  :

$$G(t) = \hat{G} [1 + m_e \sin(\omega_e t)] \quad (2.8)$$

où  $\hat{G}$  est le gain moyen du circuit optique complet, avec  $m_e$  l'index de modulation du gain de l'intensificateur et  $\omega_e$  la fréquence angulaire de modulation. La détection est dite homodyne lorsque  $\omega_i = \omega_e = \omega$ . Le mode homodyne génère une fonction d'illumination résultante ayant a priori aucune dépendance temporelle. Tel que décrit par la suite, la dépendance temporelle doit être ajoutée artificiellement afin d'obtenir un signal échantillonnable.

En théorie, le signal à mesurer est issu du mélange des signaux générés par la modulation du gain de l'obturateur  $G(t)$  et le signal optique réfléchi  $P_\phi(t)$  par commutation. A priori, le déphasage  $\phi$  pourrait être mesuré directement en prenant de multiples échantillons du signal résultant puisqu'il contient le déphasage  $\phi$  donnant la mesure de distance. Cependant, l'intensité de la lumière réfléchie dépend de plusieurs facteurs dépendants de la prise de vue.

Ce nombre trop élevé de variables rend le déphasage de l'enveloppe impossible à déterminer en échantillonnant le signal résultant tel quel puisqu'il ne possède aucune dépendance

temporelle. Pour résoudre ce problème, il est donc nécessaire de prendre plusieurs mesures du signal résultant en déphasant le signal de modulation de l'obturateur en incréments angulaires constants. Un déphasage  $\theta$  propre à chaque image est introduit dans le signal de gain de l'intensificateur permettant ainsi de générer de multiples prises de vue de la phase du signal de retour.

En assumant que le ratio de multi-exposition est grand, i.e. la durée d'exposition intensifiée est faible par rapport à la durée de capture d'une image ou bien  $\tau_e \ll \tau_c$ , le signal résultant échantillonné correspond à la corrélation croisée discrète mais assumée continue  $I(\phi, \tau_\theta)$  du signal réfléchi et du gain optique en fonction de  $\tau_\theta$ , où  $\tau_\theta = -\frac{\theta}{\omega}$  représente le retard introduit dans le signal d'obturation déphasé  $G_\theta(t)$ .

En pratique, tel que présenté dans la section 2.1.1, le délai angulaire  $\theta$  est discrétisé et incrémenté par paliers à chaque nouvelle image. La fonction d'illumination mesurée est générée après avoir intégré sur un grand nombre de multi-expositions le produit du gain de l'obturateur  $G_\theta(t)$  et du signal réfléchi  $P_\phi(t)$  contenant le déphasage  $\phi$  selon la relation suivante :

$$I(\phi, \tau_\theta) = P_\phi(t) \otimes G_\theta(t) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T P_\phi(t) G(t + \tau_\theta) dt \quad (2.9)$$

où  $\otimes$  représente une opération de corrélation croisée. La fonction de gain déphasée  $G_\theta$  de l'intensificateur peut alors s'écrire selon :

$$G_\theta(t) = G(t + \tau_\theta) = \hat{G} \left[ 1 + m_e \sin(\omega t - \theta) \right] \quad (2.10)$$

En incorporant le déphasage  $\theta$  dans le signal de gain, cette fonction d'illumination contient l'information nécessaire pour calculer le déphasage  $\phi$  et les autres paramètres de la scène. Le signal résultant est échantillonné sur l'intervalle fini de temps  $\tau_c$  correspondant à la durée d'exposition d'une image, laquelle peut être de 5 à 6 ordres de grandeur supérieure à la période de modulation du signal  $\frac{2\pi}{\omega}$ . La fonction échantillonnée d'illumination peut

alors s'exprimer en fonction de  $\theta$  et être estimée sur un intervalle de capture d'image :

$$I(\phi, \theta) \approx \frac{1}{\tau_c} \int_0^{\tau_c} P_\phi(t) G_\theta(t) dt \quad (2.11)$$

Le grand ratio de multi-exposition permet de modéliser le capteur comme un filtre passe-bas. Les termes contenant des hautes fréquences sont filtrés durant l'échantillonnage. La fonction d'intensité lumineuse  $I$  après échantillonnage peut alors être simplifiée et s'écrire de la façon suivante, en exploitant l'identité trigonométrique  $\sin \alpha \sin \beta = \frac{\cos(\alpha - \beta) - \cos(\alpha + \beta)}{2}$  :

$$\begin{aligned} I(\phi, \theta) &= \frac{1}{\tau_c} \int_0^{\tau_c} P_\phi(t) \times G_\theta(t) dt \\ &= \frac{\hat{P}\hat{G}}{\tau_c} \int_0^{\tau_c} \left\{ 1 + \frac{1}{2} m_i m_e \left( \overbrace{\cos[(\omega_i - \omega_e)t + \theta - \phi]}^0 - \overbrace{\cos[(\omega_i + \omega_e)t - \theta - \phi]}^{\approx 0} \right) \right. \\ &\quad \left. + m_i \overbrace{\sin(\omega_i t - \phi)}^{\approx 0} + m_e \overbrace{\sin(\omega_e t - \theta)}^{\approx 0} \right\} dt \\ &\approx \hat{P}\hat{G} \left\{ 1 + \frac{1}{2} m_i m_e \cos(\theta - \phi) \right\} \\ &= A \cos(\theta - \phi) + B \end{aligned} \quad (2.12)$$

où les 3 paramètres de l'équation d'intensité lumineuse sont l'amplitude  $A$ , le décalage continu  $B$  et le déphasage  $\phi$ . Puisque  $\omega_i = \omega_e = \omega$ , la détection est homodyne et deux termes indépendants du temps subsistent. Le signal résultant est la somme des contributions du signal réfléchi multiplié par le gain du signal d'obturation sur une même image, laquelle est alors compilée  $N$  fois afin d'obtenir une série temporelle d'illumination qui permet de déduire le déphasage de l'enveloppe de modulation du signal qui à son tour donne la distance à l'objet pour le pixel en question.

Tel que décrit dans la figure 2.2, l'information de profondeur est contenue dans le déphasage  $\Delta t$  du signal réfléchi. Le déphasage introduit  $\theta_n$  de l'image  $n$  permet de prendre de multiples images de la phase du signal. La photocathode de l'intensificateur joue le

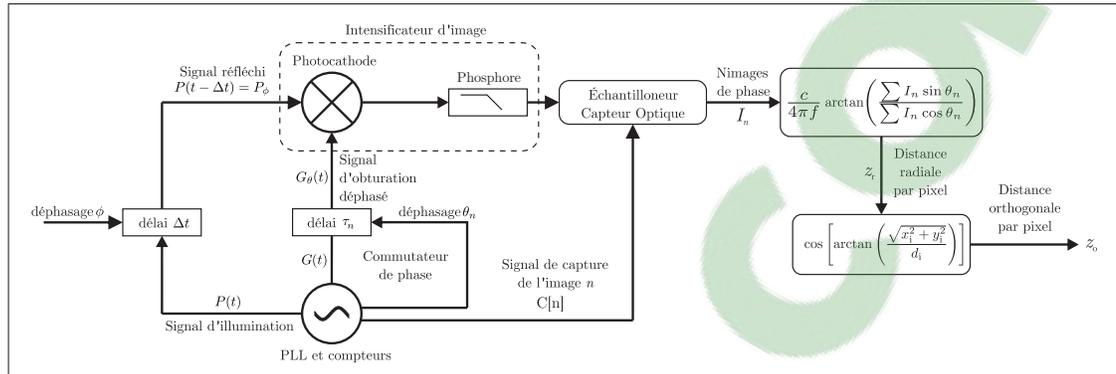


Figure 2.2 Schéma bloc des signaux principaux et du calcul de distance dans une prise de mesure homodyne.

rôle de mélangeur à commutation et l'écran au phosphore, combiné avec le photodétecteur, agissent comme un filtre passe bas permettant d'éliminer la fréquence de battement supérieure  $\omega_i + \omega_e = 2\omega$ .  $N$  images de phase sont alors produites et le calcul de distance sur la série d'images et une transformation orthogonale subséquente sont par la suite effectués.

### 2.1.1 Analyse par transformée de Fourier

Un nombre  $N$  d'images sont prises dans une mesure complète. La phase du gain de l'intensificateur  $\theta$  est incrémenté de  $\Delta\theta = 2\pi/N$  radians à chaque image  $n$  de telle sorte que  $\theta_n = \frac{2\pi n}{N} = n\Delta\theta$  demeure constant le long de l'intégration d'une image. La fonction d'intensité lumineuse  $I_n$  à l'image  $n$ , ( $n = 0 \dots N - 1$ ) est donc :

$$I_n = A \cos(\theta_n - \phi) + B \quad (2.13)$$

La série échantillonnée de valeurs d'illumination  $I_n$  contient l'information de distance pour chaque pixel. Il est alors possible d'exprimer le premier créneau de fréquences de la

DFT i.e. *Discrete Fourier Transform*  $F_N[1]$  des  $N$  échantillons :

$$\begin{aligned}
 F_N[1] &= \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{n=0}^{N-1} I_n e^{-\frac{2\pi i n}{N}} \\
 &= \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{n=0}^{N-1} I_n e^{-i\theta_n} \\
 &= \frac{1}{\sqrt{N}} \left[ \sum_{n=0}^{N-1} I_n \cos \theta_n - i \sum_{n=0}^{N-1} I_n \sin \theta_n \right]
 \end{aligned} \tag{2.14}$$

Le facteur  $\frac{1}{\sqrt{N}}$  est un facteur de normalisation qui par convention rend la transformation unitaire par rapport à son inverse. Il n'est pas nécessaire de calculer le spectre de Fourier complet puisque les inconnues  $A$  et  $\phi$  peuvent se calculer directement à partir de l'amplitude et de la phase du premier créneau de fréquences alors que le décalage  $B$  représente le terme continu.

$$\phi = \arg(F_N) = \arctan \left( \frac{\text{Im}\{F_N\}}{\text{Re}\{F_N\}} \right) = \arctan \left( \frac{\sum I_n \sin \theta_n}{\sum I_n \cos \theta_n} \right) \tag{2.15}$$

$$A = \sqrt{\text{Im}\{F_N\}^2 + \text{Re}\{F_N\}^2} = \frac{2}{N} \sqrt{\left[ \sum I_n \sin \theta_n \right]^2 + \left[ \sum I_n \cos \theta_n \right]^2} \tag{2.16}$$

$$B = \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N-1} I_n \tag{2.17}$$

Le facteur  $\frac{2}{N} = \frac{1}{\sqrt{N}} \frac{2}{\sqrt{N}}$  dans l'amplitude  $A$  provient du facteur de conversion entre l'amplitude du créneau de Fourier discret et l'amplitude réelle de la fonction échantillonnée ; Dieckmann (2014).

Les signaux de commande manifestent de la gigue, notamment dans le circuit de la caméra et de l'illumination, et la réponse de l'équipement occasionne des délais pouvant rendre l'échantillonnage non-uniforme. Afin de cibler exclusivement le premier créneau de fréquences contenant le signal fondamental, de l'interpolation spectrale peut être faite dans la DFT en incorporant des zéros dans la série d'intensité lumineuse ; Tsui (2004). Cette approche permet d'augmenter la définition spectrale de la transformée de Fourier si l'échantillonnage est suffisant. En effet, en théorie, une série échantillonnée exactement

avec un nombre entier uniforme d'images par période ne nécessiterait pas d'interpolation spectrale puisque la fréquence du signal serait entièrement contenue sur un des créneaux de fréquence, or cette condition ne survient pas nécessairement en pratique.

Il en découle qu'il est nécessaire de synchroniser et de calibrer précisément le signal de capture de la caméra afin de pouvoir utiliser les équations 2.15 à 2.17 directement. La DFT permet d'exprimer les paramètres à calculer de façon arithmétiquement simple. Pour des applications où le calcul de distance se produit en temps réel, l'équation de phase 2.15 est la plus complexe à calculer puisqu'elle représente un produit interne suivi d'une fonction tangente inverse nécessitant l'utilisation de tables de référence. Il demeure toutefois nécessaire de générer un signal de capture  $C(t)$  tel que présenté dans la figure 2.2, permettant d'assurer la synchronisation des signaux.

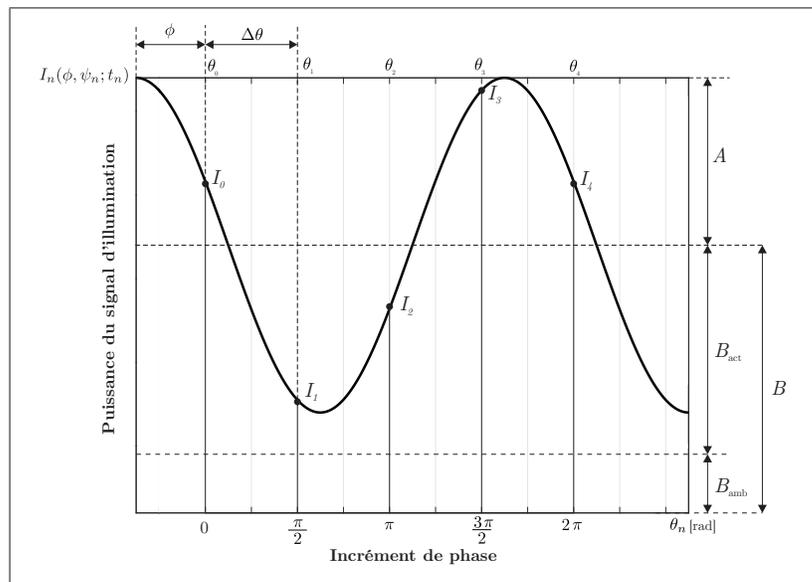


Figure 2.3 Représentation de la corrélation croisée homodyne des deux signaux pilotes du système.

La figure 2.3 représente la corrélation croisée homodyne des deux signaux pilotes du système  $G_\theta(t)$  et  $P_\phi(t)$  en fonction du déphasage  $\theta_n$  introduit dans l'image  $n$ , échantillonnée quatre fois par cycle à incréments angulaires constants de  $\frac{\pi}{2}$ .

Trois images par cycle seraient suffisantes pour éviter les effets de repliement de spectre selon le théorème d'échantillonnage de Nyquist-Shannon, mais il est plus simple d'utiliser des incréments angulaires pairs de la fréquence de modulation. Dans un contexte d'acquisition rapide et particulièrement pour des applications en temps réel,  $N = 4$  est généralement utilisé de par la simplicité de l'implémentation logique des circuits digitaux et de par la simplification des valeurs de sinus et cosinus à  $\{-1, 0, 1\}$  dans les paramètres de l'équation d'intensité lumineuse ; Nellums *et al.* (2006). Cependant, afin d'augmenter la résolution angulaire et donc la précision de la mesure, il est possible de prendre davantage d'images de phase, améliorant la qualité de l'échantillonnage. En utilisant  $N = 4$  l'on obtient les expressions suivantes pour les 3 inconnues de la fonction d'illumination et pour la profondeur radiale  $z_r$  :

$$\phi = \arctan\left(\frac{I_1 - I_3}{I_0 - I_2}\right) \quad (2.18)$$

$$A = \frac{1}{2}\sqrt{(I_3 - I_1)^2 + (I_0 - I_2)^2} \quad (2.19)$$

$$B = \frac{I_0 + I_1 + I_2 + I_3}{4} \quad (2.20)$$

$$z_r = \frac{c\phi}{2\omega} = \frac{c}{2f} \left( \frac{\phi}{2\pi} + q \right) \quad q \in \mathbb{N} \quad (2.21)$$

L'entier positif  $q$  découle de l'ambiguïté survenant dans la mesure du déphasage  $\phi$ , lequel ne peut distinguer une distance  $z$  d'une distance  $z \pm \frac{qc}{2f_i} = z \pm \frac{q\lambda_i}{2}$ ,  $z > 0$ ,  $q \in \mathbb{N}$ . La section 2.5 est dédiée à ce problème.

## 2.2 Principe de détection hétérodyne

Le principe de détection hétérodyne exploite l'information contenue dans la fréquence de battement générée par le mélange optique des signaux lorsqu'un léger décalage de fréquences est introduit entre le signal d'obturation et le signal d'illumination. Le signal émis  $P(t)$  se conforme au même modèle que décrit dans le cas homodyne. De la même

façon, le signal réfléchi  $P_\phi(t)$  est identique, où  $\phi$  représente le déphasage de l'enveloppe de modulation réfléchie par rapport au signal d'illumination émis.

$$P(t) = \hat{P}[1 + m_i \sin(\omega_i t)] \quad (2.5)$$

$$P_\phi(t) = \hat{P}_\phi[1 + m_i \sin(\omega_i t - \phi)] \quad (2.7)$$

En pratique, les signaux de gain et d'illumination sont générés à partir de la même boucle à phase asservie i.e. *Phase-Locked Loop* (PLL), laquelle produit un signal de modulation à fréquence  $\omega_i$ , tel que décrit en section 4.3.3. Il est alors naturel d'exprimer le signal de gain en fonction de la fréquence  $\omega_i$  selon une relation équivalente à l'équation 2.8 :

$$G(t) = \hat{G}[1 + m_e \sin(\omega_i t)] \quad (2.22)$$

De la même façon que décrit en section 2.1, le déphasage  $\phi$  ne peut être mesuré qu'en faisant varier le signal de gain par rapport au signal d'illumination réfléchi. La modulation hétérodyne se distingue de sa contrepartie homodyne dans la mesure ou au lieu d'introduire un déphasage  $\theta_n$  constant et variant d'une image à l'autre dans le gain de l'obturateur, un déphasage linéaire  $\psi(t)$  est introduit dans le signal de gain, donnant lieu à un signal de gain  $G_\psi(t)$  de fréquence angulaire  $\omega_e < \omega_i$ . Il est alors possible d'exprimer le signal de gain  $G_\psi(t)$  de façon analogue au cas homodyne selon la relation :

$$G_\psi(t) = G(t + \tau_\psi) = \hat{G}[1 + m_e \sin(\omega_e t)] \quad (2.23)$$

où  $\tau_\psi$  représente le délai temporel introduit dans  $G_\psi$ .

La détection est dite hétérodyne lorsque  $\omega_i - \omega_e = \omega_b > 0$ , où  $\omega_b$  représente la fréquence angulaire de battement et où  $\psi(t) = \omega_b t$  représente sa phase à distance nulle, étant elle-même nulle à l'instant initial  $t_0$ . La fréquence angulaire du signal de gain  $G_\psi$  peut alors

s'écrire :

$$\omega_e = \omega_i - \frac{d\psi}{dt} = \omega_i - \omega_b \quad (2.24)$$

Le déphasage relatif du signal de gain par rapport au signal d'illumination  $\psi$  possède une dépendance temporelle représentée par un délai  $\tau_\psi$  illustrant le retard temporel de la fonction de gain par rapport au signal d'illumination de fréquence angulaire  $\omega_i$  selon :

$$\tau_\psi = -\frac{\psi(t)}{\omega_i} = \left(\frac{\omega_e}{\omega_i} - 1\right)t \quad (2.25)$$

Il est possible de remarquer via l'équation 2.24 que  $\omega_b = 0$  implique que  $\tau_\psi = 0$ , ce qui illustre un cas homodyne. De la même façon, si le signal d'exposition intensifiée est stationnaire, notamment si  $\omega_e = 0$ ,  $\tau_\psi = -t$ . Cette technique est revisitée en section 4.3.3 et permet d'émuler le signal d'exposition intensifiée via un chirp linéaire issu d'un déphasage discret  $\psi_i$  d'itération  $i$  sur une PLL par commutation de phase produisant ainsi une modulation quasi-hétérodyne i.e. discrétisée.

En rappelant l'équation 2.9, il est possible d'exprimer le signal résultant échantillonné  $I(\phi, \psi; t)$  par une relation de corrélation croisée équivalente. Cependant, le signal d'illumination résultant présente cette fois-ci une dépendance temporelle puisqu'il existe une différence de fréquence entre les signaux  $P_\phi$  et  $G_\psi$ . La fonction d'intensité lumineuse est alors fonction du délai temporel relatif  $\tau_\psi$  fonction linéaire du temps selon une relation de corrélation-croisée pouvant être exprimée selon :

$$I(\phi, \tau_\psi; t) = P_\phi(t) \otimes G_\psi(t) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T P_\phi(t) G(t + \tau_\psi) dt \quad (2.26)$$

Cependant, cette intégrale ne peut être calculée sous cette forme, notamment de par la dépendance temporelle du délai  $\tau_\psi$  avec  $t$ . En effet, il est impossible d'évaluer cette relation en gardant  $\tau_\psi$  constant. Il est alors nécessaire d'estimer le résultat sur un créneau de phase de largeur  $\psi(\tau_c)$ , représentant le différentiel dans la phase  $\psi$  lors de la prise d'une image. Puisque  $\psi(t)$  est linéaire, l'équation 2.26 peut être estimée à l'instant médian  $t_n$

de la prise de l'image  $n$  en posant l'intégrale entre les bornes de phase  $\psi$  dépendantes du temps et séparées par l'incrément de phase survenant lors d'une intégration d'image d'une durée  $\tau_c$ .

L'intégrale devient alors un estimé moyenné  $I_n$  de la corrélation croisée et peut être exprimée en fonction de  $\psi_n$  représentant la phase médiane du battement dans l'image selon la relation suivante :

$$I_n(\phi, \psi_n; t_n) \approx \frac{1}{\psi(\tau_c)} \int_{\psi(t_n - \frac{\tau_c}{2})}^{\psi(t_n + \frac{\tau_c}{2})} P_\phi(t) G_\psi(t) d\psi(t) \quad (2.27)$$

Tel que décrit davantage dans la section 4.4.1, de par la nature des capteurs CMOS permettant une période de transition intra-image quasi-simultanée, il peut être assumé à toutes fins pratiques que  $\psi(\tau_c) = \omega_b \tau_c \approx \Delta\psi$ . Le différentiel de phase  $\Delta\psi$  du signal de battement le long d'une période d'intégration d'image en fonction de la fréquence angulaire de battement  $\omega_b$  et de la fréquence de capture de la caméra  $f_c$  peut alors s'écrire de la façon suivante :

$$\Delta\psi = \frac{\omega_b}{f_c} = \frac{2\pi f_b}{f_c} \quad (2.28)$$

La longue période d'intégration du capteur et le phosphore de l'intensificateur agissent comme un filtre passe-bas. En exploitant la même identité que présentée dans l'équation 2.12, la fonction d'intensité lumineuse continue, avant d'être intégrée sur le pixel peut alors s'écrire :

$$\begin{aligned} P_\phi(t) \times G_\psi(t) &= \hat{P}\hat{G} \left\{ 1 + \frac{1}{2} m_i m_e \left[ \overbrace{\cos((\omega_i - \omega_e)t - \phi)}^{\omega_b} - \overbrace{\cos((\omega_i + \omega_e)t - \phi)}^{\approx 0} \right] \right. \\ &\quad \left. + \overbrace{m_i \sin(\omega_i t - \phi)}^{\approx 0} + \overbrace{m_e \sin(\omega_e t)}^{\approx 0} \right\} \\ &\approx \hat{P}\hat{G} \left\{ 1 + \frac{1}{2} m_i m_e \cos(\omega_b t - \phi) \right\} \\ &= A \cos(\psi(t) - \phi) + B \end{aligned} \quad (2.29)$$

Il est donc possible d'utiliser l'équation 2.27 afin de calculer la fonction d'intensité lumineuse  $I_n$  de l'image  $n$  en intégrant la fonction d'intensité lumineuse le long d'une exposition du capteur selon la même approche que pour la technique homodyne. En définissant  $\psi_n = n\Delta\psi + \frac{\Delta\psi}{2}$  comme étant la phase médiane du signal de battement durant la période d'intégration de l'image  $n$ , notamment  $t_n = \frac{n}{f_c} + \frac{\tau_c}{2} \approx n\tau_c + \frac{\tau_c}{2}$ , il est alors possible de définir l'illumination moyenne perçue par le pixel le long d'une période d'intégration entre les phases  $\psi_{\pm} = \psi_n \pm \frac{\Delta\psi}{2}$  du battement.

En rappelant que  $\psi(t)$  est linéaire le long de l'intervalle d'intégration  $\psi_{\pm}$  et en utilisant l'identité trigonométrique  $\sin(\alpha + \beta) - \sin(\alpha - \beta) = 2\cos\alpha\sin\beta$ , il est possible de résoudre l'intégrale d'échantillonnage suivante :

$$\begin{aligned}
I_n(\phi, \psi_n; t_n) &= \frac{1}{\Delta\psi} \int_{\psi_-}^{\psi_+} [A \cos(\psi(t) - \phi) + B] d\psi(t) \\
&= \frac{A}{\Delta\psi} \left[ \sin\left(\psi_n + \frac{\Delta\psi}{2} - \phi\right) - \sin\left(\psi_n - \frac{\Delta\psi}{2} - \phi\right) + B\Delta\psi \right] \\
&= \frac{2A}{\Delta\psi} \left[ \sin\left(\frac{\Delta\psi}{2}\right) \cos(\psi_n - \phi) \right] + B \\
&= A \operatorname{sinc}\left(\frac{\Delta\psi}{2}\right) \cos(\psi_n - \phi) + B
\end{aligned} \tag{2.30}$$

Le facteur de normalisation  $\frac{1}{\Delta\psi}$  élimine la dépendance entre le terme continu  $B$  et l'incrément de phase  $\Delta\psi$  de la fonction d'illumination. L'amplitude de l'intensité lumineuse  $I_n$  résultante est multipliée par un facteur  $\operatorname{sinc}\left(\frac{\Delta\psi}{2}\right)$  issu du fait qu'il s'agit de l'échantillonnage d'une fonction périodique par une fonction rectangulaire. Cette remarque est renchérie davantage dans la section 2.3. En effet, il est possible de remarquer que la détection devient homodyne dans la mesure où  $\lim_{\Delta\psi \rightarrow 0} \operatorname{sinc}\left(\frac{\Delta\psi}{2}\right) = 1$ , correspondant à un échantillonnage par une fonction  $\delta$  dans le référentiel du signal de corrélation.

La figure 2.4 décrit la distribution de l'intensité lumineuse du mélange des deux signaux pilotes du système,  $P_{\phi}(T)$  et  $G_{\psi}(t)$ , en fonction de la phase du signal de battement

$\psi(t)$ . La détection est hétérodyne et échantillonnée à incréments angulaires constants de  $\Delta\psi = \frac{2\pi f_b}{f_c} = \frac{\pi}{2}$ . Notamment,  $\frac{f_b}{f_c} = \frac{1}{4}$ , représentant quatre images par période de battement. La plage angulaire d'intégration d'une image s'étend de  $\psi_-$  à  $\psi_+$  représentant une plage angulaire  $\psi(\tau_c)|_{\omega_b} \approx \Delta\psi$ .

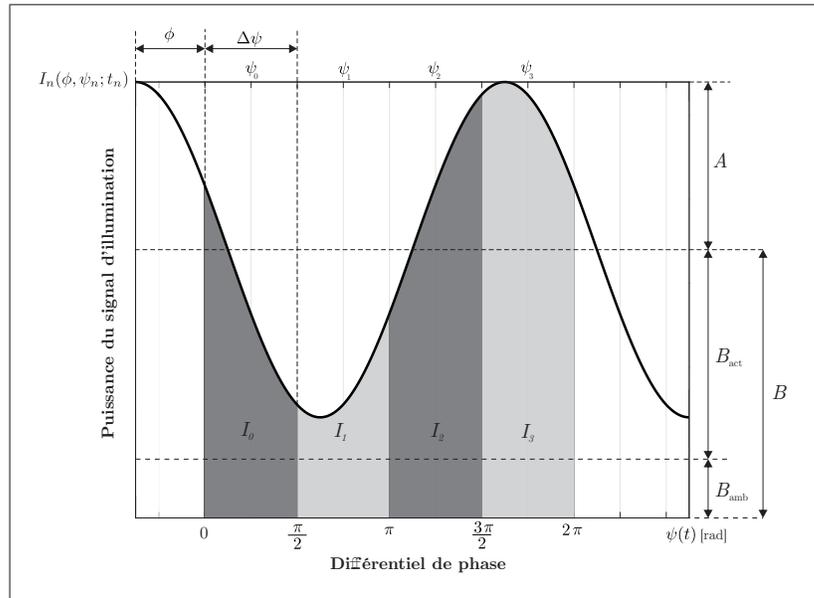


Figure 2.4 Représentation de l'échantillonnage de la corrélation croisée hétérodyne des deux signaux de mesure du système  $G_\psi(t)$  et  $P_\phi(T)$ .

Cette fonction d'intensité lumineuse peut être échantillonnée de façon à retrouver  $\phi$  dans la mesure où une séquence vidéo d'au moins 3 images d'un cycle complet sont prises et qu'un nombre entier de périodes de battement soit pris par série d'échantillons.

### 2.2.1 Analyse par moindres carrés

Puisque  $\psi$  est linéaire, une approche alternative à l'analyse de Fourier peut être utilisée afin de déduire les paramètres à déterminer de la fonction résultante d'illumination, soit  $A$ ,  $B$  et  $\phi$ ; Thompson (2009), Greivenkamp (1984). En exploitant l'identité trigonomé-

trique  $\cos(\alpha - \beta) = \cos \alpha \cos \beta + \sin \alpha \sin \beta$ , il est possible d'exprimer la fonction d'intensité discrétisée résultante de la façon suivante :

$$I_n = A \cos(\psi_n - \phi) + B = A \cos \phi \cos \psi_n + A \sin \phi \sin \psi_n + B \quad (2.31)$$

Le facteur  $\text{sinc}\left(\frac{\Delta\psi}{2}\right)$  est inclu dans  $A$  car il est indépendant de  $\phi$  et  $\psi_n$ . Une analyse des moindres carrés peut être faite en minimisant l'erreur quadratique sur la somme  $\sigma_q$  :

$$\sigma_q = \sum_{n=1}^N (B + A \cos \psi_n \cos \phi + A \sin \psi_n \sin \phi - I_n)^2 \quad (2.32)$$

En posant les dérivées partielles de cette fonction d'erreur par rapport aux trois variables  $B$ ,  $A \cos \phi$  et  $A \sin \phi$  égales à zéro :

$$\frac{\partial \sigma}{\partial B} = \frac{\partial \sigma}{\partial (A \cos \phi)} = \frac{\partial \sigma}{\partial (A \sin \phi)} = 0 \quad (2.33)$$

il est possible d'obtenir le système d'équations suivant :

$$\mathbf{A}(\psi_n) \begin{pmatrix} B \\ A \cos \phi \\ A \sin \phi \end{pmatrix} = \mathbf{B}(\psi_n) \quad (2.34)$$

avec :

$$\mathbf{A}(\psi_n) = \begin{pmatrix} N & \Sigma \cos \psi_n & \Sigma \sin \psi_n \\ \Sigma \cos \psi_n & \Sigma \cos^2 \psi_n & \Sigma \cos \psi_n \sin \psi_n \\ \Sigma \sin \psi_n & \Sigma \cos \psi_n \sin \psi_n & \Sigma \sin^2 \psi_n \end{pmatrix} \quad (2.35)$$

et avec :

$$\mathbf{B}(\psi_n) = \begin{pmatrix} \Sigma I_n \\ \Sigma I_n \cos \psi_n \\ \Sigma I_n \sin \psi_n \end{pmatrix} \quad (2.36)$$

Il est alors possible d'exprimer les variables contenant les inconnues à calculer de la façon suivante, notamment en inversant  $\mathbf{A}$  :

$$\begin{pmatrix} B \\ A \cos \phi \\ A \sin \phi \end{pmatrix} = \mathbf{A}^{-1}(\psi_n) \mathbf{B}(\psi_n) \quad (2.37)$$

En effet, puisque l'incrément de phase est linéaire et échelonné sur un multiple entier d'au moins un cycle complet, les matrices  $\mathbf{A}$  et  $\mathbf{A}^{-1}$  sont diagonales de par les relations d'orthogonalité des fonctions sin et cos. Sur des cycles complets,  $\sum \cos^2 \psi_n = \sum \sin^2 \psi_n \approx \frac{N}{2}$ . Les matrices  $\mathbf{A}$  et  $\mathbf{A}^{-1}$  peuvent alors se simplifier et s'écrire :

$$\mathbf{A}^{-1}(\psi_n) \approx \begin{pmatrix} N & 0 & 0 \\ 0 & \frac{N}{2} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{N}{2} \end{pmatrix}^{-1} = \begin{pmatrix} \frac{1}{N} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{2}{N} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{2}{N} \end{pmatrix} \quad (2.38)$$

En calculant qu'une seule fois  $\mathbf{A}^{-1}$  par prise de mesure complète et en calculant  $\mathbf{B}$  qu'une seule fois par image, il est alors possible de résoudre le système d'équations posé en 2.37 et d'obtenir les paramètres de la corrélation de façon analogue à la méthode par transformée de Fourier présentée dans la section 2.1.1 précédente :

$$\phi = \arctan \frac{\sum I_n \sin \psi_n}{\sum I_n \cos \psi_n} \quad (2.39)$$

$$A = \frac{2}{N} \sqrt{\left[ \sum I_n \sin \psi_n \right]^2 + \left[ \sum I_n \cos \psi_n \right]^2} \quad (2.40)$$

$$B = \frac{1}{N} \sum I_n \quad (2.41)$$

Les paramètres  $A$ ,  $B$ , et  $\phi$  se réfèrent aux trois paramètres de la corrélation croisée entre les deux signaux de façon analogue aux équations 2.15 à 2.17, tel que décrit en section 2.1. La somme sur l'ensemble des  $N$  images est implicite.

Il est essentiel qu'un nombre entier de périodes de battement soit pris par série d'échan-

tillons afin que le signal puisse être traité adéquatement. Notamment, si cette considération n'est pas respectée, la matrice  $\mathbf{A}$  n'est pas diagonale et l'équation 2.37 ne peut être simplifiée. De la même façon que présentée dans l'approche par DFT, il demeure entre autres important de synchroniser la capture d'image de la caméra avec une référence connue dans le signal de battement afin de ne pas générer de décalage arbitraire dans la mesure de phase, compromettant la mesure absolue de profondeur. Il est alors utile de générer un signal de battement de référence qui est comparé au signal de battement mesuré afin d'obtenir une référence absolue.

La différence majeure entre les modes de détection homodyne et hétérodyne présentés est dans la méthode d'échantillonnage. Une des conséquences majeures de l'approche hétérodyne est dans l'apparition d'un sinus cardinal dans l'amplitude du signal, agissant comme un filtre passe-bas et réduisant le contraste de modulation de l'harmonique fondamentale. Tel que décrit dans la section suivante, en augmentant le nombre d'échantillons par cycle de battement, la méthode hétérodyne peut offrir un rendement supérieur par rapport à sa contrepartie homodyne grâce au processus de filtrage apparaissant dans la méthode de détection.

### 2.3 Comportement Harmonique

Les signaux pilotes du système sont générés à partir d'une boucle à phase asservie i.e *Phase-locked Loop* (PLL) et sont exposés à plusieurs non-linéarités. Une logique de détection appropriée est nécessaire afin d'aider à prémunir le système contre les effets de gigue et de sur-oscillation qui altèrent la qualité des signaux et par conséquent la résolution de phase. De la même façon, la réponse dynamique du module d'illumination, de l'intensificateur d'image et des autres composantes du système génèrent des délais et comportent des non-linéarités qui influencent directement la précision de la mesure. Il est important de concevoir le système de façon à pouvoir minimiser les impuretés spectrales.

En pratique, les signaux de modulation générés ont pour objectif d'être rectangulaires. Cette approche permet entre autres de maximiser l'index de modulation du signal résultant puisque les signaux sont à leur valeur maximale pour la totalité de leur période active. Les signaux peuvent être développés en leur série de Fourier ; Frank *et al.* (2009), Jongenelen (2008). Puisque la fonction a pour objectif d'être rectangulaire, elle peut être assumée impaire et la puissance réfléchiée sur la cible peut alors s'écrire selon la série :

$$P_\phi(t) \approx \hat{P} \left[ 1 + \sum_{k=1}^{\infty} m_{ki} \sin(k\omega_i t - k\phi) \right] \quad (2.42)$$

où  $m_{ki}$  est l'index de modulation du signal de puissance réfléchiée d'ordre harmonique  $k$  et  $\omega_i$  la fréquence angulaire fondamentale attitrée du signal d'illumination. De la même façon, le gain résultant du capteur en mode hétérodyne peut s'écrire :

$$G_\psi(t) \approx \hat{G} \left[ 1 + \sum_{k=1}^{\infty} m_{ke} \sin(k\omega_e t) \right] \quad (2.43)$$

où  $m_{ke}$  est l'index de modulation du signal de gain de l'intensificateur d'ordre harmonique  $k$  et  $\omega_e$  la fréquence angulaire fondamentale attitrée.

En théorie, une onde carrée implique que  $m_k = 0$  pour  $k = 2, 4, 6, \dots$  mais cette condition n'existe pas en pratique et l'analyse subséquente en fait abstraction par souci de généralité. Une sélection arbitraire de l'index de modulation de chaque composante harmonique permet donc de généraliser l'analyse à des cas plus réalistes de modulation. Il est alors possible de remarquer que la corrélation croisée des deux signaux génère un signal contenant des harmoniques si et seulement si ces ordres harmoniques se retrouvent simultanément dans les deux signaux  $P_\phi(t)$  et  $G_\psi(t)$ .

En effet, tel que décrit dans les équations 2.44 à 2.46, si l'index de modulation  $m_{ki}$  ou  $m_{ke}$  est nul pour une harmonique  $k$ , l'amplitude  $A_k$  de la fonction échantillonnée est aussi nulle à celle harmonique. De la même façon que décrit dans les sections précédentes, l'équation d'intensité lumineuse en fonction de la phase du battement peut se développer

de la façon suivante :

$$\begin{aligned}
I(\phi, \psi; t) &= P_\phi(t) \times G(t) \\
&= \hat{P}\hat{G} \left[ 1 + \sum_{k=1}^{\infty} m_{ki} \sin(k\omega_i t - k\phi) \right] \cdot \left[ 1 + \sum_{k=1}^{\infty} m_{ke} \sin(k\omega_e t) \right] \\
&= \hat{P}\hat{G} \left\{ 1 + \frac{1}{2} m_{1i} m_{1e} \left[ \cos\left(\overbrace{(\omega_i - \omega_e)t - \phi}^{\omega_b}\right) - \cos\left((\omega_i + \omega_e)t - \phi\right) \right] \right. \\
&\quad + m_{1i} \sin(\omega_i t - \phi) + m_{1e} \sin(\omega_e t) \\
&\quad + \frac{1}{2} m_{1i} m_{2e} \left[ \cos\left((\omega_i - 2\omega_e)t - \phi\right) - \cos\left((\omega_i + 2\omega_e)t - \phi\right) \right] \\
&\quad + \frac{1}{2} m_{2i} m_{1e} \left[ \cos\left((2\omega_i - \omega_e)t - 2\phi\right) - \cos\left((2\omega_i + \omega_e)t - 2\phi\right) \right] \\
&\quad + \frac{1}{2} m_{2i} m_{2e} \left[ \cos\left(\overbrace{(2\omega_i - 2\omega_e)t - 2\phi}^{2\omega_b}\right) - \cos\left((2\omega_i + 2\omega_e)t - \phi\right) \right] \\
&\quad + m_{2i} \sin(2\omega_i t - 2\phi) + m_{2e} \sin(2\omega_e t) \\
&\quad \left. + \dots \right\} \tag{2.44}
\end{aligned}$$

En développant le produit dans l'équation 2.44 en suivant un raisonnement analogue à l'équation 2.12 et 2.29, seuls les termes statiques ou contenant la fréquence de battement sont conservés. Tous les termes contenant exclusivement des fréquences de l'ordre de grandeur des fréquences de modulation du système sont imperceptibles par le capteur de par sa longue période d'intégration relative aux fréquences de modulation impliquées.

L'équation d'intensité lumineuse avant d'être intégrée sur le capteur peut alors se simplifier et s'écrire de la façon suivante :

$$\begin{aligned}
I(\phi, \psi; t) &\approx \hat{P}\hat{G} \left\{ 1 + \sum_{k=1}^{\infty} \frac{m_{ki} m_{ke} \cos(k\psi(t) - k\phi)}{2} \right\} \\
&= A \sum_{k=1}^K m_k \cos(k\psi(t) - k\phi) + B \tag{2.45}
\end{aligned}$$

Dans le cas général, le signal réel périodique d'intensité lumineuse peut être représenté par la somme des contributions de ses  $K$  harmoniques. L'ordre harmonique  $K$  est borné par

la bande passante du système de vision. Cette relation indique que le signal de battement contient des harmoniques du même ordre que celles présentes dans le signal d'illumination et le signal de gain du capteur. Une corrélation croisée simili-triangulaire avec  $k \in \mathbb{N}$  est obtenue dans le cas réel. En prenant  $k$  exclusivement impair tel que par exemple dans le cas d'une modulation purement rectangulaire, la corrélation génère un signal de battement triangulaire possédant les mêmes harmoniques que les signaux d'illumination réfléchi et de gain.

De la même façon que décrit précédemment dans l'équation 2.30, il est alors possible d'exprimer la fonction d'intensité lumineuse  $I_n$  de l'image  $n$  entre les bornes  $\psi_{\pm}$  de la phase du battement, en prenant compte de la contribution des harmoniques d'ordre  $k$  présentes dans le signal d'intérêt de la façon suivante :

$$\begin{aligned} I_n(\phi, \psi_n; t_n) &= \frac{1}{\Delta\psi} \int_{\psi_-}^{\psi_+} \left[ A \sum_{k=1}^K m_k \sin(k\psi(t) - k\phi) + B \right] d\psi(t) \\ &= \sum_{k=1}^K A_k \operatorname{sinc} \left( \frac{k\Delta\psi}{2} \right) \cos(k\psi_n - k\phi) + B \end{aligned} \quad (2.46)$$

Chaque harmonique contribue à l'erreur sur  $I_n$  et ont une influence sur le calcul de phase. Puisque la corrélation hétérodyne dépend du temps, sa fonction d'échantillonnage présente une influence supplémentaire sur l'amplitude des harmoniques repliées ; Dorrington *et al.* (2008).

Notamment, en suivant un raisonnement analogue, la méthode homodyne développée en section 2.1 donnant lieu à l'équation 2.13 peut être généralisée en incluant le contenu harmonique des signaux  $P_{\phi}(t)$  et  $G_{\theta}(t)$  tel que présenté dans les équations 2.42 et 2.43

afin d'obtenir la relation suivante :

$$\begin{aligned} I_n(\phi, \theta_n) &= \frac{1}{\tau_c} \int_0^{\tau_c} \left[ A \sum_{k=1}^K m_k \sin(k\theta_n - k\phi) + B \right] d(t) \\ &= \sum_{k=1}^K A_k \cos(k\theta_n - k\phi) + B \end{aligned} \quad (2.47)$$

Dans le cas hétérodyne tel que présenté dans l'équation 2.46, la différence de fréquence des deux signaux causée par le différentiel de phase linéaire  $\psi$  génère un signal de corrélation variant dans le temps et sa fonction échantillonnage peut alors être représentée par une fonction rectangle de largeur  $\tau_c$  dans le domaine temporel. En assumant que  $\tau_c \approx \frac{1}{f_c}$ , il est possible de remarquer directement l'influence de cette fonction d'échantillonnage sur la fréquence du signal d'intérêt  $f$  dans le domaine fréquence :

$$\mathcal{F} \left[ \frac{1}{\tau_c} \Pi \left( \frac{t}{\tau_c} \right) \right] = \text{sinc}(\pi f \tau_c) = \text{sinc} \left( \frac{k\pi f_b}{f_c} \right) = \text{sinc} \left( \frac{k\Delta\psi}{2} \right) \quad (2.48)$$

Il peut alors être remarqué que le signal est filtré par un sinus cardinal dans le domaine fréquence dépendant de la fréquence de battement  $f_b$ , de la fréquence de capture de la caméra  $f_c$  et de l'harmonique  $k$ . Il est important de noter en revanche que dans le cas homodyne, la fonction d'échantillonnage de la corrélation peut être exprimée comme une fonction  $\delta$  centrée à l'origine puisque le signal est stationnaire sur chaque échantillon. Comparativement à une mesure hétérodyne, les harmoniques du signal échantillonné dans une mesure homodyne sont repliées à leur pleine amplitude dans le domaine fréquence dans la mesure où  $\mathcal{F}[\delta(t)] = 1$ . Les fonctions d'échantillonnage sont normalisées à des fins d'uniformisation d'échelle. En effet,  $\int_{-\infty}^{\infty} \delta(t) dt = \frac{1}{\tau_c} \int_{-\infty}^{\infty} \Pi \left( \frac{t}{\tau_c} \right) dt = 1$ .

La technique homodyne génère tout de même une atténuation spectrale des harmoniques présentes. En théorie par exemple, dans le cas d'une corrélation croisée de deux signaux rectangulaires, impairs, de rapport cyclique de 50% et d'amplitude unitaire i.e. deux fonctions de Heaviside, le signal d'intérêt est triangulaire et les coefficients de la série de Fourier résultante suivent une relation carrée inverse avec l'ordre harmonique selon la

relation suivante :

$$m_k = \frac{8(-1)^{(k-1)/2}}{\pi^2 k^2} \quad \text{pour } k \text{ impair} \quad (2.49)$$

Toutefois, en pratique, ce cas particulier n'existe pas et toutes les harmoniques sont incluses dans le signal d'intérêt. Cependant, au sens général, i.e. autant du point de vue homodyne que hétérodyne, si le ratio de la fréquence d'échantillonnage  $f_c$  par rapport à la fréquence du signal d'intérêt  $f$  est entier, l'influence des ordres harmoniques  $k_q$  définis par la relation suivante s'annulent dans la série échantillonnée ; Dorrington *et al.* (2005) :

$$k_q = q \frac{f_c}{f} \quad q \in \mathbb{N} \quad (2.50)$$

Le théorème d'échantillonnage de Nyquist-Shannon indique que la fréquence d'échantillonnage doit être supérieure au double de la fréquence du signal mesuré pour éviter les effets de repliement de spectre sur la série d'échantillons. Toutefois, il n'existe pas de fréquence d'échantillonnage pouvant satisfaire pleinement cette condition compte tenu de la nature du spectre harmonique de la corrélation. En assumant que la fréquence de capture de la caméra est un multiple entier de la fréquence du signal d'intérêt, il est possible de définir les harmoniques repliées de la façon suivante :

$$f_r = q f_c \pm f \implies k_r = \frac{f_r}{f} = \frac{q f_c}{f} \pm 1 = k_q \pm 1 \quad q \in \mathbb{N} \quad (2.51)$$

Où  $f_r$  représente une fréquence repliée,  $k_r$  représente son ordre. Tel que décrit dans les figures 2.5 et 2.6 suivantes, en rappelant l'équation 2.48, dans un contexte hétérodyne, l'influence du sinus cardinal permet de remarquer que le ratio  $\frac{f_c}{f_b}$ , détermine la pondération de la contribution harmonique des fréquences repliées et de la fréquence fondamentale sur la série échantillonnée.

### 2.3.1 Influence harmonique et linéarité

Il est possible de remarquer que pour une mesure prise à raison de 3 captures par période de battement, tel que décrit dans la figure 2.5, la fréquence fondamentale  $f_0$  correspon-

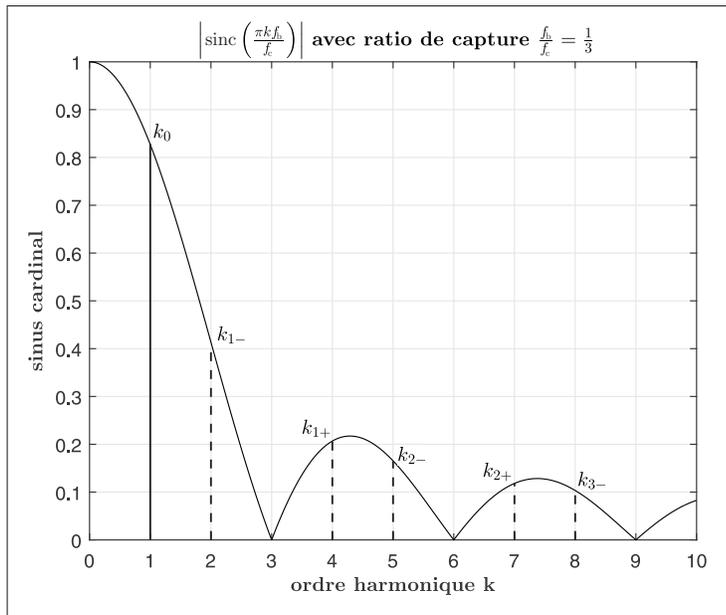


Figure 2.5 Impact du sinus cardinal sur l'atténuation des harmoniques repliées à raison de 3 images par période du signal hétérodyne de corrélation croisée.

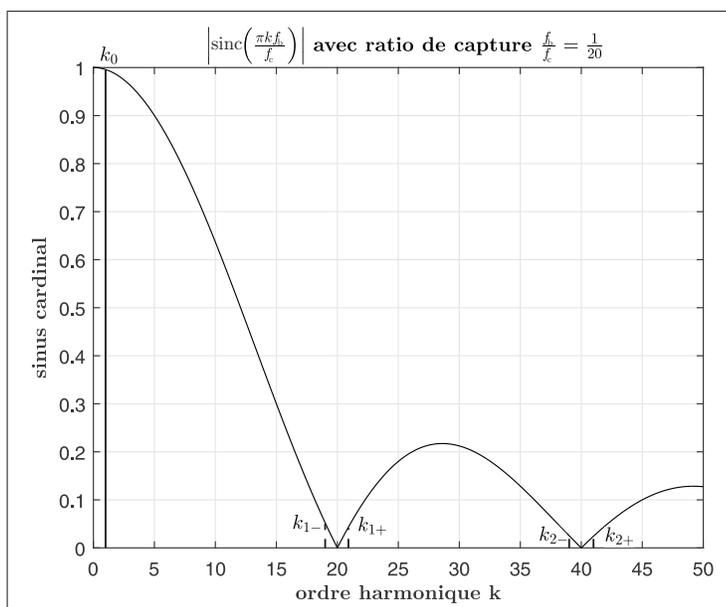


Figure 2.6 Impact du sinus cardinal sur l'atténuation des harmoniques repliées à raison de 20 images par période du signal hétérodyne de corrélation croisée.

dant à l'ordre harmonique  $k_0 = 1$  est réduite à 82.37% de sa valeur maximale par rapport à une prise de mesure homodyne. Les nombreuses fréquences repliées  $f_r$  sont non négligeables, avec des valeurs d'amplitude correspondant à 41.39%, 20.67% et 16.55% de la valeur maximale respectivement pour les trois premières harmoniques repliées  $k_{1-}$ ,  $k_{1+}$  et  $k_{2-}$ .

En revanche, tel que décrit dans la figure 2.6, un ratio de capture de  $\frac{1}{20}$  n'atténue que très légèrement la fréquence fondamentale de la mesure, notamment à 99.59% de sa valeur maximale par rapport à une mesure homodyne. La configuration atténue considérablement l'influence des trois premières harmoniques repliées, soit 5.26%, 4.73% et 2.56% respectivement pour les trois premières harmoniques repliées par rapport à l'amplitude maximale. La tendance s'accroît en prenant davantage de captures par période de battement.

En analysant l'influence des harmoniques présentes dans le signal d'intérêt au niveau de l'échantillonnage de la mesure, il est possible de remarquer l'existence d'une erreur cyclique, occasionnée par le repliement de spectre du signal d'intérêt dans la série d'échantillons. En adaptant un algorithme de simulation de l'échantillonnage, il est possible de réaliser l'influence du ratio de capture sur l'amplitude de l'erreur cyclique apparaissant dans la mesure de phase ; Jongenelen (2011). Cette erreur cyclique est simulée pour le cas homodyne et peut être améliorée pour le cas hétérodyne moyennant une diminution de la fréquence fondamentale du signal.

Tel que présenté dans la figure 2.7, en prenant un signal d'entrée triangulaire, i.e. un signal issu du mélange de deux signaux de modulation carrés idéaux, auquel est ajouté un nombre d'harmoniques paires allant jusqu'au 14<sup>ème</sup> ordre à pondération aléatoire afin d'obtenir un spectre plus fidèle à la réalité, il est possible de simuler l'échantillonnage de cette fonction et d'estimer quelle est l'erreur introduite dans la mesure par repliement de spectre compte tenu du nombre d'échantillons par période.

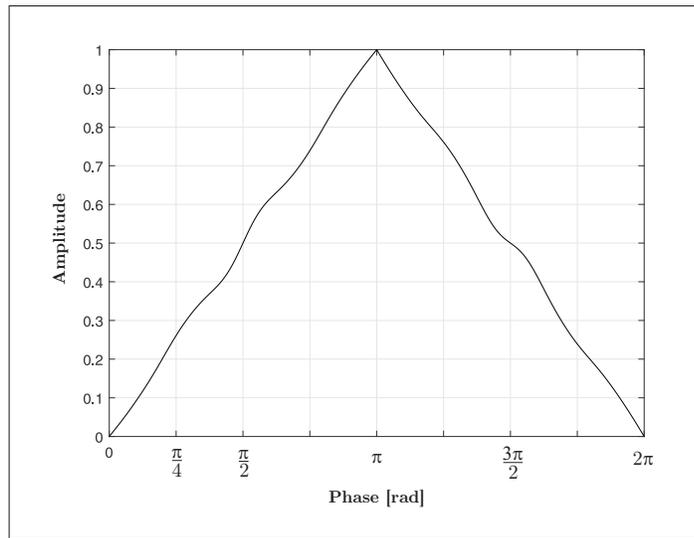


Figure 2.7 Signal de corrélation d'entrée triangulaire simulé du système avec un contenu harmonique pair à pondération aléatoire.

En effet, en prenant le spectre de Fourier de la fonction d'entrée tel que présenté en section 2.1.1 et en évaluant la phase du premier créneau de fréquence, il est possible de simuler son échantillonnage en raison d'un nombre d'échantillons par période. En intégrant une contribution Schottky tel que décrit dans la section 2.4 suivante, i.e. une contribution aléatoire de distribution normale, il est possible d'évaluer l'erreur quadratique du signal échantillonné en fonction de sa phase réelle.

Tel que présenté dans la figure 2.8 suivante, une erreur cyclique survient et son amplitude est fonction du ratio d'échantillonnage. En effet, compte tenu de la nature harmonique du spectre du signal d'entrée, tel que décrit dans l'équation 2.51, les harmoniques  $f_r$  repliées sur le signal d'intérêt ont une influence sur le premier créneau de Fourier de la série échantillonnée, laquelle permet le calcul de la phase du signal d'intérêt. Il en découle que d'utiliser un grand ratio de capture permet de réduire l'influence des harmoniques repliées pour une mesure homodyne, et que cette influence est davantage accrue pour une mesure hétérodyne selon les conclusions tirées précédemment.

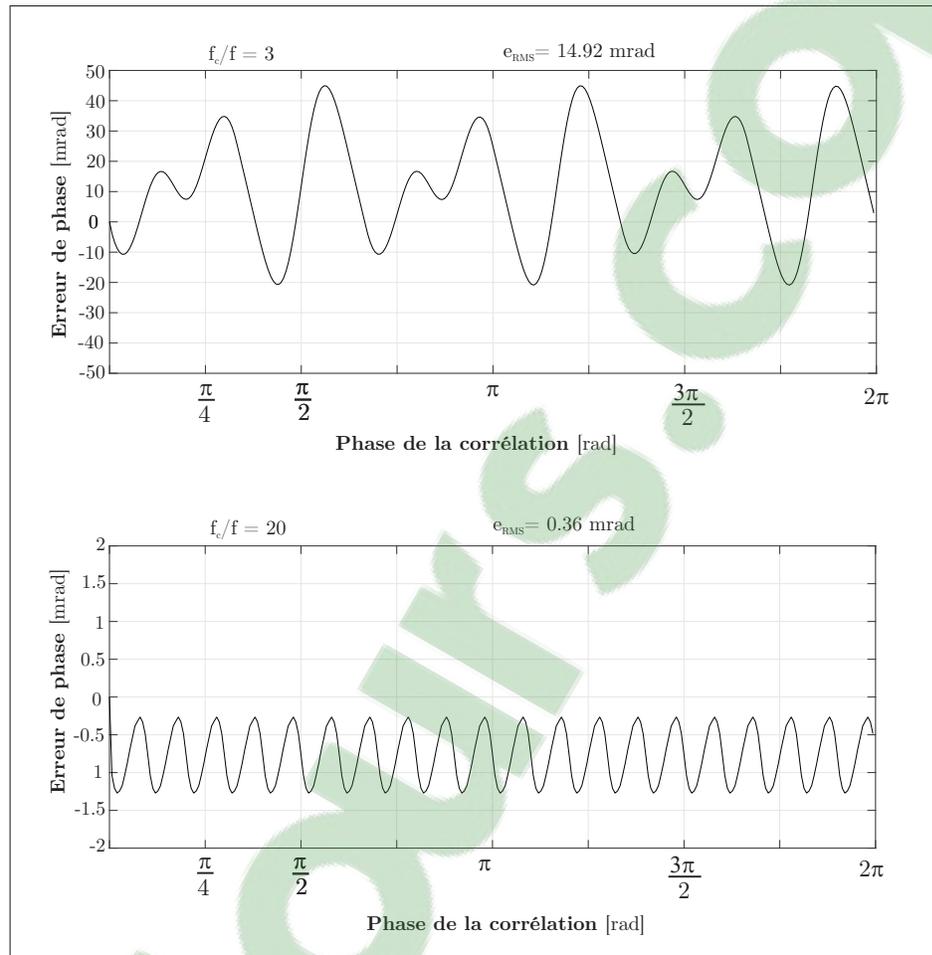


Figure 2.8 Erreur cyclique de phase causée par un échantillonnage homodyne.

En effet, l'application nécessite une configuration du protocole de façon à maximiser la précision au détriment de la durée d'acquisition. En effet, une durée d'acquisition complète de  $T_0 \sim 100\text{s}$  est acceptable dans la mesure où la scène peut être considérée statique. Augmenter  $T_0$  augmente  $N$  pour une fréquence de capture  $f_c$  donnée. Ce degré de liberté en termes de temps d'acquisition permet d'utiliser une fréquence de battement faible, ce qui permet d'augmenter le facteur de capture  $\frac{f_c}{f_b}$ . Cette considération permet de diminuer partiellement les sources d'erreur dues aux harmoniques ainsi que d'autres sources d'erreur qui sont discutées davantage dans les prochaines sections.

D'autre part, augmenter la durée de capture  $\tau_c$  des images permet d'augmenter le comportement moyenné de l'échantillonnage, permettant de diminuer l'influence des diverses sources de bruit présentes. Il est alors nécessaire de générer une fréquence de battement d'autant plus faible que la fréquence de capture doit être faible afin de maintenir un ratio de capture hétérodyne adéquat.

En effet, un temps d'exposition trop court rend la série d'échantillons davantage susceptible à l'influence du bruit de par la réduction du SNR i.e. *Signal-to-Noise ratio* et a influence prépondérante sur la précision tel que décrit dans la section 2.4. Le bruit présent pour une certaine valeur de gain optique de l'intensificateur d'image est fonction de la durée d'intégration d'une image et nécessite alors l'utilisation d'une fréquence de battement suffisamment faible.

### 2.3.2 Échantillonnage et redondance angulaire

Alors que l'analyse harmonique décrite ci-dessus se base sur l'hypothèse que la fréquence de capture est un multiple entier de la fréquence de battement, ce qui permet de décrire les harmoniques repliées et annulées de façon directe, il est important de noter que cette approche est sub-optimale en termes d'échantillonnage. Il est en effet nécessaire de prendre un nombre entier de périodes de battement par série d'échantillons. Cependant, prendre un nombre entier d'échantillons par période de battement crée une redondance angulaire dans l'échantillonnage car certains échantillons sont reproduits exactement aux mêmes angles sur des périodes différentes.

Par exemple, prendre une fréquence de battement de 1 Hz et une fréquence d'échantillonnage de 60 Hz pour une période d'échantillonnage de 10 s crée des incréments angulaires de  $\Delta\psi = \frac{2\pi}{60} = 6^\circ$ . Ces angles sont répétés 10 fois le long des 600 échantillons de la période d'échantillonnage, soit 1 fois par période de battement. Cependant prendre un nombre premier d'échantillons  $N$  élimine cette redondance; Dorrington *et al.* (2005). En effet,

choisir une fréquence d'échantillonnage de 59.9Hz crée un nombre premier de 599 échantillons à des angles uniques décrits par  $\Delta\psi = \frac{2\pi}{59.9} \approx 6.01^\circ$ . Cette perte de redondance permet de maximiser la diversité de la série temporelle d'intensités obtenues, permettant de réduire l'erreur de discrétisation du signal. De la même façon, prendre par exemple une fréquence de battement de 2Hz échantillonnée à 139.9Hz sur un période d'acquisition de 5s génère un nombre premier de 1399 échantillons uniques.

En conclusion, la justesse d'une mesure hétérodyne, i.e. la concordance de la moyenne avec la valeur réelle, est augmentée par la réduction des erreurs systématiques et cycliques engendrées par les harmoniques de la corrélation mais la fidélité de la mesure, i.e. la compacité des résultats, est diminuée par les erreurs aléatoires engendrées par la diminution de l'index de modulation de la fréquence fondamentale causé par l'ajout d'un filtre sinus cardinal. Toutefois, la perte en fidélité d'une mesure hétérodyne est compensée en maximisant la vitesse de capture de la caméra par rapport à la fréquence de battement de la corrélation, ce qui permet d'augmenter l'exactitude des mesures au delà d'un mode de détection homodyne. La fréquence de capture demeure limitée de par la perte en SNR occasionnée, tel que décrit dans la section 2.4 suivante, d'où l'importance d'utiliser une fréquence de battement ou d'incrément angulaire homodyne faible.

## 2.4 Précision théorique

Le bruit électronique fait partie des sources d'erreur les plus influentes sur la qualité du signal lumineux mesuré. Le signal est dépendant de la puissance de l'émetteur, de la réflectivité de la scène et de la distance de la cible. Le signal reçu est directement affecté par la qualité de la conversion électro-optique de l'équipement mais aussi par l'effet de discrétisation de l'échantillonnage. Cependant, à des fins d'analyse, en assumant que l'amplitude du signal résultant est suffisamment grande et que l'échantillonnage est suffisamment large et diversifié, l'erreur de discrétisation peut être assumée négligeable par rapport au bruit photo-électrique; Seitz (2005).

L'erreur dans l'image se produit à plusieurs niveaux dans le circuit électro-optique du système. Le bruit présent dans le signal converti par le capteur se comporte principalement comme une combinaison de sources de bruit de Schottky i.e. «*Shot noise*» ou bruit quantique. Au niveau de la source lumineuse, l'émission de photons par les diodes laser est gouverné par ce type de bruit. Au niveau de l'intensificateur d'image, la double conversion photo-électrique à la photocathode et à l'écran au phosphore ainsi que la génération d'électrons secondaires au niveau de la plaque à micro-canaux suivent ce type de distribution. En revanche, le bruit de lecture et le courant d'obscurité au niveau du photo-capteur sont d'autres types d'erreur ne pouvant être réunies sous le même modèle. Cependant, il est possible d'opérer le système afin que le bruit de Schottky soit dominant sur le bruit de lecture et le courant d'obscurité du capteur, notamment lorsque le flux lumineux incident est grand via un haut gain de l'intensificateur d'image ; Dussault et Hoess (2004). Cette source de bruit peut être donnée par la relation suivante :

$$\sigma_{\text{shot}} = \hat{G}F\sqrt{\eta_q\Phi_p\tau_c} \quad (2.52)$$

Où  $\sigma_{\text{shot}}$  représente l'écart type du bruit de Schottky du système,  $\hat{G}$  représente le gain moyen du circuit optique,  $F$  représente un facteur de bruit électronique occasionné par le procédé de gain généralement situé entre 1.3 et 2,  $\eta_q$  représente l'efficacité quantique du photodétecteur à la longueur d'onde de sortie de l'écran au phosphore et  $\Phi_p$  est le flux de photons incidents au capteur par pixel.

Le bruit de Schottky est attribuable à la nature quantique des électrons et des photons et peut être défini comme un phénomène stochastique pouvant être modélisé comme une série de distributions de Poisson. Pour de grands échantillons statistiques, un procédé de Poisson prend un comportement normal autour de sa moyenne et toutes les sources d'erreur de Schottky mentionnées peuvent être alors unifiées sous un modèle Gaussien. L'intensité lumineuse incidente au capteur suit donc une distribution normale fonction

de certains paramètres du système.

En suivant ce raisonnement, l'erreur  $\sigma_z$  sur la mesure de distance est proportionnelle à l'erreur sur la phase  $\sigma_\phi$ . La relation peut être donnée à priori de la façon suivante ; Payne *et al.* (2009b) :

$$\sigma_z = \frac{c\sigma_\phi}{2\omega_i} = \frac{c}{2\omega_i m \sqrt{\text{SNR}}} \quad (2.53)$$

Où  $c$  est la vitesse de la lumière,  $\omega_i$  est la fréquence angulaire de modulation,  $m$  est l'index de modulation du signal résultant et SNR est le rapport signal sur bruit. Il est donc nécessaire de maximiser le SNR, l'index de modulation du signal de corrélation et la fréquence de modulation de l'illumination. Le SNR d'une image d'un système intensifié dominé par le bruit de Schottky peut être exprimé de la façon suivante :

$$\text{SNR}_{\text{shot}} = \frac{\hat{G}\eta_q\Phi_p\tau_c}{\sqrt{\sigma_{\text{shot}}^2 + N_{\text{lec}}^2 + N_{\text{co}}^2}} \approx \frac{\hat{G}\eta_q\Phi_p\tau_c}{\sigma_{\text{shot}}} \approx \sqrt{\eta_q\Phi_p\tau_c} \quad (2.54)$$

Avec  $N_{\text{lec}}$  la norme du bruit de lecture, indépendant de la durée de capture de la caméra et faisant partie des sources d'erreurs systématiques du circuit du photocapteur et  $N_{\text{co}}$  la norme du bruit occasionné par le courant d'obscurité, dépendant de la température et des paramètres physiques du capteur. Cette approximation est valide dans la mesure où  $\sigma_{\text{shot}} \gg N_{\text{lec}}$  et  $\sigma_{\text{shot}} \gg N_{\text{co}}$ , possible si le gain est suffisant. Il est possible de remarquer que puisque le bruit de Schottky est gaussien, le SNR est donné par  $\sqrt{\eta_q\Phi_p\tau_c}$ , soit la racine carrée du nombre de photons incidents au capteur. Une fois le bruit de Schottky dominant, le SNR est indépendant du gain et dépend exclusivement des paramètres de la caméra et de la prise d'image.

Le SNR est donc une fonction de plusieurs paramètres du système, notamment de l'efficacité quantique du capteur, du flux reçu d'illumination, de la durée d'acquisition et du bruit du capteur. L'efficacité du capteur dépend de la qualité des substrats et des spécifications électroniques des composantes de la photodiode. Le flux reçu dépend du gain optique, de l'intensité de l'émission, de la réflectivité de la cible et de sa distance.

Le bruit du capteur dépend du flux lumineux incident, du bruit thermique occasionné par le courant d'obscurité, du bruit de lecture et d'une contribution de bruit de Schottky.

L'incertitude sur la phase  $\sigma_\phi$  du signal mesuré est fonction de l'amplitude  $A$  et du terme continu  $B$  tels que calculés dans les sections précédentes. Cette erreur est aussi incidemment proportionnelle à la distribution  $\sigma_i$  présente dans signal lumineux. En assumant quatre échantillons par période à des fins de simplicité de l'analyse, la relation est la suivante :

$$\sigma_\phi = \frac{\sigma_i}{A\sqrt{2}} = \frac{\sqrt{B}}{A\sqrt{2}} \quad (2.55)$$

L'erreur sur la mesure de phase  $\sigma_\phi$  est fonction de la distribution  $\sigma_i$  survenant dans la série temporelle d'intensités lumineuses ; Frank *et al.* (2009). En assumant que le bruit dominant dans le signal d'intensité lumineuse obéit une distribution de Poisson et suit une propagation d'erreur Gaussienne, l'erreur sur la mesure de distance  $\sigma_z$  peut alors être exprimée en fonction des paramètres de la fonction de corrélation de la façon suivante, toujours en assumant quatre échantillons par période :

$$\sigma_z = \frac{c}{2\sqrt{2}} \frac{\sqrt{A+B}}{\omega_i mA} \quad (2.56)$$

Cette relation d'incertitude illustre la dépendance entre les principaux paramètres du système ; Büttgen et Seitz (2008). L'écart-type de la mesure peut être minimisé en augmentant la fréquence de modulation du signal d'illumination et l'index de modulation du signal résultant. Le ratio  $\frac{\sqrt{A+B}}{A}$  de la même façon doit être minimisé ; Jongenelen et Dorrington. (2010). Il est difficile d'obtenir une relation analytique d'incertitude définie pour davantage d'échantillons mais il est possible d'assumer que la dépendance fonctionnelle de l'erreur est du même type et que les mêmes conclusions peuvent être tirées.

L'index de modulation est directement maximisé en générant un signal avec la plus grande puissance possible tout en minimisant l'intensité résiduelle à émission nulle. Cependant, l'index de modulation du signal résultant est limité par les spécifications d'effi-

cacité du capteur et de l'intensificateur d'image. Le gain de l'intensificateur limite l'index de modulation du signal mais génère du bruit électronique dans l'amplification du signal électronique au niveau de la plaque à micro-canaux i.e. *micro channel plate* (MCP) de l'intensificateur. Toutefois, pour de grandes valeurs de gain pour lesquelles le bruit de Schottky est considéré dominant, le SNR du signal est pratiquement indépendant du gain statique à la MCP, tel que mentionné en section 4.5 ; Frenkel *et al.* (1997). Ceci permet alors d'utiliser un gain statique aussi grand que possible tout en maximisant la puissance de l'illumination. Par ailleurs, l'utilisation d'un filtre optique passe-bande réduisant la quantité de lumière transmise est nécessaire afin de réduire l'influence de la radiation ambiante sur le signal.

La fréquence de modulation  $f_i = \frac{\omega_i}{2\pi}$  peut être maximisée au détriment de la portée non-ambiguë  $\frac{c}{2f_i}$ . Tel que mentionné dans la section 2.5 suivante, il est possible d'échelonner l'analyse de la scène selon plusieurs fréquences différentes. Une mesure grossière sans ambiguïté pour les basses fréquences, donnant la position approximative de tous les points de la scène, suivie d'une mesure fine à haute fréquence effectuée sur chaque segment non-ambigu peuvent être combinées dans l'image complète afin d'augmenter la fidélité de la mesure. Cette technique permet de maximiser  $f_i$  sans faire de compromis sur la portée non-ambiguë.

Réduire le ratio  $\frac{\sqrt{A+B}}{A}$  optimise le rendement du système. Cette optimisation peut être faite de différentes façons. Premièrement, il est possible d'augmenter  $A$  en augmentant la période de capture  $\tau_c$  des  $N$  images de phase indépendantes de la caméra. La quantité de lumière intégrée sur le pixel est fonction de la durée d'exposition du capteur.

Une première considération est alors de maximiser la durée d'intégration par image, ce qui peut être fait en utilisant une caméra à mode simultané de lecture, tel que décrit plus précisément dans la section 4.4.1. Cependant, augmenter la période d'intégration au-delà d'un certain seuil peut annuler le gain en précision escompté. D'une part, augmenter

la période d'intégration réduit inévitablement la fréquence d'acquisition du système, ce qui peut réduire la qualité de l'échantillonnage et augmenter l'erreur de discrétisation si la période de battement n'est pas augmentée pour autant. D'autre part, une période d'intégration trop longue peut créer des effets de saturation dans le signal lumineux intégré sur le capteur, lesquels doivent être évités afin d'obtenir un signal avec le moins de non-linéarités possibles.

Deuxièmement, augmenter la puissance de la source d'illumination a pour effet d'augmenter  $A$  et l'index de modulation  $m$ . Incidemment, des considérations de sécurité oculaire doivent être prises, notamment puisque les sources lumineuses choisies sont des diodes laser de classe IV. Troisièmement, réduire la lumière ambiante  $B_{\text{amb}}$  augmente aussi  $m$ . Il demeure impossible de modifier la nature de la scène à observer, mais l'utilisation d'un filtre passe-bande permettant de bloquer la lumière ambiante aux fréquences non voulues tout en utilisant une fréquence porteuse d'illumination offrant un contraste accru par avec le spectre d'émission de la scène augmente le ratio de lumière active reçue, tel que mentionné en section 3.4.

Finalement, augmenter la réflectivité des objets de la scène augmente  $A$  et a une influence positive sur la qualité de la mesure. De manière générale, la matière inorganique du réfractaire a tendance à réfléchir davantage l'énergie des longueurs d'ondes visibles courtes en comparaison avec les fréquences visibles longues et SWIR, optimisant ainsi la réflectivité de la scène. La longueur d'onde d'illumination fait partie des critères de sélection de la source lumineuse tel que mentionné en section 4.8.

La stratégie est alors d'utiliser une caméra à fréquence de capture suffisamment faible, combinée avec une fréquence de battement d'autant plus faible. Le gain statique de l'intensificateur d'image peut être maximisé mais demeure un paramètre ajustable qui doit être réglé de façon optimale afin de mitiger les effets non-désirables d'un signal d'entrée trop puissant. De la même façon, la puissance d'illumination et la fréquence d'illumina-

tion doivent être maximisées. Par ailleurs, l'illumination incidente au capteur peut être maximisée en utilisant une lentille à grande ouverture afin de maximiser l'apport du retour lumineux de la cible.

## 2.5 Repliement de la mesure et opération multi-fréquence

Puisque la phase mesurée est cyclique, une cible se situant à une distance supérieure à  $z = \frac{c}{2f_i}$  génère un déphasage  $\phi$  excédant  $2\pi$  lequel est replié sur  $[-\pi, \pi]$ , résultat issu de la nature de la fonction tangente inverse. Le problème d'ambiguïté de phase survient de par la nature cyclique de la mesure. En effet une portée allant au delà de la moitié de la longueur d'onde du signal de modulation de l'intensité lumineuse du système donne lieu à une position ambiguë. La distance calculée n'est donc pas déterminable de façon unique avec une seule fréquence d'illumination.

Pour régler ce problème, il est possible de prendre deux mesures successives avec des fréquences de modulations différentes ; Jongenelen et Dorrington. (2010), Jongenelen *et al.* (2010). La portée non-ambiguë est déterminée en utilisant la phase synthétique  $\Phi$  obtenue en prenant la différence entre les deux différents déphasages mesurés,  $\phi_1$  et  $\phi_2$ , obtenus aux deux fréquences de modulation  $f_1$  et  $f_2$ . De la même façon, il est possible de définir  $F_\Lambda$  comme étant la fréquence synthétique de modulation.

$$\Phi = \phi_1 - \phi_2 \tag{2.57}$$

$$F_\Lambda = |f_1 - f_2| = \Lambda^{-1} \tag{2.58}$$

Où  $\Lambda$  est la longueur d'onde synthétique de la mesure.  $\Phi$  et  $F_\Lambda$  peuvent alors être introduits dans l'équation de portée du système. Les deux résultats peuvent être combinées afin de réduire l'erreur totale sur la mesure obtenue. La fréquence synthétique contrôle la portée non-ambiguë de la mesure. Il est alors possible de définir la portée synthétique

non-ambiguë  $\tilde{z}$  selon la relation :

$$\tilde{z} = \frac{c\Phi}{4\pi F_\Lambda} = \frac{c\Lambda}{2} \quad (2.59)$$

L'entier  $q_1$  représentant le repliement de la mesure prise à la fréquence  $f_1$  peut alors être déterminé en prenant le quotient entier de la mesure de portée synthétique et de la portée non-ambiguë à la fréquence  $f_1$ , où  $T_1$  représente la période du signal.

$$q_1 = \left\lfloor \frac{2\tilde{z}}{T_1 c} \right\rfloor = \left\lfloor \frac{2\tilde{z}f_1}{c} \right\rfloor \quad (2.60)$$

La mesure de portée à la fréquence  $f_1$  peut alors être déterminée de façon non-ambiguë de la façon suivante :

$$\begin{aligned} z_{1,q_1} &= \frac{q_1 c T_1}{2} + \frac{c\phi_1}{4\pi f_1} \\ &= \frac{c(2\pi q_1 + \phi_1)}{4\pi f_1} \end{aligned} \quad (2.61)$$

La procédure peut ensuite être répétée pour la fréquence  $f_2$ , donnant une deuxième mesure indépendante de la même cible. Les mesures peuvent alors combinées, diminuant ainsi l'incertitude globale sur la portée du système.

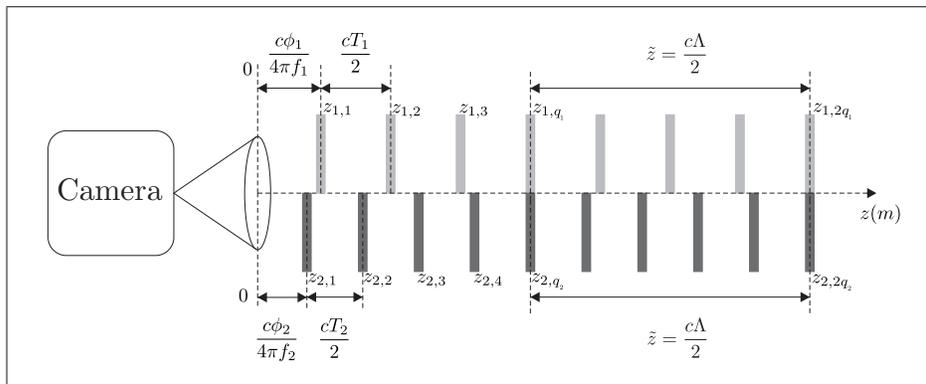


Figure 2.9 Emplacements potentiels d'un objet mesuré successivement à deux fréquences de modulation différentes.

La figure 2.9 représente les emplacements potentiels d'un objet mesuré à deux fréquences  $f_1 < f_2$ , représentant respectivement les barres claires et sombres. La position exacte de l'objet est donnée par la concordance des deux mesures  $z_{1,q_1}$  et  $z_{2,q_2}$ , ayant des facteurs de repliement  $q_1$  et  $q_2$  différents. La portée synthétique non-ambiguë maximale  $\tilde{z} = \frac{c\Lambda}{2}$  est représentée comme la distance générant un déphasage synthétique de  $\Phi = 2\pi$ .

Un avantage de cette technique est qu'elle permet de dissocier la portée non-ambiguë à simple fréquence d'un système et la fréquence de modulation de l'illumination, en autant que la fréquence synthétique respecte les contraintes de portée. Ce résultat implique qu'il est possible de prendre des mesures sur une très vaste gamme de portées sans faire de compromis sur la fréquence de modulation. Cette technique est applicable autant en modulation homodyne que hétérodyne et mitige certaines limitations fondamentales du système.

## 2.6 Erreurs d'interférence

Les systèmes de détection à capture complète ont une limitation fondamentale de par le fait que chaque pixel ne peut mesurer la distance que d'un seul point objet à la fois ; Remondino et Stoppa (2013). Les pixels confondus i.e. *mixed pixels* et l'interférence multi-trajet i.e. *Multipath interference* (MPI) sont deux mécanismes de formation d'erreurs non systématiques de la mesure de l'image de phase qui se manifestent de la même façon. Les pixels confondus sont causés par la prise de vue générée par la lentille et par la taille finie du champ de vision de la caméra. Si l'image formée sur le capteur est floue, deux détails distincts peuvent être confondus en un seul pixel, ce qui occasionne plusieurs différentes valeurs de phase recueillie par capture. Cette situation est commune car il est logique d'utiliser de grandes ouvertures photographiques pour augmenter l'intensité lumineuse incidente sur le capteur et donc la précision de la mesure, ce qui en revanche réduit la profondeur de champ et peut créer des zones hors-focus dans l'image si des précautions adéquates ne sont pas prises.

La figure 2.10 décrit l'angle solide  $\Omega_p$  du champ de vision d'un pixel. La surface irrégulière possède un vecteur normal  $\vec{n}_s$  et l'angle de vue du pixel possède un vecteur normal  $\vec{n}_p$ . La distribution de l'angle  $\hat{\theta}$  pour tous les points  $s$  inclus dans  $\Omega_p$  influence l'effet moyenneur de la mesure de phase dans l'angle  $\Omega_p$ .

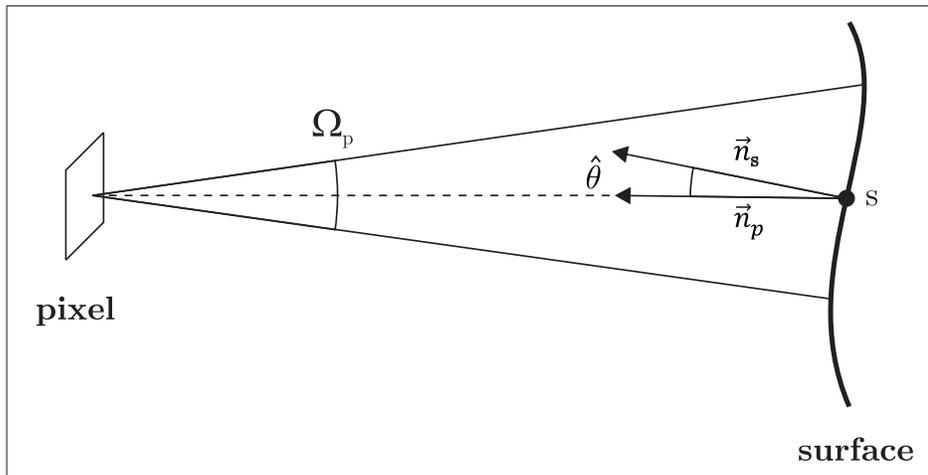


Figure 2.10 Illustration de la surface sous-tendue par l'angle de vue  $\Omega$  d'un pixel exposant la mesure aux irrégularités de la scène.

Le circuit optique du système génère un flou inévitable dans l'image qui a une incidence sur la précision de la profondeur calculée. Ces considérations sont davantage discutées dans le chapitre 3. Tel que décrit dans la figure 2.11, si la frontière entre deux objets se situe dans le champ de vision d'un pixel, plusieurs retours seront enregistrés. De la même façon, le flou entre deux objets hors focus donne de multiples retours de distance.

Du MPI survient lorsque plusieurs points d'un objet sont captés sur le même pixel par la réflexion du signal dans la scène avant d'atteindre ce dernier. En effet, tel que décrit dans la figure 2.12, un rayon incident au point  $p_1$  peut être réfléchi directement sur le pixel selon la trajectoire 1. Il peut aussi être réfléchi sur le point  $p_2$  suivant la trajectoire

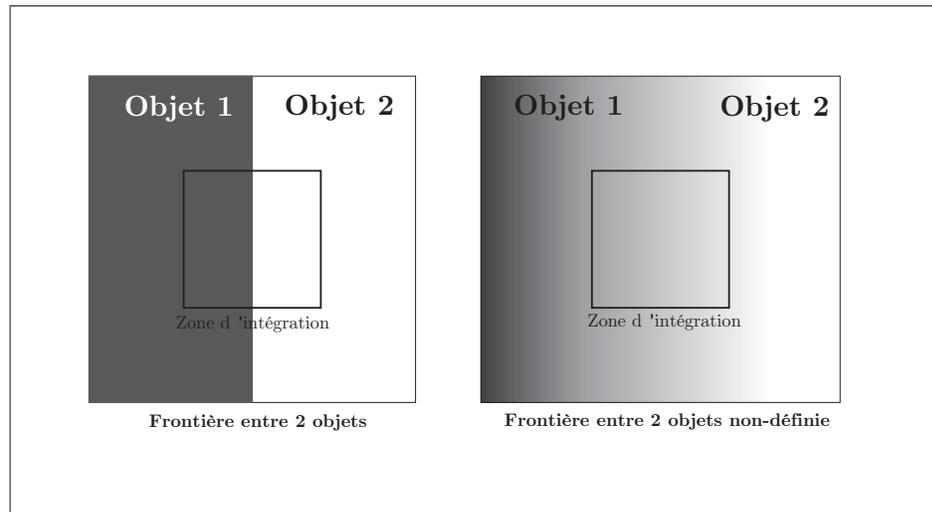


Figure 2.11 Frontière entre deux objets se situant dans la zone d'intégration d'un pixel sous tendue par l'angle solide  $\Omega$ .

2 avant d'être reçu sur le pixel. La différence existante entre ces deux trajectoires génère des valeurs de phase mesurée différentes selon les trajectoires prises par le rayon.

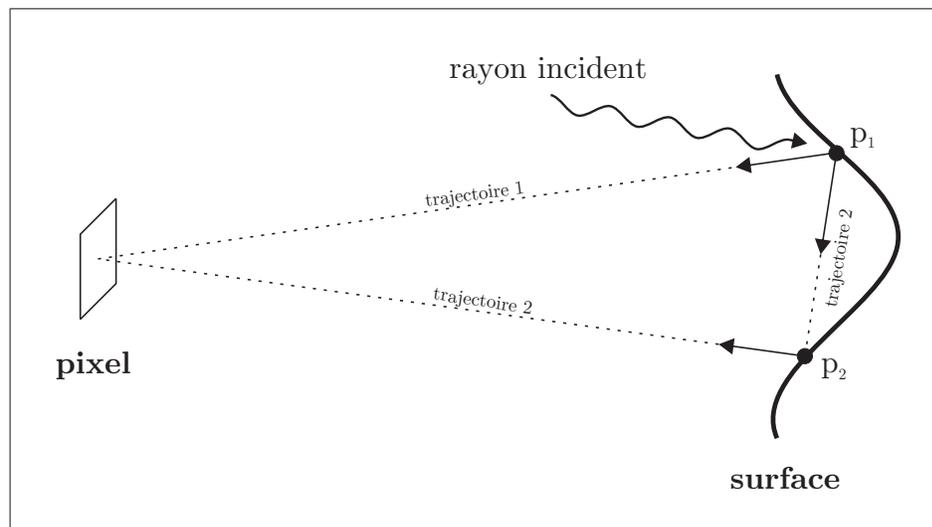


Figure 2.12 Pixel intégrant deux valeurs de distance pour le même point, créant de l'interférence multi-retour créée par des réflexions internes dans la scène.

Tel que décrit dans la figure 2.13, il existe aussi un type de MPI créé par la réflexion du signal lumineux entre le capteur, l'intensificateur d'image et la lentille. Notamment, toutes les interfaces du circuit optique produisent des réflexions qui augmentent le trajet total de la lumière captée.

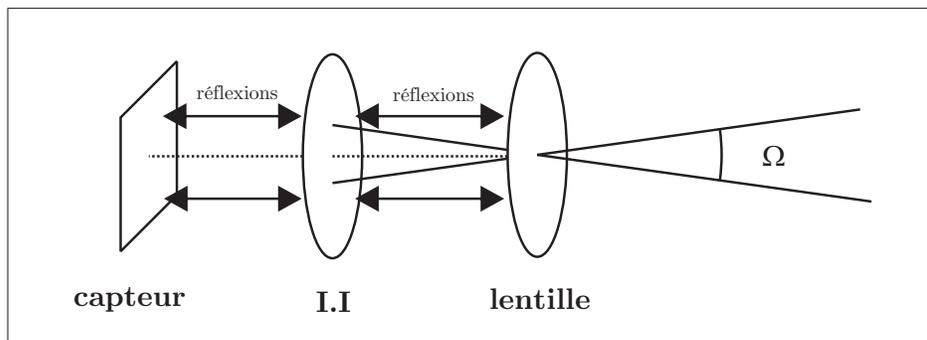


Figure 2.13 Interférence multi-trajet générée par la réflexion de la lumière au sein des composantes optiques en série du système.

En guise d'exemple, la figure 2.14 suivante représente une image typique d'une caméra opérant en détection homodyne manifestant des pixels confondus via de l'interférence multi-trajet ; Godbaz *et al.* (2012) ; Remondino et Stoppa (2013). Le principe est le même pour la détection hétérodyne. Il peut être intéressant de coupler l'intensificateur d'image au capteur par une interface de fibre optique, mais des modifications du grossissement ne peuvent être prises aussi simplement, tel que décrit davantage dans la section 4.6.

La région  $A$  représente un objet en dehors des limites de la profondeur de champ de la caméra, le rendant hors focus, ce qui a pour conséquence de créer des pixels confondus. Une attention particulière doit en effet être accordée afin que l'objet soit en focus sur la totalité de l'espace d'intérêt, tel que mentionné en section 4.6. En effet, l'on peut remarquer que la valeur de phase retournée à la frontière de ces deux régions représente l'image simultanée des deux objets sur les mêmes pixels, notamment le mur de fond et la feuille de papier. La réflexion du signal transmis sur les des deux objets est intégrée

sur le même pixel générant de cette façon des pixels confondus.

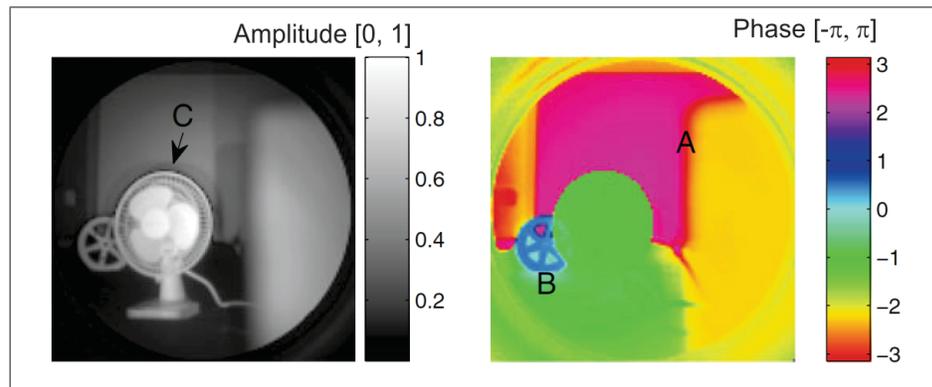


Figure 2.14 Scène capturée par une caméra TOF intensifiée modulée AM homodyne.

La région  $C$  représente une autre forme de pixels confondus. En effet, le ventilateur et son arrière plan sont déphasés de  $\pi$  et les pixels confondus surviennent par annulation de phase, effet remarquable par le contraste flou dans l'image d'amplitude du signal. Finalement, la région  $B$  correspond à de l'interférence multi-trajet causée par des réflexions hautement localisées entre la lentille, le capteur et les composantes de l'intensificateur d'image. En effet, le contraste de phase est flou aux alentours de la roue à 6 rayons de la figure 2.14 ce qui permet d'affirmer qu'en pratique, les mesures prises sur différentes parties du capteur ne sont pas totalement indépendantes et de l'interaction survient de façon non systématique.

## 2.7 Transformation orthogonale

Il est important de remarquer que la configuration géométrique du système de vision est telle que la distance calculée est une distance radiale mesurée sur le capteur par rapport à l'ouverture de la lentille et non une référence orthogonale absolue dans l'espace objet.

En faisant l'hypothèse d'une lentille sans distortion à ouverture ponctuelle i.e. une ca-

méra à sténopé, il est possible d'exprimer la transformation permettant de décrire l'objet tridimensionnel mesuré dans un repère cartésien orthogonal; Rapp (2007). Le comportement du modèle est une bonne approximation du système réel, notamment puisque la distortion de la lentille peut être considérée faible et que la distance de l'objet est grande relativement à l'échelle des dimensions de l'objectif.

Tel que présenté dans la figure 2.15 suivante, un point  $O$  dans l'espace objet est reproduit sur le capteur au point  $I$  par symétrie radiale par rapport à l'ouverture au point de référence  $R$ . La distance orthogonale  $d_o$  peut être calculée par rapport à la distance brute i.e. la distance radiale mesurée  $d_r$ , en fonction de l'angle d'intersection  $\xi$  selon la relation :

$$z_o = z_r \cos \xi \quad (2.62)$$

La position du point  $I$  sur le plan image est définie par ses coordonnées  $x_i$  et  $y_i$  par rapport au centre du capteur. Tel que décrit dans la section 3.1.3 du chapitre 3, les pixels séparés d'une distance  $\Delta_p$  sont carrés et distribués uniformément sur une grille carrée de  $n_p = \sqrt{N_p}$  pixels de côté. Les coordonnées  $x_i$  et  $y_i$  sur le plan image sont alors calculées en fonction des pixels de coordonnées numériques  $n_x$  et  $n_y$  sur la grille de photo-capteurs; PhotonFocus (2012). Cette transformation est justifiée par le fait que l'origine de la nomenclature des pixels dans le registre de la caméra est située à l'extrémité supérieure gauche de la grille de pixels et peut s'exprimer selon la relation suivante :

$$x_i = \Delta_p(n_x - n_p/2) \quad (2.63)$$

$$y_i = \Delta_p(n_y - n_p/2) \quad (2.64)$$

Il est alors possible d'exprimer l'angle d'intersection  $\xi$  en fonction des coordonnées du

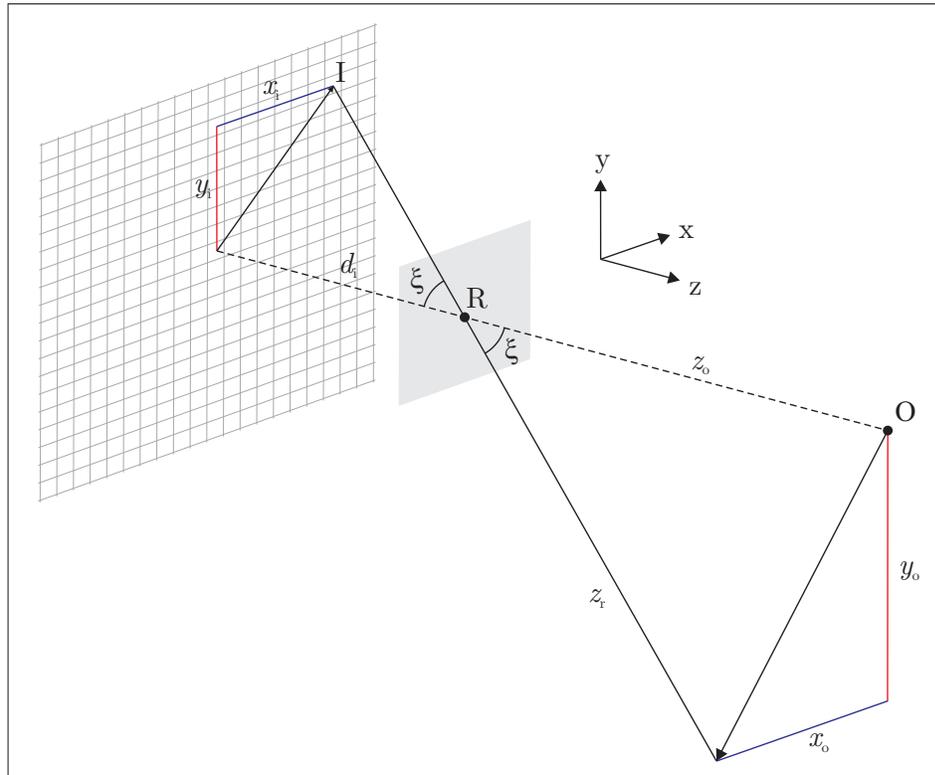


Figure 2.15 Modèle de caméra à sténopé permettant d'exprimer la transformation des coordonnées brutes mesurées du système en un repère cartésien orthogonal dans l'espace objet.

pixel sur le plan image et de la distance principale du système optique  $d_i$  selon la relation :

$$\tan \xi = \frac{\sqrt{x_i^2 + y_i^2}}{d_i} \quad (2.65)$$

donnant lieu à la transformation générale permettant d'exprimer la distance orthogonale  $z_o$  en fonction de la distance radiale brute  $z_r$  mesurée par l'algorithme de déphasage du signal de corrélation dans un repère cartésien orthonormal dans le plan objet selon la relation :

$$z_o = z_r \cos \left[ \arctan \left( \frac{\sqrt{x_i^2 + y_i^2}}{d_i} \right) \right] \quad (2.66)$$

Cette transformation permet d'inscrire la distance mesurée par chaque pixel dans un nuage de points cartésien, à partir duquel les distances relatives peuvent être calculées directement et une représentation directe de l'objet peut être rendue.

## CHAPITRE 3

### PRINCIPES OPTIQUES

#### 3.1 Limites de résolution de l'équipement

Du point de vue spatial sur le plan image, la justesse du système dépend des aberrations géométriques engendrées par la configuration optique de l'appareil, des erreurs non-systématiques et de la résolution de l'image obtenue. Il est alors nécessaire d'analyser les principes optiques régissant les paramètres de formation de l'image, afin d'analyser les multiples sources d'erreur présentes et la précision atteignable. L'analyse subséquente est basée sur l'hypothèse que le système optique est linéaire et invariant d'échelle (LSI) du point de vue spatial, ce qui implique que l'image d'un objet ponctuel ne dépend que des paramètres de position dans le champ de vision, et n'a aucune dépendance fonctionnelle ; Boreman (2001).

Plusieurs limites surviennent dans le circuit optique, apparaissant au niveau des lentilles, au niveau de l'intensificateur d'image et au niveau du capteur. D'une part, la construction des lentilles est telle qu'elles génèrent des distortions spatiales et d'autres aberrations chromatiques causant des erreurs de portée et de direction sur les rayons transmis loin de l'axe optique. L'ouverture de la lentille génère des effets de diffraction qui limitent la résolution de l'image. De plus, L'intensificateur d'image est un facteur limitant dans la résolution de l'image en raison de la nature discrète de sa plaque à micro-canaux et des autres composantes electro-optiques du dispositif. Par ailleurs, le gain en circonférence de l'image démontre un délai par rapport au gain en son centre puisque la résistance et la capacité de la photocathode de l'intensificateur d'image sont non-négligeables, générant un délai de propagation du signal. Finalement, la densité surfacique limitée du capteur génère une perte de résolution due à sa nature discrète. Ces problèmes sont abordés dans ce chapitre et dans les chapitres subséquents. Des conclusions sur le rendement théorique prévu en termes de résolution escomptée du système sont données et des considérations

sur la nature du médium, l'ordre de grandeur de la puissance de l'illumination et de la puissance de radiation ambiante ainsi que des considérations thermiques sont abordées.

### 3.1.1 Fonctions de transfert optique

La fonction de transfert optique  $H(u, v)$  d'un système de vision est un outil utile pour décrire la qualité de son acquisition d'image, notamment la résolution maximale théorique. Elle est définie comme la transformée de Fourier de la fonction d'étalement du point du système,  $h(x, y)$ . En outre, une image  $g(x, y)$  est générée par la convolution de la fonction d'irradiance de l'objet  $f(x, y)$  avec la fonction d'étalement du point du système dans le domaine spatial.

Dans le domaine fréquence, l'image  $G(u, v)$  est alors construite à partir d'un produit spectral, selon le principe de superposition. La convolution, représentée par  $*$  est commutative.  $\Omega$  représente l'angle solide de prise de vue et  $\alpha$  et  $\beta$  sont les variables assignées du champ de vision.

$$\begin{aligned} g(x, y) &= \int_{\Omega} f(\alpha, \beta) h(x - \alpha, y - \beta) d\alpha d\beta \\ &= f(x, y) * h(x, y) \end{aligned} \quad (3.1)$$

$$\begin{aligned} G(u, v) &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} g(x, y) e^{-2\pi i(ux+vy)} dx dy \\ &= \mathcal{F}\{g(x, y)\} \\ &= \mathcal{F}\{f(x, y) * h(x, y)\} \\ &= F(u, v)H(u, v) \end{aligned} \quad (3.2)$$

$F(u, v)$  représente le spectre d'irradiance de l'objet,  $G(u, v)$  représente le spectre de l'image,  $H(u, v)$  représente le spectre de la réponse impulsionnelle du système  $h(x, y)$  et  $u$  et  $v$  représentent les fréquences spatiales dans les deux dimensions spatiales du plan image.

Il est alors possible de normaliser  $H(u, v)$ , devenant ainsi la fonction de transfert optique i.e. *Optical Transfer Function* (OTF) du système, généralement complexe. Sa norme représente la fonction de transfert de modulation i.e. *Modulation Transfer Function* (MTF) et sa phase la fonction de transfert de phase i.e. *Phase Transfer Function* (PTF).

$$\text{OTF} \equiv |H(u, v)|e^{i\phi(u, v)} \quad (3.3)$$

$$\text{MTF} \equiv |H(u, v)| \quad (3.4)$$

$$\text{PTF} \equiv \phi(u, v) \quad (3.5)$$

Un système de vision idéal génère une réplique parfaite de l'objet sur le plan image, ce qui implique que sa fonction d'étalement du point est une fonction de dirac bidimensionnelle,  $h_{\text{idéal}}(x, y) = \delta(x, y)$ .

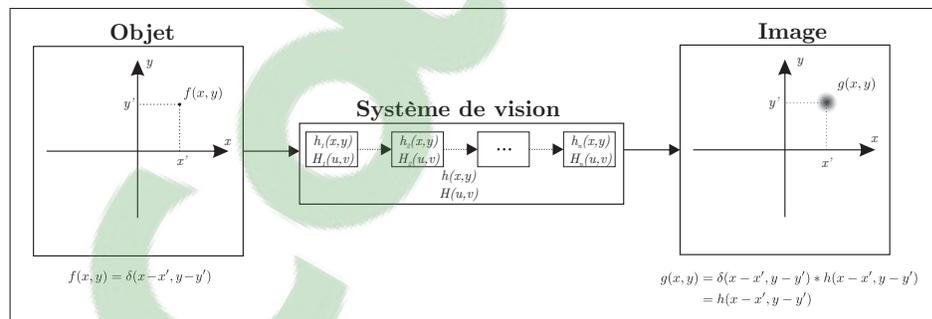


Figure 3.1 Représentation de la fonction de transfert optique d'un système de vision.

Tel que décrit dans la figure 3.1, Les  $n$  composants du système de vision configurés en série, notamment le médium, les lentilles, l'intensificateur d'image, et le capteur contribuent simultanément à la réponse impulsionnelle d'un système réel dans le domaine spatial.

En reprenant les équations 3.1 et 3.2, le théorème du produit de convolution, moyennant des signaux périodiques, continus et bornés i.e. les conditions de Dirichlet, permet

d'affirmer que la convolution de deux ou plusieurs signaux est équivalente à un produit ponctuel des transformées de Fourier de ces signaux dans le domaine spectral. Il est alors possible d'exprimer une équivalence entre la convolution  $h(x, y)$  des réponses impulsionnelles des composantes optiques et le produit commutatif et ponctuel  $H(u, v)$  de la transformée de Fourier de chacune des réponses impulsionnelles  $h_n(x, y)$  selon la relation :

$$h(x, y) = h_1(x, y) * h_2(x, y) * \cdots * h_n(x, y) \quad (3.6)$$

$$H(u, v) = H_1(u, v) \times H_2(u, v) \times \cdots \times H_n(u, v) \quad (3.7)$$

Malgré qu'en réalité un système optique ne soit pas isoplanaire sur la totalité de son champ de vision, il est possible de décomposer ce dernier en régions qui respectent localement cette propriété. La réponse impulsionnelle du système doit alors être évaluée pour chaque région. Cependant, une analyse locale sur l'axe optique est généralement suffisante pour obtenir un aperçu du comportement général du système. La condition d'isoplanarité est alors suffisante pour affirmer que le système est linéaire et invariant localement. La condition de linéarité permet d'utiliser le principe de superposition et de produire ainsi des convolutions et donc des produits de réponses optiques dans le domaine fréquence. Le principe d'invariance permet de généraliser l'analyse sur l'ensemble du champ de vision et d'utiliser le principe de séparabilité, permettant d'analyser les dimensions spatiales de façon indépendante.

Un système linéaire invariant produit une onde sinusoïdale en sortie si une onde de la même nature est appliquée en entrée. La perte en résolution spatiale du système est alors occasionnée par une réduction de la profondeur de modulation de l'image par rapport à l'objet. De façon analogue à l'équation 2.6, la profondeur de modulation est aussi connue sous le nom de contraste de Michelson ou bien visibilité donné par la relation suivante :

$$M = \frac{f_{\max} - f_{\min}}{f_{\max} + f_{\min}} \quad (3.8)$$

où  $M$  représente la profondeur de modulation de l'image et  $f_{\max}$  et  $f_{\min}$  représentent respectivement les valeurs maximales et minimales de la fonction d'irradiance sur le plan image.

La réduction de profondeur de modulation de l'image  $M_i$  par rapport à l'objet  $M_o$  est représentée par l'index de transfert de modulation MT

$$\text{MT} = \frac{M_i}{M_o} \quad (3.9)$$

La fonction de transfert de modulation prend alors en compte la dépendance spectrale de l'index de transfert de modulation de l'image et de l'objet et peut alors s'écrire :

$$\text{MTF} \equiv \frac{M_i(u, v)}{M_o(u, v)} \quad (3.10)$$

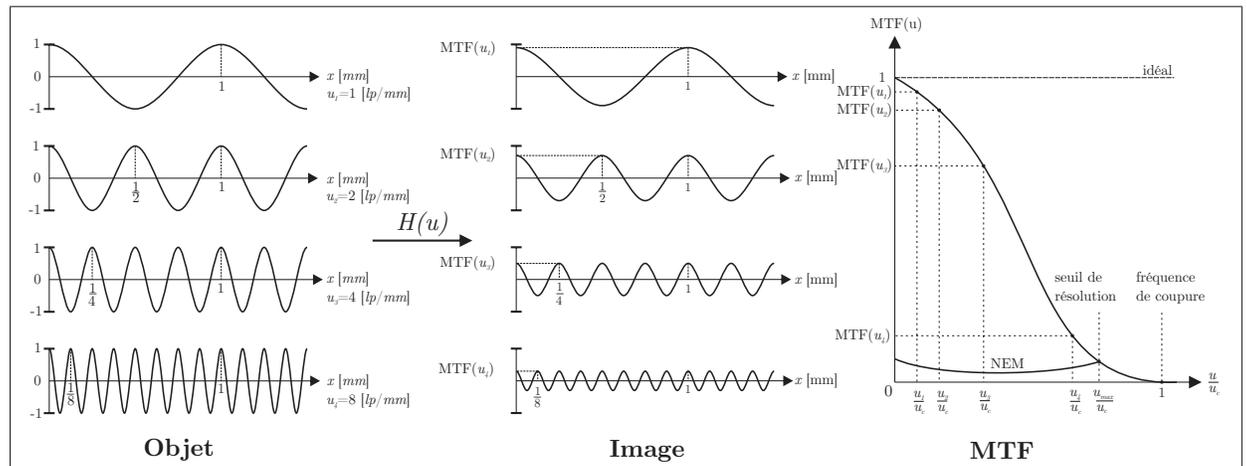


Figure 3.2 Illustration de la fonction de transfert de modulation à une dimension d'un système de vision linéaire invariant selon des entrées d'irradiance sinusoidales.

Tel que décrit dans la figure 3.2, la MTF est un filtre qui transfère une fonction d'irradiance du plan objet au plan image en fonction des fréquences spatiales. De la même façon que décrit dans l'équation 3.7, la fonction de transfert de modulation de chaque composante de l'équipement contribue commutativement à la fonction de transfert de modulation globale du système de vision pour ses  $n$  composantes selon la relation suivante :

$$\text{MTF}(u, v) = \text{MTF}_1(u, v) \times \text{MTF}_2(u, v) \times \dots \times \text{MTF}_n(u, v) \quad (3.11)$$

Le seuil de visibilité du système est défini comme la fréquence spatiale correspondant à l'intersection de la MTF globale du système et la fonction équivalente de bruit électronique présent dans l'image i.e. *Noise equivalent modulation* (NEM). La fonction équivalente de bruit représente le contraste nécessaire pour obtenir un SNR unitaire.

Malgré que plusieurs définitions existent, il est assumé que le SNR du signal optique est défini de la façon suivante :

$$\text{SNR} = \frac{\mu_i}{\sigma_i} \quad (3.12)$$

Où  $\mu_i$  et  $\sigma_i$  représentent respectivement la moyenne et l'écart-type du signal d'illumination reçu par le pixel ; Roehrig *et al.* (2006). Cette quantité est reliée à la densité spectrale du bruit  $\text{NPS}(u)$  présente dans l'image via une analyse de Fourier. La densité spectrale de bruit i.e. *Noise Power Spectrum* NPS peut être exprimée en fonction de la fonction équivalente de bruit de la façon suivante :

$$\text{NEM}(u) = \sqrt{\text{NPS}(u)} \quad (3.13)$$

La densité spectrale de bruit est un paramètre mesurable dans un système de vision qui est utile dans la détermination de la qualité de l'image. Pour un gain optique donné, une série d'images d'un objet à fréquence spatiale fondamentale donnée sous une illumination uniforme est prise. Une méthode numérique d'analyse d'image peut être utilisée pour

évaluer le NPS. En prenant des sous-échantillons carrés imbriqués de taille croissante de chaque image subséquentement bornés par une fonction de Hann, le carré de la FFT complexe de chaque sous échantillon est calculé. Ce spectre de puissance, aussi connu sous le nom de spectre de Wiener, est alors combiné dans une moyenne d'ensemble représentant la densité spectrale de bruit ; Hanson (1989), Baker *et al.* (2000).

Le NPS d'une image est bidimensionnel et est utile pour représenter du bruit sous l'hypothèse qu'il s'agit de bruit Gaussien, centré autour de zéro à moyenne fixe. Les méthodes numériques sont des approximations qui permettent de standardiser cet indice de performance et sont imparfaites, notamment puisque les images sont de dimensions finies et limitées en nombre. Cette analyse permet tout de même d'estimer le NEM d'un système de vision, permettant de borner la limite inférieure de résolution du système, causée par le bruit des composantes électroniques.

### 3.1.2 Limites de diffraction

Le système optique possède une limite de diffraction occasionnée par l'ouverture de la lentille. Les effets de diffraction sont diminués à grande ouverture photographique, ce qui a par ailleurs comme avantage d'augmenter la quantité de lumière transmise dans le circuit optique pour une distance focale et une durée d'exposition donnée. Toute ouverture de rayon correspondant à l'ordre de grandeur de la longueur d'onde transmise crée une fonction d'irradiance  $f(\rho)$  basée sur une fonction de Bessel de première espèce d'ordre un  $J_1$ . La relation est la suivante :

$$f(\rho) = \left| \frac{2J_1(\pi\rho)}{\pi\rho} \right|^2 \quad (3.14)$$

où  $\rho = ru_c$  est la distance radiale  $r$  de la distribution normalisée par rapport à la fréquence de coupure de diffraction du système donnée par la relation suivante :

$$u_c = \frac{1}{\lambda\mathcal{N}} \quad (3.15)$$

avec  $u_c$  la fréquence de coupure,  $\lambda$  la longueur d'onde et  $\mathcal{N}$  le nombre d'ouverture de la lentille. Cette distribution d'irradiance représente une tache d'Airy. Le premier zéro se produit à  $\rho_0 = 1.22$  et implique que le diamètre  $D_d$  correspondant au double du discriminant de Rayleigh possède environ 84% de son énergie concentrée sur son premier anneau, d'où la relation :

$$D_d = \frac{2\rho_0}{u_c} = \frac{2.44\lambda f}{D_o} = 2.44\lambda\mathcal{N} \quad (3.16)$$

où  $\lambda$  est la longueur d'onde de la lumière transmise,  $\mathcal{N}$  est le nombre d'ouverture de la lentille,  $f$  la distance focale et  $D_o$  le diamètre de l'ouverture circulaire de la lentille. Suivant les spécifications de la lentille, une ouverture de  $\mathcal{N} = 0.95$ , une distance focale de  $f = 17\text{mm}$  et une longueur d'onde porteuse de  $450\text{nm}$  donnent lieu à un diamètre de diffraction de  $\sim 1\mu\text{m}$  sur le plan image pour un grossissement unitaire.

La fréquence de coupure de diffraction du système de vision représente la limite supérieure de résolution atteignable. La fréquence de coupure pour une ouverture de  $\mathcal{N} = 0.95$  est de  $u_c \approx 2340\text{lp/mm}$  mais peut diminuer jusqu'à  $u_c \approx 139\text{lp/mm}$  pour une ouverture de  $\mathcal{N} = 16$ , d'où l'importance d'utiliser de grandes ouvertures photographiques. Incidemment, une ouverture de  $\mathcal{N} = 16$  génère un diamètre de diffraction de  $\sim 17\mu\text{m}$ .

Il est alors possible de normaliser les fréquences spatiales par rapport à la fréquence de coupure de diffraction du système, donnant lieu à la relation suivante pour la MTF de diffraction du système, issue de l'auto-corrélation de la fonction d'ouverture, dans ce cas-ci circulaire :

$$\text{MTF}_{\text{diff}} = \frac{2}{\pi} \left[ \arccos\left(\frac{u}{u_c}\right) - \left(\frac{u}{u_c}\right) \sqrt{1 - \left(\frac{u}{u_c}\right)^2} \right] \quad (3.17)$$

La relation représentée dans la figure 3.3 est définie pour une ouverture circulaire, avec  $0 \leq u \leq u_c$  et est nulle autrement. Il est important d'utiliser une fréquence de coupure de diffraction aussi grande que possible afin de maximiser la MTF globale du système optique. Ces considérations sont discutées davantage dans la section 4.6.

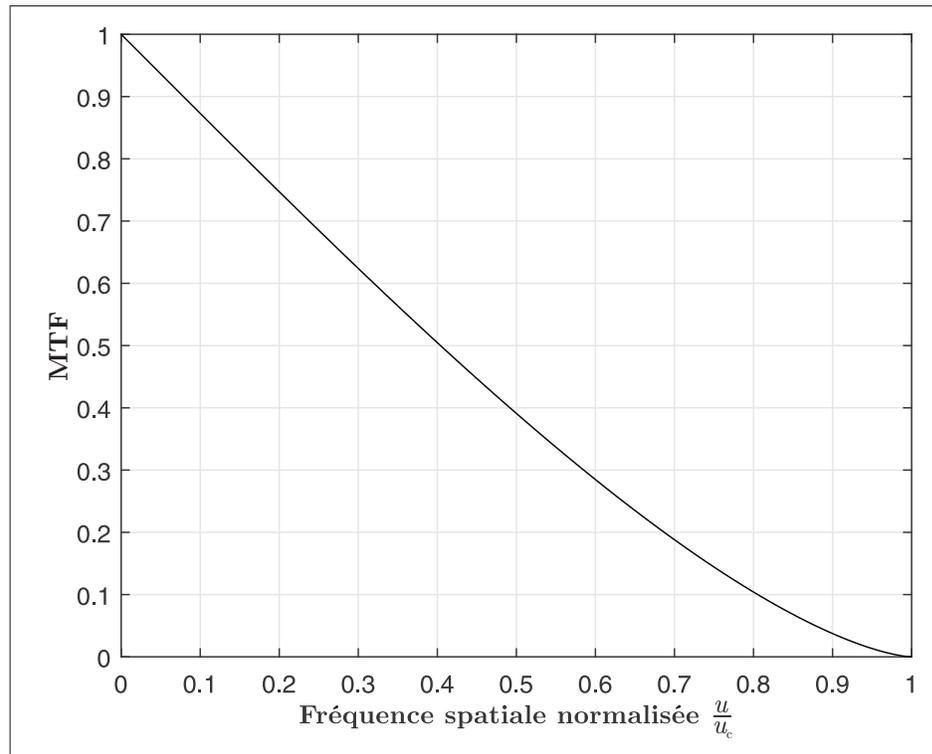


Figure 3.3 MTF unidimensionnelle de diffraction d'une lentille à ouverture circulaire normalisée par rapport à sa fréquence de coupure.

Cependant, la MTF de diffraction est une limite théorique optimiste qui ne tient pas compte des effets d'une lentille réelle. Il est possible de simuler numériquement la MTF d'une lentille en fonction de sa prescription mais cette approche demeure une tâche complexe puisque les lentilles choisies sont constituées d'un assemblage de huit lentilles en série comprenant un module fixe de focalisation par translation. Des données sont tout de même disponibles chez certains manufacturiers, notamment pour le modèle Xenon<sup>TM</sup> f/0.95-17mm candidat à l'application; Schneider Optics Inc. (2008). Le second modèle candidat f/0.95-17mm n'offre cependant aucune information sur sa MTF; Navitar Inc. (2016). Il demeure que la lentille n'est pas un facteur limitant de résolution du système et que l'absence d'information quantitative sur une lentille spécifique peut tout de même

permettre d'évaluer l'influence des facteurs dominants du circuit optique, tel que présenté dans les prochaines sections.

### 3.1.3 Limites du capteur

La nature discrète du capteur implique que chaque pixel prend un comportement moyen sur la distribution d'irradiance qui l'atteint; Fliegel (2004). Ce phénomène est représenté par la convolution de la fonction d'irradiance avec une fonction rectangle bi-dimensionnelle, représentant la réponse spatiale assumée uniforme d'un pixel. En reprenant les équations 3.1 et 3.2, il est alors possible d'exprimer l'image  $g(x, y)$  dans le domaine spatial en fonction de sa réponse impulsionnelle  $h(x, y)$  de la façon suivante :

$$\begin{aligned} g(x, y) &= f(x, y) * h(x, y) \\ &= f(x, y) * \Pi\left(\frac{x}{l_p}, \frac{y}{l_p}\right) \end{aligned} \quad (3.18)$$

où  $l_p = \sqrt{F_F A_p} = 6.3 \mu\text{m}$  représente la largeur active d'un pixel carré et  $F_F$  représente le facteur de remplissage. Le capteur est carré et la longueur  $l_p$  est alors le seul indicateur géométrique significatif dans ce contexte.

Il est alors possible de prendre la norme de la transformée de Fourier de la réponse impulsionnelle  $h(x, y)$  i.e. la MTF de l'empreinte du capteur. La MTF correspond à un filtre dans le domaine fréquence qui peut être séparé selon le produit de ses deux dimensions spatiales indépendantes, exprimé selon la relation suivante :

$$\text{MTF}_{\text{emp}}(u, v) = |\text{sinc}(ul_p)| |\text{sinc}(vl_p)| \quad (3.19)$$

Il est possible de séparer la MTF en produit de ses deux dimensions dans le contexte particulier d'un arrangement de pixels carrés. Des configurations de capteurs non symétriques ou non-rectangulaires ne permettent pas nécessairement une telle simplification; Boreman et Plogstedt (1989). Il est alors possible de remarquer que la MTF de l'empreinte

du capteur possède un zéro i.e. une fréquence de coupure à  $u_c = \frac{1}{l_p}$ . Cette fréquence représente le seuil de détection du capteur donnant lieu à un contraste nul apparaissant à  $u_c = 159.5 \text{ lp/mm}$ .

Une autre limite inhérente au processus discret de photo-détection du capteur survient dans l'échantillonnage du signal optique. La nature des capteurs CMOS est telle qu'elle possède un limite dans son facteur de remplissage  $F_F$ , ce qui implique que l'hypothèse de contiguïté du capteur ne peut être faite, i.e. le capteur n'est pas constitué de pixels adjacents où l'espace centre à centre de deux pixels représente la largeur d'un pixel.

En effet, les capteurs CCD peuvent atteindre un facteur de remplissage de 100% car l'électronique de transfert peut être intégrée à part pour l'ensemble des pixels. Or les capteurs CMOS nécessitent d'utiliser de l'électronique de transfert à même chacun des photo-capteurs. La distribution des pixels étant rectangulaire et égale, la distance centre à centre de deux pixels peut être représentée par un paramètre unique, soit la distance d'échantillonnage intra-pixel  $\Delta_p = \sqrt{A_p} = 10.6 \mu\text{m}$ . La figure 3.4 décrit le rapport de surface des pixels, avec la partie active en gris.

En pratique, l'échantillonnage n'est pas invariant par rapport à la position de la source incidente sur le plan focal, ce qui pour conséquence de générer une fonction de transfert dépendante de la position de la lumière incidente sur les pixels. Cependant, il est tout de même possible de faire une analyse invariante en assumant que l'irradiance de la scène est distribuée de façon aléatoire et qu'il s'agit d'une réponse impulsionnelle et d'une MTF moyennes. Il est alors possible d'exprimer la réponse impulsionnelle d'échantillonnage du capteur  $h(x, y)$  de façon analogue à la réponse impulsionnelle de son empreinte :

$$h(x, y) = \Pi \left( \frac{x}{\Delta_p}, \frac{y}{\Delta_p} \right) \quad (3.20)$$

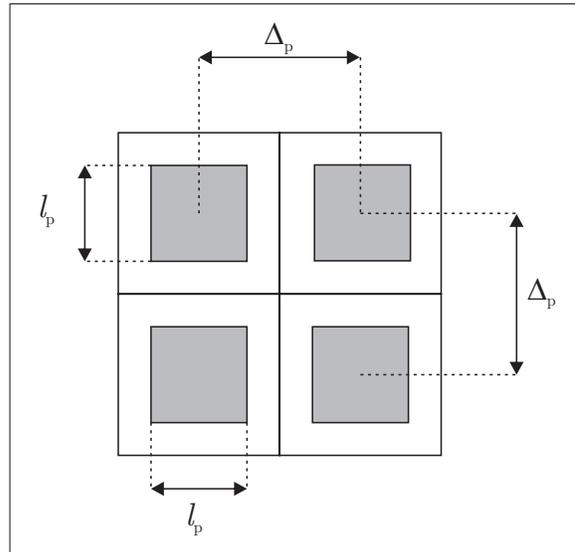


Figure 3.4 Représentation de la disposition d'une grille de photodétecteurs CMOS à facteur de remplissage non-idéal.

Donnant lieu à la fonction de transfert de modulation suivante :

$$\text{MTF}_{\text{ech}}(u, v) = |\text{sinc}(u\Delta_p)| |\text{sinc}(v\Delta_p)| \quad (3.21)$$

Cette fonction possède un zéro à  $u_c = \frac{1}{\Delta_p} = 93.4 \text{ lp/mm}$ . Cependant, puisqu'il s'agit d'un procédé d'échantillonnage, la fréquence spatiale de Nyquist  $u_{\text{nyq}}$  évitant le repliement de spectre est donnée par la relation :

$$u_{\text{nyq}} \leq \frac{1}{2\Delta_p} = 47.2 \text{ lp/mm} \quad (3.22)$$

Puisque le repliement de spectre est un processus symétrique autour de la fréquence de Nyquist, les fréquences spatiales au delà de la fréquence maximale d'échantillonnage sont repliées et génèrent des fréquences spatiales plus faibles selon la transformation :

$$(u_{\text{nyq}} + \Delta u) \rightarrow (u_{\text{nyq}} - \Delta u) \quad (3.23)$$

Les fréquences excédant la fréquence de Nyquist génèrent des artéfacts de repliement aux valeurs de contraste assignées par la MTF totale du circuit optique, à des fréquences spatiales inférieures, symétriques par rapport à la fréquence de Nyquist.

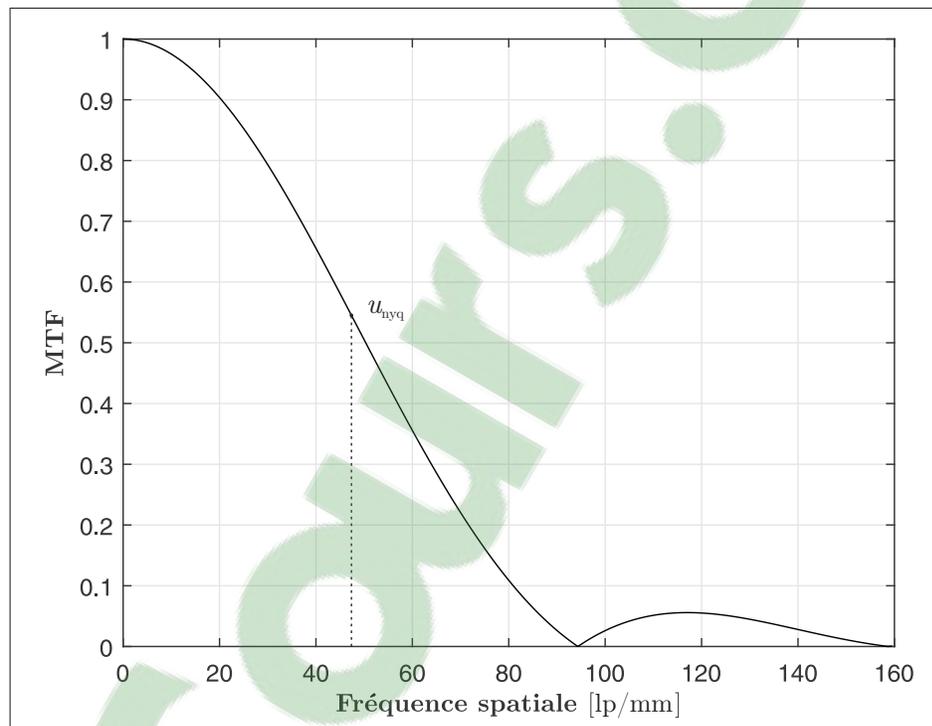


Figure 3.5 MTF unidimensionnelle du capteur avec fréquence limite de repliement.

Il est alors possible d'exprimer la MTF du capteur selon son empreinte et son échantillonnage, donnant lieu à la relation suivante, tel qu'illustré dans la figure 3.5 :

$$\begin{aligned} \text{MTF}_{\text{cap}}(u, v) &= \text{MTF}_{\text{emp}}(u, v) \cdot \text{MTF}_{\text{ech}}(u, v) \\ &= |\text{sinc}(ul_p)| |\text{sinc}(u\Delta_p)| \cdot |\text{sinc}(vl_p)| |\text{sinc}(v\Delta_p)| \end{aligned} \quad (3.24)$$

Le capteur possède une densité surfacique de pixels finie et le processus de quantification de l'image a une influence non négligeable sur la résolution de l'image obtenue.

### 3.1.4 Limites de l'intensificateur d'image

L'intensificateur d'image a une influence sur le degré de contraste minimal de l'image, notamment de par la perte de résolution occasionnée par le focus des électrons avant et après leur transmission à travers la MCP ainsi que par l'effet de dispersion occasionné par la photoluminescence du grain de l'écran au phosphore. Une des spécifications principales dans l'évaluation de la qualité d'un intensificateur d'image est dans sa faculté à transférer le contraste selon les fréquences imagées. Prédire la fonction de transfert de modulation d'un tube intensificateur d'image est complexe de par l'influence des multiples composantes du tube tel que décrit en section 4.5.

La première perte est occasionnée dans l'espace de focalisation électronique entre la photocathode et la MCP ; Seitz et Theuwissen (2011). L'effet de lentille électronique générée par les champs électriques présents ont une fonction d'étalement du point dépendante de l'espace et du voltage entre la cathode et la MCP. En assumant un mode d'émission Maxwellien, l'écart type de l'étalement du point peut être définie de la façon suivante :

$$\sigma_{e^-} = 2z_c \sqrt{\frac{E_0}{V_k}} \quad (3.25)$$

Où  $z_c$  est la distance de séparation entre la photocathode et la MCP,  $E_0$  est le voltage équivalent à l'énergie d'émission moyenne d'un électron et  $V_k$  est la tension de polarisation entre la photocathode et la MCP, tel que décrit plus en détail dans la section 4.5. Par exemple, en assumant une énergie de photo-émission de 100 meV à la photocathode, soit une tension  $E_0$  équivalente de 100 mV par électron, un espace  $z_c$  de 0.35 mm et une tension  $V_k$  de 200 V, l'on obtient un écart type d'étalement du point de  $\sigma_{e^-} \approx 16 \mu\text{m}$  sur la MCP. Dépendamment des spécifications et du modèle d'émission utilisé, la gamme de valeurs typiques de  $\sigma_{e^-}$  peut s'étendre de  $10 \mu\text{m}$  à  $25 \mu\text{m}$  pour des intensificateurs de troisième génération ; Gül et Efe (2010).

La contribution de l'étalement du point par focalisation électronique dans la fonction

de transfert de modulation en fonction de la fréquence spatiale  $u$  est Gaussienne et est donnée par la relation suivante, tel que présenté dans la figure 3.6 ; Csorba (1981) :

$$\text{MTF}_{e^-}(u) = e^{-\pi^2 u^2 \sigma_e^2} \quad (3.26)$$

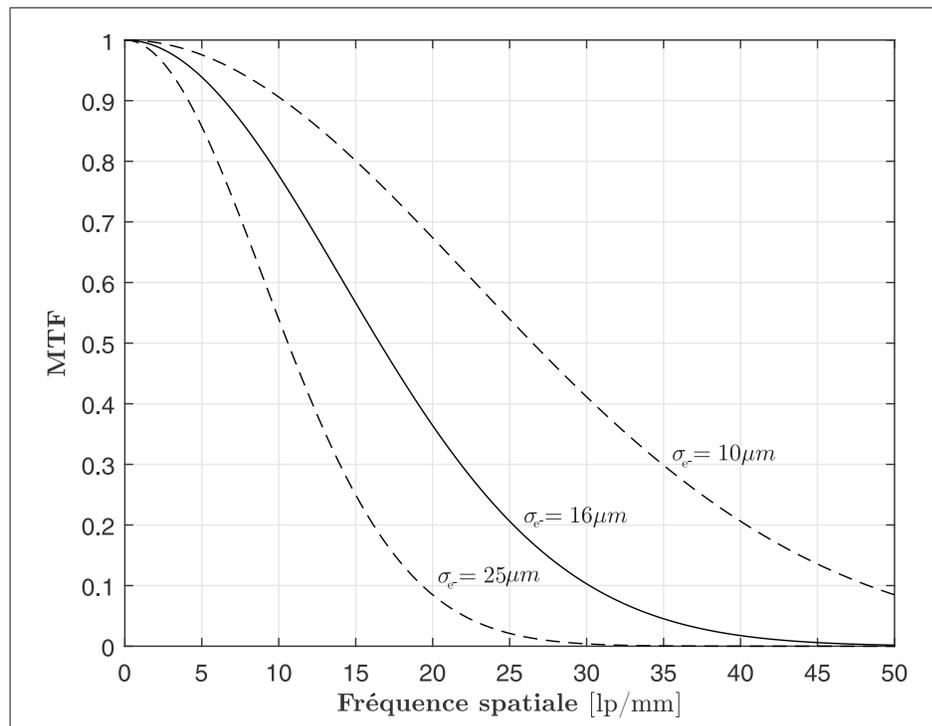


Figure 3.6 MTF unidimensionnelle de focalisation électronique sur la MCP.

La contribution du premier segment de l'intensificateur d'image, responsable de la focalisation électronique, est critique dans le rendement du système de vision, notamment en ce qui a trait à la tension de polarisation  $V_k$ .

Une autre influence est donnée par l'écran au phosphore, qui est responsable de la re-conversion des électrons en photons. L'écran est constitué d'une couche de phosphore d'épaisseur  $z_p$  superposée d'une couche réfléchissante protectrice d'oxide d'aluminium d'épaisseur  $z_{al}$ , déposées sur un substrat de verre d'une épaisseur typique de 2–3 mm.

En assumant une émission uniforme, il est possible de définir la fonction de transfert de modulation de l'écran  $MTF_{\text{phos}}$  en fonction de l'épaisseur des deux couches ; Barrett et Swindell (2011). Des valeurs typiques d'épaisseur pour du phosphore P43 sont de  $z_p = 6 \mu\text{m}$  et  $z_{\text{al}} = 50 \text{ nm}$ ; Proxitronic Inc. (2000). La relation est la suivante, tel que présenté dans la figure 3.7 :

$$MTF_{\text{phos}}(u) = \frac{e^{-2\pi u z_{\text{al}}} (1 - e^{-2\pi u z_p})}{2\pi u z_p} \quad (3.27)$$

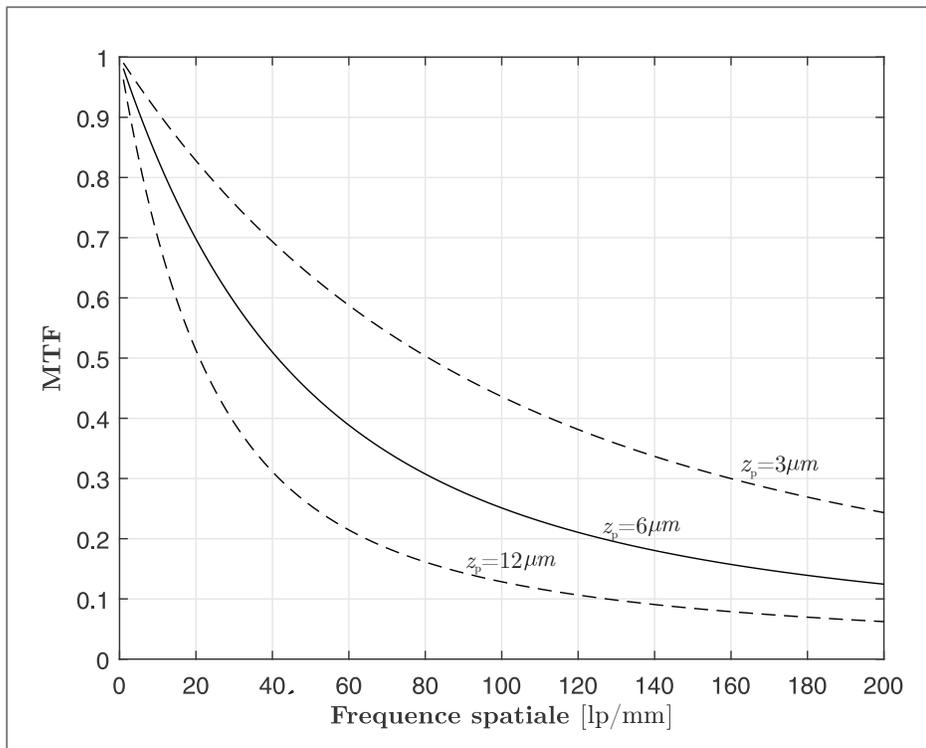


Figure 3.7 MTF unidimensionnelle de diffusion à l'écran au phosphore.

Une couche homogène phosphore possède au minimum 3 à 4 épaisseurs de grain. Un grain de petite taille, typiquement de l'ordre de  $\sim 1 - 3 \mu\text{m}$  influence l'efficacité de la conversion photo-électrique et la résolution spatiale de l'image. En revanche, le compromis se situe

généralement au niveau du temps de déclin de photoluminescence. Ce dernier attribut est critique pour les applications à simple ou double exposition de phénomènes dynamiques rapides, mais n'est pas un paramètre critique dans la présente application.

Une autre influence notable sur la résolution de l'image est causée par la taille finie des pores de la MCP de l'intensificateur d'image ; Csorba (1981). Selon les spécifications déterminées, les pores de la MCP de diamètre optique de 18mm et 25mm possèdent un diamètre de  $d_{mcp} = 5 \mu\text{m}$ , mais certains modèles peuvent avoir des diamètres de  $10 \mu\text{m}$  et des versions haute résolution peuvent être manufacturées en format  $2 \mu\text{m}$  ; Photonis Inc. (2011). Ce paramètre a une influence importante sur la qualité de l'image, tel que présenté dans la figure 3.8.

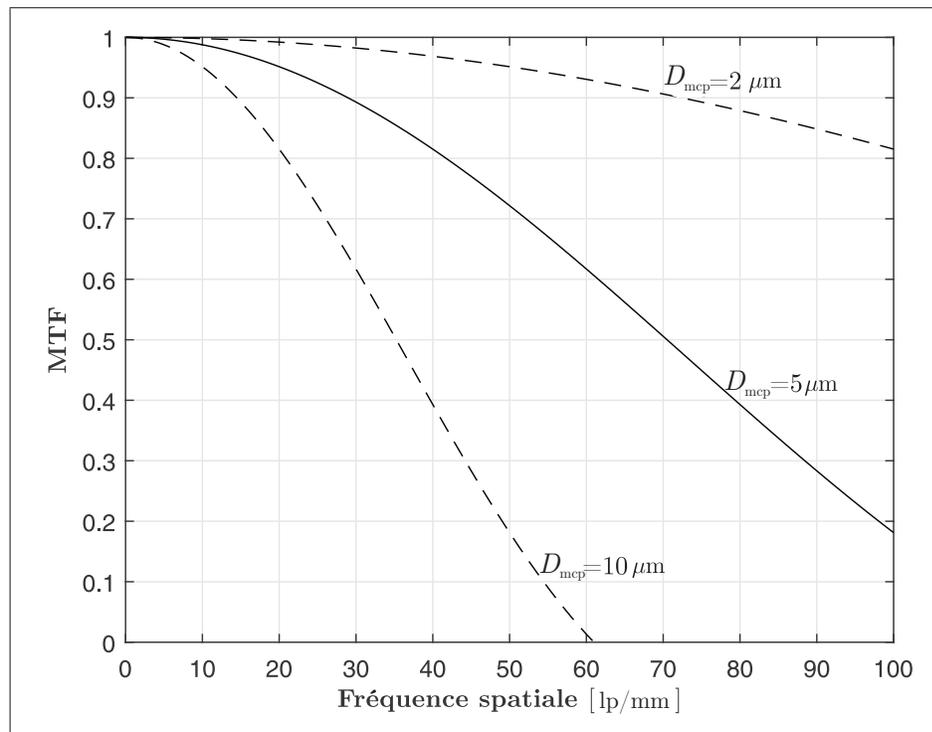


Figure 3.8 MTF unidimensionnelle de la MCP.

La MCP peut être représentée par une distribution symétrique de cylindres avec un fac-

teur de longueur typique de 40 : 1 par rapport au diamètre des pores. Le réseau de pores est distribué selon un paramètre de distance de centre à centre uniforme, généralement de un à deux micromètres supérieur au diamètre des pores. Les ouvertures circulaires à l'entrée et à la sortie influencent doublement la trajectoire des électrons. Le phénomène de génération d'électrons secondaires est un processus optique à part entière, et la distribution des cylindres rend l'influence optique de l'ouverture d'entrée et de sortie superposables. Cette influence peut être caractérisée par une fonction de transfert propre aux ouvertures circulaires, soit une fonction de Bessel de première espèce d'ordre 1, donnée selon la relation suivante :

$$\text{MTF}_{\text{mcp}}(u) = \left| \frac{2J_1(\pi u D_{\text{mcp}})}{\pi u D_{\text{mcp}}} \right| \quad (3.28)$$

En se référant à la section 4.5, il est possible d'utiliser une lentille relais de grossissement non-unitaire afin d'utiliser une plus grande majorité de la surface de l'intensificateur de diamètre optique de 18mm. En effet, puisque l'intensificateur d'image est le facteur limitant en résolution, utiliser la totalité de sa surface disponible permet d'optimiser la résolution spatiale de l'image. Le grossissement requis crée alors un diamètre effectif des pores de la MCP réduit du même ratio, soit  $\sim 3.5\mu\text{m}$  pour des pores de  $5\mu\text{m}$  avec un grossissement de 0.7X i.e. 1 : 1.43. Ce grossissement a une influence positive sur la MTF de la MCP mais nécessite l'utilisation d'une lentille générant une image plus large que les dimensions du capteur, augmentant le champ de vision. Pour ce faire, une lentille de format optique de 1" est en effet nécessaire, avec une ouverture maximale de 0.95 à 17mm de distance focale, générant une image de 16mm de diamètre.

### 3.2 Caractérisation du médium optique

Il existe une autre limite de visibilité dans un système de vision réel créée par la non-uniformité du médium. Cette distortion est attribuable à la turbulence du médium optique et devient non négligeable lorsque les portées sont grandes, tel qu'en astronomie, ou bien lorsqu'il existe de grands gradients de température, tel que dans la présente applica-

tion. Il est important de reconnaître l'influence des paramètres configurables du système afin d'optimiser le rendement optique du système de mesure.

Les fluctuations de l'indice de réfraction causés par la radiation ambiante absorbée et les courants de convection sont à la source du mécanisme altérant le parcours d'une onde électromagnétique se propageant dans un médium. Ce transfert de chaleur donne lieu à des fluctuations aléatoires de l'index de réfraction de l'air causées par sa turbulence. Cette turbulence génère des variations dans la linéarité de la propagation de la lumière et son intensité, générant des fluctuations temporelles du signal reçu de façon généralisée sur le plan focal. Ces variations limitent la précision du système de mesure en affectant la résolution spatiale et la distribution d'intensité de l'image. Ces erreurs sont moyennées sur la capture et ultimement sur la mesure complète de la scène. Il est donc nécessaire d'évaluer la dynamique de telles sources d'erreur afin de pouvoir concevoir un système de mesure qui peut en minimiser les effets autant que possible.

L'influence des perturbations peut être limitée par de courtes durées d'exposition, réduisant ainsi les variations dans une même image. Cependant, la résolution globale est tout de même affectée par les fluctuations temporelles macroscopiques de l'index de réfraction du médium, puisque la mesure de l'intensité du signal de battement est faite sur un grand nombre d'images.

L'influence de la turbulence sur l'exactitude optique d'une image est un sujet actif de recherche en observation astronomique, mettant en oeuvre des systèmes d'optique adaptative, permettant de partiellement corriger certaines aberrations spatiales et temporelles de la lumière reçues sur le capteur ; Tyson (2011). Des méthodes de post-traitement de l'image permettant de réduire l'erreur occasionnée à posteriori on aussi été développées dans divers contextes de vision ; MacDonald et Cain (2006), Gilles et Osher (2012), Michelli *et al.* (2013), Zhu et Milanfar (2013).

Malgré que d'autres sources d'erreur soient présentes dans l'analyse de la propagation atmosphérique de la lumière, notamment en ce qui attrait la présence d'aérosols, il peut être assumé à toutes fins pratiques que la turbulence du médium est la contribution principale à la MTF du médium ; Wong et Jassemi-Zargani (2014). La présence d'aérosols demeure un facteur important d'extinction du signal, notamment pour les longueurs d'onde visibles ; Billmers *et al.* (2005).

Les deux contributions majeures à l'extinction d'un signal lumineux se propageant dans un médium contenant des aérosols est attribuable à l'absorption et à la diffusion de la lumière par les particules en suspension. Le coefficient d'absorption  $\sigma_{\text{abs}}$  dépend du type et des dimensions des particules en suspension et est inversement proportionnel à la longueur d'onde transmise. La même dépendance survient pour le coefficient de diffusion  $\sigma_{\text{diff}}$  du médium. Ces deux paramètres peuvent être exprimés selon un coefficient global d'extinction  $\sigma_{\text{ext}}$ , où  $\sigma_{\text{ext}} = \sigma_{\text{abs}} + \sigma_{\text{diff}}$  et la dépendance du signal de retour  $P_{\phi}(z)$  ayant parcouru une distance  $z$  est alors donnée selon  $P_{\phi}(z) \propto e^{-z\sigma_{\text{ext}}}/z^2$  avec  $\sigma_{\text{ext}} \propto \frac{1}{\lambda}$ . Ces dépendances viennent supporter l'utilisation d'une longueur d'onde plus longue dans le système de vision et expliquent notamment la popularité de l'infra-rouge pour des applications de vision en présence de combustion et d'aérosols.

### 3.2.1 Mécanique de la turbulence

Dans la présente application, la turbulence du médium est principalement engendrée par un transfert de chaleur via la convection naturelle du fluide alimentée par les parois chaudes du réfractaire. Une masse d'air statique aux alentours d'une surface chaude reçoit un transfert de chaleur par conduction dans sa couche limite de façon générale. S'il existe une prédominance de la diffusivité thermique du fluide sur les forces visqueuses dissipant la quantité de mouvement, le transfert de chaleur change de mode dominant et la convection naturelle prédomine sur la conduction. En effet, l'air possède un nombre de Prandtl aux alentours de 0.75 à des températures normales, ce qui indique que l'air est

un fluide propice aux courants de convection. Le nombre de Prandtl est un paramètre propre à un fluide et est déterminé par le rapport entre la diffusivité de son momentum et sa diffusivité thermique.

Ces courants de convection sont poussés par les forces de flottabilité du fluide, générées par un gradient de température donnant lieu à un gradient de densité dans le fluide. Un courant de convection est un mécanisme de transport de chaleur et de masse. S'il existe une prédominance des forces de flottabilité poussées par la chaleur ajoutée sur les forces visqueuses au delà d'une certaine proportion, c'est à dire si le nombre de Grashof du fluide et de la configuration est supérieur à  $10^8 - 10^9$ , il est possible de dire que les courants de convection sont turbulents.

Dans l'axe du champ de vision de la caméra, une masse d'air ambiant au contact d'une surface réfractaire de température de  $T_s \sim 1000^\circ$  a un nombre de Grashof défini selon la relation suivante :

$$\text{Gr} = \frac{g\beta_{\text{air}}(T_s - T_\infty)L^3}{\nu_{\text{air}}} \sim 10^{13} \quad (3.29)$$

où  $g$  est l'accélération de la gravité,  $\nu_{\text{air}}$  la viscosité cinématique de l'air à température et pression normales,  $\beta_{\text{air}}$  sa diffusivité thermique et  $L$  la longueur caractéristique d'une poche telle que présentée dans la figure I-1 en annexe. La longueur caractéristique est une dimension permettant de borner l'ordre de grandeur de la surface. Notamment, il est assumé que la dimension  $L$  représente la moyenne de la profondeur et du diamètre de la couche réfractaire.

La turbulence dans un fluide est un phénomène chaotique non-linéaire où une configuration de conditions initiales permet d'estimer des distributions spatio-temporelles de momentum bornés par l'échelle des énergies impliquées. Notamment, le modèle le plus répandu malgré certaines lacunes en analyse numérique des fluides est de définir les quantités fondamentales d'énergie cinétique turbulente  $k_t$  et de taux de dissipation  $\epsilon_t$  de cette énergie afin d'attribuer aux tourbillons des paramètres caractéristiques de diamètre et

de vitesse par les équations de Navier-Stokes moyennées temporellement. Notamment, une échelle temporelle peut aussi être attribuée en fonction de ces quantités; Bredeberg (2001), Smith (1993).

La chaleur ajoutée par la paroi à la masse d'air peut alors être modélisée par un courant de convection représenté par un spectre de tourbillons tridimensionnels ayant une dimension de distance et un coefficient de friction diffusive agissant selon le gradient de vitesse présent dans le flux de cisaillement du tourbillon. Ces tourbillons sont générés par un courant cyclique de transport de masse et de chaleur, généré par les gradients de température présents et entraînant une fluctuation cyclique de la densité de l'air.

Au niveau microscopique, les larges tourbillons sont instables et se décomposent en cascades vers de plus petites dimensions. Cette dissipation est auto-alimentée par les forces inertielles du fluide, jusqu'à ce que son énergie cinétique turbulente soit complètement dissipée en chaleur. Cette limite survient lorsque la dimension des tourbillons atteint la micro-échelle de Kolmogorov, paramètre du fluide se situant aux alentours de 1 mm à 1 cm pour l'air à pression et humidité normales. Ce paramètre permet alors de situer une échelle inférieure  $l_0$  et supérieure  $L_0$  de la taille des tourbillons, marquant la transition entre différents régimes de turbulence. Plus le taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente  $\epsilon$  est grand, plus l'échelle inférieure  $l_0$  est faible et plus la turbulence est forte.

En effet, l'énergie cinétique turbulente du fluide,  $k$ , est fonction du nombre d'onde des tourbillons,  $K$ , tel que décrit dans la figure 3.9. Lors de la décomposition des tourbillons à partir d'un ajout de chaleur donné, l'échelle supérieure  $L_0$  définit la dimension des tourbillons au dessous de laquelle les forces inertielles du momentum turbulent prédominent sur la dépendance à l'ajout de chaleur et aux dissipations visqueuses. L'échelle inférieure marque quant à elle le début du régime de dissipation, où la quantité de mouvement contenue dans la turbulence de la masse d'air est finalement transformée en chaleur; Holtslag (2006). L'analyse de la transmission de la radiation dans un médium

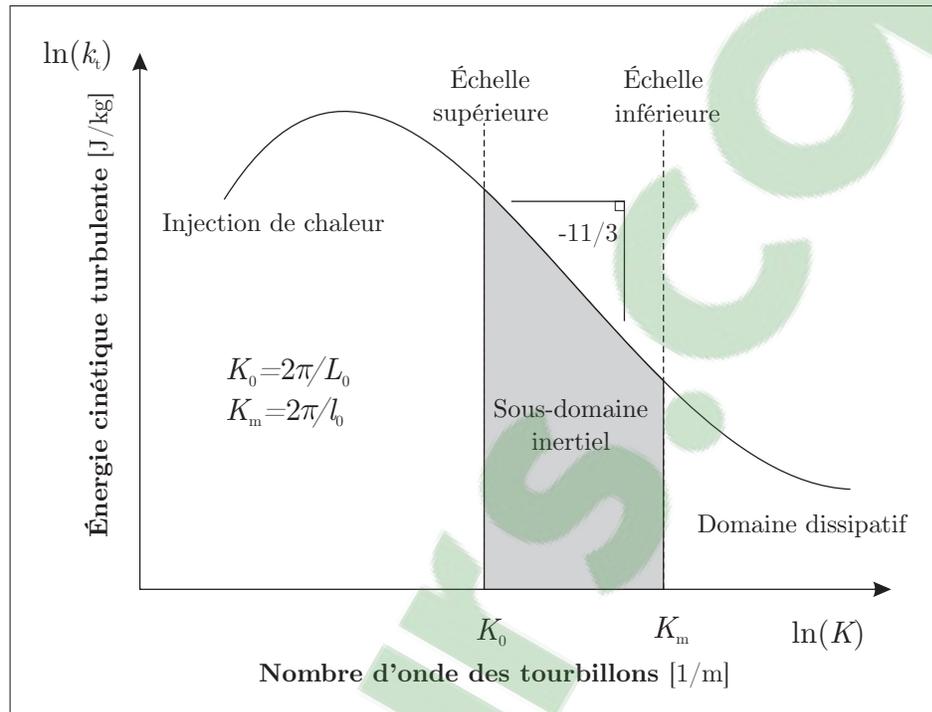


Figure 3.9 Représentation logarithmique du spectre de turbulence d'un fluide.

optique turbulent est fondée sur l'hypothèse du sous-domaine inertiel, où des expressions analytiques fonction de la distribution statistique de l'index de réfraction de l'air sont développées.

### 3.2.2 Vision atmosphérique

La longueur de cohérence du médium  $r_0$ , aussi connue sous le nom de diamètre de Fried est un indicatif de la qualité de la transmission d'un signal optique à travers un médium turbulent dans le sous-domaine inertiel tel que décrit dans l'analyse de Kolmogorov ; Fried (1966). Ce paramètre est défini comme l'erreur moyennée dans le temps d'un front d'onde se propageant dans un médium turbulent ; Dullemond (2011). Physiquement,  $r_0$  représente la dimension d'une quantité d'air suffisamment petite pour qu'elle soit considérée uniforme.

L'apparence de la turbulence peut être définie par une contribution statique et une contribution ondulatoire correspondant au vacillement caractéristique observable de l'image dans le temps. Il est alors possible de définir la MTF à longue exposition de l'atmosphère turbulent. La MTF à longue exposition du médium optique turbulent représentant un moyenne temporelle de la fluctuation de la propagation de la lumière à travers les tourbillons est donnée par la relation suivante :

$$\text{MTF}_{\text{tle}}(u) = e^{-3.44(u\lambda f/r_0)^{5/3}} = e^{-(u/u_c)^{5/3}} \quad (3.30)$$

Où la fréquence de coupure  $u_c$  du système causée par la turbulence peut être donnée par la relation suivante :

$$u_c = \frac{r_0}{2.1\lambda f} \quad (3.31)$$

où  $f$  est la distance focale de la lentille utilisée. Cette estimation est valide pour de longues expositions puisqu'elle prend en compte la dynamique macroscopique des tourbillons survenant à une échelle temporelle proportionnelle à une dimension caractéristique  $L_0$ . En effet, une distinction survient lorsque la durée d'exposition peut être considérée courte si  $\tau_c < 10$  ms.

La MTF à courte exposition est alors développée comme une expression corrigée de l'équation 3.30 et permet d'estimer la résolution de l'image pour des échelles temporelles de l'ordre de la durée d'exposition correspondant à des longueurs caractéristiques  $l < L_0$  selon l'équation :

$$\text{MTF}_{\text{tce}}(u) = e^{-3.44(u\lambda f/r_0)^{5/3}} \left[ 1 - b(\lambda f u / D_o)^{1/3} \right] \quad (3.32)$$

où  $D_o$  est l'ouverture de la la lentille et  $b$  est une constante. Dans ce contexte,  $b = 0.5$  et représente une condition de propagation de champ lointain, alors que  $b = 0$  représente un cas de longue exposition tel que décrit dans l'équation 3.30. La dépendance de l'équation 3.32 avec le diamètre d'ouverture illustre la contribution favorable en résolution qu'une grande ouverture peut apporter sur la définition d'une seule image. Toutefois, tel que lar-

gement documenté en astronomie, l'augmentation du diamètre  $D_o$  au delà de  $r_0$  devient non-significatif et  $r_0$  devient le paramètre bornant la résolution de l'image.

Cette équation représente une description de la dégradation de la résolution attribuable au flou statique de la turbulence pour des durées d'expositions inférieures à l'échelle temporelle des fluctuations macroscopiques du médium. Toutefois, malgré que la variation de l'inclinaison des fronts d'onde incidents marquée par les effets turbulents à l'échelle de  $L_0$  ne soit présente d'une image à l'autre, elle demeure apparente dans la série d'images de la mesure complète.

En effet, du point de vue de la résolution spatiale de la surface tridimensionnelle mesurée, la redondance de la position d'un point dans la série d'images est équivalente à celle d'un point dans une image de durée d'exposition  $N\tau_c$ . Cette condition signifie que réduire  $\tau_c$  peut offrir un gain en résolution de manière absolue pour chacune des images, mais que ce gain est perdu pour l'ensemble de la série. La MTF à exposition longue représente alors la dégradation totale perçue par le système et décrit le cas le plus défavorable et réaliste de dégradation de la résolution du système de vision.

Une valeur typique de  $r_0 = 5 - 10$  cm pour  $\lambda = 500$  nm est souvent utilisée en astronomie pour modéliser les pertes occasionnées par l'atmosphère. À des fins d'analyse,  $r_0$  peut atteindre  $\sim 5$  mm pour  $\lambda = 500$  nm dans des conditions de turbulence sévère ; Smith (1993). Une méthode consisterait à simuler numériquement le fluide turbulent afin de pouvoir déduire les quantités significatives permettant de définir  $r_0$  de manière plus adéquate.

Il demeure que l'un des résultats importants de l'analyse de Fried est dans la dépendance de  $r_0$  avec la longueur d'onde du signal lumineux. En effet, il peut être démontré que  $r_o \propto \lambda^{\frac{6}{5}}$ , ce qui rend possible de remarquer que la fréquence de coupure créée par le médium a alors une dépendance donnée par  $u_c \propto \lambda^{\frac{1}{5}}$  et que l'influence de la turbulence augmente alors plus la longueur d'onde diminue, tel qu'illustré dans la figure 3.10.

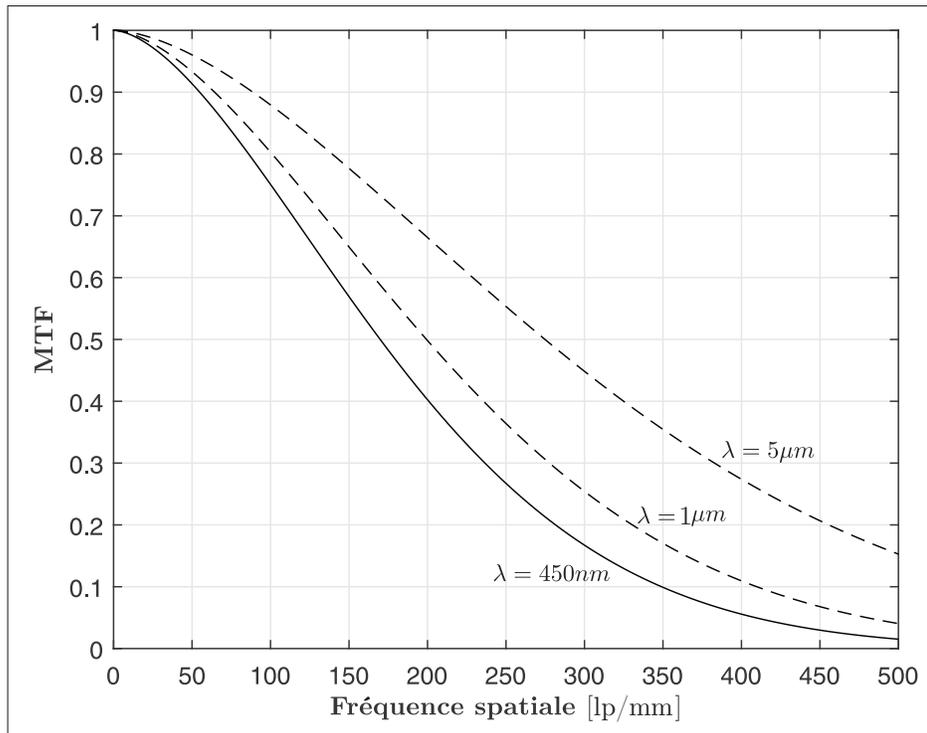


Figure 3.10 MTF unidimensionnelle atmosphérique à exposition longue estimée selon différentes longueurs d'onde porteuse du signal.

En analysant les implications de la sélection de la longueur d'onde du système, il est possible de remarquer qu'augmenter la fréquence de l'onde porteuse ne donne qu'un très faible gain de visibilité, si la présence d'aérosols est négligée. D'autres considérations telles que le contraste spectral de l'illumination par rapport à la radiation ambiante sont des facteurs qui ont une influence sur le rendement du système, tel que décrit davantage en section 3.4.

La MTF atmosphérique possède une dépendance avec la distance focale de la lentille, tel que décrit dans la figure 3.11 . Afin d'optimiser le champ de vision en focus à travers la turbulence, il est nécessaire d'utiliser une faible distance focale et une grande ouverture photographique. La grande ouverture maximise la lumière incidente et permet d'utiliser une fréquence de capture suffisamment rapide pour qu'elle puisse aider à réduire l'in-

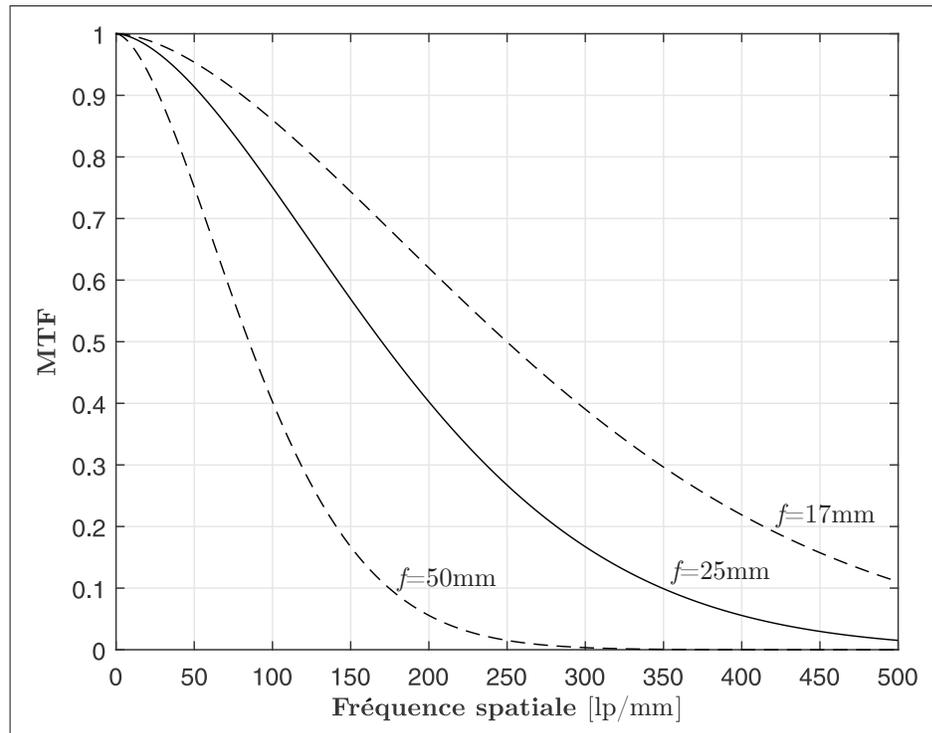


Figure 3.11 MTF unidimensionnelle atmosphérique estimée selon différentes distances focales de lentille.

fluence dynamique de la turbulence d'une image à l'autre, malgré que ce gain soit perdu sur l'ensemble de la série d'images. Toutefois, il demeure important que la fréquence de capture demeure suffisamment lente afin de maximiser le SNR de l'image, en rappelant que l'incertitude spatiale causée par la turbulence du médium est bornée à toutes fins pratiques par la longueur de Fried, la longueur d'onde et la distance focale, indépendamment de l'ouverture et de la durée d'exposition. Cependant, une distance focale trop faible génère un angle de vue trop grand et diminue la résolution spatiale de la région d'intérêt dans l'image. Maximiser ces paramètres fait partie des critères optiques de sélection de la lentille, tel que mentionné en section 4.6

### 3.3 Limites globales

Selon l'analyse faite dans les sections précédentes, il est alors possible d'estimer le rendement optique global du système de vision en compilant l'influence des divers paramètres

ayant une incidence sur le circuit optique. En rappelant l'équation 3.11, il est alors possible d'estimer la fonction de transfert de modulation du système  $MTF_{\text{sys}}$  selon le produit de ses divers constituants.

$$\begin{aligned} MTF_{\text{sys}} &= MTF_{\text{cap}} \cdot MTF_{\text{II}} \cdot MTF_{\text{diff}} \cdot MTF_{\text{turb}} \\ &= MTF_{\text{cap}} \cdot MTF_{P_{43}} \cdot MTF_{\text{pmc}} \cdot MTF_{e^-} \cdot MTF_{\text{diff}} \cdot MTF_{\text{tle}} \end{aligned} \quad (3.33)$$

En incluant les expressions analytiques définies au long du chapitre, il est alors possible d'évaluer la MTF estimée du système de vision en une dimension, en assumant une symétrie radiale dans le plan image et en négligeant les aberrations optiques de focalisation, tel que décrit dans la figure 3.12

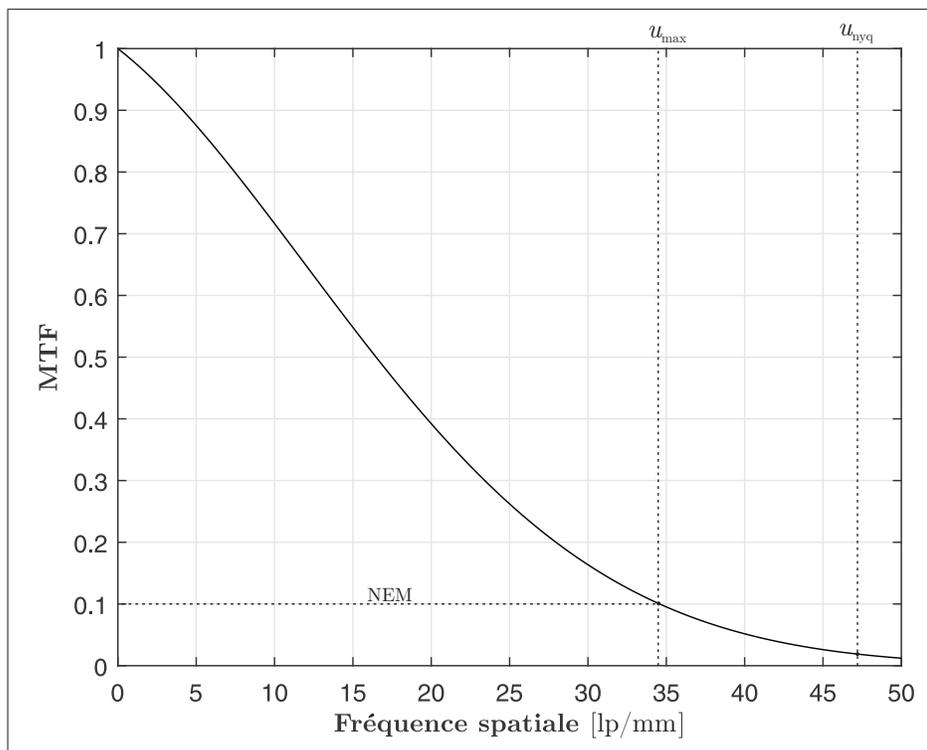


Figure 3.12 MTF unidimensionnelle globale estimée du système de vision.

Puisque la contribution de la première étape de focalisation électronique de l'intensificateur d'image  $MTF_{e^-}$  est dominante, un scénario impliquant un étalement du point

de  $\sigma_{e^-} = 10 \mu\text{m}$  a été choisi dans le calcul de la MTF globale du système afin de suivre les spécifications typiques des manufacturiers avec les données. En effet, des fréquences maximales typiques se situent entre 45 lp/mm Photonis Inc. (2010) et 64 lp/mm Hamamatsu Inc. (2009) pour des intensificateurs de diamètre optique de 18 et 25 mm tel que décrit davantage dans la section 4.5.

Le seuil de résolution du système est fonction de la dépendance spectrale du SNR du système, principalement généré par l'intensificateur d'image. Cette dépendance doit être évaluée empiriquement, tel que mentionné dans la section 3.1.1. En effet la fonction équivalente de bruit du système dépend de la densité spectrale de bruit, aussi appelée spectre de Wiener ; Nishikawa (2003). Tel que décrit dans la figure 3.12, l'intersection des deux courbes détermine le seuil de résolution du système. À des fins d'analyse, il est assumé que le seuil de visibilité du système est atteint à 10% de contraste, donnant lieu à une fréquence spatiale maximale  $u_{\text{max}} \sim 35 \text{ lp/mm}$ .

En faisant référence aux spécifications de l'équipement et aux deux scénarios d'observation spécifiés ultérieurement dans les tableaux 3.1 et 4.8, il est possible d'estimer la résolution spatiale de l'image dans l'espace objet en fonction de sa profondeur en utilisant le facteur de grossissement  $m_z$  d'un point à une distance  $z$  selon la relation :

$$m_z = \frac{\Delta_i}{\Delta_o} = \frac{f}{z} \quad (3.34)$$

où  $f$  est la distance focale de la lentille et  $\Delta_o$  et  $\Delta_i$  représentent respectivement la taille réelle de l'objet et de son image sur le plan focal. Tel que présenté en section 4.6, il est alors possible d'exprimer la résolution spatiale minimale du système dans le plan objet  $\Delta_{xy}$  en fonction de l'échelle de résolution sur le capteur, présentée comme le cercle de confusion  $\mathcal{C} = \frac{1}{u_{\text{max}}}$  et de la distance  $z$  d'un point en prenant compte du grossissement de la lentille selon la relation :

$$\Delta_{xy}(z) = \frac{\mathcal{C}}{m_z} = \frac{z}{f u_{\text{max}}} \quad (3.35)$$

En prenant une valeur maximale de portée de  $z_{\max} = 10$  m, il peut alors être déterminé que la résolution spatiale minimale dans le plan objet de l'image est définie par  $\Delta_{xy} \leq 1.15$  cm. Cet ordre de grandeur de résolution est acceptable dans la mesure ou il correspond avec l'ordre de grandeur de résolution de profondeur escompté. Des valeurs de résolution spatiale minimale dans le plan objet sont rapportées dans le tableau 4.8 selon deux configurations d'observation présentées dans la section 3.4 suivante.

### 3.4 Analyse radiométrique

Il est important d'estimer l'ordre de grandeur de la radiation ambiante sur la surface exposée du système de vision afin de prendre les prédispositions nécessaires pour la survie de l'équipement. En assumant un transfert d'énergie purement par radiation et en assumant que la surface réfractaire est un corps gris composé de magnésie ayant une émissivité constante de  $\epsilon_s = 0.38$  évaluée à  $1000^\circ\text{C}$ ; Haynes (2015), la distribution d'exitance d'un corps noir  $E$  [ $\text{W}/\text{m}^3$ ] pour l'ensemble de l'espace en fonction de la longueur d'onde  $\lambda$  et de la température  $T$  s'exprime selon la loi de Planck :

$$\epsilon_s E(\lambda, T) = \frac{2\pi\epsilon hc^2}{\lambda^5 \left( e^{\frac{hc}{\lambda k_B T}} - 1 \right)} \quad (3.36)$$

avec  $c$  la vitesse de la lumière,  $h$  constante de Planck et  $k_B$  la constante de Boltzmann. L'exitance d'un corps gris d'émissivité  $\epsilon$  s'exprime donc par  $\epsilon E$ . L'assemblage de filtrage, tel que décrit en section 4.7 placé devant la lentille agit comme filtre et bouclier de radiation en réfléchissant et en absorbant au delà de sa longueur d'onde de coupure supérieure les longueurs d'ondes les plus énergétiques.

La puissance totale émise est fonction de la surface totale  $A_s$  de la paroi émettrice. Il est possible de remarquer qu'il s'agit d'un facteur d'échelle permettant d'exprimer la puissance de radiation  $P_{\text{rad}}$  [ $W$ ] de la surface pour toutes les longueurs d'onde en fonction

de la température de surface  $T_s$  selon la loi de Stefan-Boltzmann :

$$P_{\text{rad}} = A_s \int_0^{\infty} \epsilon_s E(\lambda, T_s) d\lambda = \epsilon \sigma A_s T_s^4 \quad (3.37)$$

En assumant un filtre idéal, il est possible d'exprimer la fraction optique  $\hat{P}_{\text{rad}}$  de la radiation transmise  $P_\tau$  à travers le miroir chaud et les filtres par rapport à la puissance totale émise  $P_{\text{rad}}$  en fonction de la température selon la loi de Planck et la loi de Stefan-Boltzmann en estimant la proportion de puissance de radiation contenue dans la bande transmise par rapport à l'ensemble de la puissance de radiation :

$$\hat{P}_{\text{rad}}(T_s) = \frac{P_\tau}{P_{\text{rad}}} = \int_0^{\infty} \tau_M(\lambda) \tau_F(\lambda) E(\lambda, T_s) d\lambda \approx \frac{\eta}{\sigma T_s^4} \int_{\lambda_{F-}}^{\lambda_{F+}} E(\lambda, T_s) d\lambda \quad (3.38)$$

avec  $\tau_M$  et  $\tau_F$  étant respectivement les fonctions de transmittivité normalisées du miroir chaud et des filtres optiques passe bande et à densité neutre,  $\sigma$  la constante de Stefan-Boltzmann et  $\eta$  un facteur moyen d'efficacité de la transmission issu de la pondération spectrale de l'exittance dans l'intégrale de puissance. L'approximation est faite entre les fréquences de coupure inférieure et supérieure du filtre passe bande, respectivement  $\lambda_{F-}$  et  $\lambda_{F+}$  centrées autour de la longueur d'onde d'illumination  $\lambda$  représentant la bande passante du filtre  $\lambda_{\text{FWHM}}$ . Pour une température de surface de  $T_s < 2000^\circ\text{C}$  et pour  $\lambda_F \sim 450 \pm 10\text{nm}$ ,  $\hat{P}_{\text{rad}}$  est faible mais non négligeable. Cette fraction transmise est normalisée par rapport à l'exittance totale d'un corps gris pour l'ensemble de l'espace.

Tel que décrit dans la figure 3.13, malgré que la fraction de radiation transmise soit a priori très faible, la bande résiduelle contient des fréquences pour lesquelles la photocathode possède une réponse. La bande se trouvant en deçà de la limite inférieure de réponse de la photocathode est très faible énergiquement à ces températures et est principalement filtrée par l'assemblage de filtrage, n'ayant pas de potentiel de dommage pour la photocathode.

La majorité de l'énergie est bloquée par réflexion ou par absorption par le miroir chaud,

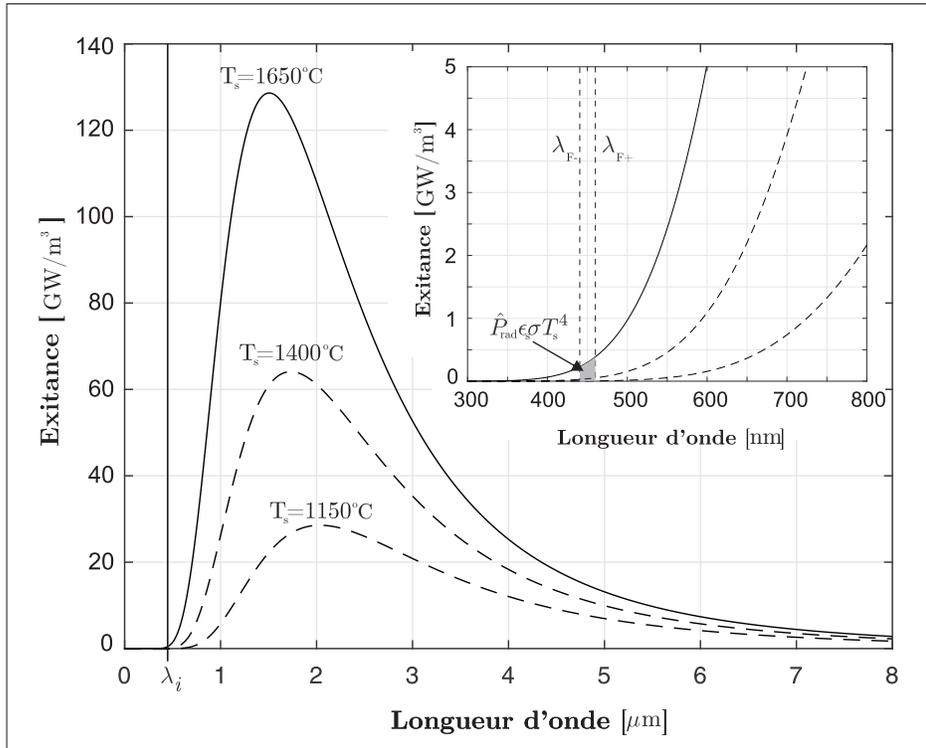


Figure 3.13 Exitance d'un corps gris d'émissivité  $\epsilon$  selon différentes températures de surface en fonction de la longueur d'onde.

tel que présenté dans la section 4.7. Il est possible de noter que la portion transmise augmente graduellement pour des températures de réfractaire supérieures puisque la longueur d'onde dominante de la distribution d'exitance est davantage décalée vers la fréquence d'opération du système, selon la loi de déplacement de Wien.

### 3.4.1 Configuration géométrique

Tel que présenté dans la figure 3.14, une géométrie simplifiée est utilisée afin de pouvoir évaluer les facteurs de forme de radiation de façon analytique. Un facteur de forme  $F_{A \rightarrow B}$  détermine la fraction de la radiation émise par une surface  $A$  atteignant la surface  $B$  selon la configuration géométrique de ces deux surfaces dans l'espace. La figure I-1 en annexe représente un plan d'une poche utilisée en production. Puisque les dimensions des poches utilisées varient d'un site à l'autre, afin de simplifier le modèle, des paramètres génériques

sont utilisés. Deux configurations de poche sont utilisées, bornant les dimensions réelles.

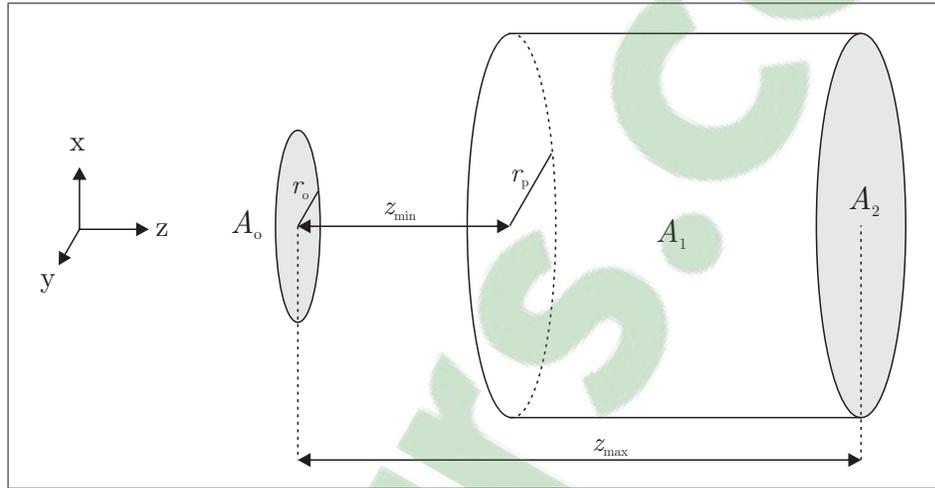


Figure 3.14 Géométrie d'observation d'une poche et description des paramètres des facteurs de forme de radiation.

Les paramètres utilisés dans le calcul des facteurs de forme sont choisis pour estimer les dimensions de différentes poches selon deux scénarios présentés dans le tableau 3.1. L'ouverture photographique est calculée selon les paramètres de la lentille, tel que décrit dans la section 4.6.

Tableau 3.1 Paramètres géométriques de la scène.

Paramètre	Symbole	Configuration 1	Configuration 2
Distance de recul	$z_{\min}$	5 m	3 m
Distance à profondeur maximale	$z_{\max}$	10 m	7 m
Rayon d'ouverture de la poche	$r_p$	2.25 m	1.5 m
Diamètre effectif d'ouverture	$D_o$	21 mm	13 mm

La région  $A_1$  représente la surface de la paroi intérieure cylindrique de la cible,  $A_2$  la surface parallèle intérieure et  $A_o$  est la surface exposée de l'ouverture de lentille du système. Il est nécessaire d'évaluer les facteurs de forme  $F_{A_1 \rightarrow A_o}$  et  $F_{A_2 \rightarrow A_o}$  donnant respectivement

la proportion de la radiation émise atteignant la lentille d'ouverture  $A_o$  en provenance des surfaces  $A_1$  et  $A_2$ .

Le facteur de forme  $F_{A_1 \rightarrow A_o}$  de la paroi interne cylindrique de la cible par rapport à l'ouverture de la lentille est donné selon la relation ; Leinhard (2008) :

$$F_{A_1 \rightarrow A_o} = \frac{(X_1 - X_2) - \sqrt{X_1^2 - 4R^2} + \sqrt{X_2 - 4R^2}}{4R(H_2 - H_1)} \quad (3.39)$$

avec les paramètres  $X_1$ ,  $X_2$ ,  $H_1$ ,  $H_2$  et  $R$  définis selon les relations suivantes :

$$R = \frac{r_p}{r_o} ; H_1 = \frac{z_{\min}}{r_p} ; H_2 = \frac{z_{\max}}{r_o} ; X_i = H_i^2 + R^2 + 1 \quad (3.40)$$

Le facteur de forme  $F_{A_2 \rightarrow A_o}$  de la paroi interne du fond parallèle au plan focal par rapport à l'ouverture de la lentille est donné selon la relation ; Bergman *et al.* (2011) :

$$F_{A_2 \rightarrow A_o} = \frac{S - \sqrt{S^2 - 4\left(\frac{r_p}{r_o}\right)^2}}{2} \quad (3.41)$$

Avec le paramètre  $S$  défini de la façon suivante :

$$S = 1 + \frac{1 + \left(\frac{r_o}{z_{\max}}\right)^2}{\left(\frac{r_p}{z_{\max}}\right)^2} \quad (3.42)$$

La puissance continue de radiation optique transmise par l'assemblage de filtrage et collectée par la lentille  $P_\tau$  peut alors être exprimée selon la relation :

$$P_\tau(T) = \hat{P}_{\text{rad}} \epsilon_s \sigma T_s^4 (A_1 F_{A_1 \rightarrow A_o} + A_2 F_{A_2 \rightarrow A_o}) \quad (3.43)$$

Tel que présenté dans la figure 3.15, cette puissance représente l'énergie contenue dans la bande de fréquences bornées par les fréquences de coupure du filtre. La bande passante du filtre est évaluée selon différents scénarios de spécifications de largeur à mi-hauteur

(FWHM) i.e. *Full Width at Half Maximum*. Les courbes continues et pointillées représentent respectivement les configurations 1 et 2.

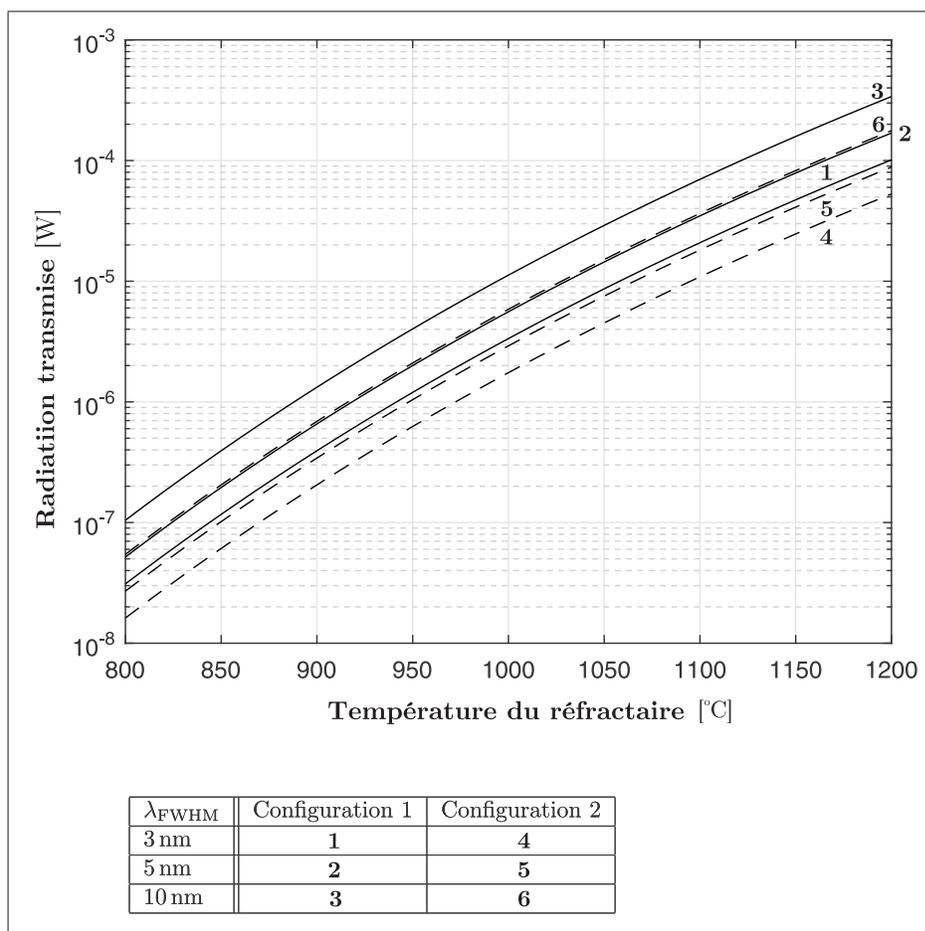


Figure 3.15 Estimation de la puissance optique continue de radiation captée par la lentille en fonction de la température du réfractaire

### 3.4.2 Estimations radiométriques

L'énergie réfléchie doit pouvoir offrir un contraste suffisant par rapport à la radiation de la cible afin de pouvoir être utilisée dans le calcul de distance de façon distinguable. En assumant une source active d'illumination ponctuelle, il est possible d'estimer l'ordre de grandeur de la puissance réfléchie traversant l'ouverture de la lentille. Il est assumé que

les sources d'illumination sont superposées et que leur somme est ponctuelle.

Il est assumé que la source lumineuse émet sa puissance radiante  $P_{\text{opt}}$  de façon uniformément distribuée dans l'angle solide d'illumination  $\Omega_i$ , représenté par l'angle  $\theta_i$  dans un plan parallèle à l'axe optique. Il s'agit alors d'estimer la portion de l'illumination active qui atteint la lentille du système. Une configuration géométrique simplifiée peut être utilisée, telle que décrite dans la figure 3.16.

La distance  $z$  représente la distance d'un point par rapport au plan image. L'angle  $\theta_{\text{int}}$  représente l'angle d'interception du cône de lumière émise et de l'ouverture de la lentille. Dans cette configuration, les propriétés lambertiennes des surfaces sont exploitées comme approximations, or le réfractaire à ces températures à tendance à prendre un aspect légèrement vitreux adoptant un comportement sensiblement spéculaire.

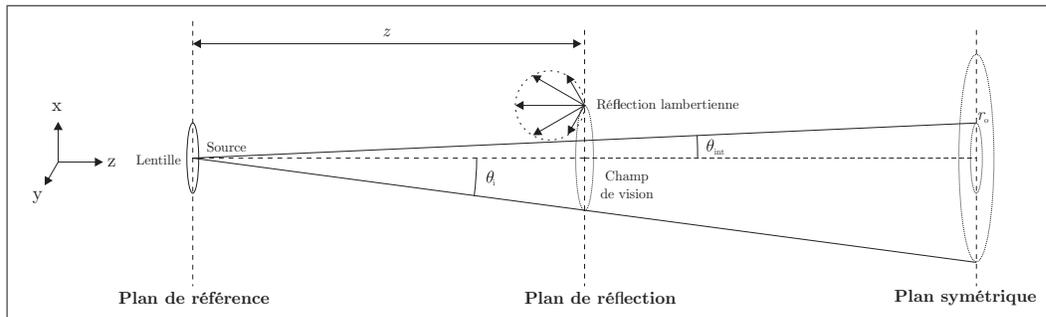


Figure 3.16 Configuration géométrique utilisée dans l'estimation de la puissance optique réfléchie atteignant l'ouverture de la lentille

La puissance radiante  $P_{\text{opt}}$  est diffusée dans un angle d'illumination  $\Omega_i$  et l'angle de diffusion de la source lumineuse est choisi pour combler le champ de vision de la lentille afin que la totalité du champ de vision soit illuminé. La densité angulaire de radiation de la source  $E_{\text{opt}}$  [W/sr] peut alors être exprimée par unité d'angle solide selon la relation

suivante :

$$E_{\text{opt}} = \frac{dP_{\text{opt}}}{d\Omega_i} \quad (3.44)$$

Tel que décrit dans la figure 3.17, en assumant que la source ponctuelle émet uniformément dans un angle solide différentiel  $d\Omega$ , le différentiel de puissance  $dP_{\text{opt}}$  de densité angulaire  $E_{\text{opt}}$  atteignant la paroi de surface  $dA$  est fonction de  $\cos \hat{\theta}$ , où  $\hat{\theta} \geq 90^\circ$  représente une occlusion.

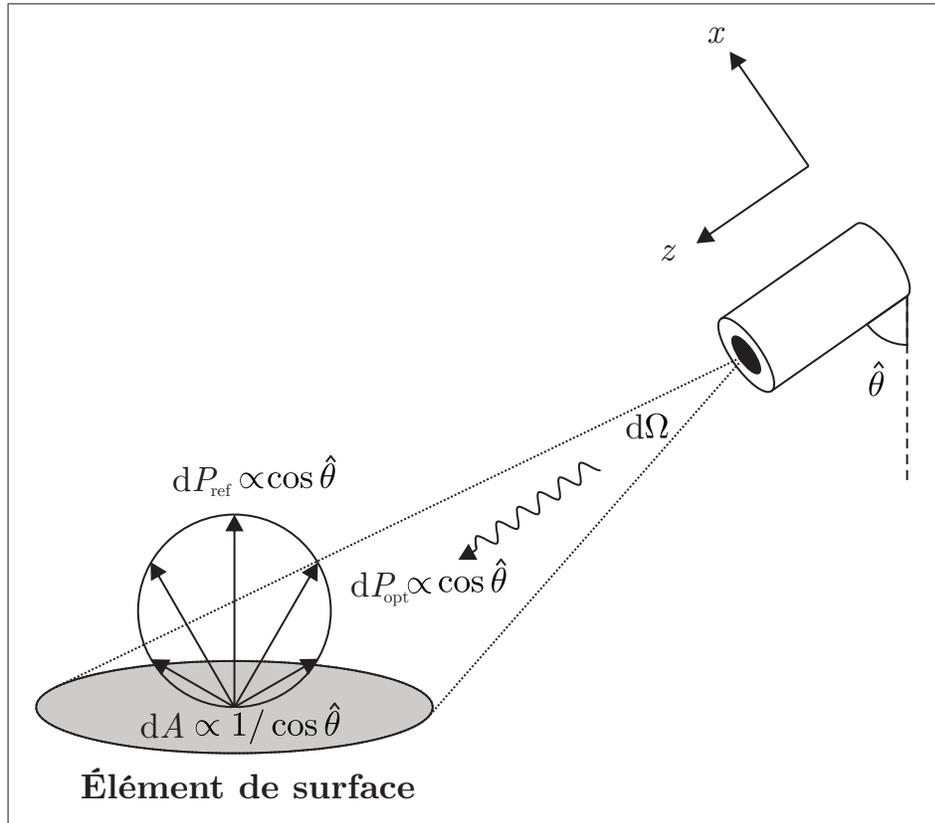


Figure 3.17 Illustration de la contribution géométrique de l'inclinaison d'une surface lambertienne dans l'apport en puissance réfléchie d'un élément de surface

Malgré la dépendance de la puissance réfléchie  $dP_{\text{ref}}$  avec l'angle  $\hat{\theta}$  selon les propriétés d'un réflecteur lambertien réfléchissant l'énergie selon une distribution proportionnelle à  $\cos \hat{\theta}$ , la projection du champ de vision de la caméra sur une paroi d'angle  $\hat{\theta}$  est inversement proportionnelle à  $\cos \hat{\theta}$  et ces deux contributions s'annulent du point de vue de la

caméra ; Horn et Sjoberg (1978), Schowengerdt (2000). L'angle  $\hat{\theta}$  est défini selon le produit scalaire du vecteur normal à la paroi et le vecteur de transmission du rayon incident tel que décrit dans la figure 2.10 du chapitre 2.

Il est alors possible d'estimer la puissance totale réfléchie pour l'ensemble de la cible en intégrant la contribution de chaque incrément de surface à la réflexion totale pour l'ensemble du champ de vision illuminé. Puisqu'il s'agit d'une estimation, il est assumé que la contribution de la loi des carrés inverses de la propagation de la lumière compense la contribution de la projection de l'illumination sur les parois latérales du réfractaire.

En effet, la contribution de la réflexion des parois peut être estimée équivalente à celle d'une paroi plane s'étendant sur la totalité du champ de vision. Malgré que pour les parois latérales l'angle d'incidence de la lumière n'est pas quasi-perpendiculaire, celles-ci sont plus rapprochées. La région la plus sombre est donc à l'occurrence la section la plus profonde des parois latérales.

Il est alors possible d'estimer la puissance réfléchie captée par le champ de vision du système. L'analyse est généralisée à partir de l'axe optique, notamment puisque l'illumination perçue possédant une dépendance  $\propto \cos^4 \theta_i$  issue de la géométrie d'une lentille réelle est négligée ; Kerr (2007). La cible peut être alors assumée comme étant une paroi plane de profondeur  $z_{\max}$  avec une normale coïncidente avec l'axe optique du champ de vision. La puissance totale réfléchie  $P_{\text{ref}}$  peut alors être estimée selon la relation suivante :

$$\begin{aligned} P_{\text{ref}} &= \frac{\rho_s P_{\text{opt}} \Omega_{\text{int}}}{\Omega_i} \\ &= \frac{\rho_s P_{\text{opt}} A_o}{4z^2 \Omega_i} \end{aligned} \quad (3.45)$$

où  $\Omega_{\text{int}}$ , représentant l'angle solide d'interception de l'irradiance émise par la source et l'ouverture de la lentille peut être exprimé en fonction de l'angle d'intersection  $\theta_{\text{int}}$  selon

la relation suivante :

$$\begin{aligned}\Omega_{\text{int}} &= 2\pi (1 - \theta_{\text{int}}) \\ &= 2\pi \left[ 1 - \text{atan} \left( \frac{r_o}{2z} \right) \right]\end{aligned}\tag{3.46}$$

Il peut alors être remarqué par l'équation 3.45 que les pertes occasionnées par l'objet sont dues à un facteur de réflectance de la surface  $\rho_s$  ainsi qu'à la distance  $z \leq z_{\text{max}}$  selon la loi du carré inverse. Étant donné la nature symétrique de la radiation entre deux corps en interaction, il peut être assumé que puisque le réfractaire possède un facteur d'émissivité de  $\epsilon_s = 0.38$  à  $1000^\circ\text{C}$ , son facteur d'absorption est le même. Puisque le réfractaire est opaque, son facteur de transmission est nul, ce qui implique que la radiation incidente est réfléchié selon un facteur de réflexion  $\rho_s \approx (1 - \epsilon_s)$ .

La puissance réfléchié dépend par ailleurs de trois paramètres du système, notamment de la puissance optique des sources lumineuses  $P_{\text{opt}}$ , de la diffusion cette puissance active dans l'angle d'illumination  $\Omega_i$  ainsi que de l'ouverture  $A_o$  fonction de la distance focale  $f$  et du nombre d'ouverture  $\mathcal{N}$  de la lentille.

Il est alors possible d'estimer le rapport de puissance active de l'illumination par rapport à la puissance de radiation du réfractaire  $P_{\text{rad}}/P_{\text{ref}}$  en fonction de sa température. Tel que représenté dans la figure 3.18, il est possible de remarquer que pour des températures de surface au delà de  $\sim 1000^\circ\text{C}$ , le rapport de puissance tombe en deçà du seuil unitaire. Cette marque représente une limite raisonnable d'opération de température, au delà de laquelle la puissance active est de moins en moins distinguable de la radiation thermique, sans pour autant être inutilisable. Les deux configurations utilisées représentent les cas limites tels que présentés dans la figure 3.15.

Il est important de noter que la puissance d'illumination permet d'offrir un contraste d'intensité lumineuse avec la radiation ambiante mais que cette puissance d'illumination active excède largement les spécifications maximales de lumière admissible à la photocathode. En se référant à la section 4.5.2, un sensibilité radiante de  $45\text{mA/W}$  donnerait

lieu à des photo-courants de l'ordre du micro-ampère et il est alors nécessaire d'intégrer un filtre à densité neutre dans l'assemblage de filtration, permettant de réduire la lumière admise à des niveaux tolérables. Un filtre à densité neutre de format ND5.0 i.e. un filtre réduisant la puissance optique transmise d'un facteur  $10^5$  permet de générer des niveaux de lumière générant des photo-courants de l'ordre de  $\sim 10\text{pA}$ , garantissant la survie et une durée de vie accrue de la photocathode.

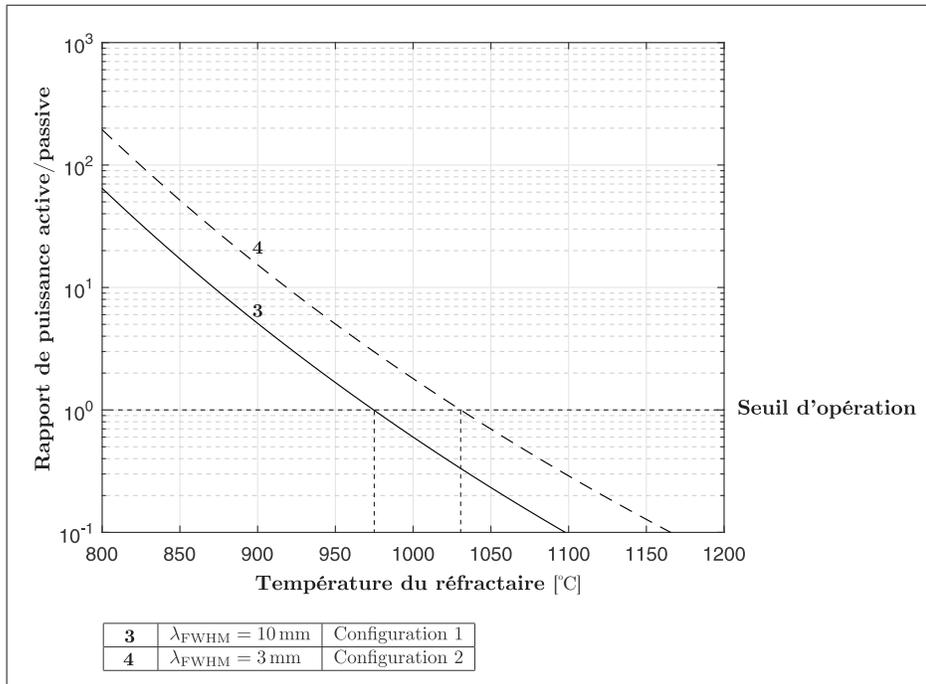


Figure 3.18 Rapport de puissance en fonction de la température de la surface pour deux configurations géométriques d'observation et de deux spécifications de filtre optique passe-bande.

### 3.4.3 Estimations thermiques

Du point de vue thermique, il est possible de modéliser le miroir chaud de l'assemblage de filtrage comme étant une résistance au transfert de chaleur atteignant la lentille. Le miroir possède des paramètres optiques  $\tau_M(\lambda)$ ,  $\rho_M(\lambda)$  et  $\alpha_M(\lambda)$  dépendants de la longueur d'onde de la radiation thermique.

Il est possible d'assumer que  $\tau_M \sim 1$  pour le spectre visible et que  $\tau_M = 0$  et  $\rho_M = 1$  pour  $\lambda < 1.5 \mu\text{m}$  de par la chimie spécifique de la couche de revêtement utilisée; ZC&R Inc. (2016). Les spécifications de réflectivité se détériorent substantiellement à partir de  $\lambda_{M-} \sim 1.5 \mu\text{m}$  et il peut être assumé que la portion critique du spectre infra-rouge contenant la majorité de l'énergie de la radiation thermique est partiellement absorbée, notamment  $\tau_M = 0$ ,  $\rho_M = 0.3$  et  $\alpha_M = 0.7$  pour  $1.5 \mu\text{m} < \lambda < 5 \mu\text{m}$ .

L'absorption est causée entre autres par les impuretés du réseau cristallin des substrats de verre borosilicaté et représente un caractère essentiel au fonctionnement du miroir chaud; Martienssen et Warlimont (2005), Schott Inc. (2015). Il demeure cependant que la dépendance de  $\alpha_M$  et  $\rho_M$  avec  $\lambda$  est une fonction complexe spécifique au matériel qui est mieux représentée par une validation expérimentale, notamment puisque ces paramètres varient aussi en fonction d'un lot de manufacture à un autre pour de mêmes spécifications.

La partie résiduelle du spectre contient une portion négligeable d'énergie. Notamment, les longueurs d'onde de  $\lambda > \lambda_{M+}$ , où  $\lambda_{M+} = 5 \mu\text{m}$  correspond à la spécification de transmittivité nulle garantie du substrat du miroir à la longueur d'onde la plus élevée, génèrent ainsi un transfert de chaleur d'autant plus négligeable. En effet il peut être remarqué que la bande contenant l'énergie susceptible d'être absorbée par le miroir, notamment pour les longueurs d'ondes de  $1.5 \mu\text{m} < \lambda < 5 \mu\text{m}$ , contient  $\sim 71.3\%$  de l'énergie de radiation, alors que la portion réfléchie ne contient que  $\sim 5.3\%$  de l'énergie totale pour  $700 \text{nm} < \lambda < 1.5 \mu\text{m}$  à  $1000^\circ\text{C}$ .

Un modèle simplifié de radiation peut être utilisé afin d'estimer la chaleur absorbée par le filtre; Incropera (2006), Bahrami (2009). Il est assumé que le miroir peut drainer sa chaleur par convection forcée dans un fluide de refroidissement pneumatique i.e. de l'air instrumental ou de l'azote circulant entre le miroir chaud et le filtre passe bande. En faisant l'hypothèse de la capacité thermique groupée i.e. que le miroir est isothermique

et que la chaleur est drainée purement par convection forcée puisque la conductivité thermique du substrat est faible par rapport à celle de l'air, le miroir atteint un état stationnaire de température et le transfert de radiation des parois réfractaires peut être estimé à la surface du filtre. Le diamètre  $D_F$  du filtre est déterminé en fonction du standard M40.5  $\times$  0.5 du filet de l'anneau de rétention de la lentille, soit un diamètre externe de 42mm.

Il est possible d'exprimer le transfert de chaleur  $\dot{Q}_M$  incident au miroir, lequel atteint une température maximale à l'état stationnaire de  $T_M$ , laquelle doit demeurer inférieure à  $\sim 450^\circ\text{C}$ . Cette limite correspond à la température d'opération maximale à exposition continue établie selon les tolérances du verre, malgré qu'elle puisse atteindre jusqu'à  $\sim 500^\circ\text{C}$  pour de courtes périodes. Il est assumé que la puissance de radiation absorbée par le miroir est donc contenue le spectre de radiation du réfractaire pour des longueurs d'onde de  $\lambda > 1.5\mu\text{m}$  pour lesquelles  $0 < \alpha_M < 1$ .

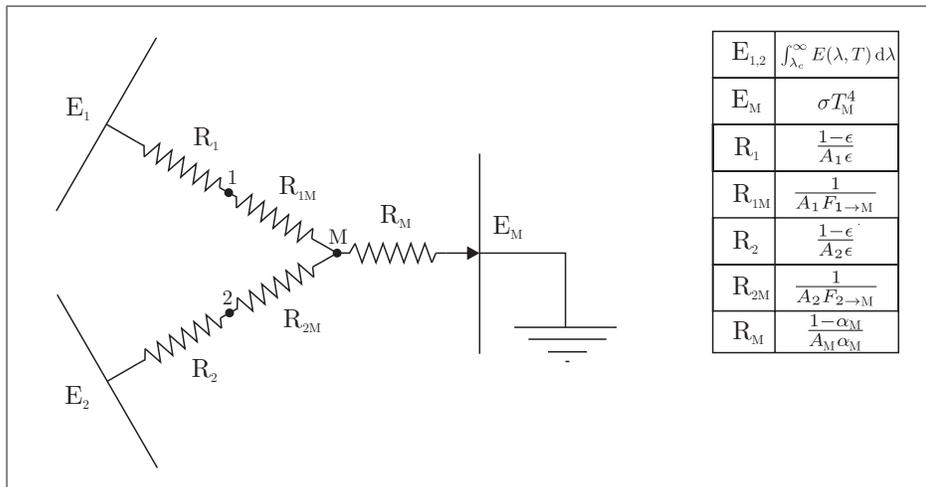


Figure 3.19 Circuit de radiation thermique incidente au miroir chaud.

Le transfert de chaleur  $\dot{Q}_M$  peut être calculé de façon analogique au courant en fonction de la résistance thermique totale du circuit de radiation présenté dans la figure 3.19. Il

est alors possible d'exprimer la résistance totale  $R_{\text{tot}}$  du circuit thermique et d'exprimer le transfert de chaleur entre le parois de radiance équivalente au voltage selon la loi de Stefan-Boltzmann de façon analogue à la loi d'Ohm :

$$\dot{Q}_M = \frac{1}{R_{\text{tot}}} \left[ \int_{\lambda_{M-}}^{\lambda_{M+}} E(\lambda, T_s) d\lambda - \sigma T_M^4 \right] \quad (3.47)$$

avec  $T_s$  la température de surface du réfractaire et  $T_M$  la température de surface du miroir. Cette énergie contenue dans la bande infra rouge donc est principalement absorbée par le miroir chaud, malgré que la portion réfléchie, notamment pour des longueurs d'onde de  $700\text{nm} < \lambda < 1500\text{nm}$  puisse permettre de diminuer partiellement le transfert de chaleur.

Le transfert de chaleur au fluide étant purement convectif, il est possible d'estimer des valeurs de vitesse du fluide de refroidissement qui drainent la chaleur du miroir de façon suffisante. Ces valeurs de vitesse sont fonction du débit d'air et de la pression disponible et sont alors fonction d'une configuration du collecteur d'air et de l'assemblage de filtrage donné. Afin de maximiser le rendement du transfert de chaleur, une gamme de vitesses donnant lieu à une couche limite turbulente est choisie.

Le nombre non-dimensionnel de Nusselt turbulent  $Nu$  fonction du diamètre du miroir peut être exprimé en fonction des nombres de Prandtl  $Pr$  et de Reynolds  $Re$  du système afin de déterminer le coefficient de transfert de chaleur par convection forcée  $h$  résultant. Ce coefficient doit être suffisant pour permettre de drainer la chaleur de radiation ajoutée  $\dot{Q}_M$  incidente afin de pouvoir opérer le miroir à une température inférieure à la valeur maximale spécifiée.

En évaluant selon la relation suivante le nombre de Nusselt  $Nu$  pour un fluide turbulent se déplaçant le long du miroir i.e. une surface plane loin de ses extrémités :

$$Nu = 0.0296 Re^{\frac{4}{5}} Pr^{\frac{1}{3}} \quad 0.6 \leq Pr \leq 60 \quad 5 \times 10^5 \leq Re \leq 10^7 \quad (3.48)$$

Il est possible d'estimer les valeurs de vitesse permettant de drainer  $\dot{Q}_M$  dans un fluide à température  $T_{\text{air}} \leq 20^\circ\text{C}$ , refroidi par un tube de Ranque-Hilsch, en évaluant le coefficient de transfert de chaleur de convection forcée  $h$  selon la relation :

$$h = \frac{k\text{Nu}}{D} \quad (3.49)$$

où  $k$  représente le coefficient de conductivité thermique de l'air. La vitesse du fluide étant fonction du nombre de Reynolds  $Re$ , elle détermine alors la capacité du fluide à drainer la chaleur selon la relation :

$$\dot{Q}_{\text{conv}} = -hA_M\Delta T \geq -\dot{Q}_M \quad (3.50)$$

pour une valeur de vitesse  $v$  donnée, à l'état stationnaire de température du miroir  $T_M$  pour de l'air à température normale où  $\Delta T = T_M - T_{\text{air}}$ .

La radiation thermique absorbée par le miroir peut être calculée en fonction de  $T_M$  pour les configurations 1 et 2 selon l'équation 3.47 et permet alors de calculer les coefficients de transfert de chaleur convectif requis afin d'atteindre l'état stationnaire pour une température  $T_M$ . Étant donné que le débit doit être turbulent puisque le transfert de chaleur en mode laminaire est sensiblement amoindri, le fluide de refroidissement doit avoir une vitesse minimale de  $v_M \sim 170$  m/s. Le coefficient de transfert de chaleur convectif atteint par l'air à température normale à vitesse  $v_M$  est de  $h \sim 620$  W/(m<sup>2</sup>K), donnant lieu à un drainage de chaleur de  $-\dot{Q}_{\text{conv}} = \dot{Q}_M$  pour des températures à l'état stationnaire convergeant itérativement à  $T_M \sim 345^\circ\text{C}$  et  $\sim 340^\circ\text{C}$  respectivement pour les configurations 1 et 2.

La vitesse  $v_t$  est en effet critique dans la mesure où des vitesses inférieures ne produisent pas le drainage de chaleur escompté et la température d'opération du filtre dépassera la valeur d'opération maximale, cela même si le fluide est refroidi de  $\sim 20^\circ\text{C}$ . L'ajout de buses aux sorties du collecteur d'air acheminé à l'assemblage de filtrage permet d'at-

teindre cette gamme de vitesses pour une pression standard de ligne pneumatique industrielle de 100psi en autant que le débit d'air disponible est suffisant pour maintenir la pression sur tout le circuit pneumatique. Par exemple en se référant à la figure 4.17 de la section 4.7, une pression résultante de 50psi sur une ligne pneumatique de 1/4" de diamètre après pertes dans le tube de Ranque-Hilsh et distribution via le collecteur d'air atteint la vitesse requise pour un débit de  $\sim 0.2\text{m}^3/\text{min}$  si l'air est échappé via une buse convergente ayant 5mm de diamètre de sortie.

Il peut alors être conclu que l'utilisation d'un tel type de miroir chaud peut permettre de réaliser des scénarios d'observation tel que présentés dans les configurations 1 et 2 pour des températures de réfractaire de  $\sim 1000^\circ\text{C}$  donnant lieu à un rapport de puissance active unitaire tout en respectant les contraintes thermiques d'opération de l'assemblage de filtrage optique permettant de bloquer la radiation incidente.



## CHAPITRE 4

### ÉQUIPEMENT

#### 4.1 Spécifications générales

Les dimensions spécifiées dans le tableau 4.1 et 4.2 décrivent les paramètres de la lentille et de l'illumination du système de mesure selon deux configurations d'observation présentées respectivement dans les figures 4.1 et 4.2. Les spécifications présentées dans le tableau 4.1 illustrent une configuration de mesure telle que présentée en figure 4.1.

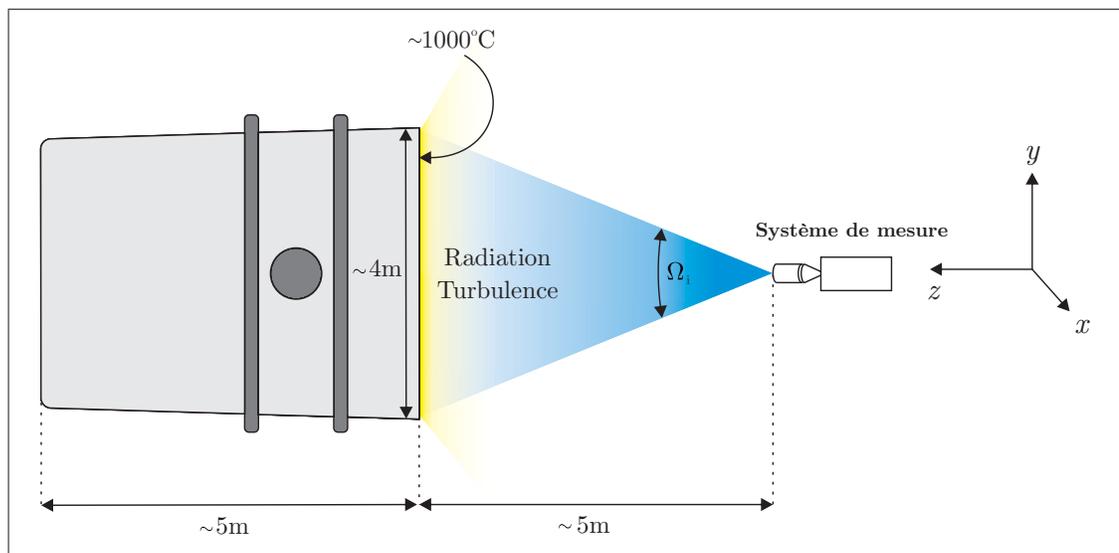


Figure 4.1 Exemple d'application : Observation d'une poche sur un quai de préchauffage

Tableau 4.1 Configuration optique du système pour la mesure d'une poche sur un quai de préchauffage.

Spécification	Symbole	Valeur
Portées minimale et maximale	$z_{\min}, z_{\max}$	[3 – 10] m
Longueur d'onde d'illumination $\pm 2.35\sigma$	$\lambda \pm \Delta\lambda$	450 $\pm$ 10 nm
Angle solide d'illumination	$\Omega_i$	0.792 sr
Puissance d'illumination maximale d'opération	$P_{\text{opt}}$	4.8 W
Nombre d'ouverture de la lentille	$\mathcal{N}$	0.95 – 1.4
Distance focale de la lentille	$f$	17 mm
Angle solide du champ de vision	$\Omega$	0.774 sr
Diagonale du champ de vision	$\theta_{\text{dia}}$	50.4°

Tel que présenté en figure 4.2, la configuration de mesure d'un convertisseur incliné en attente d'un chargement nécessite une lentille à distance focale plus grande, soit de  $f = 50$  mm, donnant lieu à une diagonale d'angle d'observation de  $\theta_{\text{dia}} = 18.2^\circ$ . Tel que présenté en section 4.6, une telle configuration nécessite une nombre d'ouverture de  $\mathcal{N} = 8$  afin de respecter les contraintes de profondeur de champ.

Tableau 4.2 Configuration optique du système pour la mesure d'un convertisseur incliné en attente d'un chargement.

Spécification	Symbole	Valeur
Portées minimale et maximale	$z_{\min}, z_{\max}$	[9 – 18] m
Longueur d'onde d'illumination $\pm 2.35\sigma$	$\lambda \pm \Delta\lambda$	450 $\pm$ 10 nm
Angle solide d'illumination	$\Omega_i$	0.11 sr
Puissance d'illumination maximale d'opération	$P_{\text{opt}}$	10.5 W
Nombre d'ouverture de la lentille	$\mathcal{N}$	8
Distance focale de la lentille	$f$	50 mm
Angle solide du champ de vision	$\Omega$	0.101 sr
Diagonale du champ de vision	$\theta_{\text{dia}}$	18.2°

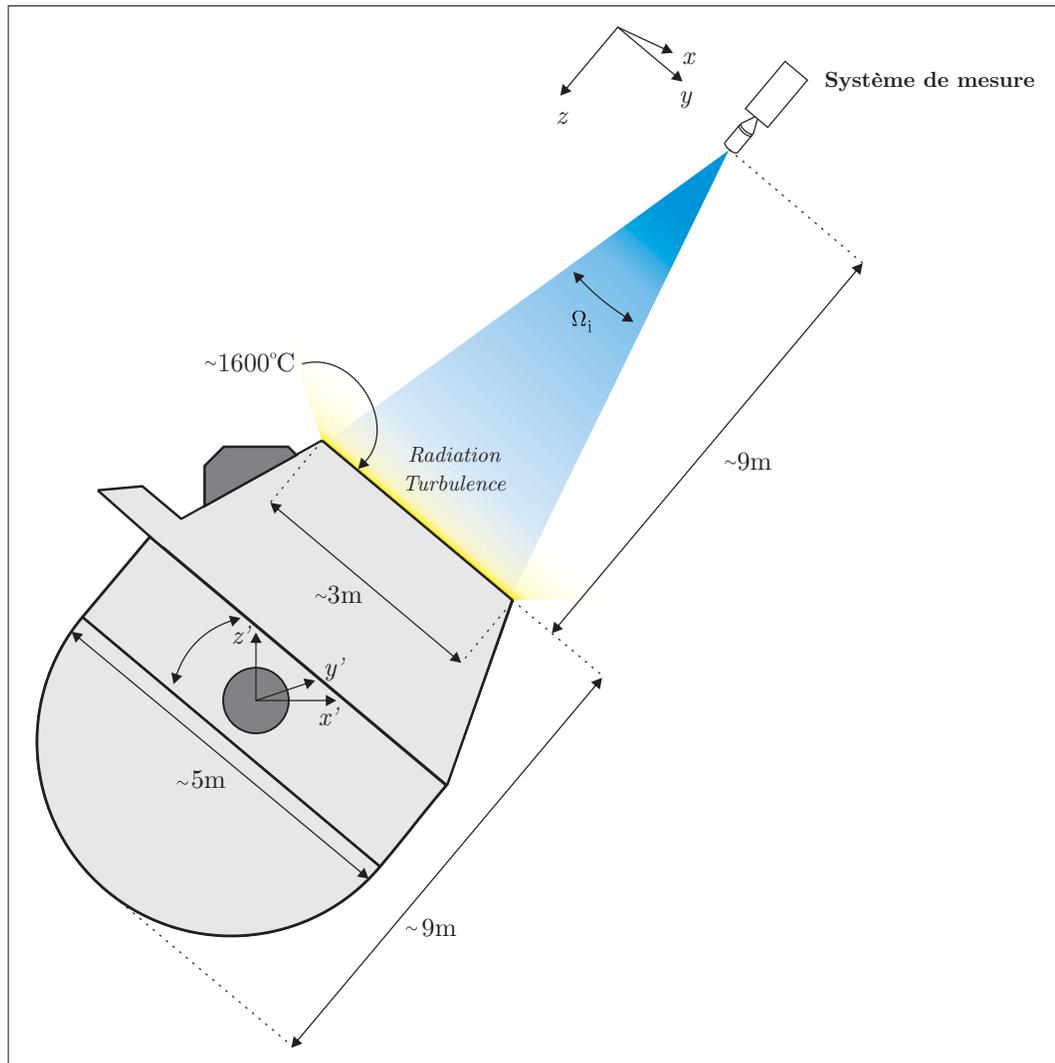


Figure 4.2 Exemple d'application : Observation d'un convertisseur incliné en attente d'un chargement

Une configuration utilise certaines combinaisons de synchronisation des signaux d'illumination, d'obturation et de capture afin d'obtenir le rendement voulu en termes de durée d'acquisition, de portée et de précision, tel que présenté dans le tableau 4.3.

Tableau 4.3 Spécifications temporelles de mesure du système

Spécification	Symbole	Valeur
Durée d'impulsion d'illumination	$\tau_i$	[5 – 100] ns
Fréquence d'illumination	$f_i$	[5 – 100] MHz
Rapport cyclique d'illumination	$D_i$	50%
Durée d'exposition intensifiée	$\tau_e$	[5 – 100] ns,
Fréquence de répétition d'exposition intensifiée	$PRF_e$	5 MHz
Rapport cyclique d'exposition intensifiée	$D_e$	[2.5 – 50] %
Fréquence efficace d'exposition intensifiée	$f_e$	[5 – 100] MHz
Durée d'exposition du capteur	$\tau_c$	7.147 ms
Fréquence de capture de l'échantillonnage	$f_c$	19.9 – 139.9 Hz
Période d'échantillonnage par fréquence	$T_N$	10 s
Ratio d'échantillonnage	$R_c$	$\geq 20 : 1$
Ratio de multi-exposition	$R_e$	$\leq 10^5 : 1$

Tableau 4.4 Spécifications générales du capteur et de l'obturateur du système.

Spécification	Symbole	Valeur
Nombre de pixels	$N_p$	$1024 \times 1024$
Dimension des pixels	$A_p$	$10.6 \mu\text{m}^2$
Format optique du capteur	$L_c$	10.9 mm
Format optique de l'intensificateur d'image	$D_{mcp}$	18 mm
Facteur de remplissage du capteur	$F_F$	35%
Portée dynamique et rapport signal/bruit du capteur	DNR , SNR	60 dB, 53 dB
Gain électronique à l'intensificateur d'image	$G_m$	$\simeq 10^3$

La figure 4.3 représente un segment du déroulement d'une prise de mesure. La fréquence de répétition d'obturation de l'intensificateur  $PRF_e$  est fixe et limitée à 5 MHz mais le contrôle du rapport cyclique  $D_e$  du signal permet de générer une fréquence d'exposition intensifiée efficace  $f_e$  permettant de générer le signal optique d'entrée voulu. Cette

configuration a pour incidence de conserver le nombre d'intra-expositions fixe peu importe la fréquence de modulation efficace choisie entre 5 MHz et 100 MHz.

Par exemple, opérer le système à une fréquence d'exposition efficace de 5 MHz nécessite un rapport cyclique d'obturation de 50% donnant lieu à une durée d'exposition intensifiée  $\tau_e$  de 100 ns. Cependant, opérer le système à 100 MHz implique de diminuer le rapport cyclique à 2.5% afin d'obtenir une durée  $\tau_e$  de 5 ns, répétée dans les deux cas à fréquence constante  $PRF_e$  de 5 MHz sur une période de 200 ns.

Par ailleurs, la période d'échantillonnage à fréquence fixe  $T_N$  représente une fraction de la durée de mesure totale, puisque plusieurs fréquences de modulation permettant de résoudre l'ambiguïté des mesures tout en optimisant les fréquences de modulation sont employées.

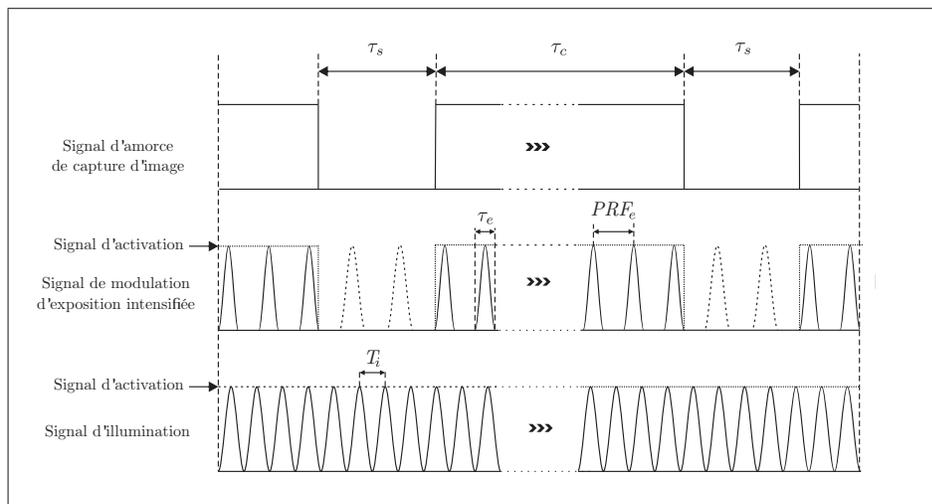


Figure 4.3 Diagramme de synchronisation des signaux principaux d'un segment du déroulement d'une prise de mesure avec compensation pour un délai de transition intra-image

Le ratio d'échantillonnage  $R_c$ , tel que décrit dans la section 2.3 représente le nombre d'images de phase du signal incident au capteur par cycle de mesure et peut être défini

de la façon suivante :

$$R_c = \frac{f_c}{f_b} \quad (4.1)$$

où  $f_c$  représente la fréquence d'échantillonnage,  $f_b$  représente la fréquence de battement du signal de corrélation croisée hétérodyne. Ce ratio peut aussi représenter le nombre d'images de phase par période d'une corrélation homodyne. Le ratio de multi-exposition  $R_e$  représente le nombre d'expositions intensifiées par image selon :

$$R_e = \frac{\text{PRF}_e}{f_c} \quad (4.2)$$

où à  $\text{PRF}_e$  la fréquence de répétition de l'exposition. La fréquence de mesure du système  $f_N$  prend en compte le temps nécessaire pour acquérir  $N$  images brutes échantillonnées à une fréquence  $f_c$ . Chaque image est prise pendant une durée de capture  $\tau_c$  ajoutée à un délai systématique de synchronisation du pixel  $\tau_s$  donnant lieu à la relation suivante :

$$f_N = \frac{f_c}{N} = \frac{1}{N(\tau_c + \tau_s)} \approx \frac{1}{N\tau_c} \quad (4.3)$$

Il est important de noter que cette relation assume un temps de lecture nul à des fins de simplification de l'expression. En effet, dans la mesure où  $\tau_s \ll \tau_c$ , un très faible délai  $\tau_s$  peut tout de même être introduit afin d'éviter de la contamination intra-image. Maximiser la durée de capture par rapport à la période de capture permet de maximiser l'apport lumineux au capteur. Ce mode de fonctionnement est possible sur toute la gamme de fréquences de capture proposé en performant l'acquisition en mode de lecture simultanée, tel que spécifié en section 4.4.1.

## 4.2 Schéma fonctionnel

La génération des signaux pilotes, la logique de séquençage des différents périphériques ainsi que toutes les fonctions logicielles reliées à la synchronisation et l'opération du système se produisent à même une carte FPGA i.e. *Field-programmable Gate Array*; Altera (2014a). Le niveau supérieur du système, opérant sur le PC, est responsable de l'acquisition de données en provenance du FPGA et du traitement de l'information,

notamment en ce qui concerne l'évaluation de la profondeur des pixels. Toute l'information nécessaire à l'obtention d'une image de profondeur absolue est contenue dans le flux d'images en provenance du module de capture d'image implémenté à même le FPGA.

Tel que présenté en figure 4.4, les différents blocs du système se distinguent selon leur fonctionnalité. D'une part, le PC programme le FPGA via une interface USB-Blaster; Altera (2015). En cours de d'opération, le PC reçoit la séquence vidéo du module de capture d'image. Il lit chaque trame à partir de la mémoire vive du FPGA et les compile en une série. Il exécute ultérieurement l'algorithme de mesure de profondeur selon les données d'intensité lumineuse présentes dans chaque image.

Le FPGA contrôle le gain du pilote de l'intensificateur d'image et du laser afin d'opérer ces périphériques selon les consignes d'opération déterminées. D'une part, le contrôle de l'intensité de l'illumination permet aux diodes de suivre un démarrage lent tel que présenté en section 4.8, sans excéder la puissance maximale permise, permettant d'atteindre l'état stationnaire de température de façon sécuritaire. De la même façon, le contrôle du gain de l'intensificateur d'image via son module pilote permet à la caméra d'utiliser toute la plage de sa portée dynamique sans générer de saturation. Le FPGA relaye les signaux d'horloge avec le module de la PLL afin de synchroniser l'ensemble de la prise de mesure. Les signaux de l'obturateur de fréquence  $f_e$  limité à  $PRF_e$ , du laser de fréquence  $f_l$  et de l'amorce de la capture de la caméra de fréquence  $f_c$  sont des signaux de sortie barrés fréquemment puisque issus de la même PLL.

Le pilote du laser amplifie le signal de la PLL, permettant ainsi de générer un signal de gain qui peut directement contrôler le courant d'opération des diodes laser tout en limitant les courants en fonction de la température mesurée. Le pilote de l'intensificateur d'image amplifie le signal de la PLL, permettant ainsi de générer un signal de gain pouvant directement contrôler l'apport lumineux au capteur.

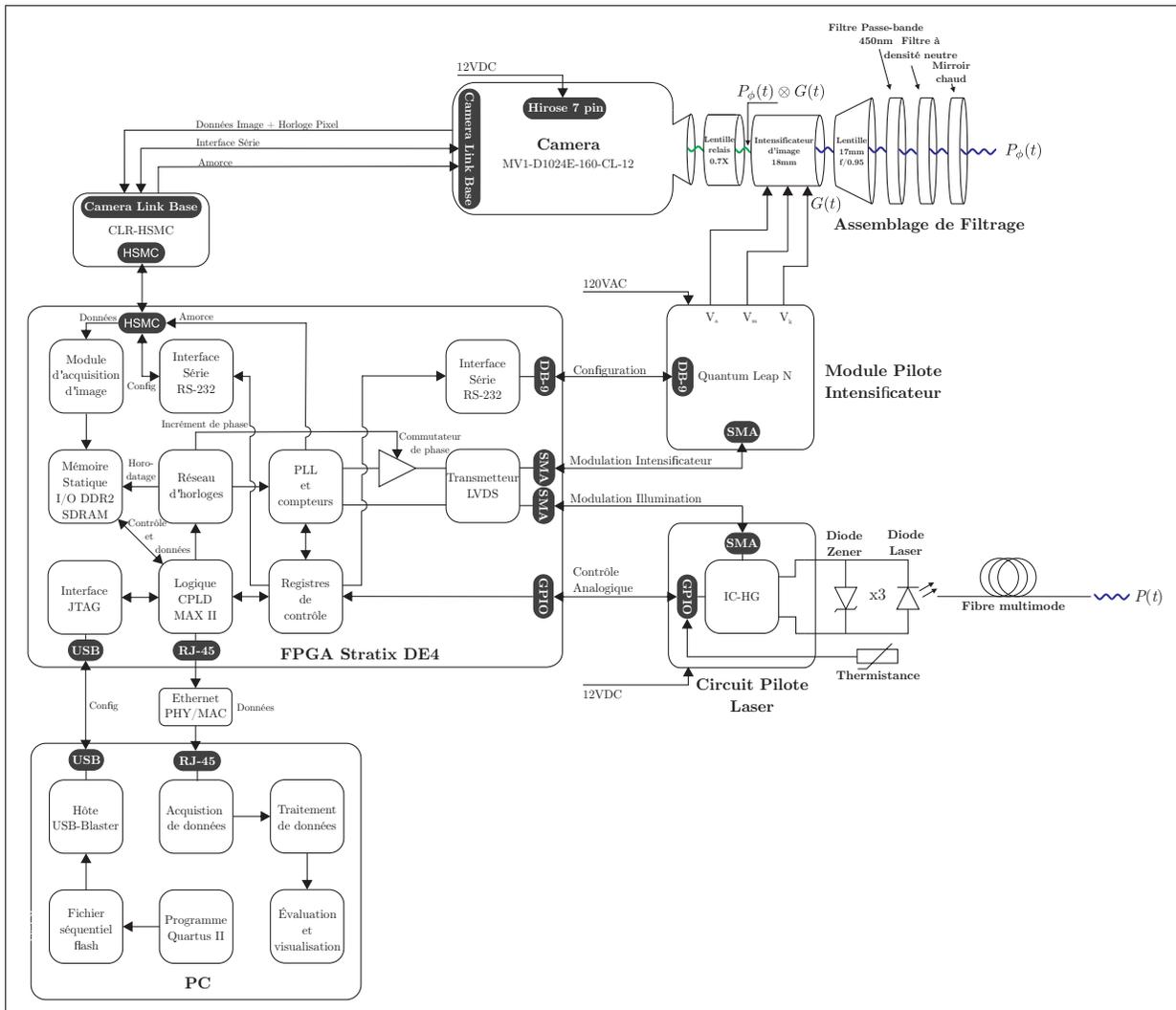


Figure 4.4 Schéma bloc fonctionnel du système.

### 4.3 Génération de signaux

Une critère essentiel ou processus d'échantillonnage du système de mesure est d'obtenir une haute fidélité des signaux pilotes des périphériques et de conserver une synchronisation sans dérive relative et globale. Il est alors nécessaire d'utiliser une méthode permettant de générer des signaux à haute fréquence pouvant assurer un degré minimal de gigue et de bruit de phase i.e. artéfacts de repliement, parasites.

Il est essentiel que les signaux soient barrés fréquemment, puisque une erreur

relative de fréquence génère un déphasage additionnel qui influence le signal de corrélation ayant une influence directe sur la mesure, tel que décrit en 2.2. Néanmoins, une dérive globale du signalement conservant la synchronisation des périphériques du système n'est pas perceptible directement sur le signal échantillonné; Payne (2008). Il est toutefois nécessaire de conserver un nombre entier d'images par battement ou bien de façon plus générale un nombre entier d'images par série d'échantillons. Deux techniques candidates de signalement sont présentées, soit une boucle à phase asservie i.e. *Phase-Locked Loop* (PLL) et une synthèse digitale directe i.e. *Direct Digital Synthesis* (DDS). Chaque technique possède certains avantages et inconvénients qui sont évalués.

#### 4.3.1 Synthèse digitale directe

La synthèse digitale directe est une méthode numérique de signalement jadis utilisée quasi-exclusivement en instrumentation radar et communications militaires qui devient accessible aujourd'hui au consommateur de par l'avènement des technologies VLSI i.e. *Very-large-scale Integration*; Vankka (2000). Du point de vue matériel, cette technique est réalisable en tant qu'implémentation complète à même un FPGA à l'aide de compteurs et de registres ou bien en tant que circuit auxiliaire intégré à une horloge et par exemple une interface SPI i.e. *Serial Peripheral Interface*; Analog Devices Inc. (2008).

Tel que présenté dans la figure 4.5, les composantes principales de ce type d'implémentation sont un accumulateur de phase, un convertisseur phase-amplitude, un convertisseur numérique-analogique et un filtre passe-bas analogique. L'accumulateur de phase consiste en un registre de fréquence d'une profondeur de  $j$ -bits qui enregistre une commande digitale d'incrément de phase  $\Delta P$ . Celui-ci fournit valeur digitale de fréquence à un bloc additionneur suivi d'un registre de phase, tous deux d'une profondeur de  $j$ -bits. À chaque période  $n$  du signal de l'horloge  $f_{\text{clk}}[n]$ , l'incrément de phase  $\Delta P$  est ajouté au registre de phase de l'accumulateur générant une valeur digitale linéairement croissante. Le débordement de l'accumulateur de phase de  $j$ -bits est modulo  $2^j$  et la fréquence des débordements donne alors la fréquence de sortie  $f_{\text{out}}$ .

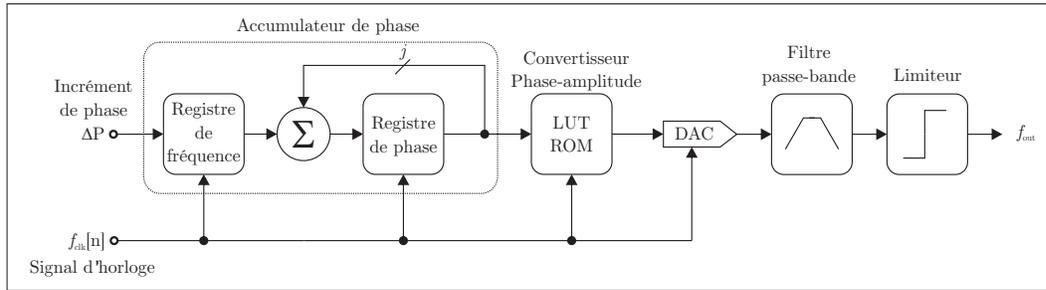


Figure 4.5 Schéma bloc d'un noyau simple de synthèse digitale directe à impulsion.

La fréquence des débordements de l'accumulateur  $f_{\text{out}}$  est alors donnée selon la fréquence de l'horloge du système  $f_{\text{clk}}$ , de la profondeur de bits  $j$  du noyau de DDS et de la commande digitale externe d'incrément de phase  $\Delta P$  selon la relation :

$$f_{\text{out}} = \frac{\Delta P f_{\text{clk}}}{2^j} \quad \forall \quad 0 < f_{\text{out}} \leq \frac{f_{\text{clk}}}{2} \quad (4.4)$$

La limitation de la fréquence de sortie au demi de la fréquence de l'horloge provient du théorème d'échantillonnage. L'incrément  $\Delta P$  est un entier d'une profondeur de  $j$ -bits qui permet d'exprimer la résolution de fréquence  $\Delta f$  de la sortie en prenant le plus faible incrément de phase, soit  $\Delta P = 1$ , permettant d'écrire l'équation 4.4 sous la forme :

$$\Delta f = \frac{f_{\text{clk}}}{2^j} \quad (4.5)$$

Le signal de sortie de l'accumulateur est donc une série en dents de scie de valeurs digitales de phase de fréquence  $f_{\text{out}}$  et d'incrément temporel  $\frac{1}{f_{\text{clk}}}$ . Ce signal est alors utilisé comme indice permettant de parcourir un tableau de référence (LUT) i.e. *Look-up Table* de valeurs angulaires de l'amplitude de la forme d'onde désirée, généralement mais non exclusivement d'une fonction sinus dans une mémoire ROM i.e Read-only Memory, produisant ainsi un signal digital de sortie soumis à un convertisseur digital analogique (DAC) i.e. *Digital-Analog Converter*.

Le DAC, agissant comme un échantillonneur, permet de générer un voltage de

sortie pouvant être utilisé afin de piloter un transmetteur de signal de format TTL i.e. *Transistor-Transistor Logic* ou LVDS i.e. *Low-Voltage Differential Signaling* afin de pouvoir opérer les périphériques du système; Analog Devices Inc. (2009). En assumant une LUT sinus, le processus d'échantillonnage du DAC produit un signal sinusoïdal analogique discrétisé contenant les harmoniques  $f = kf_{\text{clk}} \pm f_{\text{out}}$  avec  $k \in \mathbb{Z}$  et l'amplitude de ses artéfacts de repliement sont pondérés par un facteur sinus cardinal  $\text{sinc}\left(\frac{f}{f_{\text{clk}}}\right)$  de façon analogue aux conclusions tirées en section 2.3. En effet, le bloqueur d'ordre zéro du DAC échantillonne le signal par une fonction rectangulaire représentant un sinus cardinal dans le domaine spectral.

En revanche, contrairement au signal d'intensité lumineuse des pixels, le signal analogique de sortie peut être traité dans le domaine analogique par un filtre passe bande et un filtre sinus cardinal inverse permettant d'éliminer partiellement les artéfacts de repliement. Toutefois, plus  $f_{\text{out}}$  tend vers  $\frac{f_{\text{clk}}}{2}$ , plus le spectre des artéfacts de repliement se concentre autour de la fréquence fondamentale du signal de sortie et devient difficile à filter. En pratique,  $f_{\text{out}}$  est limitée à entre 40% et 45% de  $f_{\text{clk}}$ .

Le signal de sortie peut être soumis à un circuit limiteur i.e. un comparateur amorcé à un voltage seuil permettant de générer une modulation carrée, utile afin de générer un autre signal d'horloge ou bien les signaux de commande des périphériques du système de mesure.

Le signal généré est discrétisé selon sa phase de par les incréments temporels discrets de l'horloge du système au niveau de la LUT et selon son amplitude de par la résolution temporelle finie du DAC. Un DDS est donc un système digital échantillonné générant un signal analogique de sortie en divisant la fréquence de l'horloge du système. La fréquence de sortie est très souple et résolue moyennant une profondeur digitale de phase et de fréquence de 12-14 bits et de 28-48 bits sur circuits dédiés et peut être reconfigurée dynamiquement à chaque impulsion d'horloge; Brandon (2006). En effet,

la fréquence de sortie du DDS est déterminée par la valeur retenue dans le registre de fréquence de la boucle, lequel est à son tour responsable du contrôle de l'incrément de phase de l'accumulateur, lequel peut être reconfiguré à chaque période d'horloge moyennant une faible latence.

L'oscillateur numérique peut alors changer de fréquence à chaque impulsion d'horloge, correspondant à un changement dans le registre de fréquences via une commande digitale externe. Le temps de stabilisation de la fréquence de sortie dépend de la qualité du convertisseur numérique-analogique. Cette particularité donne l'opportunité de faire varier les fréquences de modulation de la mesure dynamiquement durant l'acquisition de portée, permettant par exemple d'implémenter directement des techniques de mesure multi-fréquence utilisant différentes combinaisons de signalement, tel que mentionné dans la section 2.5. Par ailleurs, un module DDS peut avoir de multiples canaux en parallèle sur un même oscillateur permettant de rigoureusement barrer les fréquences de sortie et d'unifier la gigue résultante ; Analog Devices Inc. (2008).

En pratique, le signal de sortie possède davantage de fréquences parasites que le dans le cas harmonique théorique. Le DAC crée de la distortion occasionnée par sa fonction de transfert non-linéaire, laquelle s'ajoute au contenu harmonique causé par son bloqueur d'ordre zéro. Ce spectre est partiellement transmis par le filtre passe-bande du DDS et crée du bruit de phase dans le domaine fréquence i.e. de la gigue dans le domaine temporel du signal. La grandeur du bruit de phase est fonction de l'amplitude des fréquences parasites transmises par le filtre passe-bande par rapport à la vitesse de balayage du signal i.e. *slew rate*.

Les paramètres critiques dans la minimisation de la gigue dans un système de DDS sont de maximiser la vitesse de balayage de sortie du DAC et de filter efficacement les fréquences parasites. La gigue présente dans la sortie d'un DDS avec comparateur est systématique et peut être davantage minimisée en générant une fréquence

de sortie à l'aide d'une fréquence d'horloge étant un multiple entier de celle-ci. En effet, dans une configuration de fréquences à rapports entiers, les fronts ascendants du signal sont répétés de façon identique sur chaque période et la gigue résultante peut être assumée à moyenne nulle, sans pour autant être de variance nulle ; Payne (2008).

Dans le cas hétérodyne cependant, le déphasage requis génère inévitablement un signal à rapport non-entier par rapport à l'horloge. Le front ascendant du signal soumis au comparateur n'est alors pas toujours synchronisé avec le signal désiré, générant des perturbations qui ont une influence directe sur la mesure de phase du signal lumineux du système. En effet, les équations 2.15 et 2.39 du chapitre 2 assument que les incréments  $\Delta\theta$  ou  $\Delta\psi$  sont constants, or ce cas ne survient pas en pratique. Utiliser des fréquences d'horloge élevées maximise les incréments discrets du signal, permettant d'obtenir une meilleure approximation du signal de sortie mais cette configuration peut nécessiter l'utilisation d'une PLL en amont du DDS afin d'élever la fréquence de l'horloge, ce qui crée davantage de perturbations et rend l'utilisation d'une approche par DDS potentiellement problématique.

### 4.3.2 Boucles à phase asservie

Les PLL sont largement utilisées en instrumentation et en contrôle et une vaste gamme de réalisations sont possibles autant dans le domaine digital qu'analogique ; Gardner (2005). Une PLL permet de synchroniser la phase et la fréquence d'un signal de sortie avec un signal d'horloge d'entrée fourni par un oscillateur stable. Les 3 PLL reprogrammables disponibles sur les plates-formes FPGA Stratix DE4 sont des PLL à pompe de charge (CPPLL) i.e. *Charge Pump Phase-locked Loop* avec commutateur de phase i.e. *Phase tap*.

En pratique, une CPPLL fait coïncider le front ascendant du signal d'horloge d'entrée avec le signal de rétroaction de la boucle. Un comparateur de fréquences génère un signal d'erreur proportionnel au déphasage entre la phase du signal d'entrée et la phase de sortie, permettant ainsi d'asservir la sortie d'un oscillateur contrôlé en tension ; Altera (2012), Curtin et O'Brien (1999). Trois paramètres d'ajustement de la boucle,

soit le diviseur rétroactif, le diviseur de référence et le diviseur post-échelonneur ou diviseur de sortie permettent d'obtenir des fréquences de sortie multiples de la fréquence d'entrée pouvant aller bien au delà de la fréquence pilote en provenance de l'oscillateur.

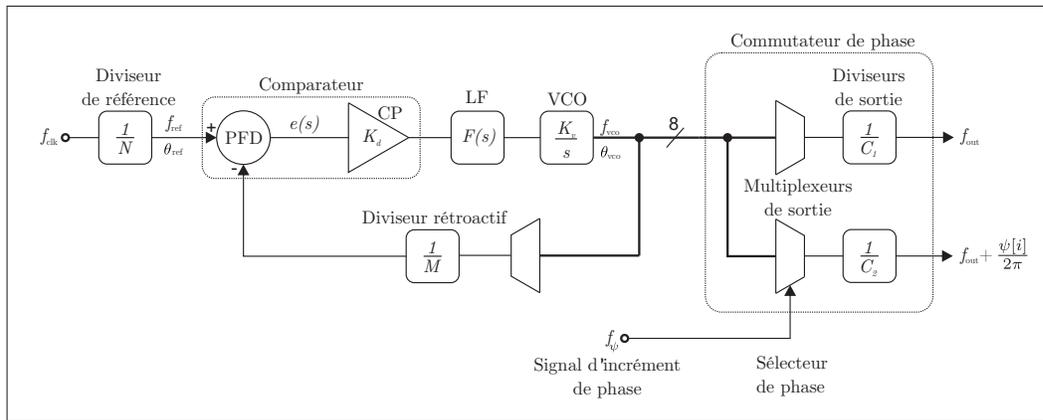


Figure 4.6 Schéma bloc d'une PLL à pompe de charge et commutateur de phase disponible sur un FPGA Stratix IV

Tel que décrit dans la figure 4.6, le signal  $f_{clk}$  de l'horloge en provenance d'un oscillateur stable est soumis à un diviseur de fréquence de paramètre  $N$  qui établit la fréquence d'entrée  $f_{ref}$  de la boucle. Un détecteur d'erreur compare la rétroaction négative de la fréquence de sortie  $f_{out}$  divisée par le paramètre de contrôle  $M$  avec la fréquence de référence via un détecteur de phase/fréquence (PFD) i.e. *Phase-Frequency Detector*.

Le signal d'erreur  $e(s)$  est par la suite amplifié à l'aide d'une pompe de charge i.e. *Charge Pump* (CP) de gain  $K_d$  et détermine si l'oscillateur contrôlé en tension i.e. *Voltage-Controlled Oscillator* (VCO) doit opérer à une fréquence inférieure ou supérieure. Le VCO peut être modélisé comme un intégrateur suivi d'un gain statique  $K_v$ . La sortie du comparateur est par la suite soumis à un filtre de boucle i.e. *Loop Filter* (LF) qui est soumis aux bornes du VCO. Le LF est un filtre RC passe-bas qui fournit le voltage de contrôle au VCO. Les résistances et condensateurs du LF sont des composants physiquement disponibles sur le FPGA et peuvent être reconnectés de

façon dynamique afin de satisfaire les exigences de la boucle.

La résolution de fréquence des PLL est limitée. En effet, la fréquence de sortie  $f_{\text{out}}$  issue de la fréquence  $f_{\text{vco}}$  à la sortie du VCO peut être obtenue en réglant les paramètres  $N$ ,  $M$  et  $C$  de la boucle agissant sur la fréquence d'entrée  $f_{\text{ref}}$  et peut être formulée de la façon suivante :

$$f_{\text{vco}} = M f_{\text{ref}} = \frac{M f_{\text{clk}}}{N} = C f_{\text{out}} \quad (4.6)$$

Les VCO des PLL du FPGA de classe supérieure de vitesse doivent opérer en dessous de leur fréquence limite d'opération de  $f_{\text{vco}} \leq M \cdot f_{\text{ref}} = 1.6 \text{ GHz}$ ; Altera (2014). L'oscillateur au cristal disponible sur le FPGA, un Si570, est un oscillateur programmable offrant des fréquences de 10 MHz à 810 MHz; Altera (2014d). Par exemple, en réglant  $C = 1$ , il est possible d'obtenir une fréquence de sortie de 100 MHz en réglant  $N = 1$  et  $M = 2$  pour le scénario où  $f_{\text{clk}} = 50 \text{ MHz}$  et  $N = 1$  et  $M = 1$  pour  $f_{\text{clk}} = 100 \text{ MHz}$  respectivement.

Cependant, puisque l'oscillateur est unique et que  $f_{\text{vco}} \leq 1.6 \text{ GHz}$ , la fréquence inférieure la plus fine sous 100 MHz pouvant être obtenue pour les deux scénarios de fréquences d'horloge de  $f_{\text{clk}} = 50 \text{ MHz}$  et  $f_{\text{clk}} = 100 \text{ MHz}$  est respectivement de  $\sim 96.97 \text{ MHz}$  en réglant  $N = 33$  et  $M = 32$  et de  $\sim 94.11 \text{ MHz}$  en réglant  $N = 17$  et  $M = 16$ . Il est alors impossible de générer des fréquences complémentaires assez rapprochées pour que le battement résultant soit de l'ordre de  $\sim 1 \text{ Hz}$  en utilisant des PLL indépendantes synchronisées sur un même oscillateur, et cela même en modifiant le diviseur post-échelonneur  $C$  ou les autres paramètres de la boucle. Il demeure possible de coupler plusieurs PLL sur un même oscillateur. Cependant, la gigue des différentes sorties est indépendante, générant des instabilités, malgré que le décalage fréquentiel global soit conservé puisque la source de l'horloge est unique; Payne (2008).

En effet, une des sources importantes de bruit dans la génération du signal par

PLL survient dans la division de la fréquence du signal par le compteur de référence, lequel ajoute du bruit de phase selon  $20\log N$  dB ; Barret (2010). Il est alors optimal d'utiliser des rapports simples des entiers  $N$  et  $M$ . Notamment, par exemple pour  $f_{\text{clk}} = 50$  MHz, les fréquences de modulation de 100 MHz, 75 MHz, 50 MHz, et 25 MHz sont des fréquences possibles d'opération du système contenant le moins de bruit de phase, avec des rapports entiers des diviseurs  $M$  et  $N$  de  $\frac{1}{2}$ ,  $\frac{3}{2}$ ,  $\frac{1}{1}$ ,  $\frac{2}{1}$  respectivement. Toutefois, sur une plate-forme FPGA Stratix IV, les compteurs  $N$ ,  $M$  et  $C$  des PLL peuvent tout de même prendre des valeurs de 1 à 512, en autant que la fréquence limite du VCO est respectée.

En boucle fermée, lorsque la PLL est stabilisée, la précision du signal de sortie du VCO est équivalente à la précision de l'oscillateur pilote du circuit. Par conséquent, puisque la résolution des échelons de fréquence de la PLL n'est pas un paramètre critique à l'application, il n'est essentiel a priori d'utiliser des hautes fréquences de modulation du VCO puisque cette condition permet de réduire la dimension des compteurs requis et permet d'augmenter la pureté spectrale du signal. Toutefois, tel que mentionné dans la section 4.3.3 suivante, le décalage fréquentiel nécessaire à l'échantillonnage du signal de retour est obtenu par commutation de phase sur une PLL simple et utiliser une fréquence du VCO plus faible réduit la résolution angulaire de la commutation de phase.

Étant donné la contrainte de bruit de phase générée par le diviseur  $N$ , utiliser un faible diviseur de référence réduisant le bruit de phase du signal et un des modes d'opération de la PLL offrant les meilleurs spécifications de bruit de phase. Par exemple, en réglant  $N = C = M = 1$ , i.e. si  $f_{\text{clk}} = f_{\text{vco}} = f_{\text{out}} = 100$  MHz, l'oscillateur pilote de la PLL possède une précision de  $< 1$  ppb et la précision de la fréquence  $f_{\text{vco}}$  à la sortie du VCO est alors de  $\sim \pm 0.1$  Hz ; Silicon Labs (2014). Par contre, si  $f_{\text{clk}} = 100$  MHz et que  $f_{\text{vco}} = 1.6$  GHz, i.e.  $M = C = 16$  et  $N = 1$ , la précision de la fréquence du VCO est de  $\sim \pm 1.6$  Hz. Cette précision peut cependant être mise à l'échelle de la fréquence de sortie désirée de 100 MHz, donnant lieu à la même précision sur la fréquence de sortie, soit de

$\sim \pm 0.1 \text{ Hz}$ , moyennant cependant une contribution en bruit de phase occasionnée par le diviseur post-échelonneur  $C$ , réglé à une valeur de 16 dans ce cas-ci.

Tel que présenté dans la section 4.3.3 suivante, il peut être utile de maximiser la fréquence d'opération du VCO afin d'obtenir la meilleure résolution angulaire possible à la sortie du commutateur de phase. En effet, le diviseur post-échelonneur  $C$ , responsable de la réduction de la fréquence de sortie du VCO doit réduire celle-ci d'un facteur 16 si ce dernier opère à sa fréquence maximale spécifiée, générant du bruit de phase réduisant la pureté spectrale du signal. Cependant, ce bruit de phase est approximativement indépendant de la grandeur du diviseur post-échelonneur de la PLL ; Silicon Labs (2012). La gamme de fréquence des signaux de sortie désirés, fixés à  $5 \text{ MHz} \leq f_{\text{out}} \leq 100 \text{ MHz}$  est alors générée avec le moins de bruit de phase si  $f_{\text{clk}} = f_{\text{vco}} = f_{\text{out}}$  offrant cependant une résolution du commutateur de phase non-optimale, ce qui peut poser problème en détection hétérodyne à des hautes fréquences de modulation. Toutefois, il demeure optimal d'opérer le VCO à sa vitesse maximale spécifiée. En effet, puisque la source des signaux est unique, i.e. les signaux sont générés à partir d'une PLL unique basée sur une seule horloge, le bruit de phase est commun et ne crée pas d'erreur quantifiable sur la mesure ; Payne *et al.* (2008)

D'un point de vue conceptuel, la génération d'un signal par DDS demeure suboptimal pour plusieurs raisons. Un des avantages des PLL est que des circuits dédiés haute performance sont physiquement disponibles sur les plates-formes FPGA haute gamme, et que leur implémentation est supportée directement par des blocs logiques et des mégafonctions fournies par le manufacturier i.e *IP cores* ; Altera (2014c). Une logique DDS nécessite un signal d'entrée d'horloge supérieur au double du signal de sortie requis, ce qui n'est cependant plus problématique depuis la nouvelle génération d'oscillateurs disponibles sur les FPGA haute gamme modernes chez Altera.

En effet, jusqu'en 2009, les oscillateurs disponibles étaient stables exclusivement à

50 et 100 MHz et nécessitaient inévitablement l'utilisation d'une PLL en amont du DDS afin d'élever l'horloge pilote à des fréquences suffisamment élevées afin de générer un signal par DDS de qualité aux fréquences requises par l'application, rendant l'utilisation d'un DDS superflu. Par ailleurs, la nature digitale des signaux de commande requis pour piloter la modulation des périphériques est telle qu'il est naturel d'éviter d'utiliser un DAC, lequel génère inévitablement des artéfacts de repliement de spectre et donc une influence supplémentaire affectant la pureté spectrale des signaux de sortie, malgré que cette influence puisse être filtrée.

En effet, la logique DDS est plus souple et plus pratique à utiliser, mais son implémentation ainsi que la performance des signaux de sortie demeurent la cause de problèmes additionnels qui peuvent être évités dans une configuration par PLL directe. La logique de signalement par DDS est efficace du point de vue de la résolution et de la souplesse du signalement, puisque la boucle effectue une division par échantillonnage de la fréquence fondamentale de l'oscillateur local et peut être reconfigurée à chaque impulsion d'horloge tel que présenté en section 4.3.1. La logique DDS peut cependant éprouver des problèmes de pureté spectrale et l'utilisation d'un circuit dédié multi-noyau demeure tout de même préférable, complexifiant l'implémentation du système de mesure et des composantes nécessaires à son fonctionnement.

En revanche, une PLL effectue une multiplication de la fréquence d'entrée via une commande par rétroaction négative et peut être configurée afin de conserver la résolution de son oscillateur pilote. Il demeure qu'utiliser une PLL par signal de commande de chacun des deux périphériques ne peut satisfaire les exigences du concept, notamment puisque la résolution de fréquences requises par la méthode de mesure hétérodyne n'est pas atteignable de cette façon. L'utilisation d'un commutateur de phase basé sur les 8 «*Phase taps*» du VCO est alors requis afin de pouvoir atteindre les tolérances de signalement de l'application.

### 4.3.3 Signalement quasi-hétérodyne par commutation de phase

Il est naturel d'utiliser une seule PLL comme source des signaux de commande des périphériques en modulation homodyne puisqu'il est possible d'incrémenter la phase d'un deuxième signal par commutation de phase, permettant d'obtenir plusieurs images de phase du signal lumineux de corrélation-croisée, tel que présenté dans la figure 4.6 de la section 4.3.2 et dans la figure 2.3 de la section 2.1. En pratique, les PLL disponibles sur le FPGA sont munies d'un commutateur de phase i.e. *Phase Tap* permettant de sélectionner la phase instantanée désirée de la sortie d'un signal en provenance de la PLL; Altera (2014c). Il est alors possible de doubler la sortie d'une PLL unique afin d'obtenir d'une part un signal de sortie à fréquence  $\omega_i$  et d'autre part un signal  $\omega_e < \omega_i$  en faisant varier graduellement la phase de sortie du second signal selon des incréments angulaires constants.

Cependant, la modulation hétérodyne pure nécessite un incrément de phase  $\psi(t)$  linéaire et continu et ne peut pas être obtenue directement en utilisant des incréments de phase discrets. Il est toutefois possible d'incorporer des incréments de phase à une fréquence plus élevée que la fréquence de capture de la caméra permettant ainsi d'émuler un protocole de mesure hétérodyne. Le capteur optique agissant comme un filtre passe-bas rend les incréments de phase du battement indistinguables sur une même image. Cette seconde méthode, possible via l'ajout d'un chirp constant à l'aide d'un commutateur de phase permet de pouvoir obtenir des modes homodyne et quasi-hétérodynes en utilisant le même circuit de génération des signaux; Payne (2008), Altera (2014c).

Dans le contexte d'un signalement hétérodyne, il est possible de remarquer que générer un signal  $G_\psi$  de modulation du gain de l'intensificateur à partir d'un signal  $G$  issu directement de la sortie d'une PLL opérant à une fréquence de sortie de  $\omega_i$  peut être obtenu en ajoutant un délai  $\tau_\psi$  au signal  $G$ . Ce délai peut être exprimé comme l'ajout d'un déphasage graduel selon  $\psi(t)$ . Dans l'analyse de la section 2.2,  $\psi$  est assumé

continu mais doit en pratique est généré de façon discrète. Le déphasage  $\psi$  peut alors être défini comme un incrément de phase discret qui peut être ajouté au signal de sortie afin d'obtenir un signal  $G_\psi$  avec un déphasage linéaire graduellement incrémenté i.e. un chirp constant.

En rappelant la définition d'un chirp constant via l'ajout d'un délai  $\tau_\psi$  croissant, discret et linéaire dans la sortie tel que présenté en équation 2.24 et 2.25, il est possible de définir la relation suivante entre la fréquence angulaire de sortie fondamentale de la PLL, pilote du signal d'illumination  $\omega_i$  et le signal d'exposition intensifiée  $\omega_e$  :

$$\omega_i \approx \omega_e + \psi[i] \quad (4.7)$$

où  $\psi[i]$  représente l'incrément angulaire linéaire discret d'itération  $i$  ajouté via le commutateur de phase de résolution  $\Delta_\psi = \psi[i+1] - \psi[i]$ , définie par la relation suivante :

$$\Delta_\psi = \frac{2\pi f_{\text{out}}}{8f_{\text{vco}}} = \frac{2\pi M f_{\text{clk}}}{8NC} \leq \frac{\pi}{64} \quad (4.8)$$

En rappelant les spécifications des composantes des PLL disponibles sur un FPGA Stratix DE4, la fréquence maximale atteignable par le VCO tel que présenté en section 4.3.2 précédente est de  $f_{\text{vco}} \leq 1.6\text{GHz}$ . L'équation 4.8 permet alors de remarquer que l'incrément de phase le plus grossier survient à modulation maximale de  $f_{\text{out}} = 100\text{MHz}$  et représente  $1/128^{\text{ème}}$  de la période du VCO, soit  $\sim 2.813^\circ$ , si le VCO opère à fréquence maximale. Cependant, s'il est désiré régler le diviseur post-échelonneur  $C$  à 1 afin de réduire une contribution de bruit de phase sur la sortie i.e. en réglant  $f_{\text{out}} = f_{\text{vco}} = 5\text{MHz}$  à  $100\text{MHz}$ , des incréments grossiers minimaux de  $\frac{\pi}{4}$  sont obtenus et réduisent la qualité de l'échantillonnage quasi-hétérodyne.

En opérant le VCO à  $1600\text{MHz}$ , un incrément angulaire maximal de  $\frac{\pi}{64}$  à  $f_{\text{out}} = 100\text{MHz}$  représente un délai temporel minimal de  $78.125\text{ps}$  dans le signal de sortie du VCO. Toutefois, si une fréquence de battement  $f_b = 1\text{Hz}$  est désirée, les incréments angulaires

étant parcourus 128 fois par cycle donnent lieu à des délais  $\tau_\psi$  de 7.8125 ms. Il en découle que l'une des conséquences de la résolution limitée du commutateur de phase est que d'opérer par exemple le système en mode hétérodyne à 100 MHz avec  $f_c = 139.9$  Hz si  $f_b = 1$  Hz est impossible, puisque  $\tau_\psi > \tau_c$ . Si  $\tau_\psi = \tau_c$ , la détection est homodyne et si  $\tau_\psi < \tau_c$ , la détection est quasi-hétérodyne. En effet, si la fréquence d'incrément de la phase  $\psi[i]$  est réduite pour correspondre avec la fréquence de capture de la caméra, la corrélation-croisée est homodyne, alors que si une même image voit davantage d'incrément de phase, la détection quasi-hétérodyne tendra d'autant plus vers une détection hétérodyne pure que le nombre d'incrément de phase par image est grand.

Dans cet exemple, ces incréments angulaires doivent être intégrés au signal d'obturation à des fréquences supérieures à la fréquence de capture de la caméra si l'objectif est d'obtenir une modulation quasi-hétérodyne, où les incréments discrets du signal de battement génèrent théoriquement du repliement de spectre autour de l'harmonique du 128ème ordre, causée par les 128 échelons discrets présents dans le signal de battement ; Payne (2008). Tel que présenté dans l'équation 2.44 de la section 2.3, les harmoniques repliées doivent être présentes dans chacun des deux signaux pilotes du système, soit le signal d'illumination et le signal d'exposition intensifiée pour qu'elles soient repliées sur le signal de corrélation croisée. Or la bande passante limitée du capteur filtre une grande majorité des harmoniques allant jusqu'à 12.8 GHz pour un signal d'illumination de 100 MHz. La bande passante limitée de l'intensificateur limite d'une part l'influence de ces harmoniques et le filtre sinus cardinal issu du processus d'échantillonnage filtre davantage les harmoniques à haute fréquence, ce qui rend la technique de modulation quasi-hétérodyne présentée indistinguable d'une technique hétérodyne pure du point de vue du capteur, en autant que  $t_\psi \ll t_c$ .

En effet, une mesure homodyne effectuée à  $f_i = f_e = 100$  MHz peut être réalisée avec une fréquence de capture maximale de  $f_c = 128$  fps en parcourant le commutateur de phase de façon à ce que les 128 incréments angulaires du VCO soit parcourus en

une seconde, soit un incrément angulaire à chaque  $\sim 7.813$ ms. Augmenter la fréquence de capture de la caméra crée de la redondance angulaire dans la série et ne génère pas d'information supplémentaire. De la même façon, une détection hétérodyne à  $f_i = 100$ MHz peut être faite par exemple à raison de 4 incréments par image si  $f_b = 1$ Hz et  $f_c = 32$  fps, ou bien à raison de 10 incréments par image si  $f_b = 10$ Hz et  $f_c = 128$  fps. Cette relation peut être exprimée selon l'équation suivante :

$$I_\psi = \frac{2\pi f_b}{\Delta_\psi f_c} \quad (4.9)$$

où  $I_\psi$  représente le nombre d'incrément de phase par image dans un contexte de capture quasi-hétérodyne. Il est possible de remarquer que  $I_\psi = 1$  dans une prise de mesure homodyne.

#### 4.3.4 Techniques de rejection harmonique

Les conclusions de la section 2.3 permettent de remarquer le potentiel de la technique de mesure hétérodyne sur le contrôle des fréquences repliées sur le signal de mesure du capteur optique. Malgré que cette méthode puisse éliminer certaines harmoniques du signal, certaines autres harmoniques sont tout de même repliées sur le signal d'intérêt. Notamment, en rappelant l'équation 2.46, une mesure à raison de 20 captures par période crée le repliement de certaines harmoniques impaires des signaux de modulation sur le signal d'intérêt. Notamment, dans ce cas-ci les harmoniques impaires du 19<sup>ème</sup>, 21<sup>ème</sup>, 39<sup>ème</sup>, 41<sup>ème</sup> ordre etc... sont repliées. En choisissant un ratio  $\frac{f_c}{f}$  pair, il est possible de remarquer que certaines harmoniques exclusivement impaires sont repliées.

Les signaux pilotes peuvent être synthétisés de façon à annuler la présence de certaines harmoniques dans leur spectre, permettant d'éliminer encore davantage les fréquences repliées problématiques apparaissant dans le signal de corrélation. Une technique de rejection harmonique peut être implémentée à même le FPGA, permettant de générer des signaux ne contenant pas d'harmoniques impaires jusqu'à un certain ordre. De cette façon, puisque ces harmoniques sont absentes des signaux pilotes, celles-ci

ne se retrouvent pas dans le signal échantillonné et sont alors éliminées; Weldon *et al.* (2001). En utilisant alors un ratio  $\frac{f_c}{f}$  pair, les harmoniques paires sont éliminées par le processus d'échantillonnage et certaines harmoniques impaires subsistent.

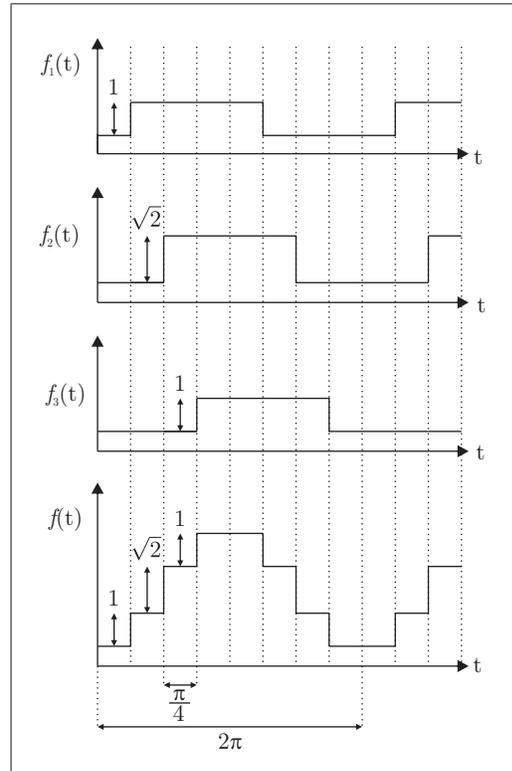


Figure 4.7 Principe de rejection harmonique par sommation explicite pour les 2 premiers ordres harmoniques impairs d'un signal

En effet, tel que décrit dans la figure 4.7, en prenant les termes allant jusqu'au 5<sup>ème</sup> ordre de la série de Fourier de trois ondes carrées,  $f_1$ ,  $f_2$  et  $f_3$  déphasées de  $\frac{\pi}{4}$  l'une par rapport à l'autre et ayant un rapport d'amplitude respectif de  $1 : \sqrt{2} : 1$ , il est possible de formuler la relation suivante, en rappelant que l'amplitude des fonctions  $f_1$  et  $f_3$

s'étend dans l'intervalle  $[0; 1]$  et l'amplitude de  $f_2$  dans  $[0; \sqrt{2}]$  :

$$\begin{aligned} f_1(t) &= \frac{2}{\pi} \left[ \sin(\omega t) + \cos(\omega t) - \frac{1}{3} (\sin(3\omega t) - \cos(3\omega t)) - \frac{1}{5} (\sin(5\omega t) + \cos(5\omega t)) \right] \\ f_2(t) &= \frac{2\sqrt{2}}{\pi} \left[ \sin(\omega t) + \frac{1}{3} \sin(3\omega t) + \frac{1}{5} \sin(5\omega t) \right] \\ f_3(t) &= \frac{2}{\pi} \left[ \sin(\omega t) - \cos(\omega t) - \frac{1}{3} (\sin(3\omega t) + \cos(3\omega t)) - \frac{1}{5} (\sin(5\omega t) - \cos(5\omega t)) \right] \end{aligned} \quad (4.10)$$

En prenant la somme pondérée de ces trois fonctions, l'on obtient un signal sinusoïdal ayant éliminé les harmoniques du 3<sup>ème</sup> et 5<sup>ème</sup> ordre selon la relation suivante :

$$f = f_1 + f_2 + f_3 = \frac{8}{\pi} \sin(\omega t) \quad (4.11)$$

Cette technique peut être généralisée afin d'annuler l'ordre harmonique impair allant jusqu'à un ordre arbitraire  $k$ . Toutefois, du point de vue pratique, les PLL disponibles sur les FPGA de classe Stratix IV possèdent un maximum de 6 sorties simultanées, soit 2 sorties différentielles et 4 sorties simples limitant le nombre d'harmoniques rejetées à 4 ordres impairs, notamment  $k = 3, 5, 7, 9$ ; Altera (2012).

En exploitant les propriétés du capteur optique, agissant comme un intégrateur borné par une durée d'intégration finie, il est possible d'émuler l'effet de rejection harmonique le long d'une durée d'intégration d'image; Payne *et al.* (2008), Payne et Dorrington (2014). En reprenant l'exemple de la figure 4.7, au lieu de sommer un nombre limité de signaux carrés afin de générer un signal de modulation simili-sinusoïdal ayant certaines harmoniques absentes, la modulation carrée des signaux pilotes des périphériques peuvent être déphasés de  $\frac{\pi}{4}$ , deux fois le long d'une durée d'intégration de durée  $\tau_c$ , avec un ratio respectif de durée de  $1 : \sqrt{2} : 1$ , tel que présenté dans la figure 4.8 suivante.

Il est alors possible de combiner l'incrément de commutation de phase quasi-hétérodyne avec un incrément de phase supplémentaire de rejection harmonique inclus dans les deux signaux simultanément, ne créant pas de déphasage supplémentaire du point de vue de la

corrélation croisée. La sommation explicite des signaux tel que présenté en 4.7 peut être reproduite par l'intégration du signal avec des rapports de durée entre les déphasages introduits respectant les ratios de rejection harmonique décrits précédemment.

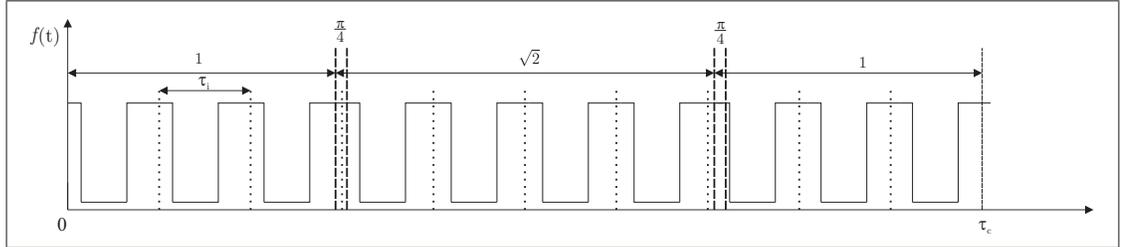


Figure 4.8 Principe de rejection harmonique par integration séquentielle pour les 2 premiers ordres harmoniques impairs d'un signal

Rejeter les harmoniques jusqu'à l'ordre  $k$  requiert  $m = (k + 1)/2$  segments, déphasés les uns par rapport aux autres de  $\pi/(m + 1)$ . Une pondération peut être définie permettant de distribuer le temps d'intégration d'une image en segments non-uniformes. Un facteur  $\alpha_l$  peut être défini comme la pondération de la durée du  $l^{\text{ème}}$  segment d'intégration, en divisant la demi-fonction sinusoidale résultante en  $m + 1$  segments de largeur identique, permettant d'exprimer la relation suivante ; Dorrington *et al.* (2010) :

$$\alpha_l = \sin \frac{\pi l}{m + 1} \quad (4.12)$$

Par exemple, il est possible d'annuler les harmoniques impaires jusqu'au 9<sup>ème</sup> ordre en prenant  $k = 9$  et en combinant  $m = 5$  segments différents déphasés de  $\frac{\pi}{6}$  avec des pondérations de durée d'exposition de  $\alpha_l = [1 : \sqrt{3} : 2 : \sqrt{3} : 1]$ , faisant apparaître l'harmonique du 11<sup>ème</sup> ordre comme première fréquence potentiellement repliée.

Cette approche est en pratique équivalente et peut permettre de générer des ratios de rejection harmonique supérieurs à l'approche par sommation explicite. En effet, les PLL possèdent 6 sorties distinctes mais peuvent introduire des déphasages inférieurs

ou égaux à  $\frac{\pi}{64}$  pour  $f_{\text{vco}} = 1600 \text{ MHz}$  et  $f_{\text{out}} \leq 100 \text{ MHz}$ , tel que décrit dans l'équation 4.8, permettant d'obtenir des rapports de rejection harmonique grandement supérieurs. Notamment, dans ce cas-ci, l'harmonique allant jusqu'au 125<sup>ème</sup> ordre peut être annulée.

Toutefois, une limite fondamentale de cette technique est son influence sur l'index de modulation du signal d'intérêt. Il peut être démontré qu'un incrément de phase tendant vers 0 donne lieu à une réduction de l'index de modulation d'un rapport de  $\pi/4$ ; Dorrington *et al.* (2010). Il en découle que malgré que cette méthode puisse permettre de réduire l'erreur cyclique de la mesure causée par l'influence d'harmoniques indésirables notamment en modulation homodyne, cette technique de rejection harmonique permet d'augmenter la linéarité des résultats, aux détriments d'une perte de précision. Le problème de linéarité est en effet un problème fondamental à la détection TOF indirecte par déphasage; Lange et Seitz (2001). Il est possible de remarquer dans l'équation 2.53 de la section 2.4, qu'une réduction de l'index de modulation du signal d'intérêt fait augmenter l'incertitude  $\sigma_z$  de la mesure de profondeur.

#### 4.4 Caméra

La caméra est responsable de l'échantillonnage de l'intensité lumineuse du signal pour chacun des pixels recouvrant le champ de vision du système. Plusieurs caméras sont candidates à l'application; une sélection doit être faite selon le rendement global de chacune. Plusieurs paramètres sont à considérer, notamment entre autres la résolution spatiale, la vitesse de capture, la portée dynamique, la profondeur de gris, la sensibilité, le type d'interface, le protocole de communication et la compatibilité avec les différents modules de contrôle disponibles.

Les photo-diodes CCD possèdent en général une meilleure sensibilité et portée dynamique que les capteurs CMOS et consomment plus de puissance. Les CCD sont reconnus pour avoir en général une meilleure uniformité, être moins rapides et plus dispendieux. Les CCD sont plus largement répandus, leur technologie étant plus mature et leur rendement étant mieux reconnu pour la vision industrielle en général, malgré

qu'il soit possible de manufacturer des capteurs CMOS donnant une qualité d'image comparable, voire supérieure, à des prix parfois avantageux.

Le tableau 4.5 en page 150 décrit certaines spécifications de trois caméras candidates. L'obturation globale est une caractéristique essentielle à l'application. Une capture globale, par opposition à un volet roulant, garantit la synchronisation de la capture d'image pour l'ensemble du capteur et est nécessaire afin de produire un échantillonnage uniforme. Il n'est pas essentiel d'utiliser un capteur à trop haute résolution, ce qui en revanche permet d'augmenter la vitesse de lecture et la profondeur de gris, étant donné qu'un nombre réduit de pixels facilite l'opération de lecture et de vidange du capteur, particulièrement dans le contexte d'un photodétecteur CCD. Une résolution spatiale trop importante, i.e. au dessus de  $\sim 50$  lp/mm, ne peut être exploitée adéquatement, compte tenu des restrictions du circuit optique ayant comme facteur limitant la résolution de l'intensificateur d'image, malgré qu'un gain en résolution au delà de cette limite puisse tout de même avoir une influence rapidement négligeable, tel que présenté en section 3.1.3.

Une haute sensibilité et un faible bruit de lecture, caractéristiques des CCD attribuable entre autres à la pleine capacité supérieure des capteurs sont des spécifications essentielles pour des applications à faible illumination. Toutefois, la présente application est conçue pour offrir un apport lumineux actif important, permettant par ailleurs d'ajuster le gain optique de l'intensificateur d'image de façon à offrir un apport lumineux suffisant. De cette façon, le bruit de lecture peut devenir négligeable par rapport au bruit de Schottky du signal incident et n'est pas alors une caractéristique critique.

La profondeur de gris du capteur, couplée avec un convertisseur digital analogue adéquat, représente une spécification déterminante de la caméra, puisque cette résolution définit la plage d'intensité lumineuse à travers laquelle l'algorithme de calcul du déphasage du signal doit parcourir. En effet, la performance de l'application est

axée sur une résolution de profondeur maximale, spécification fondamentale, sans laquelle une résolution spatiale accrue est une amélioration futile. La profondeur de gris doit être supportée par une portée dynamique adéquate, sans laquelle le degré de contraste entre des déphasages de  $\pi$  n'est pas rendu de façon suffisante. La finesse du contraste de l'image est critique dans la mesure où le déphasage relatif d'intensité en fonction du temps entre chacun des pixels est directement relié à la mesure de distance.

Pour ces raisons, la caméra décrite dans la première colonne du tableau 4.5 est sélectionnée comme candidate pour l'application ; PhotonFocus (2014), PhotonFocus (2012). Elle possède un capteur CMOS, éliminant partiellement le problème d'éblouissement i.e. «*blooming*» causé par la fuite de charge inter-pixel des capteurs CCD. La résolution spatiale est légèrement meilleure que pour la camera CCD Pantera 1M60, avec une taille de pixel légèrement plus petit sur le même format optique. La pleine capacité est sensiblement plus faible, ainsi que la portée dynamique, phénomène attribuable entre autres à la nature des capteurs CMOS et leur facteur de remplissage non-idéal.

Toutefois, la vitesse de capture et le convertisseur numérique sont supérieurs, permettant d'obtenir un échantillonnage plus vaste. La vitesse de capture est un paramètre non-essentiel à l'objectif de l'application, notamment puisque des images à haut SNR sont obtenues par de longues expositions. En effet, une exposition courte diminue la quantité de lumière accumulée sur le pixel. Il demeure toutefois pertinent de pouvoir atteindre de plus grandes vitesses de capture, compte tenu de la nature turbulente du médium optique. Il peut être pertinent de réduire l'exposition autant que possible afin de mitiger l'influence du flou dynamique de la turbulence d'une image à l'autre.

Par ailleurs, la caméra choisie offre un avantage en ce qui attrait au mode simultané de lecture. En effet, les capteurs CCD ne peuvent opérer en mode simultané de lecture, créant de la contamination inter-image i.e. «*smearing*», forçant la tenue de délais supplémentaires dans le séquençage des périphériques et de l'échantillonnage,

complexifiant l'implémentation et le rendement de l'application ; Payne *et al.* (2005b). La caméra Pantera 1M60 est à transfert de trame i.e. *frame transfer* et permet de mitiger partiellement cet effet. Il est tout de même requis d'allouer un délai inter-image dans l'échantillonnage, permettant de drainer la charge des photocapteurs avant la prochaine capture. En effet, puisque les capteurs CMOS ne possèdent pas de registre à décalage, les artéfacts de brouillage inter-image sont éliminés.

#### 4.4.1 Opération

L'interface CameraLink<sup>®</sup> est un standard de vision offrant un protocole standardisé de communication et d'interface dans le domaine des caméras digitales permettant de transférer des données vidéo à des hauts débits. La configuration CameraLink Base à un fil permet d'obtenir des débits pouvant aller jusqu'à 255 Mb/s sur une profondeur maximale de 24 Bits. Ce protocole nécessite un module d'acquisition d'image et il est alors possible d'utiliser de prime abord une carte CLR-HSMC, i.e. *Camera Link Receiver - High Speed Mezzanine Card* permettant d'interfacer le dialogue avec la caméra directement via un port HSMC du FPGA, lequel contient le protocole d'acquisition d'image ; Altera (2010). Ainsi via cette connection, le FPGA est l'hôte des communications avec la caméra, de l'acquisition des trames via le module de capture d'image et du signal de capture en provenance de la PLL.

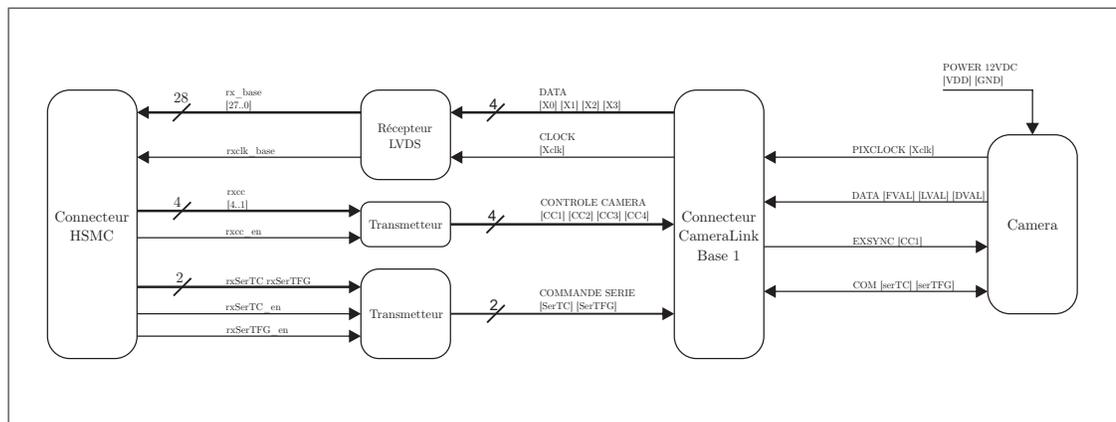


Figure 4.9 Interface et routage des signaux de contrôle de la caméra.

Tel que décrit dans la figure 4.9, l'interface CLR-HSMC entre la caméra et le FPGA transige 11 signaux, permettant de réduire la configuration CameraLink à une catégorie Base1 à 1 câble. Par cette interface se transige les signaux de contrôle de la caméra [serTC] et [serTFG], le retour de l'horloge pixel du capteur [Xclk], les données [FVAL] [LVAL] [DVAL] et le signal d'amorce en provenance de la PLL [CC1]. Le retour d'horloge du pixel est critique puisqu'il permet de calibrer la latence dans l'exécution du signal d'amorce de la caméra et permet alors d'horodater les images de façon précise. L'horodatage des images confirme l'évaluation de la distance absolue mesurée notamment puisqu'il est nécessaire de marquer le début et la fin d'une capture afin de l'évaluer par rapport à la phase du signal de corrélation de façon précise, malgré que la phase de la corrélation à distance nulle  $\psi(t)$  soit connue en tous temps.

Le mode de lecture simultané est propre aux capteurs CMOS et permet l'acquisition d'une image pendant la lecture de l'image précédente, permettant ainsi d'éviter la nécessité d'intégrer un délai inter-image. Tel que décrit dans la figure 4.10 suivante, le mode de lecture simultané est possible dans la mesure où le temps de lecture de l'image est inférieur à la durée de capture, soit  $\tau_l < \tau_c$ .

La durée de lecture  $\tau_l$  d'une image dépend du nombre de photocapteurs d'un côté de la grille carrée  $\sqrt{N_p}$ , du nombre d'écoutes i.e. *taps*  $CL_{taps}$  du protocole CaméraLink et de la période de l'horloge des pixels  $t_{pix}$ . La relation peut être donnée selon l'équation suivante :

$$\tau_l = t_{pix} \left[ (\sqrt{N_p} + 1) \left( \frac{\sqrt{N_p}}{CL_{taps}} + 8 \right) + 8 \right] \approx 6.67 \text{ ms} \quad (4.13)$$

Il en découle que le mode simultané de lecture, offrant la vitesse de capture la plus rapide possible pour la caméra est limité à  $f_c = 1/\tau_l = 150 \text{ fps}$ . Il demeure cependant sub-optimal d'opérer la caméra à des vitesses de capture de 150fps, notamment puisque la vitesse de capture maximale évitant la redondance angulaire offerte par le commutateur de

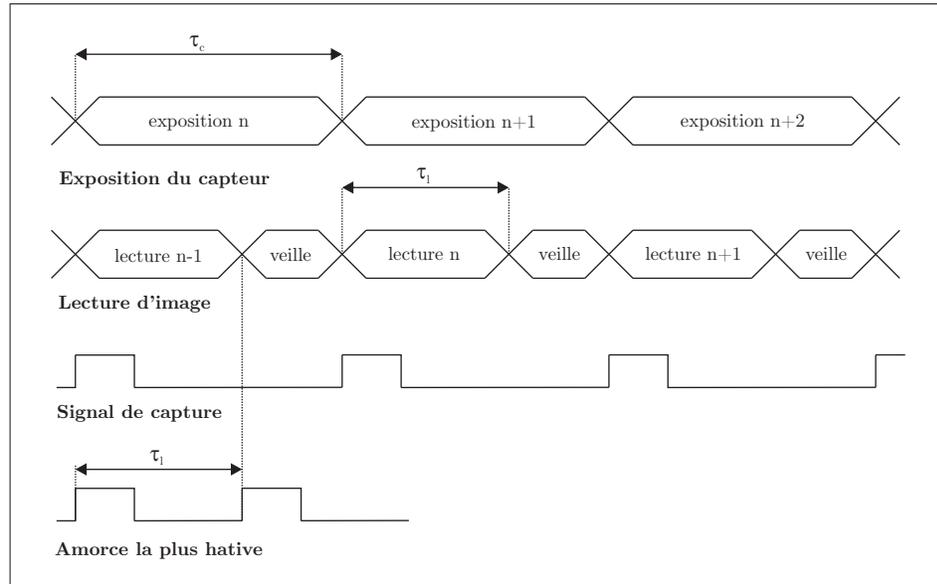


Figure 4.10 Synchronisation de la caméra en mode simultané de lecture.

phase de la PLL ne permet pas d'offrir des délais de phase de plus de  $\sim 7.813\text{ms}$  à  $f_{\text{out}} = 100\text{MHz}$ .

En opérant le système à des fréquences de modulation inférieures, il est possible d'opérer le système en mode quasi-hétérodyne à la vitesse de capture maximale de la caméra. Cette configuration permet d'augmenter la qualité de l'échantillonnage du signal d'intérêt et d'obtenir de grands ratios de capture  $f_c/f$ . Toutefois, des durées d'exposition trop courtes détériorent le SNR. Afin d'obtenir une série d'échantillons à haut SNR, puisque l'objectif de l'application est d'obtenir une mesure de qualité d'une scène statique, il est alors optimal d'utiliser une fréquence de capture en deçà de la fréquence maximale d'opération de la caméra ; Dorrington *et al.* (2008)

Tableau 4.5 Tableau comparatif de 3 caméras candidates au projet.

Manufacturier	Photonfocus	Dalsa	Sentech
Modèle	MV1-DI024E-160-PC-14	Pantera 1M60	STC-CMB4MCL
Prix	\$4169 CAD	\$9618 CAD	\$1579 US
Type de capteur	CMOS Progressif Photonfocus A1024B	CCD Frame transfer Dalsa FTT1010M	CMOS Progressif CMOSIS CMV4000
Obturation	Globale	Globale	Globale
Format du capteur	1"	1"	1"
Pixels	1MP 1024 <sup>2</sup>	1MP 1024 <sup>2</sup>	4MP 2048 <sup>2</sup>
Format du pixel	10.6 $\mu\text{m}^2$	12 $\mu\text{m}^2$	5.5 $\mu\text{m}^2$
MTF @ $u_{\text{nyq}}$	56% @ 47 lp/mm	42% @ 42 lp/mm	41% @ 91 lp/mm
Portée Dynamique	60dB linéaire, 120dB LinLog <sup>®</sup>	66dB linéaire	60dB - 90dB mode HDR
Pleine Capacité	$\sim 200\text{ke}^-$	$\sim 350\text{ke}^-$	$\sim 13.5\text{ke}^-$
Profondeur de Gris	12 bit	12 bit	12 bit
Vitesse de Capture	150fps	60fps	180fps - 10bit, 37fps - 12bit
Chrono Pixel $\times$ Canaux	80MHz $\times$ 2 (12bit)	40MHz $\times$ 2 (12bit)	80MHz $\times$ 10 (8bit) 80MHz $\times$ 2 (10bit)
Convertisseur A/N	14bit	12bit	12bit
Interface	RS232 via CameraLink <sup>®</sup> Base	CameraLink <sup>®</sup> Base	RS232 via CameraLink <sup>®</sup> (Base, Medium, Full)
Alimentation	PoCL 12 Vdc $\pm$ 10 %	Hirose HR10 6Pin 12-15Vdc	Hirose HR10 6Pin 12 Vdc $\pm$ 10%

## 4.5 Intensificateur d'image

L'obturation haute fréquence est faite via la commutation du gain entre la photocathode et la MCP de l'intensificateur d'image. Il s'agit d'une pièce d'équipement critique à l'application. Il existe une multitude de modèles disponibles, que ce soit pour de l'analyse spectrale, de l'imagerie médicale, de la vision nocturne, de l'astronomie ou bien de la photographie haute vitesse. Un intensificateur d'image peut agir comme un obturateur haute fréquence, comme un amplificateur de lumière et comme un convertisseur de fréquences optiques. La sensibilité peut être sélectionnée parmi un éventail de combinaisons de fenêtres d'entrée et de photocathodes, permettant de diversifier grandement les applications potentielles pour un tel type d'équipement

### 4.5.1 Fonctionnement

Un intensificateur d'image de 3<sup>ème</sup> génération contient aux moins une MCP mais peut être construit de façon à intégrer une seconde ou une troisième MCP en série (VMCP), (ZMCP)<sup>1</sup>. Tel que décrit dans la figure 4.11, la lumière incidente est admise via une fenêtre d'entrée, généralement constituée de quartz, de fibre optique ou de verre borosilicaté. La lumière est par la suite focalisée sur la photo-cathode, laquelle génère des électrons par effet photo-électrique, étant donné que les matériaux la constituant possèdent un travail de sortie suffisamment faible. Un champ électrique d'amplitude  $V_k$  accélère et focalise les électrons sur la MCP, et leur collision avec celle-ci génère des électrons secondaires de par la différence de potentiel existant entre les électrons et le voltage  $V_m$  de la MCP, laquelle joue le rôle de dynode dans le circuit.

La MCP est un réseau de micro-pores en nid d'abeille de dimensions de l'ordre de  $\sim 5\mu\text{m}$  responsable de la multiplication des électrons par émission secondaire. Une couche conductrice généralement constituée d'alliages de chrome et de nickel est déposée à la surface des pores hautement résistives les connectant toutes en parallèle. La

---

1. Un angle d'attaque des pores de la MCP est nécessaire pour assurer que les électrons ne soient pas transmis sans entrer en contact avec les parois. Il s'en suit qu'un agencement double forme alors des canaux en «V» et un agencement triple forment un «Z».

multiplication des électrons par la MCP peut être de 3 à 4 ordres de grandeur pour un agencement à un étage, jusqu'à saturation aux alentours de  $\sim 10^8$  pour un assemblage triple, selon le voltage  $V_m$  appliqué à ses bornes. Les électrons multipliés par un facteur de gain  $G_m$  sont accélérés par un champ électrique d'amplitude  $V_a$  vers l'écran au phosphore agissant comme anode et reconvertissant les électrons en photons, lesquels sont ensuite focalisés sur le capteur.

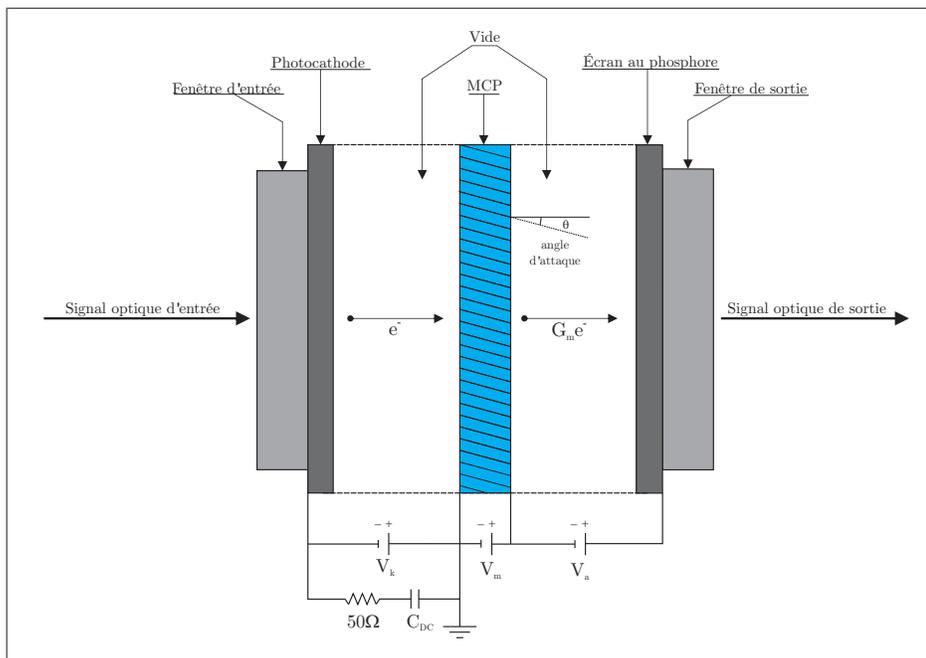


Figure 4.11 Composantes d'un intensificateur d'image à simple MCP opéré en crénelage de la photocathode.

Tel que décrit dans la figure 4.12 suivante, pour un intensificateur à focalisation de proximité, la tension de polarisation  $V_k$  aux bornes de la photocathode est responsable du focus des électrons sur la MCP. Le déplacement radial  $r_{e-}$  d'un électron est proportionnel à  $\frac{1}{\sqrt{V_k}}$ . Une tension de polarisation  $V_k$  positive rejette les électrons en provenance de la photocathode et ouvre le circuit optique. En revanche une tension négative accélère et focalise les électrons sur la MCP. Les voltages typiques requis pour l'opération de l'intensificateur à MCP simple sont de  $V_m \simeq 800 \text{ V}$  à la MCP et de  $V_a \simeq 6 \text{ kV}$  à l'anode. Le voltage de polarisation  $V_k$  est typiquement limité à  $250 \text{ V}_{pp}$  et doit posséder une

composante continue superposée à la tension de pulsation issue du signal de modulation afin d'opérer l'intensificateur d'image en mode de crénelage de la photocathode i.e.  $V_k = V_{DC} + V_P$ . Par exemple, une pulsation de  $V_P = [0V ; -250V]$  superposée à un voltage continu de  $V_{DC} = 50V$  donne une plage idéale de modulation de l'équipement. Ces valeurs demeurent cependant des références et les véritables voltages requis doivent être établis en fonction des spécifications des composantes du circuit de l'intensificateur et des conditions de la scène à observer.

Tel que mentionné dans la section 3.1.4, il est essentiel d'utiliser des voltages d'opération suffisamment élevés pour obtenir une image de qualité. D'une part, une haute tension de polarisation permet de réduire le flou électronique de focalisation et d'autre part, une haute tension aux bornes de la MCP permet d'obtenir un haut gain électronique  $G_m$ , augmentant le SNR, la formule de gain étant donnée par la relation suivante :

$$G_m = \left( \frac{V_m}{V_c} \right)^g \quad (4.14)$$

Où  $g$  représente le facteur de gain et  $V_c$  représente le voltage de coupure de l'assemblage des MCP i.e. le voltage  $V_m$  pour lequel le gain est unitaire. Le voltage de coupure dépend des caractéristiques électriques de la MCP, notamment fonction de son épaisseur, de la taille des pores et de leur matériel hautement résistif utilisé.

Une MCP peut posséder un facteur de longueur-diamètre des pores typique de 40 : 1 et peut donc atteindre un ratio de 120 : 1 dans un agencement ZMCP. Des valeurs typiques de  $V_c$  allant de 350-530V, 700V et 1050V donnent lieu à des facteurs de gain  $g$  de 8.5-13, 17 et 25, respectivement pour des assemblages MCP, VMCP et ZMCP i.e. des configurations simples, doubles ou triples ; Bass (1995). Des valeurs de gain  $G_m$  maximal typique sont de  $10^3$ ,  $10^5$  et  $10^7$  respectivement pour des agencements simples, doubles ou triples.

Une configuration à MCP simple demeure optimale pour l'application notamment

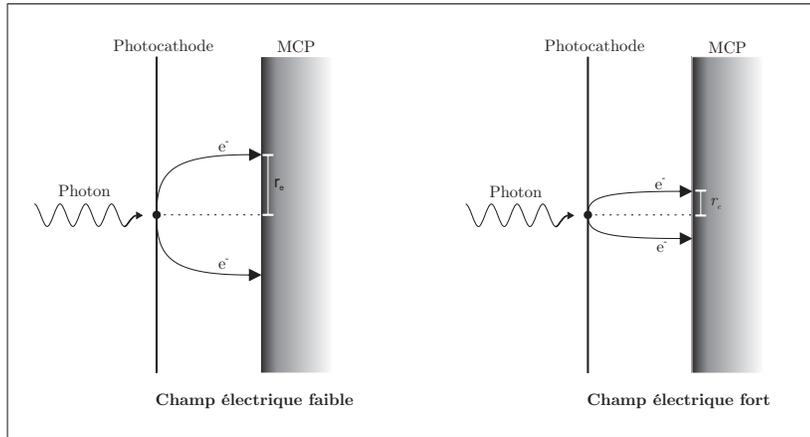


Figure 4.12 Représentation du déplacement radial  $r_{e^-}$  des électrons focalisés sur la PMC en fonction du voltage  $V_k$  aux bornes de la photocathode

puisqu'il s'agit de la configuration offrant la meilleure MTF. Un assemblage double ou triple est utile en détection à faible illumination pour des applications de détection de photons uniques par exemple. Puisque la MTF de l'intensificateur d'image est un facteur limitant du circuit optique, il est nécessaire de la maximiser au détriment du gain maximal atteignable.

En effet, un assemblage double et triple peut permettre d'offrir un meilleur SNR, notamment puisque le gain maximal atteignable est supérieur, tel que décrit dans l'équation 2.54. Toutefois la résolution spatiale est diminuée, notamment puisque les électrons sont distribués dans plusieurs trajectoires différentes à travers les canaux en série des MCP. De plus, utiliser un gain trop élevé augmente la répulsion élastostatique dans les espaces inter-MCP, diffusant ainsi le faisceau d'électrons. Par ailleurs, un gain trop puissant est inutilisable au delà d'une certaine limite, notamment puisque l'apport lumineux trop puissant génère des effets de saturation du signal optique sur le capteur.

#### 4.5.2 Spécifications

Le diamètre effectif de l'intensificateur influence son rendement et son coût. Les intensificateurs de petit diamètre i.e. (18mm et 25mm) possèdent une MCP ayant les

micro-canaux les plus petits et les plus densément distribués comparativement aux intensificateurs de plus grandes dimensions i.e. (40mm et 75mm). La dimension des micro-canaux la plus répandue pour ce type de diamètres est de  $6\mu\text{m}$ . Plus la densité des micro-canaux et la taille de la MCP sont grandes et plus petite est la distance entre la photocathode et la MCP, meilleure est la résolution absolue de l'intensificateur pour une tension de polarisation et un diamètre optique donné. Augmenter le diamètre optique de l'intensificateur augmente la résolution spatiale absolue pour un écran au phosphore donné si la densité des pores de la MCP est la même.

Toutefois, un diamètre optique supérieur réduit en pratique la résolution spécifique à la cible. En effet, un diamètre optique de 18mm offre la meilleure résolution spatiale pour deux raisons. Premièrement, un diamètre optique de 18mm permet la fabrication d'une MCP avec une densité de pores plus grande et permet de réduire l'écart entre la photocathode et la MCP, augmentant la résolution spatiale selon les conclusions tirées de la section 3.1.4. Deuxièmement, en comparaison avec un format optique de 25mm, pour une lentille à distance focale donnée, le champ de vision offert par le format de 18mm est réduit, notamment puisque le format optique de la lentille doit aussi être plus petit pour que la taille de l'image puisse correspondre, augmentant la résolution spatiale spécifique à la cible.

Par ailleurs, plus le diamètre effectif de l'intensificateur augmente, plus la capacité de la photocathode augmente, ce qui offre un défi supplémentaire au circuit pilote, générant davantage de dissipation thermique dans l'intensificateur pour une modulation équivalente. En effet, l'augmentation de la capacité crée un délai radial dans la réponse de la photocathode, i.e. *irising*, phénomène inévitable mais dont les effets doivent être mitigés autant que possible. Par exemple, un intensificateur de 18mm candidat à l'application offre des spécifications de délai de propagation radiale de 1ns, générant ainsi une erreur sur l'obturation du signal en fonction de sa position dans le champ de vision ; Photonis Inc. (2010). Cette erreur peut être cependant calibrée de façon directe,

notamment puisque qu'elle est systématique et mesurable; Payne *et al.* (2009b). En effet, une réactance capacitive trop importance du circuit d'obturation crée un plus long délai de propagation signal le long du rayon de la photocathode, tout en générant une charge supplémentaire sur le circuit, limitant ainsi la vitesse de modulation et la résolution pour des raisons de dissipation thermique et de limitations de l'électronique. La photocathode peut être recouverte d'un métal par vaporization, permettant de réduire considérablement la résistance de la surface au détriment d'une perte notable de sensibilité radiante; Takahashi et Nishizawa (1991).

Le matériel choisi de la fenêtre d'entrée de l'intensificateur est constitué de verre borosilicaté, offrant un bon indice de transmission pour des longueur d'ondes de 350nm et plus mais incluant cependant une légère distortion optique comparativement à une plaque à fibre optique à transmission collimatée. Toutefois, l'indice de transmission est le facteur dominant devant être optimisé puisqu'il a une incidence directe sur la qualité de l'image et que la distortion du verre de la fenêtre d'entrée est négligeable comparativement aux limites de résolution pratiques du circuit optique. La MCP choisie à un diamètre effectif de 18mm, avec une taille de micro-canaux de  $2\mu\text{m}$  Photonis Inc. (2011).

Tel que décrit dans la figure 4.13, la photocathode choisie est une bi-alkaline (Sb-Na-K) de classe S-20 et a une sensibilité spectrale acceptable ( $\sim 45\text{mA/W}$ ) à la longueur d'onde d'illumination  $\lambda_i = 450\text{nm}$  choisie; Hamamatsu Photonics (1999). Malgré que la sensibilité radiante de ce type de photocathode soit inférieur aux spécifications typiques de la classe S20 en général, la version choisie possède des températures d'opération allant jusqu'à  $170^\circ\text{C}$ , alors que les photocathodes multi-alkalines classiques ne peuvent dépasser  $50^\circ\text{C}$ . Par ailleurs, ce type de photocathode possède un rendement de bruit accru, notamment puisque la configuration chimique du matériel offre un courant d'obscurité réduit. Ce type de photocathode est principalement utilisé en diagraphie de puits de pétrole, où de hautes températures sont généralement présentes, notamment

causées par la profondeur de l'inspection et le travail mécanique du forage ; Steingrímsson (2013).

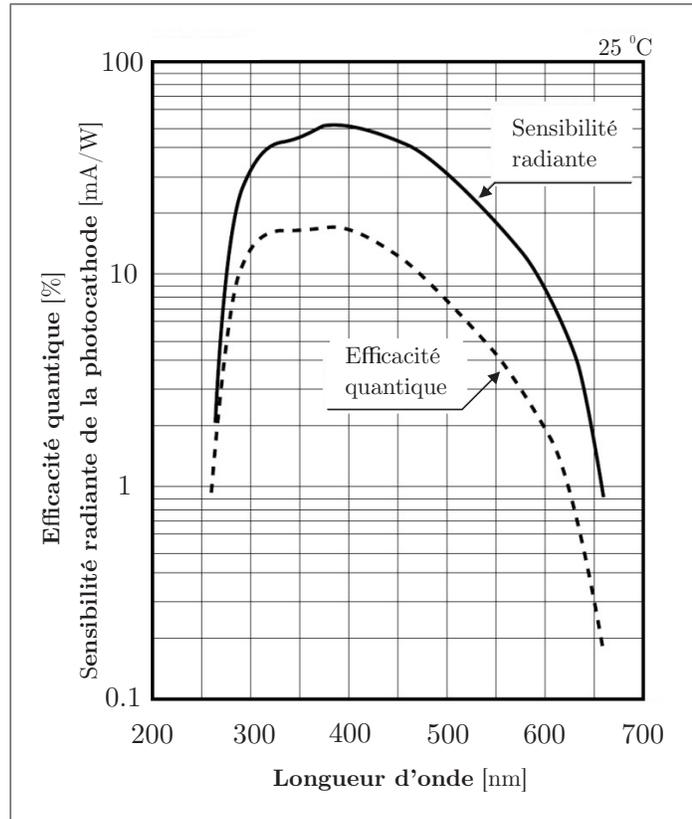


Figure 4.13 Courbe de réponse optique d'une photocathode bialcaline (Sb-Na-K) de classe S20 en fonction de la longueur d'onde incidente à 25 °C

L'écran au phosphore est composé de phosphore de classe P43, aluminisé sur un substrat de verre borosilicaté. L'aluminium, placé à l'arrière de l'écran transmet les électrons incidents et reflète la lumière émise dans la direction opposée au capteur, permettant d'optimiser le rendement photonique. Ce matériel possède une décroissance relativement lente, atteignant 10% en 1.5ms et 1% en 3.2ms, mais offre une bonne efficacité de conversion photo-électrique, 200  $p/e^-$ , à une longueur d'onde de sortie  $\lambda_{\text{phos}} \sim 535\text{nm}$ , allant chercher une plage optimale d'efficacité quantique de la caméra, soit  $\sim 45\%$ . Le phosphore P43 possède une épaisseur de substrat standard de  $6\mu\text{m}$  et une taille de grain

standard de  $2 - 3 \mu\text{m}$  offrant une résolution surpassant celle du P46, tout en offrant une meilleure efficacité de conversion photo-électrique. La vitesse de décroissance du P46 est cependant plus rapide, atteignant 10% en  $0.2 \mu\text{s}$  et 1% en  $20 \mu\text{s}$ . Les spécifications générales de l'intensificateur d'image sont résumées dans le tableau 4.6

Étant donné la lente décroissance du P43 par rapport à la durée d'une exposition intensifiée puisque cette dernière est approximativement 5 ordres de grandeur plus courte qu'une durée de capture d'image, le phosphore agit comme un filtre passe bas sur le signal incident au capteur. Les fréquences visées du signal sont de l'ordre du Hertz, générant des variations d'illumination largement plus lentes que la décroissance du phosphore. En effet, le signal échantillonné est compilé de multiples fois sur la même image i.e de multiples expositions intensifiées surviennent sur une même image, filtrant ainsi la décroissance du phosphore. Un phosphore rapide est utile pour des applications de photographie à exposition intensifiée simple ou double, où sa décroissance doit être de l'ordre de grandeur de la durée d'exposition de l'image afin d'éviter de la contamination inter-image.

Par ailleurs, puisque les capteurs CMOS n'ont pas d'électronique de transfert et que l'acquisition de l'image subséquente peut s'initier quasi-instantanément après la fin de la dernière, la décroissance lente du phosphore ne génère pas de contamination inter-image pendant la transition entre deux trames. La lumière résiduelle est partiellement transmise à l'image suivante. Introduire un délai permettant de compenser cette décroissance, puisque le taux de variation de l'illumination entre les images est faible, réduirait alors la durée d'exposition, affectant ainsi l'index de modulation du signal et le SNR pour une durée d'échantillonnage donnée.

Tableau 4.6 Spécifications sommaires de l'intensificateur d'image et de la lentille relais.

Composante	Nature	Spécification
Fenêtre d'entrée	Verre borosilicaté	$\tau \sim 90\% @ \lambda = 450 \text{ nm}$
Photcathode	Bialkaline S20	$s \sim 45 \text{ mA/W} @ \lambda = 450 \text{ nm}$
MCP	Simple stade	$d_{\text{mcp}} = 2 \mu\text{m}$ ; $D_{\text{mcp}} = 18 \text{ mm}$ ; $p_{\text{c-c}} = 3 \mu\text{m}$
Écran au phosphore	P43 aluminisé	$\eta_{\text{q}} \sim 200 \text{ p/e-}$ ; $\lambda_{10\%} \sim 1.5 \mu\text{s}$ ; $\lambda_{\text{out}} \sim 535 \text{ nm}$
Fenêtre de sortie	Verre borosilicaté	$\tau \sim 90\% @ \lambda = 535 \text{ nm}$
Lentille relais	Verre borosilicaté	$1 : 1.43$ ; $\rho < 1.75\%$ ; Monture C

Tel que présenté dans le tableau 4.6,  $\tau$  représente un indice de transmittivité,  $s$  représente la sensibilité radiante,  $\lambda$  la longueur d'onde d'entrée,  $\lambda_{\text{out}}$  la longueur d'onde de sortie de l'écran au phosphore,  $p_{\text{c-c}}$  la distance centre à centre des pores de la MCP,  $\eta_{\text{q}}$  l'efficacité quantique,  $\lambda_{10\%}$  la durée de décroissance de l'illumination à 10% de sa valeur maximale et  $\rho$  une spécification de réflectivité.

#### 4.5.3 Contraintes d'opération

L'obturation est faite via la modulation de la tension  $V_{\text{k}}$  entre la photocathode et la plaque a microcanaux. Il s'en suit que le voltage  $V_{\text{k}}$  est un paramètre critique dans la résolution de l'image obtenue et dans la qualité de l'obturation. En guise d'exemple, il est possible de mentionner l'analyse faite avec un intensificateur MCP125, Photek, UK de diamètre efficace de 25 mm ; Payne *et al.* (2006a). Tel que décrit dans la figure 4.14, la fonction de transfert statique du gain optique par rapport au voltage  $V_{\text{k}}$  est non-linéaire. Elle possède toutefois un régime linéaire au niveau de la transition de polarité ainsi qu'à hauts voltages. Cette mesure est faite via un capteur CCD couplé à l'intensificateur.

Il s'en suit que de moduler  $V_{\text{k}}$  de façon sinusoïdale est sub-optimal, notamment puisque le compromis en résolution est trop grand. En premier lieu, une modulation sinusoïdale de l'obturation nécessiterait une tension de polarisation  $V_{\text{k}}$  opérant exclusivement dans un régime linéaire, de par la nature continue du signal. Or, la fonction de transfert

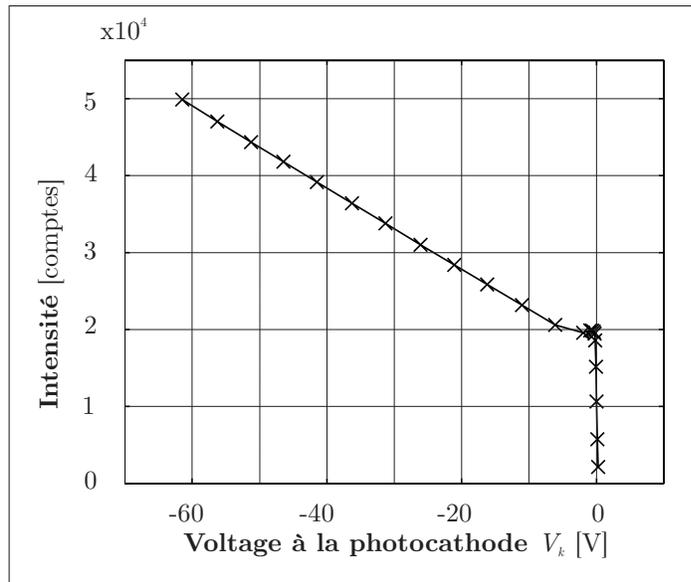


Figure 4.14 Gain optique d'un intensificateur MCP125 en fonction du voltage continu  $V_k$  au bornes de la photocathode

statique de gain n'est pas linéaire sur la totalité de la plage de voltages requis. En effet, moduler l'intensificateur sinusoïdalement dans la plage  $[0V ; -2V]$  réduit dramatiquement la résolution de l'image obtenue. En revanche, opérer l'intensificateur dans la plage  $[-5V ; -60V]$  offre une meilleure résolution, compromettant cependant l'index de modulation de l'obturation, puisque l'amplitude du signal ne peut atteindre zéro, générant une intensité résiduelle diminuant la plage disponible d'intensités lumineuse. Il est donc indésirable d'opérer l'intensificateur exclusivement dans ces régions.

Pour palier au problème, il est alors nécessaire d'utiliser un signal de modulation carré, permettant ainsi d'obtenir le rendement désiré autant en mode ouvert qu'en mode fermé. L'utilisation d'un signal de modulation carré permet ainsi d'escamoter l'effet non-linéaire de la fonction de transfert de l'intensificateur en assumant une vitesse de balayage suffisante, mais est cependant une source non-négligeable d'harmoniques, lesquelles peuvent être toutefois contenues selon les prédispositions présentées en section 2.3 et 4.3.4.

Moduler  $V_k$  à un voltage idéal ( $250V_{pp}$  i.e.  $[+50V; -200V]$ ) crée de la dissipation thermique susceptible de brûler l'intensificateur aux fréquences en question. Le circuit entre les bornes de la photocathode et de la MCP peut être représenté par une charge capacitive en série avec une faible résistance créée par le matériel de la photocathode; ET Enterprises (2011). En guise d'exemple, il est possible de citer une mesure faite via un analyseur de réseau donnant des valeurs de  $60pF$  et  $12\Omega$  pour un intensificateur MCP125; Payne (2008). En revanche, un intensificateur de  $18mm$  offre la même impédance mais une capacité réduite, soit de  $\sim 30pF$ ; Photek (2015)

La puissance dissipée en chaleur pour ce circuit modélisé comme un réseau RC en série représente le produit de la partie réelle de la tension et du courant résultant, ce qui permet d'exprimer la puissance moyenne dissipée en chaleur du circuit soumis à un courant alternatif carré d'amplitude  $A$ , décalé de  $V_{DC}$  et de fréquence angulaire  $\omega$  selon la relation; Brewer (2015) :

$$P_{\text{mod}}(\omega) = V_{\text{rms}}^2 \left[ \frac{R}{R^2 + X_C^2} \right] = \frac{R(A^2 + V_{DC}^2)}{R^2 + (\omega C)^{-2}} \quad (4.15)$$

Où  $P_{\text{mod}}$  est la puissance moyenne dissipée en chaleur.  $R$  et  $C$  sont respectivement la résistance du point de vue statique et la capacité mesurée du circuit.  $X_C = \frac{1}{\omega C}$  représente la réactance capacitive associée.

Tel que présenté dans la figure 4.15, une opération en modulation carrée à rapport cyclique de 50% à une fréquence de répétition de l'impulsion  $PRF_e$  allant jusqu'à  $100MHz$  limite alors le voltage de focalisation  $V_k$  dans une plage limitant la surchauffe de l'intensificateur, en assumant que celle-ci ne doit pas excéder  $\sim 100mW$  et  $\sim 300mW$  respectivement pour des diamètres de  $18mm$  et  $25mm$ . Le deuxième scénario de modulation présenté représente un gamme de courants non-idéale de  $100V_{pp}$  i.e.  $[+80V; -20V]$ .

Malgré que la limite thermique des intensificateurs d'image ne soit pas une spéci-

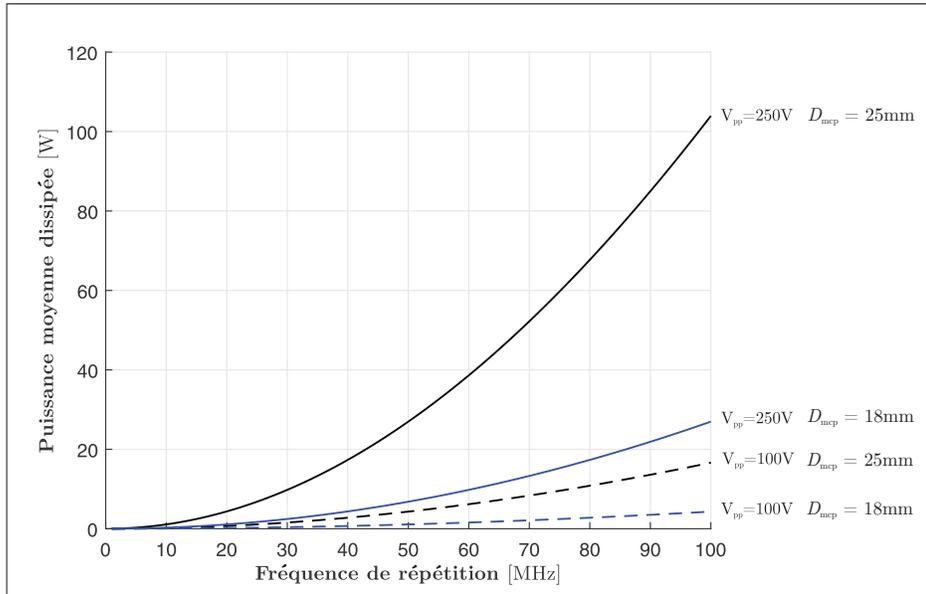


Figure 4.15 Dissipation thermique calculée à la photocathode selon 4 différents scénarios de modulation carrée du voltage  $V_k$  en fonction de la fréquence de répétition  $PRF_e$

fication déterminée par les manufacturiers en général, il demeure prudent de limiter la dissipation thermique. Limiter la puissance à l'ordre de la centaine de milliwatts est une prédisposition commune en modulation haute vitesse de la photocathode d'intensificateurs d'image et les dispositifs pilotes préassemblés suivent cette limite de façon générale, tel que décrit dans la section 4.5.4 suivante. Une série de test destructifs peuvent être faits afin de déterminer les limites de performance de l'équipement. Le refroidissement pneumatique du système et du circuit optique peut permettre de mitiger ces effets, mais une validation empirique est requise.

Pour palier au problème de dissipation thermique sans pour autant compromettre la résolution de l'image, il est possible de réduire le rapport cyclique du signal d'activation de l'intensificateur d'image sans pour autant compromettre sa durée d'impulsion, permettant ainsi de générer une fréquence équivalente de modulation définie par sa durée d'impulsion. En utilisant une fréquence de répétition de l'impulsion  $PRF_e$  de

5 MHz et une durée d'impulsion  $\tau_e$  de [5 ns ; 100 ns] représentant les fréquences efficaces de [5 MHz ; 100 MHz], il est alors possible de générer les mêmes conditions d'opération, permettant de moduler le voltage de focalisation  $V_k$  à des valeurs idéales ( $250V_{pp}$  i.e. [+50 V ; -200 V]), dissipant ainsi en moyenne  $\sim 68\text{mW}$  et  $\sim 273\text{mW}$  à  $\text{PRF}_e = 5\text{MHz}$  respectivement pour des diamètres optiques de 18mm et 25mm . Le compromis survient alors dans le nombre de sous-échantillons recueillis par image, d'où l'importance d'utiliser un phosphore lent et efficace permettant de maximiser la lumière recueillie et donc par conséquent le SNR et ultimement la précision sur la distance calculée.

#### 4.5.4 Pilote de l'intensificateur d'image

Quatre options sont explorées afin de piloter l'intensificateur d'image selon les critères requis de l'application. La fonction principale du circuit est de pouvoir fournir un signal de modulation carrée à haut voltage avec les meilleures spécifications temporelles possibles tout en atteignant des amplitudes acceptables. Plusieurs problèmes sont à prévoir d'emblée, notamment puisque ces contraintes sont sensiblement contraignantes du point de vue électrique.

Le module d'alimentation doit fournir un tension d'accélération électronique  $V_a \sim 6\text{kV}$ , une tension statique responsable du gain de la MCP de  $V_m \leq 800\text{V}$  ainsi qu'une tension de polarisation  $V_k$  d'amplitude de  $V_{pp} \leq 250\text{V}$ . La tension  $V_k$  est modulée par rapport à la borne d'entrée de la MCP et la photocathode est mise à terre. Le type d'amplificateur requis pour piloter  $V_k$  doit être à large bande passante et doit être stable fréquentiellement à la commande de hautes capacités de l'ordre de  $\sim 60\text{pF}$ . Ce type d'amplificateur requis est développé depuis de nombreuses années et voit sa principale application dans le domaine des tubes à rayons cathodiques, lesquels requièrent de la même façon de moduler de hauts voltages à de hautes fréquences de façon stable et efficace. Une configuration commune est d'utiliser un montage cascade de deux transistors, soit un premier très rapide à bas voltage et un second à plus haut voltage formant un amplificateur de classe B ; National Semiconductor (1999). Un circuit pilote personnalisé peut être fait à partir de ce circuit pour tubes à rayons cathodique, mais ne

permet pas d'obtenir une amplitude de modulation suffisante, puisqu'en effet limitée à  $\sim 50V_{pp}$  de par les contraintes de dissipation thermique au sein du circuit pilote ; Payne (2008).

Plusieurs modules dédiés et préassemblés sont disponibles chez divers manufacturiers spécialisés, permettant de fournir les tensions d'opération désirées et de moduler  $V_k$  à partir d'un signal TTL ou LVDS, d'une alimentation de 12V ou 120V et d'un microcontrôleur programmable via une interface série RS-232 ; Kentech Instruments (2011), Standford Computer Optics (2014), Avtech (2010). De façon générale, ces instruments fournissent un voltage statique de gain à la MCP selon un voltage de contrôle analogique et permettent de moduler la tension de polarisation  $V_k$  selon une commande TTL ou LVDS. Ces dispositifs ne permettent toutefois pas de moduler l'intensificateur d'image de façon idéale pour diverses raisons attribuables aux contraintes de dissipation thermique du circuit pilote. D'une part, tel que présenté dans le tableau 4.7 suivant, les modules disponibles chez Kentech Instruments et Avtech offrent une amplitude de modulation quasi-optimale, mais leurs spécifications sont sub-optimales selon plusieurs aspects.

En effet pour ces modèles, les spécifications de fréquence de répétition sont sub-optimales, notamment pour le modèle PC5NS, donnant lieu à un nombre de multi-expositions intensifiés par image largement réduit. Malgré que le modèle AVRL-3 puisse offrir des fréquences de répétition de l'ordre de 1MHz, la durée minimale de pulsation est trop longue, i.e. une durée de 10ns donne lieu à une fréquence d'exposition intensifiée maximale efficace de 50MHz à un rapport cyclique de 50% et ce, malgré que les spécifications d'impédance et de capacité de la charge du circuit soit respectées pour des MCP de 18mm.

Tableau 4.7 Spécifications sommaires de trois modèles pilotes candidats de l'intensificateur d'image.

Manufacturier	Kentech Instruments	Standford Computer Optics	Avtech
Modèle	PC5NS	QuantumLeap-N	AVRL-3
Amplitude de modulation	-200 V	160 V <sub>pp</sub>	-200 V
Décalage continu	+30 V	∅	±50 V
Gigue	≤ 200 ps	≤ 20 ps	±100 ps
Latence de modulation	25 ns	~ 30 ns	≤ 150 ns
PRF <sub>max</sub>	5 kHz	5 MHz	1 MHz
Durée intensifiée minimale $\tau_e$	5 ns	1.2 ns	10 ns

Le module QuantumLeap™ permet des fréquences de répétition atteignant des valeurs de  $\text{PRF}_e \leq 5 \text{ MHz}$ . L'amplitude de la tension de polarisation  $V_k$ , malgré que sous les spécifications idéales de 250 V<sub>pp</sub>, demeure un compromis acceptable, notamment puisque le gain en résolution est une fonction carrée inverse du voltage appliqué, tel que décrit en section 3.1.4.

Cette pièce d'équipement est remarquablement compacte, simple et performante permettant de l'intégrer à un système de façon optimale et uniforme. Toutefois, cet équipement demeure une unité préassemblée comprenant un intensificateur d'image et fonctionnant selon les spécifications électriques précises des types d'intensificateurs d'image proposés par le manufacturier. Il demeure possible d'utiliser un intensificateur d'image non garanti par le manufacturier mais est une opération complexe. En effet, de la suroscillation survient inévitablement dans le signal de gain de focalisation poussé par la tension négative  $V_k$  si l'impédance de la photocathode ne correspond celle du circuit pilote. Cette suroscillation apparentable à la dynamique de la réponse d'un système du deuxième ordre à une fonction échelon a une influence directe sur l'image résultante et une influence non-négligeable sur le spectre de la corrélation obtenue.

## 4.6 Lentille

Plusieurs paramètres sont à considérer dans le choix de la lentille. Précisé en section 2.4, en rappelant un des paramètres critiques à la précision de profondeur de la mesure, le SNR du signal peut être amélioré en recueillant la lumière active avec le moins de pertes possible. Pour ce faire, il est alors utile de choisir une lentille pouvant offrir une grande ouverture, ce qui permet d'optimiser l'apport lumineux, notamment puisque les durées d'intra-exposition sont courtes.

Il est aussi utile de choisir une lentille a distance focale fixe. Cette configuration est plus robuste et efficace mais moins versatile que sa contrepartie équivalente à distance focale ajustable. Un avantage est qu'elle permet d'obtenir de grandes ouvertures tout en limitant les aberrations géométriques aux extrémités du champ de vision. La lentille doit être compatible avec le format optique de l'intensificateur d'image, en assurant que la dimension de l'image générée recouvre la plus grande partie de la photocathode, évitant ainsi du recadrage inutile.

Le nombre d'ouverture  $\mathcal{N}$  est une spécification garantie sur une lentille et est donnée dans l'air en fonction de l'ouverture numérique NA, permettant d'exprimer la relation suivante pour le diamètre effectif d'ouverture de la lentille  $D_o$  tel qu'utilisé en section 3.4 afin d'estimer l'apport lumineux incident au circuit optique :

$$\mathcal{N} = \frac{1}{2\text{NA}} = \frac{1}{2\sin\left[\arctan\left(\frac{D_o}{2f}\right)\right]} \implies D_o = 2f \tan[\arcsin(\text{NA})] \quad (4.16)$$

avec  $f$  la distance focale. En effet, l'approximation  $\mathcal{N} \approx \frac{f}{D_o}$  découle de l'hypothèse de la parallaxe utilisée dans le calcul du nombre d'ouverture et n'est plus valide pour de grands diamètres d'ouverture et de faibles distances focales. Cette approximation de l'ouverture  $D_o$  s'améliore pour de grands nombres d'ouverture.

Utiliser une grande ouverture réduit la profondeur de champ. Malgré qu'il soit

quand même possible d'ajuster le focus d'une lentille à distance focale fixe, sa profondeur de champ est maximisée lorsque focalisée à sa distance focale  $H$ , ce qui permet d'optimiser l'emplacement des zones en focus du champ de vision pour qu'elles soient dans l'espace d'intérêt de l'objet. La distance hyperfocale représente la limite inférieure de la profondeur du champ en focus lorsque focalisée à l'infini. Toutefois, si focalisée à sa distance focale, tout objet se situant au delà de la demi-distance hyperfocale est en focus. La relation est la suivante; Greenleaf (1950) :

$$H = \frac{f^2}{\mathcal{N}\mathcal{C}} + f \quad (4.17)$$

avec  $H$  la distance hyperfocale,  $f$  la distance focale,  $\mathcal{N}$  le nombre d'ouverture et  $\mathcal{C}$  le diamètre du cercle de confusion. Évaluer si un objet est en focus dépend de la résolution totale du système de vision. Il est en effet inutile de considérer une zone hors focus en utilisant un cercle de confusion trop petit si le système n'est pas en mesure de discerner la perte en résolution occasionnée, causée par une MTF trop faible à la fréquence spatiale correspondante. D'après les estimations faites en section 3.3, la fréquence spatiale de résolution limite est déterminée à  $u_{\max} \approx 35$  lp/mm ce qui donne lieu à un cercle de confusion de  $\mathcal{C} = \frac{1}{u_{\max}} = 0.029$  mm sur le plan image.

Puisque la distance focale est fixe, elle déterminera l'angle du champ de vision pour une taille d'image donnée, limitée par la taille de l'élément le plus petit du circuit optique, soit le capteur. Pour une configuration optique choisie, la distance de recul est alors le seul paramètre permettant d'ajuster la saisie du champ de vision. Puisque le nombre d'ouverture  $\mathcal{N}$  doit être petit, il est alors nécessaire de choisir une distance focale de lentille suffisamment courte pour que la distance hyperfocale demeure inférieure au double de la distance de recul, sans pour autant compromettre la résolution de l'image. En effet une distance focale trop courte implique un champ de vision trop grand et un détail spatial spécifique à l'objet réduit.

En utilisant les paramètres définis dans les spécifications du système en section 4.1, la lentille choisie a une distance hyperfocale évaluée à  $H = 10.65$  m pour  $\mathcal{N} = 0.95$  à une distance focale  $f = 17$  mm, donnant lieu à une limite inférieure de focus évalué à  $\frac{H}{2} = 5.33$  m. Tout objet se situant au delà de cette distance est considéré en focus, au meilleur de la capacité de résolution du système.

En rappelant aussi les spécifications de l'intensificateur d'image présentées en section 4.5.2, un format optique<sup>2</sup> de 1" i.e. 16 mm de la lentille donne lieu à une diagonale de champ de vision  $\theta_{\text{dia}} = 50.4^\circ$ , valeur spécifiée par le manufacturier pour la diagonale d'une image saisie sur un capteur à rapport d'aspect 4 : 3; Navitar Inc. (2016). Il est alors possible de remarquer qu'une distance  $z_{\text{min}}$  de recul de 5 m donne une dimension de saisie perpendiculaire donnée par la relation suivante :

$$h_{\perp}(h_1) \approx 2z_{\text{min}} \tan\left(\frac{\theta_{\text{dia}}}{2}\right) \quad (4.18)$$

L'approximation découle du fait que les spécifications sont données pour un capteur rectangulaire de diagonale 16 mm alors que le capteur carré choisi possède une diagonale de 15.41 mm. Dans le contexte de l'observation d'une poche sur le quai de préchauffage, deux scénarios d'observation sont alors possibles dépendamment de la taille de l'objet à mesurer, tel que résumés dans le tableau 4.8.

---

2. Le format de l'image d'une lentille est donné par l'équivalence 1"  $\mapsto$  16 mm, soit approximativement un rapport de 2/3, vestige historique des premiers téléviseurs à rayons cathodiques.

Tableau 4.8 Configuration d’observation d’une poche selon deux géométries de prise de vue.

Paramètre	Symbole	Cas 1	Cas 2
Distance de recul	$z_{\min}$	5 m	3 m
Nombre d’ouverture	$\mathcal{N}$	0.95	1.4
Saisie perpendiculaire à distance minimale	$h_{\perp}$	4.71 m	2.82 m
Demi-distance hyperfocale	$H/2$	5.33 m	3.62 m
Resolution spatiale minimale	$\Delta_{xy}$	1.68 cm	1.12 cm

La résolution spatiale minimale est calculée en fonction du facteur de grossissement à la distance de recul maximale, selon l’équation 3.35. En assurant que la distance de saisie perpendiculaire est supérieure à la largeur de la cible i.e. au diamètre de la poche, notamment si  $h_{\perp} \geq 2r_p$ , le champ de vision contient la totalité de l’objet. En assurant que la demi-distance hyperfocale est approximativement équivalente à la distance de recul minimale, notamment si  $z_{\min} \approx H/2$ , l’objet est en focus sur l’ensemble de sa profondeur. Cependant, selon les configurations présentées,  $z_{\min} < H/2$ , ce qui implique qu’une faible section de l’objet, notamment la partie la plus rapprochée, est légèrement hors focus. La détérioration du focus est d’autant plus importante que l’objet se rapproche de la lentille en deçà de la demi-distance hyperfocale. Pour de faibles disparités de profondeur, la résolution spatiale est légèrement affectée et l’information de phase du signal de corrélation diminue légèrement en fidélité en rappelant les conclusions de la section 2.6.

Il est important de noter que la lentille choisie nécessite l’introduction d’un facteur de grossissement produit par la lentille relais, utile dans la maximisation de la MTF de la MCP de l’intensificateur tel que présenté en section 3.1.4. En effet, une lentille de format optique de 1” occupe une plus grande surface de l’intensificateur. L’image générée doit alors être grossie d’un facteur de 0.7x supplémentaire afin de correspondre avec les dimensions du capteur, permettant d’éviter un recadrage de l’image et que le champ de vision soit réduit par rapport aux spécifications de la lentille. Cette approche est utile

du point de vue de l'optimisation de la résolution spatiale mais diminue le rendement optique du système, notamment puisque une lentille relais grossissante implique que son nombre d'ouverture est plus grand que celui d'une lentille relais à grossissement unitaire équivalente, réduisant l'apport en lumière au capteur ; Edmund Optics (2016). Tel que décrit dans la figure 4.16, l'image circulaire de rayon  $r_i = 16/2\text{mm}$  a un rayon de  $r_i = 11.2/2\text{mm}$  à la sortie de la lentille relais et est alors projetée sur un capteur carré de coté  $L_c = 10.9\text{mm}$ . Les régions coupées représentent  $\sim 2\%$  de la surface de l'image à la sortie de la lentille relais et les régions inutilisées représentent  $\sim 16\%$  de la surface active du capteur et l'image occupe alors  $\sim 84\%$  de la surface active disponible.

Une configuration alternative de lentille est possible en choisissant une taille de l'image de 11mm i.e. une lentille de format optique de 2/3" projetée sur un intensificateur de 18mm ; Schneider Optics Inc. (2008). Le capteur de format optique de 1" représente une surface carrée de  $10.9\text{mm}^2$  et l'image peut alors être produite sans grossissement. Tel que décrit dans la deuxième illustration de la figure 4.16, il est possible d'éviter l'utilisation d'une lentille relais grossissante, ce qui a pour conséquence que l'image ne couvre pas la totalité de la surface disponible de l'intensificateur d'image et que l'angle de saisie de la prise de vue soit réduit d'un facteur  $\sim 2$ .

Réduire l'angle de saisie de la prise de vue force la caméra à s'éloigner de la cible ou bien à utiliser une distance focale plus courte, réduisant respectivement l'apport lumineux actif ou bien le détail spécifique à l'objet. La réduction de l'apport lumineux est un facteur largement plus important que la perte en efficacité attribuée à l'ajout d'une lentille relais grossissante. Pour ces raisons, l'utilisation d'une lentille grossissante de facteur 0.7X est choisie pour faire le relais entre la sortie de l'intensificateur d'image et le capteur.

#### 4.7 Filtres optiques

Les trois tâches principales de l'assemblage de filtrage sont de bloquer la radiation thermique incidente à la photocathode, d'effectuer un filtrage passe bande précis autour

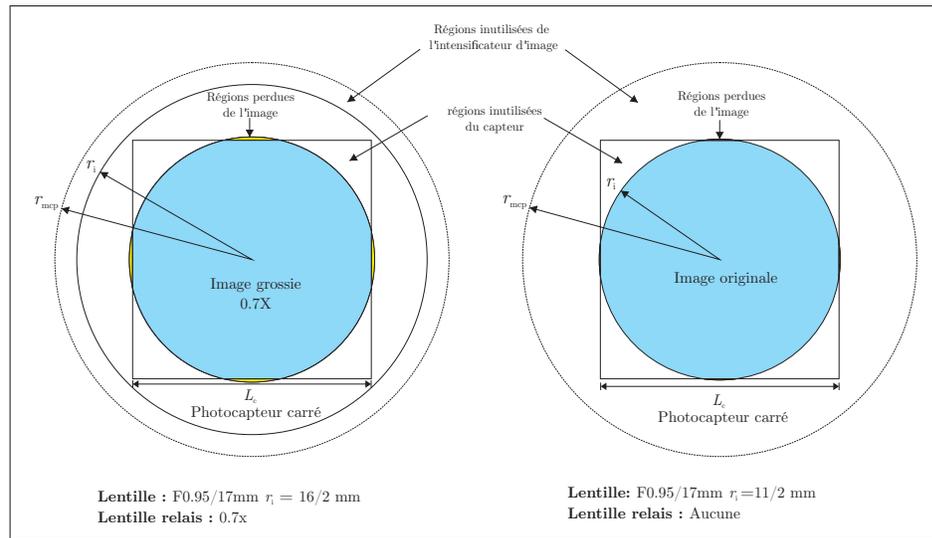


Figure 4.16 Représentation à l'échelle de la géométrie du format de l'image.

de la longueur d'onde d'illumination afin d'optimiser le contraste actif et de bloquer la radiation optique excessive susceptible de brûler la photocathode. L'air instrumental i.e. de l'air filtré et pompé sans huile, de l'azote ou bien de l'argon sont des fluides pneumatiques qui sont en général courants aux abords des réacteurs sidérurgiques. Ces fluides possèdent des coefficients de diffusivité thermique sensiblement équivalents et leur performance convective est comparable ; Haynes (2015).

Il est alors pratique de les utiliser lorsque disponibles pour plusieurs raisons. Ces gas permettent un drainage thermique suffisant pour de l'équipement optique à proximité de procédés sidérurgiques en opération, permettant entre autres de pouvoir ventiler l'entrée du circuit optique de façon directe et simple et permettant par ailleurs de dégager toute forme de poussière ou de contaminants pouvant d'introduire dans l'assemblage. Ces gas offrent un drainage convectif grandement moins efficace que l'eau dans un radiateur mais représentent une solution plus simple et pratique. En effet, l'utilisation d'eau aux abords de réacteurs sidérurgiques est très risquée et doit être rigoureusement contrôlée. L'eau en contact de métal en fusion se vaporize instantanément et l'expansion brutale de la vapeur crée des explosions massives.

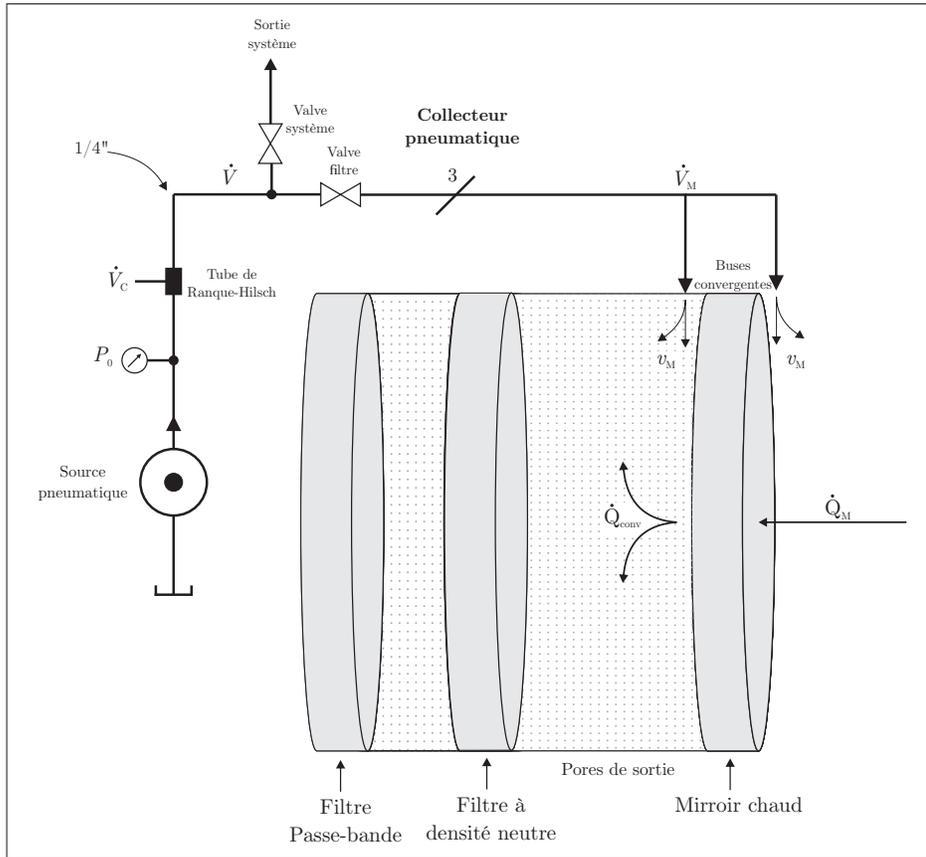


Figure 4.17 Assemblage de filtrage et circuit d'alimentation pneumatique de refroidissement.

Tel que décrit dans la figure 4.5 et plus en détail dans la figure 4.17, l'assemblage de filtrage est composé de trois éléments permettant l'opération du système de façon optimale et non destructive. En premier lieu, un miroir chaud permet de bloquer la majorité de la radiation thermique, admettant exclusivement la lumière visible. En second lieu un filtre à densité neutre permet de réduire l'intensité de la lumière incidente à un niveau acceptable pour la photocathode. En troisième lieu, un filtre passe-bande optique étroit permet d'admettre exclusivement la longueur d'onde voulue afin d'optimiser le contraste lumineux de la lumière active par rapport à la lumière ambiante.

Une source pneumatique disponible sur le plancher de coulée est modélisée comme une

source à pression constante  $P_0$ . La source de pression fournit alors un débit volumique soumis à un tube de Ranque-Hilsch et par la suite à un collecteur pneumatique. Un tube de Ranque-Hilsh a pour fonction d'extraire une quantité de chaleur d'un débit pneumatique en faisant baisser la pression de la ligne. Il s'agit d'un tube à une entrée et deux sorties, où un tourbillon à haute vitesse généré par une valve statique en turbine permet de séparer le gaz en une portion plus chaude et une portion plus froide par inertie de par la différence de densité les distinguant. Un débit d'air chaud  $\dot{V}_c$  est extrait de la ligne d'alimentation et un débit  $\dot{V}$  refroidi est alors soumis au collecteur d'air. La pression  $P_0$  varie d'un site d'observation à l'autre et doit alors être réglée en calibrant d'une part les paramètres du tube de Ranque-Hilsh afin de sélectionner le bon compromis entre la température du fluide pneumatique d'entrée et sa pression et d'autre part en réglant les trois valves de contrôle régissant l'acheminement pneumatique aux sections désirées du système.

Une portion du gaz acheminé est redistribuée à l'enceinte du système, permettant de refroidir et d'extraire la poussière sur toutes les composantes électroniques, notamment le module d'illumination, le module pilote de l'intensificateur d'image et le FPGA. L'ajout d'ailettes en contact direct avec le module d'illumination permet de pouvoir transférer la chaleur dissipée du circuit pilote et des diodes dans le débit d'air global de l'enceinte du système. Sans l'utilisation d'un circuit de refroidissement, le système ne peut opérer de façon stable. Les trois raisons principales de la nécessité du fluide de refroidissement sont de drainer la chaleur issue de la radiation ambiante de la cible, de drainer la chaleur des diodes permettant de stabiliser leur puissance d'émission fonction de leur température et de drainer toute chaleur excédentaire survenant à l'intensificateur d'image causée par sa modulation à haut voltage.

#### 4.8 Module d'illumination

Le module d'illumination comprend l'assemblage complet des composantes requises afin de générer le signal d'illumination du système. À partir du signal de sortie de la PLL émis par un transmetteur LVDS, le module d'illumination reçoit le signal de modulation

et les signaux de contrôle et offre en sortie une illumination quasi-circulaire couvrant la totalité du champ de vision du système à la fréquence de modulation désirée.

#### 4.8.1 Longueur d'onde porteuse

Utiliser une source lumineuse monochromatique permet l'utilisation de filtres passe-bande étroits permettant de filtrer le rayonnement de fond. Les diodes laser sont le type d'émetteur idéal, notamment de par leur grande puissance d'émission monochromatique, leur réponse dynamique rapide et leur coût. La bande passante des diodes laser s'étend typiquement à l'ordre de  $\sim 10$ GHz. Une longueur d'onde monochromatique de 450 nm est choisie, malgré que l'infra-rouge demeure une longueur d'onde utilisée dans de nombreuses applications de télédétection et comporte ses propres avantages.

Utiliser une longueur d'onde visible de 450 nm est justifiable pour les besoins de l'application en rappelant les conclusions de la section 3.4. En effet, le spectre de radiation de la surface réfractaire possède une grande contribution dans les infra-rouges et il est alors pertinent d'utiliser une longueur d'onde ayant une pondération spectrale moins marquée afin de produire un contraste de puissance optimisé. Malgré que d'autres arguments justifiant un tel choix d'illumination existent, leur influence est souvent négligeable aux échelles impliquées.

Par exemple, tel que présenté en section 3.1.2, malgré que la MTF de la lentille opère en deçà de sa limite de diffraction, la tendance demeure néanmoins la même pour des lentilles réelles et la fréquence de coupure est d'autant plus grande que la longueur d'onde est courte. Par ailleurs selon les principes de la diffusion de Rayleigh, la réflexion d'une onde sur une surface est d'autant plus résolue que la longueur d'onde est courte, en assumant que la surface est de dimension égale ou supérieure à la longueur d'onde en question. L'influence de ces deux derniers arguments demeure négligeable, entre autres puisque l'intensificateur d'image est le facteur limitant en résolution du système, tel que mentionné en section 3.3

En revanche, tel que mentionné en section 3.2, l'atténuation de la lumière dans un médium contenant des aérosols est davantage marquée plus la longueur d'onde est courte, toujours selon les principes de diffusion de Rayleigh. Cette influence est non-négligeable dans ce contexte, puisque susceptible de créer de l'interférence multi-trajet massive. Il est alors prévisible que la performance du système soit atténuée pour la longueur d'onde choisie si la présence d'aérosols est non négligeable. En effet, il existe davantage de micro-particules contenues dans la poussière ambiante qui possèdent la dimension critique pour générer des réflexions indésirables dans le médium plus la longueur d'onde est courte. Toutefois, dans le cas particulier d'observation d'une poche sur le quai de préchauffage, la présence d'aérosols peut être négligée.

D'autre part, au contact d'une surface opaque, la pénétration de la lumière visible est plus grande pour les longueurs d'onde plus courtes puisque les photons sont plus énergétiques et il en va donc de même pour leur degré d'absorption, ce qui génère alors une perte de réflectivité diminuant le retour lumineux actif. Toutefois, aux températures en question, les surfaces réfractaires généralement constituées d'oxydes de silicium et de magnésium prennent un aspect vitreux et peuvent devenir des diffuseurs non-lambertiens i.e. des réflecteurs spéculaires de la lumière visible. Cette propriété génère alors des réflexions internes marquées dans la scène et donc des réflexions multi-trajet, tel que décrit en section 2.6. Ces effets peuvent cependant être mitigés en réduisant la longueur d'onde porteuse puisque un compromis en réflectivité du signal sur la cible peut permettre de palier partiellement aux problèmes de diffusion non-lambertienne du réfractaire. En effet, plus la longueur d'onde diminue, plus la planéité de la surface par rapport à celle-ci diminue. Les propriétés spéculaires de la surface suivent donc aussi cette tendance.

#### **4.8.2 Sources optiques**

Du point de vue du choix de la nature de l'émetteur, les LED ne sont pas des candidates optimales puisqu'elles ne supportent pas des fréquences de modulation de l'ordre des fréquences requises pour l'application ; Shubert (2006). En effet, certaines LED infra-

rouges haute puissance peuvent avoir une constante de temps  $\tau$  pouvant aller jusqu'à  $\sim 10$  ns à haut courant ; Halbritter (2014). En les modulant avec un signal pilote sinusoïdal, elles obtiennent une fréquence de coupure  $f_{3\text{dB}}$  donnée par la relation suivante :

$$f_{3\text{dB}} = \frac{\sqrt{3}}{2\pi\tau} = 27.6 \text{ MHz}$$

Cette relation est analogue au calcul de fréquence de coupure d'un circuit RC. En prenant  $\tau = RC$ , la fréquence de coupure est le seuil à partir duquel la puissance de sortie diminue au dessous de 50% soit un rapport de puissance de  $\sim 3$  dB. Le facteur  $\sqrt{3}$  prend en compte le fait qu'il s'agit d'une émission de puissance et non de voltage. Il est possible d'augmenter la fréquence de coupure des diodes approximativement d'un facteur deux en prenant un signal pilote carré et en incorporant des hauts courants de dépassement aux transitions afin d'accélérer les temps de montée et de chute de la sortie optique, mais la fréquence de coupure demeure tout de même sous les spécifications requises de l'application. Des techniques de dopage peuvent permettre d'améliorer les spécifications temporelles des LED, les rendant utiles notamment dans le domaine des télécommunications haute vitesse. Cependant, les spécifications de puissance d'émission et de durée de vie se détériorent avec une augmentation de la fréquence de modulation.

Les diodes laser sont plus puissantes et peuvent être modulées à des fréquences plus rapides que les LED. Cette particularité survient puisque le processus de génération de lumière est fait par émission stimulée et non par électroluminescence. Elles sont toutefois plus coûteuses, sont sensibles à la température et sont une source de patrons d'interférence puisque leur émission est cohérente, contrairement au LED. Afin de maximiser l'index de modulation du signal transmis, lequel est directement lié à la précision du système, la diode doit fournir la puissance maximale aux pics de modulation et doit être éteinte dans le cas inverse. Il existe un seuil de courant minimum au dessous duquel l'émission stimulée ne prend pas lieu i.e. le seuil d'effet laser. La modulation de la diode doit être accomplie dans une plage de courants allant au delà de ce seuil

afin d'éviter les non-linéarités au niveau de l'émission de lumière et pour éviter tout dommage à l'équipement.

Par ailleurs, le rendement de la diode et ses courants limites sont dépendants de la température, ce qui est problématique en régime transitoire. En effet, l'émission d'une diode laser est optimale à froid, mais l'émission de lumière génère de la chaleur faisant augmenter sa température et modifiant ainsi sa courbe d'efficacité jusqu'à ce que la température atteigne l'état stationnaire, établissant ainsi la gamme des courants d'opération requis. La diode doit être opérée dans ce régime stable, et il est critique que les limites d'émission soient atteintes aux deux extrêmes de la gamme d'opération autant que possible afin de maximiser l'index de modulation du signal. Cette contrainte justifie en partie la nécessité d'acheminer un flux pneumatique de refroidissement au module d'illumination.

La cohérence de la lumière doit par ailleurs être adressée puisque susceptible de créer de l'interférence générant des fluctuations d'intensité non désirables. En effet, ces fluctuations sont susceptibles de générer des tavelures dans l'image i.e. un patron d'interférence. Les tavelures subjectives sont fonction des différents paramètres du système de vision et de la source de lumière. Elles varient en intensité dépendamment de l'ouverture, de la taille de la lentille, de la position de l'objet, de la longueur d'onde utilisée et de la largeur du spectre de cohérence de la source. La taille de ces tavelures borne la limite de diffraction du système et leur présence doit être évitée autant que possible.

Il est nécessaire de brouiller autant que possible les sources cohérentes afin de générer un mélange uniforme qui simule une lumière incohérente. Plusieurs techniques existent afin de mitiger ces effets, notamment en générant des distributions spatiales et temporelles des signaux optiques, en diversifiant leur polarisation, leur angle d'émission et leur longueur d'onde ; Trisnadi (2002). Une solution simple est de canaliser l'émission

dans de la fibre optique multimode, permettant d'obtenir des réflexions totales internes multiples. Cette mesure permet d'atténuer la cohérence du signal et de moyennner l'astigmatisme de l'émission afin d'obtenir une émission circulaire couvrant le champ de vision de façon optimale. Il est par ailleurs nécessaire d'avoir au minimum deux diodes pour établir une symétrie autour de l'objectif, ce qui permet de moyennner l'influence de l'effet de triangulation inévitable causé par le décalage sur le plan  $x-y$  entre l'ouverture et l'émetteur. Le tableau 4.9 suivant représente les spécifications opérationnelles de deux diodes laser candidates dans la conception du module d'illumination.

Tableau 4.9 Spécifications générales de deux diodes laser candidates à l'application.

Paramètre	Symbole	LD-450-1600MG	NLD453500G
Puissance optique	$P_i$	1.6 W	3.5 W
Courant d'opération	$I_f$	1.6 A	2.8 A
Courant de seuil	$I_s$	200 mA	300 mA
Voltage de passage	$V_f$	4.8 V	4.5 V
Longueur d'onde	$\lambda$	$450 \pm 10\text{nm}$	$450 \pm 10\text{nm}$
Divergence maximale	$\theta_{\perp}$	$23 \pm 4^{\circ}$	$45 \pm 8^{\circ}$
Astigmatisme	$\theta_{\perp}/\theta_{\parallel}$	3.25 : 1	3 : 1
Ouverture numérique	NA	$\sim 0.22$	$\sim 0.45$

### 4.8.3 Collimation et Assemblage

Étant donné le caractère non-idéal du signal optique d'illumination fourni par les diodes laser présentées, il est requis de coupler l'émetteur à de la fibre optique. La fibre optique multimode possède un coefficient d'atténuation supérieur à la fibre monomode mais permet d'offrir des réflexion totales internes à de multiples angles, permettant de diversifier légèrement les parcours pris par la lumière et détruisant partiellement l'effet de cohérence. Par ailleurs, les courtes longueurs de fibre requise rendent la légère différence d'efficacité de transmission négligeable. Le diamètre de la fibre multimode est par ailleurs typiquement d'un ordre de grandeur supérieur à la fibre monomode, permettant un meilleur coefficient de couplage.

La connection la plus commune pour des applications de ce type est une connection à bride; OZ Optics (1999), OZ Optics (2012). Tel que décrit dans la figure 4.18 suivante, une lentille focalisante symétrique est utilisée à fin de focaliser la lumière émise afin que l'axe le plus divergent demeure sous l'angle d'acceptance de la fibre. L'axe rapide de divergence de la diode laser i.e l'angle de divergence maximal  $\theta_{\perp}$  donne la limite supérieure utile à considérer. L'ouverture numérique de la fibre donne son angle d'acceptance selon la relation suivante :

$$\sin^{-1} \text{NA} = \theta_a > \theta_{\text{in}} \quad (4.19)$$

avec NA l'ouverture numérique de la fibre,  $\theta_a$  son angle d'acceptance et  $\theta_{\text{in}}$  l'angle maximal de divergence du cône elliptique du faisceau d'entrée. Plus le grossissement de la lentille focalisante du connecteur à bride est grand, plus grand est son nombre d'ouverture et plus faible est son efficacité de transmission. Plus l'écart entre l'indice de réfraction du noyau et de la couche de revêtement de la fibre multimode est grand, plus grande est son ouverture numérique et son angle d'acceptance et donc plus faible est le grossissement requis. Il en découle qu'il est avantageux de minimiser la divergence de l'axe rapide de la diode choisie afin d'optimiser son couplage à la fibre optique dans le contexte d'une connection à bride.

La diode laser de classe IV est manufacturée dans un format de boîtier *TO-can* 5.6mm et est enduite de pâte thermique. Elle est placée à l'entrée d'un connecteur à bride, lequel est encastré dans un bloc thermique à ailettes en aluminium e.g. 6063-T5. Le connecteur à bride contient l'interface avec la fibre optique. Le signal lumineux, après de multiples réflexions internes dans la fibre multimode brouille l'axe lent et rapide d'émission de la diode et offre un signal quasi-circulaire en sortie.

Plusieurs configurations existent afin de coupler une diode laser à de la fibre op-

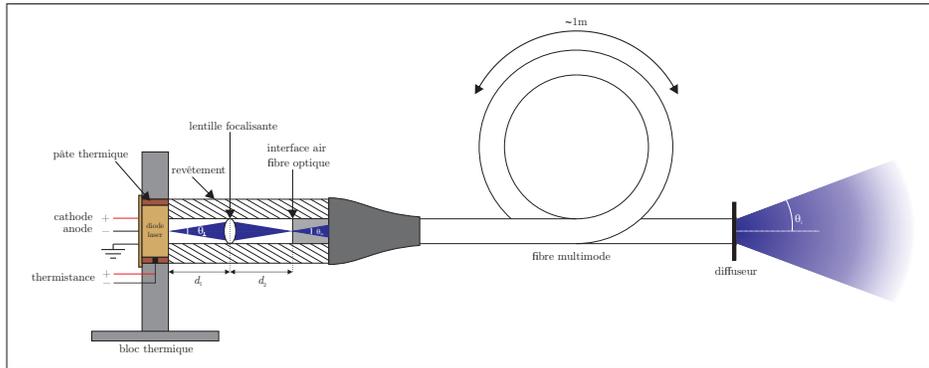


Figure 4.18 Assemblage d'illumination par connection à bride.

tique. Un connecteur à bride est utile pour focaliser la lumière dans de la fibre monomode à faible ouverture numérique, notamment pour des applications nécessitant le maintien de la cohérence, de la polarisation du signal et dans des contextes où la collimation de la sortie est requise. Toutefois, pour les besoins de l'application, tel que décrit dans la figure 4.19 suivante, la diode peut être physiquement placée directement en contact sans considération particulière. Cette technique est simple et pratique et offre une efficacité de transmission maximale puisqu'elle réduit le nombre de composantes optiques requises. Cette configuration peut offrir les spécifications d'illumination voulues si l'ouverture numérique de la fibre est choisie adéquatement. En effet, la fibre optique possède un angle d'acceptance au delà duquel la réflexion totale interne du signal ne peut se produire et une partie de la lumière admise n'est pas contenue dans la fibre.

Selon les spécifications calculées du champ de vision du système, soit un angle de  $\sim 50.4^\circ$ , une fibre multimode d'ouverture numérique minimale de  $\sim 45$  est requise afin de pouvoir émettre le signal lumineux en éliminant la nécessité d'utiliser un diffuseur. Selon les spécifications de divergence du faisceau d'émission mentionnées dans le tableau 4.9, étant donné que l'angle rapide de divergence  $\theta_{\perp}/2$  est inférieur à l'angle d'acceptance d'une fibre multimode à l'ouverture numérique en question, il est possible de les coupler directement, augmentant l'efficacité d'une transmission par connecteur à bride. Une fibre multimode d'ouverture numérique de  $NA = 0.5$  donne lieu à un angle d'acceptance

de  $30^\circ$ , donnant lieu à un angle de divergence total de  $60^\circ$  dans le plan  $x - z$ .

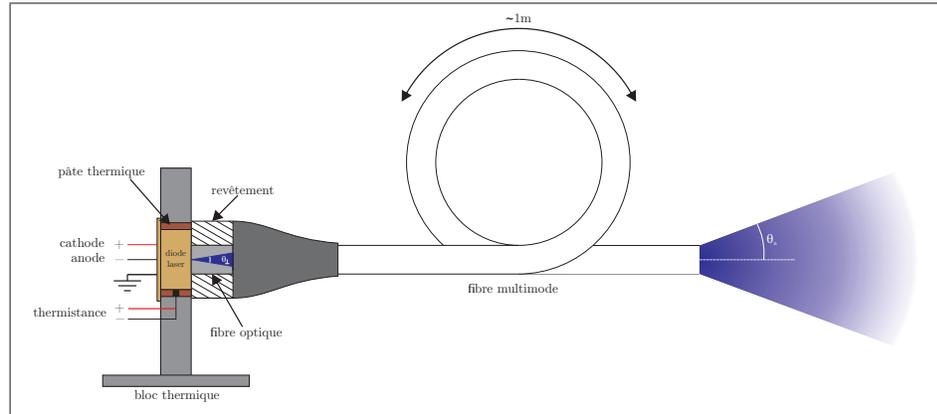


Figure 4.19 Assemblage d'illumination par connection directe.

Cet angle de divergence peut être diminué en choisissant une fibre optique multimode à ouverture numérique plus faible, notamment pour une configuration géométrique d'observation tel que présentée dans le tableau 4.2 de la section 4.1. Pour le modèle de diode présenté dans la première colonne du tableau 4.9, une ouverture numérique minimale de  $\sim 0.22$  peut être utilisée, donnant lieu à un angle de sortie de  $\sim 12.5^\circ$ , donnant lieu à une angle de divergence du cône de lumière de  $\sim 25^\circ$ .

#### 4.8.4 Contraintes d'opération

Plusieurs contraintes d'opération sont à considérer afin de faire une sélection appropriée de la diode laser à utiliser; Roithner LaserTechnik (2014), Roithner LaserTechnik (2015). Une importante considération survient de par la dépendance de la puissance d'émission de la diode laser en fonction de sa température. En effet, la puissance de sortie  $P_1$  fonction du courant d'opération  $I_f$  de la diode est fonction de sa température. Plus la température du boîtier de la diode augmente, plus l'efficacité de la conversion photo-électrique pour un courant d'opération  $I_f$  donné diminue. De la même façon, le voltage de passage  $V_f$  fonction du courant d'opération est fonction de la température.

Plus la température augmente, plus l'augmentation du voltage de passage requis en fonction du courant d'opération diminue. Finalement, le courant seuil de la diode augmente aussi en fonction de la température.

Les multiples dépendances des spécifications électriques de la diode avec la température et la puissance de sortie nécessitent alors une certaine forme de rétroaction afin d'opérer la diode de façon optimale, permettant de maintenir la linéarité du signal de sortie, d'opérer la diode en deçà de ses valeurs maximales d'opération tout en maximisant la puissance de sortie. Une thermistance est alors juxtaposée au boîtier de la diode afin d'obtenir un retour de température, permettant de contrôler le circuit de modulation de façon plus adéquate.

Il est par ailleurs requis de relaxer le courant d'opération au démarrage de la fonctionnalité de modulation des diodes. En effet, l'efficacité des diodes diminue avec la température, et l'état stationnaire de température doit être atteint avant d'opérer la diode de façon stable. Si la diode opère à son courant d'opération maximal à la température stationnaire d'opération, puisque le courant maximal permissible diminue avec la température, celui-ci est alors excédé lorsque la température n'a pas encore atteint son niveau d'opération stable. Il est alors requis d'intégrer une fonctionnalité de démarrage lent, où le courant d'opération de modulation est lentement augmenté, typiquement sur  $\sim 10$ s afin de ne pas dépasser les courants d'opération lors du réchauffage.

Certaines diodes laser possèdent une diode Zener à l'extrémité branchée en parallèle à polarité inversée. Cette diode permet de barrer le voltage de passage aux bornes de la diode laser, permettant d'éviter une surtension. Une surtension est en effet un risque plausible, autant dans l'assemblage du circuit qu'en opération, notamment de par la dépendance thermique des caractéristiques électriques de la diode laser. Malgré que la diode présentée en dernière colonne du tableau 4.9 offre une plus grande puissance d'illumination, elle ne possède pas de diode de protection et rend l'asservissement des

contraintes électriques d'opération plus risquées à explorer. Par ailleurs, son angle de divergence rapide est supérieur, limitant l'ouverture numérique de la fibre optique à utiliser. Finalement, les courants d'opération requis surpassent le courant de sortie maximal spécifié du module pilote présenté en section 4.8.5, forçant des connections en parallèle des sorties et réduisant le nombre de diodes pilotables par module. Pour ces raisons, la diode laser présentée dans la première colonne du tableau 4.9 est choisie. La diode présentée dans la deuxième colonne peut cependant tout de même être utilisée si davantage de puissance active est requise, notamment dans le contexte d'observation de convertisseurs.

Il est important que la diode laser émette son énergie de façon linéaire en fonction du courant afin de pouvoir la moduler de façon simple. Or, si la gamme des courant d'opération s'étend entre son courant de seuil et sa valeur maximale, son illumination n'atteint pas zéro, réduisant ainsi l'index de modulation du signal d'illumination, directement lié à la précision, tel que mentionné en section 2.4. Puisque le signal de modulation a pour objectif d'être carré, il est alors possible de moduler la diode dans une plage allant de zéro à sa valeur maximale, soit en deçà du courant seuil. Toutefois, une conséquence importante de cette mesure est que la sortie optique génère un dépassement typique d'un système de deuxième ordre, se stabilisant en des durées de l'ordre de  $\sim 1$  ns si le courant d'entrée est augmenté trop abruptement.

En effet, un changement abrupt de courant passant par le courant seuil crée une oscillation puisqu'un équilibre se crée entre la densité photonique et électronique au sein de la cavité laser. Cette oscillation survient lorsque le courant seuil est franchi trop rapidement ; Suhara (2004). Un condensateur à faible capacité  $\sim 300$  pF peut être inclus en série à la sortie du signal de modulation carré afin de réduire la vitesse de balayage du signal. Cette relaxation réduit cependant la bande passante du signal, mais permet de demeurer dans les spécifications de 100 MHz sans difficulté ; Payne (2008)

#### 4.8.5 Module pilote

La fonction principale du module pilote des diodes laser est de pouvoir offrir la gamme de courants et de voltages requis à une largeur de bande suffisante. Le module IC-HG est une solution intégrée et simple à utiliser ; IC-Haus (2014). Ce module pilote peut fournir jusqu'à 1.5A en pulsation à des fréquences pouvant aller jusqu'à 200MHz. La durée de pulsation permise dépend des contraintes de dissipation thermique et de refroidissement du circuit intégré. Il est donc critique d'intégrer la puce à un drain thermique adéquat.

De la pâte thermique sur un bloc à ailettes en contact avec le gas de refroidissement du système permet de grandement réduire la température d'opération du dispositif, lui permettant d'atteindre des pulsations de 100ns i.e. une modulation minimale de 5MHz à rapport cyclique de 50% ; IC-Haus (2012). Un circuit de protection est intégré au dispositif, garantissant un arrêt en cas de surchauffe. Les temps de montée et de descente du signal sont limitées à 1ns, ce qui est adéquat compte tenu des contraintes d'oscillation de la sortie lumineuse tel que présenté en section 4.8.4.

Tel que décrit dans la figure 4.20, le module pilote possède six canaux. Les six entrées [EN1..EN6] de modulation peuvent être pilotés indépendamment par signallement TTL ou bien couplés deux à deux pour une commande LVDS. Le mode de signallement LVDS est choisi puisqu'il permet d'une part de réduire l'interférence électro-magnétique dans la transmission du signal et d'autre part puisqu'il permet de doubler les spécifications de courant maximal permissible en comparaison avec une opération à six canaux indépendants. Cette mesure permet de relaxer l'opération du module pilote, permettant d'atteindre les valeur maximales spécifiées par les diodes avec moins de dissipation thermique.

Le voltage  $V_f$  représente le voltage de passage des diodes laser. Le voltage VDD est un voltage d'opération du circuit de modulation et est indépendant des diodes laser. Les trois entrées doubles [LVDS+ ; LVDS-] reçoivent le signal de modulation de



réponse de l'alimentation électrique fournie. Le régime transitoire de voltage survenant inévitablement lors des transitions de modulation doit alors être relaxé par l'ajout de capacités de découplage. Les capacités sont alors sélectionnées en fonction de leur fréquence de coupure i.e. plus la capacité est faible plus la fréquence de coupure est élevée.

Par ailleurs, les diodes laser possèdent une diode Zener connectée en parallèle à polarité inversée. Cette diode Zener est sélectionnée par le manufacturier selon les spécifications statiques de la diode laser et est en général utile en émission continue. Elle permet de canaliser le courant si le voltage aux bornes de la diode laser est au delà de la tension de claquage de la diode Zener. Toutefois, la réponse des diodes Zener est trop lente pour protéger la diode laser de décharges électrostatiques, phénomène survenant à une échelle temporelle de l'ordre de  $\sim 1$  ns.

## CONCLUSION

### Résumé

Ce projet s'est divisé en trois segments majeurs. Dans le chapitre 2, les techniques TOF indirectes par déphasage homodyne et hétérodyne ont été explorés, en faisant un survol des fondements mathématiques et des approches permettant d'obtenir une mesure de distance à partir des méthodes de signalement employées. Une attention particulière a été donnée à certaines sources d'erreur et complications inhérentes au processus de détection, notamment en ce qui a trait à l'influence harmonique et la linéarité de la mesure, à l'ambiguïté du signal de retour, aux erreurs non-systématiques d'interférence ainsi qu'à la transformation orthogonale nécessaire à l'obtention d'un nuage de points dans un repère cartésien. Finalement un survol des sources de bruit dominantes et l'influence des paramètres à optimiser à été faite.

Dans le chapitre 3, une analyse théorique des pièces d'équipement optique les plus influentes sur la résolution de l'image a été faite. La MTF du circuit optique a été estimée et des conclusions sur la résolution spatiale espérée ont été rendues. D'autre part, une analyse radiométrique a permis d'obtenir des estimations sur l'ordre de grandeur du retour actif de puissance optique en fonction des spécifications de puissance d'émission et de les mettre en perspective avec la radiation estimée de la cible fonction de la température du réfractaire. Finalement, des estimations thermiques on été faites notamment en ce qui a trait à la survie du circuit optique via l'utilisation d'un miroir chaud refroidi pneumatiquement.

Dans le chapitre 4, une présentation pratique de l'équipement requis à l'application à été faite. D'une part, des spécifications générales, des indicateurs et un survol des modes d'opération on été présentés. Une présentation et une justification des pièces d'équipement nécessaires à la réalisation du projet a été faite. D'une part, un schéma fonctionnel a été établi, mettant en jeu l'utilisation d'un FPGA comme plate-forme de

contrôle et de génération de signaux permettant d'opérer le système en temps réel et d'un PC comme compilateur de données, d'évaluation de l'algorithme de calcul de distance et de visualisation des résultats. Une investigation des techniques de génération de signaux a été faite, une technique de modulation par PLL avec commutation de phase a été explorée et son potentiel dans l'implémentation d'une technique de rejection harmonique a été présentée. D'autre part, une revue du fonctionnement et une justification du choix de la caméra, de l'intensificateur d'image, de son module pilote, de la lentille, de l'assemblage de filtrage, des sources lumineuses et de leur module pilote a été faite.

### **Contribution technologique**

Une solution a été présentée permettant d'obtenir des mesures tridimensionnelles de la surface réfractaire de contenants pyrométallurgiques chauds. Il s'agit d'une technologie faisant utilisation d'équipement permettant le déploiement d'un système intégré à fonctionnalité programmable. Obtenir des données significatives dans ce contexte d'application a le potentiel d'avoir un impact significatif sur l'industrie sidérurgique autant du point de vue de la sécurité que du point de vue de la rentabilité des procédés.

Les techniques de télédétection TOF indirectes par déphasage peuvent être réalisées et utilisées de diverses façons. Utiliser un système de télédétection TOF indirect homodyne ou hétérodyne par obturation intensifiée est une approche qui peut être réalisée dans le contexte d'observation de récipients sidérurgiques. Ce projet peut contribuer au développement de ce type d'applications dans ce domaine et sa réalisation peut s'avérer pertinente dans plusieurs autres domaines connexes.

En utilisant une puissance d'émission optique de l'ordre du Watt dans le domaine visible court, il est possible d'obtenir un retour de puissance actif important. Cette particularité permet une réduction de la composante continue de radiation ambiante dans le signal de corrélation croisée en filtrant le signal incident. Malgré que la mesure de phase par détection homodyne ou hétérodyne ne soit pas théoriquement dépendante de la radiation ambiante continue, augmenter l'index de modulation du signal d'illumination

en augmentant le rapport de puissance incidente active permet d'exploiter davantage la portée dynamique du capteur et augmente la précision de la mesure.

La grande distinction entre cette application et les plates-formes de télédétection TOF indirectes disponibles au consommateur se trouve dans l'utilisation d'un intensificateur d'image. En effet, depuis l'avènement des pixels PMD, la recherche dans ce domaine c'est plutôt tournée vers l'utilisation de tels capteurs, puisqu'ils simplifient grandement l'équipement et augmentent la durée de vie limitée des systèmes intensifiés. Plusieurs avantages leur sont attribués, notamment en ce qui a trait à la simplicité et la compacité des réalisations possibles.

En effet, un intensificateur d'image est fragile et dispendieux. Il nécessite l'utilisation de sources à haut voltage, complexifie le circuit optique du point de vue des perturbations et des distortions incorporées et a une durée de vie limitée. Cependant, la réponse dynamique d'un intensificateur d'image peut être d'un à deux ordres de grandeur supérieure à la vitesse de commutation d'un capteur PMD, permettant d'émuler des fréquences de modulation supérieures. De hautes fréquences de modulation dépassant largement la portée non-ambiguë requise sont utiles dans le contexte de scènes statiques, puisque un protocole de détection multi-fréquence peut être exécuté de façon séquentielle et aucune contrainte significative de durée d'acquisition limite la capacité d'obtenir des images à haut SNR sur toute la bande de fréquences d'illumination.

En effet, la résolution spatiale limitée des capteurs PMD les rendent difficilement concurrentiels avec des systèmes à balayage ou des systèmes intensifiés pour des applications de télédétection à haute résolution spatiale et précision de scènes statiques. Leur vitesse d'acquisition limitée et leur portée optimisée à des distances de  $\sim 2$ m les rendent des candidats idéaux pour des applications embarquées, où une faible consommation de puissance et une vitesse de répétition de la mesure rapide est requise. En effet, des cibles dynamiques telles que retrouvées par exemple en navigation autonome ou en

reconnaissance de gestuelle nécessitent une haute fréquence de répétition de la mesure atteignable en échantillonnant la corrélation un faible nombre de fois, au détriment d'une perte de précision.

### **Étapes futures de développement**

Les prochaines étapes dans la réalisation de ce projet peuvent être regroupées en trois axes majeurs de développement, soit des travaux de simulation, de prototypage et de caractérisation. Ces étapes de conception sont applicables dans l'élaboration fonctionnelle et l'intégration des diverses composantes du système, notamment le FPGA, le module d'illumination, l'intensificateur d'image et la logique de calcul de distance.

Une étape importante du processus de développement est dans la simulation de la commande FPGA du système. Notamment, la fonctionnalité des différentes interfaces et des noyaux de génération de signaux doit être explorée. Le logiciel de conception Quartus™ permet une simulation fonctionnelle des différents modules formalisée en langage de description de matériel afin d'exprimer une logique efficace. Par la suite, une synthèse peut être faite permettant de réaliser la logique fonctionnelle du système sous formes de portes logiques. Par la suite, une étape de placement-routage permet d'implémenter la logique sous forme de circuit fonctionnel à bord du FPGA. Finalement, une vérification matérielle peut être faite afin d'assurer la fonctionnalité désirée du circuit.

Du point de vue du module d'illumination, un circuit intégré doit être manufacturé. Pour ce faire, une conception du routage sur le logiciel Altium™ permet de tracer le circuit à imprimer, de planifier sa fabrication et d'évaluer la compatibilité électromagnétique des différentes composantes en question. Une simulation du circuit de modulation complet sur le logiciel Spice™ peut permettre de simuler la réponse dynamique réelle du circuit intégré. Finalement, une étape de caractérisation est nécessaire, permettant d'évaluer empiriquement la dynamique et la qualité des signaux générés, notamment en ce qui a trait à la suroscillation de l'émission causée par la transition abrupte du seuil d'émission laser. De la même façon, un circuit de commande

permettant d'asservir les courants d'opération des diodes laser en fonction de leur température et celle du module pilote peut être simulé et sur Matlab<sup>TM</sup> et implémenté sur FPGA par la suite, permettant une illumination optimale.

Du point de vue de l'intensificateur d'image, l'interface de contrôle du module pilote doit être mise en place. Il est par ailleurs requis de caractériser la réponse dynamique de l'intensificateur d'image notamment en ce qui a trait aux phénomènes de retard radial du gain i.e. *irising* et de la suroscillation du gain à la photocathode. Une approche empirique doit par ailleurs être prise, notamment pour régler les paramètres de gain et de filtrage du signal en présence d'objet irradiants. Cette approche est cruciale notamment puisque une surexposition lumineuse entraîne une destruction de l'intensificateur. Des expérimentations *in situ* peuvent être conçues, permettant de confirmer le fonctionnement de l'intensificateur d'image devant des sources chaudes et irradiantes et le signal optique actif généré.

Une tâche importante de prototypage consiste à créer un assemblage sur un logiciel de CAO. Le logiciel Solidworks<sup>TM</sup> offre la possibilité de dessiner tout l'assemblage et d'effectuer des simulations thermiques et optiques. Un logiciel complémentaire de simulation optique Apex<sup>TM</sup> permet de simuler le comportement optique du système et d'effectuer des calculs de puissance optique. Ce logiciel complémentaire peut permettre de simuler numériquement les résultats obtenus entre autres dans la sous section 3.4.2. Une simulation sur le logiciel optique Zemax<sup>TM</sup> peut permettre d'évaluer numériquement la MTF, les aberrations et plusieurs autres spécifications du système.

Par la suite, un logiciel hôte des communications avec le FPGA, du calcul de profondeur et de la visualisation des résultats doit être conçu. Il s'agit en effet de l'interface utilisateur du système et représente une étape cruciale de développement du prototype. Finalement, des résultats significatifs doivent être obtenus pour des réacteurs sidérurgiques dans un contexte d'opération. Cette étape peut permettre alors

de confirmer que le dispositif est fonctionnel pour l'application pour laquelle il a été conçu et que son développement en tant que prototype expérimental est justifié.





## BIBLIOGRAPHIE

- Altera. 2010. *CLR-HSMC User Manual*.
- Altera, 2012. *Stratix IV Device Handbook*, chapter 5 - Clock Networks and PLLs in Stratix IV Devices. Altera.
- Altera. 2012. *AN 367 : Implementing PLL Reconfiguration in Stratix II Devices*.
- Altera, 2014. *Stratix IV Device Handbook*, chapter Volume 4 : Device DataSheet and Adendum. Altera.
- Altera. 2014a. *Stratix Device Handbook*.
- Altera. 2014b. *Quartus II Handbook*.
- Altera. 2014c. *ALTPLL (Phase-Locked Loop) IP Core User Guide*.
- Altera. 2014d. *Stratix IV GX FPGA Development Kit User Guide*.
- Altera. 2015. *DE4 User Manual*.
- Analog Devices Inc. 2008. « AD9959, 4-Channel 500MSPS DDS with 10-Bit DACs ». Technical datasheet.
- Analog Devices Inc. 2009. « Fundamentals of Direct Digital Synthesis ». Tutorial.
- Avtech. 2010. « AVR-L-3 series ». Technical DataSheet.
- Bahrami, M. 2009. « Forced Convection Heat Transfer ». Tutorial.
- Bailey, D. G., 2011. *Design for embedded image processing on FPGAs*, chapter 14. John Wiley.
- Baker, S. A., S. D. Gardner, M. L. Rodgers, et F. A. Sanders. 2000. « Evaluating intensified camera systems ». In *Proc. of SPIE - Image Intensifiers and Applications II*.
- Barker, K. J. et J. R. Paules, 1998. *Oxygen Steelmaking Furnace Mechanical Description and Maintenance Considerations*.
- Barret, C. 2010. « Fractional/Integer-N PLL Basics ». Technical Brief.
- Barrett, H. H. et W. Swindell, 2011. *Radiological Imaging : The Theory of Image Formation, Detection, and Processing*.
- Bass, M., 1995. *Handbook of Optics*, chapter 21 : Image tube Intensified Electronic Imaging. McGraw-Hill, New York.
- Beraldin, J. A., F. Blais, et L. Cournoyer. 1992. « Registered range and intensity imaging at 10-mega samples per second ». *Optical Engineering*.

- Beraldin, J.-A. 2003. « Active 3D Sensing ». *NRC Publications Archive*.
- Bergman, T. L., F. P. Incropera, et D. P. Dewitt, 2011. *Fundamentals of Heat and Mass Transfer, Seventh Edition*.
- Bhandari, A., A. Kadami, et A. Dorrington. 2014. « Resolving Mutli-path Interference in Time-Of-Flight Imaging via Modulation Frequency Diversity and Sparse Regularization. ». *Optics Letters*.
- Billmers, R. I., E. J. Billmers, et M. Ludwig. 2005. « Development of FireLidar : an active imaging system for smoke and flame environments ». *Laser Radar Technology and Applications X*.
- Blair, B., J. Bufton, et B. Coyle. 2013. « Lidar imaging of topography with millimeter ranging precision for proximity science and operations from rovers or spacecraft ». NASA - Goddard Space Flight Center.
- Blais, F. 2004. « Review of 20 years of range sensor development ». National Research Council of Canada.
- Boreman, G. D. et A. Plogstedt. 1989. « Spatial filtering by a line-scanned nonrectangular detector : application to SPRITE readout MTF ». *Applied Optics*, vol. 28, n° 6.
- Boreman, G. D., 2001. *Modulation Transfer Function in Optical and Electro-Optical Systems*.
- Bosh, L. 2010. « Tube Performance is what matters ». *Proc. Spie*.
- Brandon, D. 2006. « DDS in Clocking Applications - Time Jitter in Direct Digital Synthesizer-Based Clocking Systems ». Application Note.
- Bredeberg, J. 2001. « On Two-equation Eddy Viscosity Models ». Internal Report, Department of Thermo and Fluid Dynamics, Chalmers University of Technology.
- Brewer, J. H. 2015. « AC-RC Circuits ». Tutorial.
- Büttgen, B. et P. Seitz. 2008. « Variable frame time imaging for indirect time of flight range cameras ». *IEEE transactions on circuits and systems*, vol. 55, n° 6.
- Busck, J. 2005. « Underwater 3-D optical imaging with a gated viewing laser radar ». *Optical Engineering*, vol. 44, n° 11.
- Christie, S. et S. Hill. 1995. « Design and development of a multi-detecting two-dimensional ranging sensor ». *Measurement Science and Technology*.
- Cree, M. J., A. A. Dorrington, et D. A. Carnegie. 2005. « A Heterodyning Range Imager ». In *IPAR Conference on Machine Vision Applications (MVA2005)*.

- Csorba, I. P. oct 1981. « Modulation Transfer Function (MTF) Of Image Intensifier Tubes ». In *Assessment of Imaging Systems II*. p. 42.
- Curtin, M. et P. O'Brien. 1999. *Phase-locked-loops for high-frequency receivers and transmitters*. Technical report.
- Demysh, L. 2003. « Method and apparatus for detecting slag carryover ». US Patent 6,562,285.
- Dieckmann, A. 2014. « Amplitude and Phase of a discrete Fourier Spectrum ». Tutorial. Physikalisches Institut der Universität Bonn.
- Dorrington, A., M. Cree, D. Carnegie, et A. Payne. 2007a. « Heterodyne range imaging as an alternative to photogrammetry ».
- Dorrington, A. A., M. J. Cree, D. A. Carnegie, et A. D. Payne. 2005. « Selecting Signal Frequencies for Best Performance of Fourier-based Phase Detection ». In *Proceedings of the twelfth New Zealand electronics conference, Manukau City, 14 - 16 November 2005*. p. 189 - 193.
- Dorrington, A. A., M. Cree, et A. D. Payne. 2007b. « Achieving sub-millimetre precision with a solid-state full-field heterodyning range imaging camera ». *Meas. Sci. Technol*, vol. 18.
- Dorrington, A. A., M. J. Cree, et D. A. Carnegie. 2008. « Video-rate or high-precision : a flexible range imaging camera ». In *Proceedings of SPIE : Image Processing : Machine Vision Applications*.
- Dorrington, A. A., A. D. Payne, M. J. Cree, et D. A. Carnegie. 2010. « Improved measurement linearity and precision for AMCW time-of-flight range imaging cameras ».
- Dorrington, A. A., B. M. M. Drayton, et D. A. Carnegie. 2013. « Variable frame time imaging for indirect time of flight range cameras ». In *Proceedings of IEEE : Int. Instrum. Meas. Technol. Conf.* p. 609-613.
- Drayton, B., D. A. Carnegie, et A. A. Dorrington. 2012. « Characterisation of the Victoria University Range Imaging System. ». *Australian Conference on Robotics and Automation*.
- Drayton, B. 2013. « Algorithm and design improvement for indirect time of flight range imaging cameras, Thèse de Doctorat, Université de Victoria de Wellington ».
- Dullemond, K. 2011. « Atmospheric Turbulence : Seeing ». *Heidelberg University*.
- Dussault, D. et P. Hoess. 2004. « Noise performance comparaison of ICCD with CCD and EMCCD cameras ». *Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering 5563*.

- Edmund Optics. 2016. « 1 :1.43 with 14mm and 20mm EFL Achromats, 15mm Achromatic Pair ». Technical Datasheet.
- ET Enterprises. 2011. « Understanding Photomultipliers ». Tutorial.
- Feilmayr, C., S. Schuster, et L. Stegfellner. June 2015. « Burden surface scanning via massive MIMO imaging radar in an ironmaking blast furnace ». *Metec International Metallurgical Congress*.
- Fliegel, K. 2004. « Modeling and Measurements of Image Sensor Characteristics ». *Radioengineering*, vol. 13, n° 4.
- Frank, M., M. Plaue, H. Kothe, B. Jahne, et F. A. Hamprecht. 2009. « Theoretical and experimental error analysis of continuous-wave time-of-flight range cameras ». *Optical Engineering*, vol. 48, n° 1.
- Frenkel, A., M. A. Sartor, et M. S. Wlodawski. 1997. « Photon-noise-limited operation of intensified CCD cameras ». *Applied Optics*, vol. 36.
- Fried, D. L. 1966. « Optical Resolution Through a Randomly Inhomogeneous Medium for Very Long and Very Short Exposures. ». *Journal of the Optical Society of America*.
- Fujimori, Y., H. Kimura, et M. Matsuda. 1982. « Blast-furnace burden profile measurement apparatus with a giant-pulse YAG laser ». *Conference on Lasers and Electro-Optics*.
- Gardner, F. M., 2005. *Phaselock Techniques, 3rd Ed.*
- Gilles, J. et S. Osher. 2012. « Fried deconvolution ». *Proc. SPIE*, vol. 8355.
- Gül, N. et M. Efe. 2010. « Improved analytical modulation transfer function for image intensified charge coupled devices. ». *Turk Journal of Electrical and Computer Science*.
- Godbaz, J. P., M. J. Cree, et A. A. Dorrington. 2012. « Understanding and Ameliorating Non-Linear Phase and Amplitude Responses in AMCW Lidar. ». *Remote Sensing*.
- Gonzalez-Banos, H. et J. Davis. June 2004. « Computing depth under ambient illumination using multi-shuttered light ». In *Proceedings of the 2004 IEEE Computer Society Conference*.
- Greenleaf, A. R., 1950. *Photographic Optics*.
- Greivenkamp, J. E. 1984. « Generalized data reduction for heterodyne interferometry ». *Optical Engineering*, vol. 23, n° 4.

- Gulden, P., M. Vossiek, P. Heide, et R. Schwarte. 2001. « Novel opportunities for optical level gauging and 3D-imaging with the photoelectronic mixing device ». In *Instrumentation and Measurement Technology Conference, 2001. IMTC 2001. Proceedings of the 18th IEEE*. p. 2099-2103.
- Halbritter, H. 2014. « High-Speed Switching of IR-LEDs (Part 1) - Background and Datasheet Definition ». Application Note.
- Hamamatsu Inc. 2009. « Image Intensifiers ». Technical datasheet.
- Hamamatsu Photonics, 1999. *Photomultiplier Tubes Basics and Applications, Second Edition*.
- Hansard, M., S. Lee, et O. Choi, 2012. *Time-of-Flight Cameras : Principles, Methods and Applications*.
- Hanson, K. 1989. « A simplified method of estimating noise power spectra ». In *Proc. SPIE 3336 : Physics of Medical Imaging*. p. 242-250.
- Haynes, W. M., 2015. *Handbook of Chemistry and Physics*.
- Hoenderken, T. H. et C. W. Hagen. 2001. « Influence of the microchannel plate and anode gap parameters on the spatial resolution of an image intensifier. ». *Journal of Vacuum Science and Technology*.
- Holtslag, B. 2006. « The scintillation method ». Wageningen University Meteorology and Air Quality Research Center.
- Horn, B. K. P. et R. W. Sjoberg. 1978. *Calculating the reflectance map*. Technical report.
- Hubble, D. H. et R. O. Russel, 1998. *Steelmaking Refractories*.
- IC-Haus. 2001. « IC-HK ». Application note.
- IC-Haus. 2012. « Design and Test of Fast Laser Driver Circuits ». White paper.
- IC-Haus. 2014. « IC-HG ». Technical Datasheet.
- Iddan, G. J. et G. Yahav. 2001. « 3D imaging in the Studio and elsewhere ». In *Three-Dimensional Image Capture and Applications IV*.
- Incropera, F. P., 2006. *Fundamentals Of Heat And Mass Transfer, 5Th Ed*, chapter 13 - Radiation Exchange Between Surfaces : Enclosures with Nonparticipating Media. Wiley.
- Jin, C., Y. Zhao, et X. Sun. 2011. « Scannerless gain-modulated three-dimensional laser imaging radar. ». In *Proc. of SPIE - Remote Sensing for ENvironmental Monitoring XII*.

- Johnson, C. B., 2003. *Encyclopedia of Optical Engineering*, chapter 21, p. 786-795. CRC Press.
- Jongenelen, A. 2011. « Range Imaging GIT PRoject ». <https://github.com/adrianj/RangeImaging>. Source code, VHDL, Quartus, Nios, Java.
- Jongenelen, A. et A. A. Dorrington. 2010. « Maximizing Precision Over Extended Unambiguous Range for TOF Range Imaging Systems ». In *Instrumentation and Measurement Technology Conference*. p. 1575-1580.
- Jongenelen, A. P. P. 2008. « Development of a Compact, Configurable, Real-time Range Imaging System ». PhD thesis, Université Victoria de Wellington, Nouvelle Zélande.
- Jongenelen, A. P., A. A. Dorrington, D. G. Bailey, et D. A. Carnegie. 2010. « Analysis of Errors in ToF Range Imaging With Dual-Frequency Modulation ». *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, vol. 60, n° 5.
- Kawahito, S., I. Halin, T. Ushinaga, T. Sawada, M. Homma, et Y. Maeda. 2007. « A CMOS Time-of-Flight Range Image Sensor With Gates-on-Field-Oxide Structure ». *Sensors Journal, IEEE*, vol. 7, n° 12, p. 1578-1586.
- Kawakita, M., K. Iizuka, H. Nakamura, et I. Mizuno. 2005. « High-Definition real-time depth-mapping TV camera : HDTV Axi-Vision Camera ». *Optics Express*, vol. 12, n° 12.
- Kawakita, M., K. Iizuka, et Y. Iino. 2006. « Real-time depth-mapping three-dimension TV camera (Axi-Vision camera) ». *Systems and Computers in Japan*, vol. 37, n° 8.
- Kellet, P. A. 1998. *High Rate Imager*. Kentech Instruments Ltd.
- Kentech Instruments. 2011. « PC5NS Photocathode Gate Module ». Technical Data-Sheet.
- Kerr, D. A. 2007. « Derivation of the "Cosine-Forth" Law for Falloff of Illuminance Across a Camera Image ». Tutorial.
- Kreis, T., 2005. *Handbook of Holographic Interferometry*, p. 1-2. Wiley-VCH.
- Kuo, S. K. 2014. « Application of 3D Surface Reconstruction Technology in Blast Furnace Operation ». *Steel and Aluminum Research and Development Department, China Steel Corporation*.
- Lamm, R. 2013. « Laser Measurement System for the Refractory Lining of Hot Torpedo Ladles ». *Iron & Steel Technology*.
- Land Instruments. 2010. « Slag Detection System ». Technical datasheet.

- Lange, R. et P. Seitz. 2001. « Solid-State Time-of-Flight Range Camera ». *International Journal of Quantum Electronics*, vol. 37, n° 3.
- Leinhard, J. H., 2008. *A heat transfer textbook, Third edition*.
- Lowe, D. 2004. « Distinctive Image Features from Scale-Invariant Keypoints ». *Int. J. of Computer Vision*.
- Lu, C. Y., S. W. Du, et S. K. Kuo. 2010. *Development of an online blast furnace burden profile measuring system*. Technical report.
- MacDonald, A. et S. C. Cain. 2006. « Parametrized blind deconvolution of laser radar imagery using an anisoplanatic optical transfer function ». *Optical Engineering*, vol. 45, n° 11.
- Market Tech Inc. 2009. « Overview of Modulated and Pulsed Diode Laser Systems ». Application note.
- Martienssen, W. et H. Warlimont, 2005. *Springer Handbook of Condensed Matter and Materials Data*, chapter 3.4. Springer.
- Massas, J. et G. Buller. 1998. « Time-of-flight optical ranging system based on time-correlated single-photon counting ». *Applied Optics*, vol. 37.
- McCarthy, A. et R. J. Collins. 2009. « Long-Range time-of-flight scanning sensor based on high-speed time-correlated single-photon counting ». *Optical Society of America*.
- Michelli, M., Y. Lou, et S. Soatto. 2013. « A linear Systems Approach to Imaging Through Turbulence. ». *J Math Imaging Vis*.
- Michálek, V., M. Vacek, et I. Procházka. 2013. *Photon counting lidar for deep space applications : demonstrator design*. Technical report.
- Miller, T. W., J. Jimenez, A. Sharan, et D. A. Goldstein, 1998. *Oxygen Steelmaking Processes*.
- Minteq Inc. 2014. « LaCam-M 4th Generation ». Technical Datasheet.
- National Semiconductor. 1999. « LM2412 - Monolithic Triple 2.8ns CRT driver ». Technical Datasheet.
- Navitar Inc. 2016. « MVL17HS ». Technical datasheet.
- Nellums, R., R. D. Habbit, et M. R. Heying. 2006. « 3D Scannerless LADAR for Orbiter Inspection ». In *Proc. of SPIE - Spaceborne Sensors III*.
- Niclass, C., C. Favi, et T. Kluter. 2008. « A 128x128 Single-Photon Image Sensor With Column-Level 10-Bit Time-to-Digital Converter Array ». *IEEE Journal of Solid State Circuits*, vol. 43, n° 12.

- Nishikawa, R. M. 2003. « The Fundamentals of MTF, Wiener Spectra and DQE ». Tutorial. Kurt Rossmann Laboratories for Radiologic Image Research, University of Chicago.
- OZ Optics. 1999. « Laser Diode to Fiber Couplers ». Technical Datasheet.
- OZ Optics. 2012. « Laser to Fiber Coupler - Pigtail Style ». Technical Datasheet.
- Patel, G. S. et S. Sharma. 2010. « Comparative Study of PLL, DDS and DDS-based PLL Synthesis Techniques for Communication Systems ». *International Journal of Electronics Engineering*.
- Patel, G. S. et S. Sharma. 2011. « Frequency synthesis techniques for high speed communications system. ». *International Journal of the Physical Sciences*.
- Payne, A. D., A. P. P. Jongenelen., A. A. Dorrington, M. J. Cree, et D. A. Carnegie. 2009a. « Multiple frequency range imaging to remove measurement ambiguity. ». *Optical 3D measurement techniques*.
- Payne, A. et A. Dorrington. aug 7 2014. « Signal Simulation Apparatus and Method ». US Patent App. 14/246,262.
- Payne, A., A. A. Dorrington, M. J. Cree, et D. A. Carnegie. 2005a. « Full Field Image Ranger Hardware ». In *3rd IEEE International Workshop on Electronic Design, Test and Applications (HRI)*.
- Payne, A., A. A. Dorrington, M. J. Cree, D. A. Carnegie, et R. Conroy. 2005b. *The importance of ccd readout smear in heterodyne imaging phase detection applications*. Technical report.
- Payne, A., A. A. Dorrington, M. J. Cree, et D. A. Carnegie. 2006a. « Image Intensifier Characterisation ». *Proc. Image and Vision Computing New Zealand*, p. 487-792.
- Payne, A., A. A. Dorrington, M. J. Cree, D. A. Carnegie, et R. Conroy. 2006b. *The waikato range imager*. Technical report.
- Payne, A., A. A. Dorrington, M. J. Cree, et D. A. Carnegie. 2008. « Improved linearity using harmonic error rejection in a full-field range imaging system ». *Proc. of SPIE-IST Electronic Imaging*.
- Payne, A., A. A. Dorrington, M. J. Cree, et D. A. Carnegie. 2009b. « Characterizing an Image Intensifier in a Full-Filed Range Imaging System ». *IEEE Sensors journal*, vol. 8, n° 11, p. 1763-1770.
- Payne, A. D. 2008. « Development of a Full-Filed Time-of-Flight Range Imaging System ». PhD thesis, Université de Waikato, Nouvelle Zélande.

- Peter, A., P. Jongenelen, et D. G. Bailey. 2010. « Efficient FPGA implementation of homodyne-based time-of-flight range imaging ».
- Photek. 2015. « Image Intensifier User Guide ». Manual.
- PhotonFocus. 2012. *OEM-D752E and OEM-D1024E CMOS Sensor Module Series User Manual*.
- PhotonFocus. 2013. *Register based ASCII Protocol User Manual*.
- PhotonFocus. 2014. *MV1-D1024E-CL User Manual*.
- Photonis Inc. 2010. « Image Intensifier Specification - Type XX1450AKN ». Technical datasheet.
- Photonis Inc. 2011. « Long-Life™MCP Selection Guide ». Technical datasheet.
- Princeton Instruments Inc. 2015. « PI-MAX4 ». Technical datasheet.
- Process Metrix Inc. 2001. « Laser Contouring System for Ladle Lining Thickness Monitoring Process ». Technical datasheet.
- Proxitronic Inc. 2000. « Phosphor Screens ». Technical datasheet.
- Rapp, H. 2007. « Experimental and Theoretical Investigation of Correlating TOF-Camera Systems ». Master's thesis, Université de Heidelberg, Allemagne.
- Remondino, F. et D. Stoppa, 2013. *TOF Range-Imaging Cameras*.
- Riegel Inc. 2010. « *LMS-Z210ii-S Industrial 3D Laser Scanner System* ».
- Roehrig, H., J. Gaskill, J. Fan, C. Martin, J. Grievenkamp, et E. Samei. 2006. « In-field evaluation of the modulation transfer function and the signal-to-noise ratio of electronic-display devices ». *Society for Information Display*, vol. 14, n° 10.
- Roithner LaserTechnik. 2014. « LD-450-1600MG ». Technical datasheet.
- Roithner LaserTechnik. 2015. « NLD453500G ». Technical datasheet.
- Ryer, A., 1998. *Light Measurement Handbook*.
- Sackos, J. et R. O. Nellums. 1998. « A Low-Cost, High-Resolution, Video-Rate Imaging Optical Radar ». O.S.T.I., U.S. Department of Energy.
- Schael, U. et H. Rothe. 2001. « Field measurements with 1574nm imaging, scannerless, eye-safe radar. ». *Laser Radar Technology and Applications VI*.
- Schewinski, H. 2015. « Tap hole measuring device for a bof vessel and method for measuring the thickness of a refractory lining in a tap hole of a bof vessel ». EP Patent App. EP20,130,176,459.

- Schneider Optics Inc. 2008. « Xenon<sup>®</sup> 0.95/17 – C-Mount Mega-Pixel Lens ». Technical datasheet.
- Schott Inc. 2015. « BOROFLOAT<sup>®</sup> 33 – floated borosilicate glass ». Technical datasheet.
- Schowengerdt, R. A. 2000. « Radiometry of lambertian sources ». Tutorial.
- Schwarte, R., Z. Xu, et H.-G. Heinol. 1997. « New electro-optical mixing and correlating sensor : facilities and applications of the photonic mixer device (PMD) ». In *Proceedings of SPIE*.
- Seitz, P. 2005. « Unified analysis of the performance and physical limitations of optical range-imaging techniques ». In *Proceedings of the 1st Range Imaging Research Day, Zurich Switzerland*. p. 9-20.
- Seitz, P. et A. J. P. Theuwissen, 2011. *Single-Photon Imaging*.
- Shao, N. et H.-G. Li. 2010. « Stereo vision robot obstacle detection based on the SIFT ». *Second WRI Global Congress on Intelligent Systems*.
- Shubert, E. F., 2006. *Light-Emitting Diodes - Second Edition*.
- Silicon Labs. 2012. « Clock Division with Jitter and Phase Noise Measurements ». White Paper.
- Silicon Labs. 2014. « SI570, 10MHz to 1.4GHz I<sup>2</sup>C Programmable XO/VCXO ». Technical datasheet.
- Sirohi, R. et F. Chau, 1999. *Optical Methodes of Measurement : Wholefield Techniques*.
- Smith, F. G., 1993. *The Infrared and Electro-Optical Systems Handbook*, chapter 2 - Atmospheric Propagation of Radiation. SPIE Optical Engineering Press.
- Stanford Computer Optics. 2014. « Quantum Leap ». Technical DataSheet.
- Stanford Computer Optics Inc. 2013. « 4 Picos ». Technical datasheet.
- Stann, B., M. Giza, et D. Robinson. 1999. « Scannerless imaging ladar using a laser diode illuminator and FM/CW radar principles. ». In *Proc. of SPIE - Laser Radar Technology and Applications IV*.
- Steingrimsson, B. 2013. « Geothermal Well Logging : Temperature and Pressure Logs ». Tutorial - Geothermal Training Programme.
- Stoppa, D. et N. Massari. 2000. « A Range Image Sensor Bsed on 10– $\mu$ m Lock-In Pixels in 0.18– $\mu$ m CMOS Imaging Technology ». *IEEE Journal of Solid-State Circuits*, vol. 46, n<sup>o</sup> 1.
- Suhara, T., 2004. *Semiconductor Laser Fundamentals*.

- Takahashi, A. et M. Nishizawa. 13 1991. « A method for driving a photoelectric device and a method for driving an image intensifier using the photoelectric device ». EP Patent App. EP19,910,304,142.
- Thompson, B. J., 2009. *Optical Methods of Measurement - Wholefield Techniques*, chapter 4 : Phase-Evaluation Methods. Taylor and Francis Group.
- Tofsted, D. H. 2013. « Reanalysis of turbulence effects on short-exposure passive imaging ». *Journal of The Optical Society of America*, vol. 50, n° 1.
- Trisnadi, J. I. 2002. « Speckle contrast reduction in laser projection displays ». Silicon Light Machines - Application Note.
- Tsui, J., 2004. *Digital Techniques for Wideband Receivers, 2nd edition*, chapter 5 : Fourier Transform-Related Operations. SciTech.
- Tyson, R., 2011. *Principles of Adaptive Optics, Third edition*.
- Vankka, J. 2000. « Direct Digital Synthesizers : Theory, Design and Applications ». PhD thesis, Helsinki University of Technology - Electronic Circuit Design Laboratory.
- Wang, J. Y. 1987. « Imaging laser radar - An overview ». In *Proceedings of the Ninth International Conference on Lasers and Applications*. p. 19-29.
- Wang, J. Y., B. J. Bartholomew, M. L. Streiff, et E. F. Starr. Aug 1984. « Imaging CO2 laser radar field tests ». *Appl. Opt.*, vol. 23, n° 15, p. 2565–2571.
- Weldon, J. A., R. S. Narayanaswami, et J. C. Rudell. 2001. « A 1.75-GHz Highly Integrated Narrow-Band CMOS Transmitter With Harmonic-Rejection Mixers ». *IEEE Journal Of Solid-State Circuits*, vol. 36.
- Wong, S. et R. Jassemi-Zargani. 2014. « Predicting image quality of surveillance sensors ». DRDC - Ottawa Research Centre.
- Wu, J. et Z. Cui. 2013. « A Comparative Study of SIFT and its Variants ». *Measurement Science Review*, vol. 13, n° 3.
- Xue, Y. 2012. « The working principle of a Ranque-Hilsch Vortex Tube ». PhD thesis, The University of Adelaide South Australia.
- Yang, R. et H. Xiange. 2007. « Propagation Characteristics of Infrared Pulse Waves through Windblown Sand and Dust Atmosphere ». *Int. J. Infrared Mili Waves*.
- Yura, H. T. et R. F. Lutomirski. 1969. « Irradiance Statistics, Modulation Transfer Function and Phase Structure Function of an Optical Wave in a Turbulent Medium. ». *Advanced Research Projects Agency*.
- ZC&R Inc. 2016. « High Performance Thin Film Optical Coatings Technical Capabilities ». Technical datasheet.

Zhang, S., 2013. *3D Machine Vision, Optical Metrology and Imaging*.

Zhu, X. et P. Milanfar. 2013. « Removing Atmospheric Turbulence via Space-Invariant Deconvolution ». *IEEE Transactions On Pattern Analysis and Machine Intelligence*, vol. 35.