



Université du Québec
à Rimouski

**SUPPRESSION D'ABERRATIONS OPTIQUES DES CAPTEURS À
TRIANGULATION LASER EN SUBSTITUANT L'OBJECTIF À LENTILLES PAR
UNE FENTE**

Mémoire présenté

dans le cadre du programme de maîtrise en informatique
en vue de l'obtention du grade de maître ès informatique

PAR

© **BENJAMIN LAPOINTE-PINEL**

Novembre 2024

Composition du jury :

Ismail Khriiss, président du jury, Université du Québec à Rimouski

Steven Pigeon, directeur de recherche, Université du Québec à Rimouski

Yacine Yaddaden, Université du Québec à Rimouski

Bruno Bouchard, Université du Québec à Chicoutimi

Daniel Lemire, examinateur externe, Téléuq

Dépôt initial le 25 avril 2024

Dépôt final le 30 novembre 2024

UNIVERSITÉ DU QUÉBEC À RIMOUSKI
Service de la bibliothèque

Avertissement

La diffusion de ce mémoire ou de cette thèse se fait dans le respect des droits de son auteur, qui a signé le formulaire « Autorisation de reproduire et de diffuser un rapport, un mémoire ou une thèse ». En signant ce formulaire, l'auteur concède à l'Université du Québec à Rimouski une licence non exclusive d'utilisation et de publication de la totalité ou d'une partie importante de son travail de recherche pour des fins pédagogiques et non commerciales. Plus précisément, l'auteur autorise l'Université du Québec à Rimouski à reproduire, diffuser, prêter, distribuer ou vendre des copies de son travail de recherche à des fins non commerciales sur quelque support que ce soit, y compris Internet. Cette licence et cette autorisation n'entraînent pas une renonciation de la part de l'auteur à ses droits moraux ni à ses droits de propriété intellectuelle. Sauf entente contraire, l'auteur conserve la liberté de diffuser et de commercialiser ou non ce travail dont il possède un exemplaire.

REMERCIEMENTS

J'aimerais remercier Suzie Loubert, ingénieure mécanique à l'Université du Québec à Rimouski (UQAR), pour ses dessins de plans de la table d'expérimentation et de calibration. Je remercie aussi Richard Lafrance, technicien mécanique à l'UQAR, pour l'assemblage de cette table, et Jean-Charles Morin, technicien électrotechnique à l'UQAR, pour son aide à la réparation du circuit électrique de pilotage du moteur de la table. Je remercie chaleureusement Steven Pigeon, mon directeur de recherche, pour les opportunités de cette maîtrise, ainsi que pour son mentorat et son intégrité hors-pair tout au long de mon parcours.

Finalement, j'aimerais remercier personnellement Chloé Pazart pour son support durant mes longues heures de travail, ainsi que pour toutes les relectures de ce manuscrit que je lui ai fait subir.

RÉSUMÉ

Ce mémoire présente les différents aspects du fonctionnement des capteurs de distance à triangulation laser : de l'émission du faisceau laser à la capture par caméra, en passant par l'objectif à lentilles, sans oublier le principe de triangulation et les algorithmes d'analyse d'images. Ce mémoire abordera aussi l'utilité, les avantages et désavantages de ces capteurs, ainsi que la recherche actuelle faite pour contourner leurs limitations. De plus, nous proposerons aussi une nouvelle méthode de capture de tache laser qui consiste à remplacer l'objectif à lentilles par une fente suffisamment petite pour exploiter la capture par sténopé et le principe de diffraction. Ainsi, mis à part l'astigmatisme, les aberrations optiques monochromatiques sphériques, de défocalisation, de coma, de courbure de champ et de distorsion sont évitées et la réflexion interne est diminuée au point de pratiquement disparaître. De plus, l'utilisation d'une fente réduit le nombre de pièces optiques dans le montage et simplifie la modélisation de la tache du laser pour en trouver le centre. Nous avons produit des jeux de données de capture d'image avec un objectif à lentilles puis avec une fente sur différents matériaux à l'aide d'un montage où la cible est posée sur une vis sans fin dont sa position est contrôlée par un moteur pas à pas à précision élevée. Avec ces données, nous avons extrait le centre de la tache laser avec différents algorithmes de traitement d'image. Ensuite, nous avons pu évaluer la qualité de l'ajustement de la courbe de triangulation sur les ensembles de points capturés par les deux méthodes. Nous concluons que la fente contourne bel et bien les aberrations optiques et la réflexion interne des objectifs à lentilles, ce qui rend la capture plus précise. De plus, comparée à un objectif à lentilles, la capture par fente demande beaucoup moins de pièces, ce qui diminuera les coûts et simplifierait l'entretien et la calibration.

Mots clés : aberration optique, caméra à sténopé, capteur de distance, capteur de déplacement, capteur, diffraction, laser, lentille, mesure de distance, mesure sans contact, optique à sténopé, optique, triangulation laser, triangulation.

ABSTRACT

This master's thesis presents the various aspects of the laser triangulation sensors : laser beam emission, camera capture, lenses, triangulation principle and image analysis algorithms. This thesis will also discuss the usefulness, advantages and disadvantages of these sensors, as well as current research being carried out to overcome their limitations. This thesis presents a new capture method for laser triangulation sensors that replaces the lens with a slit—effectively making it a pinhole camera—and exploiting diffraction effects. This new method circumvents optical aberrations such as spherical, defocusing, coma, field curvature, and lens distortion, and reduces lens flare to a point where it can be virtually ignored. Moreover, using a slit reduces the number of optical parts and simplifies the modeling of the laser spot to find its center. To test our proposed method, we generated data sets taking pictures with both a lens and a slit on different materials placed on a worm gear with its position controlled by a high precision step motor. With this data, we extracted the center of the laser spot with different image processing algorithms. It was then possible to assess the goodness of fit of the triangulation curve using the sets of points captured by both methods. We show that not only we circumvent the adverse effects of optical aberrations and lens flare, we obtain a more accurate estimation of the actual known distance of the target. Furthermore, compared to lens, slit capture requires fewer parts, which could cut costs and simplify maintenance and calibration.

Keywords : diffraction, displacement sensor, distance measurement, laser triangulation, laser, lens, non-contact measurement, optical aberration, optics, pinhole camera, pinhole optics, range sensor, sensor, triangulation.

TABLE DES MATIÈRES

REMERCIEMENTS	vii
RÉSUMÉ	ix
ABSTRACT	xi
TABLE DES MATIÈRES	xiii
LISTE DES TABLEAUX	xv
TABLE DES FIGURES	xvii
INTRODUCTION GÉNÉRALE	1
CHAPITRE 1 CADRE THÉORIQUE	3
1.1 PRINCIPE DE TRIANGULATION	3
1.2 LASER	5
1.3 LENTILLE ET OBJECTIF À LENTILLES	8
1.3.1 Facteur de flare (<i>lens flare</i>)	9
1.3.2 Pouvoir de résolution	11
1.3.3 Aberrations optiques monochromatiques	12
1.4 CAPTEUR PHOTSENSIBLE	22
1.4.1 Capteur sensible à la position	22
1.4.2 Capteur photographique	24
1.5 MÉTHODES DE DÉTECTION DE POSITION DE LA TACHE LASER	25
1.5.1 Seuillage	25
1.5.2 Sommet d'intensité lumineuse	26
1.5.3 Centroïde	27
1.5.4 Meilleur ajustement de la fonction gaussienne	28
1.6 CONCLUSION	29
CHAPITRE 2 RECHERCHE ACTUELLE	31
2.1 REDONDANCE DE LASERS OU DE CAPTEURS	31
2.2 UTILISATION DE MIROIRS	33
2.3 LASER ULTRAVIOLET	33
2.4 MODIFICATIONS À LA PROJECTION LASER	34

2.5	COMPENSATION DE VARIATIONS OPTO-MÉCANIQUES	34
2.6	AJUSTEMENT DYNAMIQUE DU CHAMP DE VUE	35
2.7	ÉVOLUTION DE LA FORME DU LASER DANS L'ESPACE-TEMPS	35
2.8	TRAITEMENT D'IMAGE	36
2.9	RÉSEAU DE DIFFRACTION À RAIES	36
2.10	CONCLUSION	37
CHAPITRE 3 CAPTURE DE REFLET LASER PAR DIFFRACTION DE FENTE.....		39
3.1	STÉNOPÉ	40
3.2	FENTE.....	44
3.3	CONCLUSION	45
CHAPITRE 4 MÉTHODOLOGIE		47
4.1	TABLE D'EXPÉRIMENTATION	47
4.2	NETTOYAGE DU BRUIT DE FOND DES IMAGES	50
4.3	CALCUL DU CENTRE D'UNE TACHE LASER D'OBJECTIF À LENTILLES	51
4.4	CALCUL DU CENTRE D'UN PATRON DE DIFFRACTION DE FENTE	52
4.5	RÉGRESSION DU MODÈLE DE TRIANGULATION	54
4.6	CONCLUSION	55
CHAPITRE 5 RÉSULTATS		57
5.1	CONCLUSION	67
CONCLUSION GÉNÉRALE		69
ANNEXE I PLAN DE LA TABLE D'EXPÉRIMENTATION		71
ANNEXE II CIRCUIT DE PILOTAGE DE LA TABLE D'EXPÉRIMENTATION		77
RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES.....		79

LISTE DES TABLEAUX

Tableau 1	Comparaison des différents capteurs photosensibles.	24
Tableau 2	Erreurs du modèle pour l'objectif à lentilles.	66
Tableau 3	Erreurs du modèle ligne par ligne pour la fente.	66
Tableau 4	Erreurs du modèle deux dimensions pour la fente.	66

TABLE DES FIGURES

Figure 1	Principe de capture de distance par triangulation.	4
Figure 2	Courbe de triangulation.	5
Figure 3	Profil d'intensité d'une tache laser dans différentes conditions de cible.	7
Figure 4	Visualisation de la loi de Snell.	9
Figure 5	Visualisation de la réflexion interne.	10
Figure 6	Halos causés par la réflexion interne.	10
Figure 7	Illustration du critère de Rayleigh.	12
Figure 8	Illustration simplifiée de la distance focale.	14
Figure 9	Les espaces objet et image.	14
Figure 10	Apparition du cercle de confusion.	15
Figure 11	Loi de Scheimpflug.	16
Figure 12	Visualisation de la caustique de focalisation de l'aberration sphérique.	17
Figure 13	Visualisation du coma.	18
Figure 14	Visualisation de l'astigmatisme.	19
Figure 15	Visualisation de la courbure de champ de Petzval.	20
Figure 16	Exemples de distorsions sur une grille.	21
Figure 17	Capteurs PSD avec quatre électrodes.	23
Figure 18	Réponse d'un capteur saturé.	27
Figure 19	Vision du capteur obstruée par une discontinuité.	31
Figure 20	Vue en tranche du capteur de SELAMI <i>et al.</i>	33
Figure 21	Comparaison de la complexité de fabrication d'un objectif à lentilles avec un objectif à sténopé.	39
Figure 22	Le principe de chambre noire créer une image inversée.	40
Figure 23	Angle de vue d'un objectif à sténopé.	41
Figure 24	Comparaison de la limite de résolution d'optique géométrique avec la limite de diffraction.	42
Figure 25	Patron de diffraction créé par la réflexion du laser.	43

Figure 26	Disque d'Airy comparé avec le patron de diffraction d'une fente.	43
Figure 27	Montage de la table d'expérimentation.	48
Figure 28	Taches lasers capturées par un objectif à lentilles et par une fente.	50
Figure 29	Illustration de la zone où la tache sera isolée et nettoyée.	51
Figure 30	Calcul de centre de tache laser capturée par objectif à lentilles.	52
Figure 31	Calcul du centre du patron de diffraction d'une fente par régression du modèle gaussienne.	53
Figure 32	Calcul du centre du patron de diffraction d'une fente par régression de la fonction gaussienne ligne par ligne.	55
Figure 33	Courbe de triangulation ajustée sur les centres calculés depuis la capture par fente.	57
Figure 34	Prédictions du modèle de triangulation comparées aux distances connues capturées par fente.	58
Figure 35	Exemples d'erreurs de prédiction du modèle pour la capture par objectif à lentilles et pour la capture par fente sur du papier blanc.	59
Figure 36	Comparaison des méthodes de calcul de centre pour les captures par objectif à lentilles.	61
Figure 37	Comparaison des méthodes de calcul de centre ligne par ligne pour les captures par fente.	62
Figure 38	Comparaison des méthodes de calcul de centre par modélisation du patron de diffraction pour les captures par fente.	63
Figure 39	Comparaison de la meilleure méthode de calcul de centre pour les captures par objectif à lentilles et par fente.	64

LISTE DES ALGORITHMES

1.1	Seuillage de l'image.	26
1.2	Sommet d'intensité lumineuse.	27
1.3	Centroïde.	28
4.1	Prétraitement de l'image.	51
4.2	Calcul du centre du patron de diffraction d'une fente ligne par ligne.	54

INTRODUCTION GÉNÉRALE

PROBLÉMATIQUE

Le capteur de distance sans contact est une technologie bien établie et utilisée dans plusieurs industries, telles que la métrologie, la capture industrielle, la robotique et les voitures autonomes. Pour de grandes distances, on utilise généralement des capteurs qui mesurent le temps de vol d'un laser, c'est-à-dire le temps écoulé entre l'émission d'une pulsation laser et la détection de sa réflexion [15, 44, 59, 80]. Ces capteurs furent popularisés avec les satellites artificiels [39] et peuvent maintenant se retrouver à bord d'avions pour des expéditions où le terrain est difficilement praticable, comme lorsque la végétation est dense [112]. Leur précision est généralement de l'ordre du centimètre [111] ce qui demande quand même une précision temporelle en dessous de la nanoseconde, la lumière se déplaçant de 29.9792458 cm durant ce laps de temps. Cependant, il est possible de bonifier ces capteurs avec certaines techniques, comme la détection de déphasage, pour atteindre une précision aussi petite que 25 μm [14], ce qui demande plus de matériel sophistiqué pour un prix de manufacture probablement plus élevé.

Lorsque les distances sont de l'ordre du centimètre, on utilise plutôt des capteurs de distance à triangulation laser afin d'obtenir une plus grande précision, dans l'ordre du micromètre [14]. Ces capteurs ont plusieurs avantages : ils permettent de mesurer les distances sans contact physique de façon précise et rapide pour une large gamme de matériaux. En choisissant avec soin la longueur d'onde du laser, il est même possible de mesurer des surfaces rougeoyantes par la chaleur, ce qui est particulièrement pratique pour des chaînes de montage. Les meilleurs matériaux — dit coopératifs — sont opaques, lisses et ont une réflexion diffuse, mais les capteurs peuvent quand même, dans une certaine mesure, mesurer des matériaux non coopératifs, c'est-à-dire, transparents, réfléchissants ou rugueux.

Le principe de base n'a fondamentalement que peu changé depuis le brevet initial déposé en 1972 [113], si ce n'est de l'amélioration des lasers, de la qualité des capteurs photosensibles, et de la vitesse de calcul des ordinateurs [7, 24]. Avec l'industrie qui demande toujours plus de

précision, certains chercheurs se penchent sur de nouvelles façons de réinventer ce capteur, que ce soit matérielles ou logicielles, surtout depuis que la puissance de calcul permet de nouveaux algorithmes et modèles plus sophistiqués. Nous résumerons quelques exemples notables dans le chapitre 2.

OBJECTIFS

Ces capteurs fonctionnent communément avec l'analyse d'images prises depuis un capteur muni d'un objectif à lentilles, ce qui amène certains défis dans la conception, la calibration et l'analyse d'image. Dans ce mémoire, nous proposons une nouvelle méthode de capture d'image qui remplace l'utilisation d'un objectif à lentilles par celle d'une fente, exploitant ainsi des phénomènes de diffraction. Cette méthode qui s'inspire du sténopé permettrait potentiellement d'améliorer la résolution et la portée des capteurs à triangulation laser en contournant les aberrations optiques sphériques, de défocalisation, de coma, de courbure de champ et de distorsion des lentilles. De plus, cela permettrait aussi de diminuer la réflexion interne au point de pouvoir la négliger.

MÉTHODOLOGIE

Pour tester cette hypothèse, nous avons conçu une table d'expérimentation. Cette table consiste en un chariot sur lequel furent déposées différentes cibles, le tout monté sur une vis sans fin contrôlée par un moteur pas à pas. Grâce à ce montage, il fut possible de prendre plusieurs mesures à partir d'un capteur traditionnel à lentilles et d'un capteur expérimental et ainsi comparer la précision et l'exactitude sur différentes distances. Nous concluons ce mémoire avec une discussion des découvertes issues de ces expériences.

CHAPITRE 1

CADRE THÉORIQUE

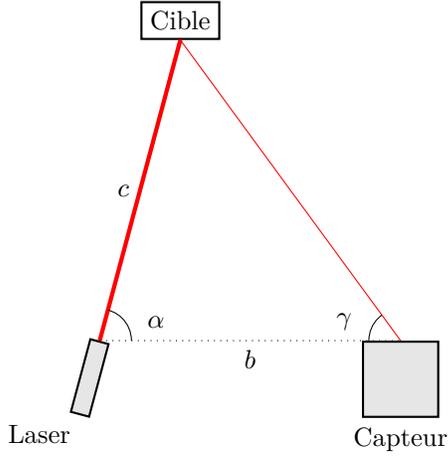
Les capteurs à triangulation laser sont utilisés pour mesurer sans contact la distance d'une cible par rapport au capteur lui-même et sont typiquement composés d'un laser, d'un capteur photosensible, et d'un ordinateur qui interprète les données pour les transformer en distance [10, 11, 17, 25, 32, 62, 69, 79, 114]. Dans ce chapitre, nous détaillerons les principes du capteur, chacun de ses composants et comment interpréter les données brutes. De plus, nous en profiterons pour discuter des enjeux et des désavantages potentiels qui accompagnent ce genre de capteur.

1.1 PRINCIPE DE TRIANGULATION

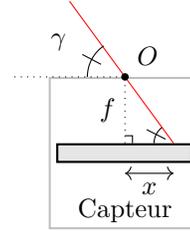
Ces capteurs sont basés sur le principe de triangulation. Pour ce faire, un faisceau laser et un capteur photosensible sont placés en angle l'un de l'autre. L'axe optique du capteur photosensible et le faisceau laser sont dans un même plan et l'axe horizontal du capteur photosensible est parallèle à ce plan. Ainsi la capture de l'image de la tache laser est toujours centrée verticalement sur le capteur photosensible et ne bouge qu'horizontalement lors du déplacement de la cible. Ensuite, le faisceau laser est pointé sur une cible. Si celle-ci est dans le champ de vue du capteur photosensible, grâce à la géométrie du système, il est possible de déduire la distance de la cible par rapport à une base entre le faisceau laser et le capteur photosensible, tel qu'illustré à la figure 1.

L'angle α entre le laser et l'axe principal du capteur, ainsi que la distance b entre ceux-ci sont fixes. Plus α est aigu, plus le déplacement de la cible sur le capteur photosensible sera prononcé et facile à détecter, mais la distance maximale de capture sera réduite, à moins de compenser en élargissant le capteur pour obtenir un plus grand espacement b . L'angle γ de la cible par rapport au capteur varie selon la position de la cible. Ainsi, grâce à la loi des sinus, il est possible de trouver c avec la relation

$$c = \frac{b \sin(\gamma)}{\sin(\alpha + \gamma)}. \quad (1.1)$$



(a) Géométrie du laser, du capteur et de la cible.



(b) Géométrie du capteur.

FIGURE 1. Principe de capture de distance par triangulation.

En observant la figure 1 (b), on déduit que l'angle γ peut être calculé avec la géométrie du capteur. À noter que cette figure réduit l'objectif à lentilles à seul son centre optique O , ce qui permet de faire abstraction des phénomènes optiques pour plutôt se concentrer sur la géométrie du problème. Cette simplification s'appelle le modèle de caméra à sténopé idéal. La distance entre le capteur et le centre optique O est notée f et la distance du centre de la projection de la tache laser depuis le centre du capteur est notée x . Ainsi,

$$\gamma = \arctan (f/x) . \quad (1.2)$$

Nous remarquons que x est implicitement en mètres, tout comme la géométrie du capteur, alors que le capteur lui-même serait plutôt en pixels. Pour faire une description complète, il faudrait faire une conversion depuis la densité de pixels du capteur, mais pour alléger les équations géométriques, continuons de supposer x dans les mêmes unités que la géométrie du capteur.

Finalement, si on combine les équations (1.1) et (1.2), on obtient la relation entre la position de la tache laser sur le capteur et le déplacement de la cible sur l'axe du laser par rapport à la base du système, qui est donnée par

$$c = \frac{b \sin (\arctan (f/x))}{\sin (\alpha + \arctan (f/x))} . \quad (1.3)$$

Cette équation correspond à la courbe présentée à la figure 2. Cette courbe possède une asymptote verticale et horizontale qui vient du fait que c est inversement proportionnel à x . En pratique, ces asymptotes seront généralement en dehors du champ de vision du capteur et

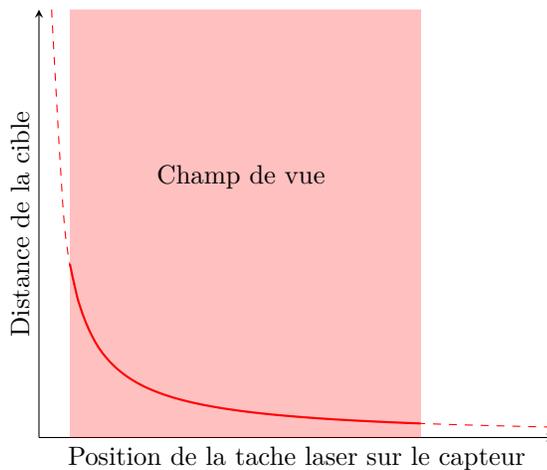


FIGURE 2. Courbe de triangulation.

peuvent donc être ignorées sans problème. Aussi, comme la relation n'est pas linéaire, plus la cible s'éloigne, plus le déplacement de la tache sur le capteur devient difficile à percevoir.

Jusqu'à présent, à des fins de simplification d'explications, nous avons supposé que le système est coplanaire, et que les équations sont demeurées en deux dimensions. Techniquement, la triangulation peut aussi être faite et décrite en trois dimensions, quoique ce ne semble pas très commun, si on en croit la littérature.

1.2 LASER

Le premier laser fut fabriqué en 1960 par MAIMAN [77]. C'est une pièce maîtresse dans le capteur à triangulation laser. Bien que les capteurs à triangulation puissent techniquement fonctionner avec de la lumière diffuse, le laser offre certains avantages. D'abord, puisque la lumière est monochromatique, il est possible d'utiliser un filtre passe-bande devant l'objectif du capteur pour filtrer toute lumière autre que celle provenant du laser. De plus, le faisceau du laser est mince, donc sa tache est petite et très lumineuse, ce qui contraste avec la lumière ambiante sans difficulté. Plus la taille de la tache laser est petite, meilleure est la résolution du capteur à triangulation laser. En effet, une tache laser sur une surface où la texture est plus fine que la grosseur de la tache ne permettra qu'une estimation de distance avec une erreur qui se situe, dans le meilleur des cas, entre le point le plus élevé et le plus bas de cette surface, donc proportionnelle à la rugosité. Malheureusement, une tache laser ne peut pas être arbitrairement convergée par une lentille sans se frapper à la limitation de diffraction.

La tache projetée par un laser convergé par lentilles avec une ouverture circulaire formera un patron de diffraction du disque d'Airy [3]. Son intensité lumineuse I en fonction de l'angle d'observation par rapport à l'ouverture θ peut être décrite grâce l'estimation de Fraunhofer [32, 97, 106] :

$$I(\theta) = I_0 \left(\frac{2J_1(ka \sin \theta)}{ka \sin \theta} \right)^2, \quad (1.4)$$

où $k = \pi/\lambda$, λ étant la longueur d'onde du laser, a le diamètre d'ouverture, I_0 l'intensité lumineuse au centre du disque et J_1 la fonction de Bessel du premier ordre. En pratique, l'intensité lumineuse d'un faisceau laser peut être modélisée comme un faisceau gaussien, comme le suggèrent certains auteurs [32, 79, 97, 106]. L'intensité lumineuse I du faisceau évolue alors selon l'équation suivante :

$$I(x, y, z) = I_0 \left(\frac{w_0}{w(z)} \right)^2 \exp \left(-2 \left(\frac{\sqrt{x^2 + y^2}}{w(z)} \right)^2 \right), \quad (1.5)$$

avec I_0 étant l'intensité initiale au centre du faisceau. Le rayon w du faisceau, quant à lui, évolue avec la position z de la propagation du faisceau selon cette équation hyperbolique :

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_r} \right)^2}, \quad (1.6)$$

avec la longueur de Rayleigh z_r donnée par

$$z_r = \frac{\pi}{\lambda} w_0^2 \quad (1.7)$$

et w_0 , le plus petit rayon du faisceau laser défini par

$$w_0 = \frac{2f\lambda}{D\pi}, \quad (1.8)$$

qui dépend de la longueur focale f , de la longueur d'onde du laser λ et du diamètre D du faisceau à sa sortie de la lentille. L'origine de l'équation (1.6) est w_0 , puisque $w(0) = w_0$, ce qui représente le foyer de la lentille, aussi appelé taille. C'est à cet endroit où il est le plus avantageux de mesurer la distance d'une cible, puisque c'est à cet endroit que le laser est le plus concentré.

La deuxième partie de l'équation (1.5) décrit le profil gaussien de l'intensité lumineuse d'une tranche du faisceau :

$$\exp \left(-2 \left(\frac{\sqrt{x^2 + y^2}}{w(z)} \right)^2 \right). \quad (1.9)$$

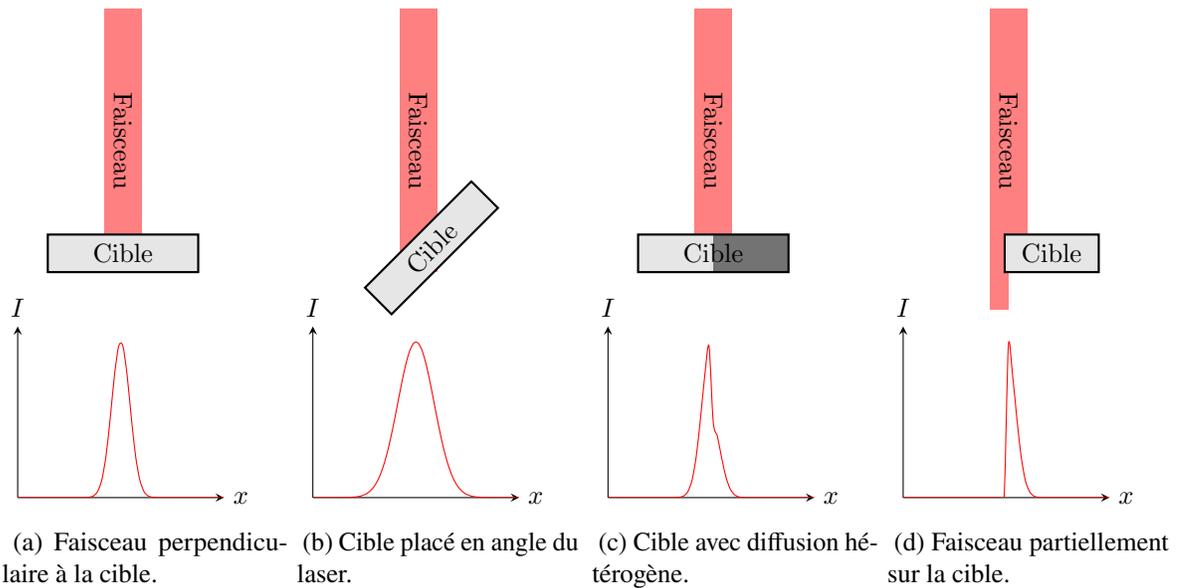


FIGURE 3. Profil d'intensité d'une tache laser dans différentes conditions de cible.

Si on pose l'égalité de rayon $\sqrt{x^2 + y^2} = w(z)$, l'intensité lumineuse au rayon diminue d'un facteur de $1/e^2 \approx 13.5\%$. La distance entre ces points où l'intensité lumineuse est d'environ 13.5% se nomme justement $1/e^2$ et est une mesure commune de diamètre de faisceau laser. Cette mesure peut être utile pour décrire et analyser un faisceau laser, comme nous le verrons plus tard.

On peut voir le cas idéal de réflexion sur une cible à la figure 3 (a). Par contre, le profil d'intensité peut être influencé lorsque la cible est imparfaite, comme le montrent les autres exemples de la figure 3. Ces déformations peuvent potentiellement introduire une erreur lors de la mesure de distance. Par exemple, le centroïde de l'intensité lumineuse de la figure 3 (c) sera certainement dévié. Généralement, une tache plus petite réduira aussi cette erreur, mais il est possible de compenser avec des analyses d'image plus sophistiquées, dont certaines seront présentées à la section 1.5. De plus, quelques solutions novatrices proposées par certains chercheurs sont discutées dans le chapitre 2.

Typiquement, les capteurs à triangulation utilisent des lasers rouges, sauf dans certaines applications plus spécialisées. D'abord, cette couleur de laser est commune et donc facile à obtenir et à moindre coût. Aussi, le laser rouge est dans le spectre de la lumière visible et il est donc plus simple pour un opérateur humain de calibrer, maintenir et dépanner le capteur.

D’ailleurs, les lasers rouges de 1 mW et moins (classe I et classe II) stimulent le réflexe de clignement des yeux avant qu’une blessure ne puisse survenir [89].

Par contre, les sources lumineuses — incluant les lasers — ne sont pas exemptes de défauts. Par exemple, DONGES et NOLL notent que la propagation de la lumière peut être influencée par l’atmosphère. Cet effet peut être particulièrement prononcé dans l’air entourant une cible brûlante, comme du métal rougi [32].

Le « bruit » de chatoiement est un phénomène spécifique aux lasers qui vient du fait que les surfaces sont toujours plus ou moins rugueuses d’un point de vue microscopique. Ainsi, lorsqu’un faisceau laser est réfléchi par une surface rugueuse, les photons cessent d’être en phase et interfèrent entre eux. L’observation du faisceau montrera alors une tache qui n’est pas homogène [4, 8, 9, 47]. En 1994, DORSCH *et al.* affirment même que le chatoiement représente la limite fondamentale des capteurs utilisant des lasers [33]. En pratique, le chatoiement est traité comme du bruit de signal, même si ce n’en est pas : le chatoiement dépend directement de la texture de la surface sur laquelle le laser est réfléchi. Il est même possible de faire de la métrologie de chatoiement [32]. Malgré cet inconvénient, le laser reste quand même avantageux à utiliser par rapport aux sources de lumières non cohérentes, entre autres parce que l’intensité lumineuse est concentrée en un point de petite taille.

1.3 LENTILLE ET OBJECTIF À LENTILLES

Les explications d’optique géométrique de cette section sont tirées d’ouvrages traitants d’optique. Afin d’alléger le texte, ils ne seront cités qu’une seule fois ici [16, 43, 49, 55, 83, 84, 108, 109].

Les lentilles sont des pièces optiques qui permettent de focaliser des faisceaux de lumière qui les traversent. Dans le cadre de la triangulation au laser, elles participent à la capture de la tache laser. Elles fonctionnent grâce au principe de réfraction, illustré dans la figure 4 et régies par la loi de Snell :

$$\frac{\sin \theta_1}{\sin \theta_2} = \frac{n_2}{n_1}, \quad (1.10)$$

où n_1 et n_2 correspondent aux indices de réfraction de la surface du changement de milieu, et où θ_1 et θ_2 sont les angles d’incidence des faisceaux par rapport à la normale de la surface au point de contact. Les lentilles sont généralement faites de verre ou de plastique. Leurs utilités sont multiples, que ce soit pour des lunettes de vue, des appareils photo, en passant

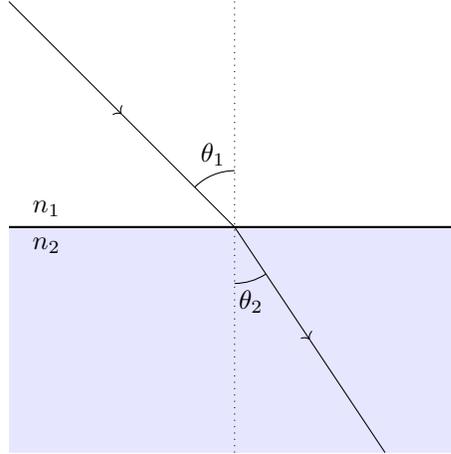


FIGURE 4. Visualisation de la loi de Snell.

par les microscopes, jusqu'aux télescopes. Pour les appareils plus complexes, on utilise plutôt un objectif à lentilles, qui consiste en une succession de lentilles, généralement parallèles et alignées par leur centre, l'axe optique. Cet arrangement permet de créer des effets optiques, ou d'en corriger, dans une certaine mesure. Nous discuterons de quelques exemples dans les prochaines sections.

1.3.1 Facteur de flare (*lens flare*)

Le facteur de flare est dû à une diffusion parasite de la lumière et aux réflexions internes dans l'objectif. Cela provient entre autres du fait que, si on réorganise la loi de Snell pour donner l'équation (1.11), on remarque que la solution ne peut exister que si le terme de arcsin se situe dans le domaine $[-1, +1]$:

$$\theta_2 = \arcsin\left(\frac{n_1}{n_2} \sin \theta_1\right). \quad (1.11)$$

Autrement, il y aura une réflexion totale interne, plutôt que partielle, tel qu'illustrée par la figure 5. Seulement si $n_1 > n_2$, peut-il y avoir une réflexion totale interne. De plus, si on pose comme limite

$$\frac{n_1}{n_2} \sin \theta_1 = 1,$$

on peut alors déduire l'angle critique de réfraction avant que ne survienne la réflexion interne totale

$$\theta_c = \arcsin\left(\frac{n_2}{n_1}\right).$$

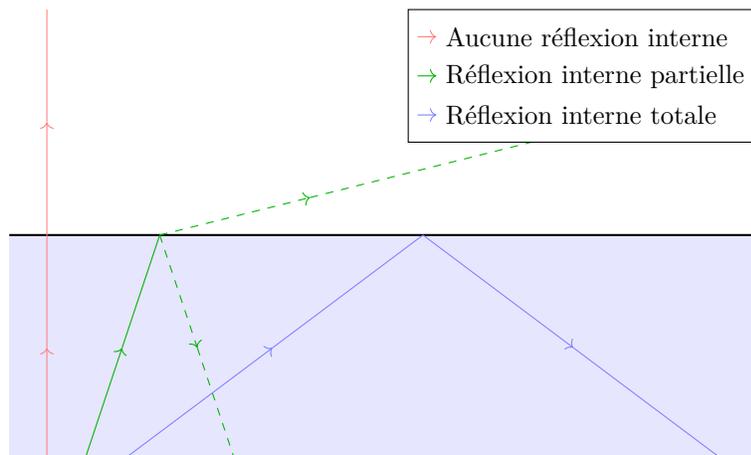


FIGURE 5. Visualisation de la réflexion interne.

Ainsi, plus il y a de pièces optiques dans l'objectif (incluant, mais sans se limiter aux lentilles et aux filtres), plus l'ouverture est grande, plus il y a d'objets lumineux dans le cadre, plus l'effet sera amplifié. Le flare se manifeste par une ligne de halos lumineux pouvant avoir la forme du diaphragme traversant l'image, comme on peut le voir dans la figure 6. Il est possible de réduire l'effet avec des filtres spéciaux, ou avec un traitement antireflet sur les lentilles. Pour ce qui est des capteurs à triangulation laser, le laser peut facilement être une cause de facteur de flare qui entraînera une diffusion parasite de la lumière qui pourra venir complexifier ou fausser l'analyse d'image.

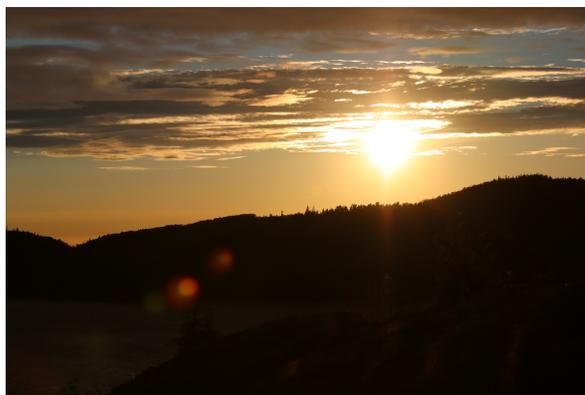


FIGURE 6. Des halos causés par la réflexion interne sont visibles en bas à gauche. *Photo : gracieuseté de Steven Pigeon.*

1.3.2 Pouvoir de résolution

Le pouvoir de résolution d'un système optique est sa capacité à distinguer les détails. Pour les systèmes utilisant le principe de chambre noire, tels que les systèmes à lentilles, ou les *camerae obscurae*, la limite théorique vient de la lumière elle-même. La lumière étant aussi de nature ondulatoire, si on observe une source unique au travers d'un objectif, ou d'un sténopé, elle formera un patron de diffraction sur le capteur en forme du disque d'Airy, comme on l'observe à la figure 7 (a). Ainsi, les images de ces systèmes sont une superposition de disques d'Airy. Donc, même si le système est exempt de toute autre aberration, il sera ultimement limité par la diffraction, qui dépend de la longueur d'onde de la lumière observée. Cette affirmation reste vraie que ce soit un système à lentille ou à sténopé.

Le pouvoir de résolution s'exprime avec l'angle minimal depuis l'objectif où il est encore possible de distinguer deux points de façon distincte. Pour calculer cette valeur, imaginons une source de lumière ponctuelle vue par le système produisant un disque d'Airy sur le capteur. Maintenant, imaginons une deuxième source ponctuelle se rapprochant de la première. À quel moment les sources deviennent-elles indistinguables ? La réponse à cette question sera différente selon le contexte de capture. Le critère le plus utilisé est celui Rayleigh [16, 95, 133], où, lorsque le sommet d'un disque d'Airy recouvre le premier minimum d'un second, ils sont considérés comme indiscernables (ce concept est illustré aux figures 7). L'approximation de la valeur du critère correspond donc essentiellement au premier zéro d'un disque d'Airy et est donnée ici par l'angle θ entre les deux disques d'Airy par rapport à l'ouverture pour une longueur d'onde λ et un diamètre d'ouverture d'objectif a :

$$\sin \theta \approx 1.22 \frac{\lambda}{a} . \quad (1.12)$$

Puisque l'angle est très petit, on peut aussi considérer que $\sin \theta \approx \theta$. On trouve alors

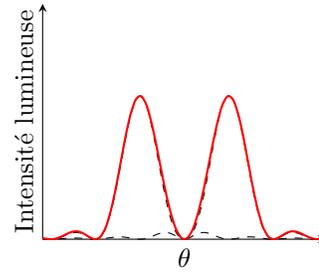
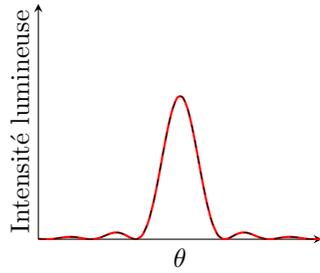
$$\theta \approx 1.22 \frac{\lambda}{a} . \quad (1.13)$$

Finalement, on peut aussi exprimer cette relation en résolution spatiale plutôt qu'angulaire en ajoutant la longueur focale :

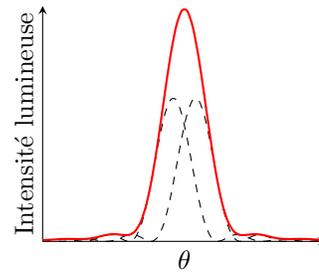
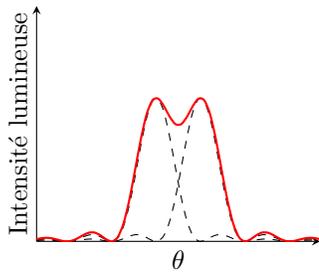
$$\Delta l \approx 1.22 \frac{f \lambda}{a} , \quad (1.14)$$

où Δl est le rayon du disque d'Airy.

En fin de compte, ces critères sont quelque peu arbitraires, bien qu'en pratique, ils servent tout de même d'excellent point de départ. C'est pourquoi il en existe aussi d'autres



(a) Tranche d'un disque d'Airy d'une source unique. (b) Patrons de diffraction discernables selon Rayleigh.



(c) Patrons de diffraction au critère de Rayleigh. (d) Patrons de diffraction indiscernables selon Rayleigh.

FIGURE 7. Illustration du critère de Rayleigh. Les courbes pointillées représentent les sources de lumière et les courbes rouges la somme de ces sources observées.

plus spécialisés pour différents contextes : microscope, télescope, appareil photographique, lumière cohérente, lumière visible, rayons X, etc.

1.3.3 Aberrations optiques monochromatiques

Les lentilles et objectifs à lentilles sont actuellement beaucoup plus utilisés que les sténopés, ces derniers n'étant réduits qu'à des applications spécifiques. En effet, le défaut principal du sténopé — une image considérablement plus assombrie — est assez important pour le disqualifier de beaucoup d'applications. Ce n'est pas pour rien que la nature sélectionne naturellement la lentille pour les yeux de beaucoup d'espèces.

Cela dit, la lentille est loin d'être exempte de défauts et il faut les garder en tête lorsqu'on conçoit un système optique. Les aberrations optiques en sont des exemples notables. Pour la discussion, nous utiliserons le contexte de la géométrie optique, un modèle simplifié où la lumière est modélisée par des rayons. Nous détaillerons les aberrations qui peuvent affecter les capteurs de triangulation laser, en ignorant les aberrations optiques chromatiques, puisqu'elles n'entrent pas en jeu pour un laser monochromatique.

Pour une description simplifiée du fonctionnement d'une lentille, nous utiliserons l'approximation de Gauss. Elle demande que l'angle d'incidence des rayons entrant dans la lentille soit proche de zéro et que ces mêmes rayons soient près de l'axe optique. Cette approximation donne un résultat acceptable en pratique et simplifie les équations, car elle n'utilise que le premier degré de la série de Taylor :

$$\cos \theta \approx 1, \quad \sin \theta \approx \theta, \quad \tan \theta \approx \theta. \quad (1.15)$$

Par contre, la loi de Snell utilisant un sinus exact, ces approximations sont souvent insuffisantes pour décrire précisément un système optique et ses aberrations optiques. Les six aberrations décrites dans les sections suivantes sont parfois aussi appelées aberrations géométriques, aberrations de Seidel [102] ou aberrations du troisième ordre. Elles portent ce nom car elles se manifestent dès lorsqu'on utilise le troisième degré de la série de Taylor :

$$\cos \theta \approx 1 - \frac{\theta^2}{2!}, \quad \sin \theta \approx \theta - \frac{\theta^3}{3!}, \quad \tan \theta \approx \theta + \frac{\theta^3}{3!}. \quad (1.16)$$

1.3.3.1 Défocalisation

Une lentille ne peut capturer une image parfaitement nette que sur un seul plan image qui se situe à une distance qui dépend de la distance focale de la lentille. Un objet ne se trouvant pas sur le plan de mise au point correspondant sera alors défocalisé. Puisqu'il suffit de déplacer la lentille, l'objet, ou le capteur pour corriger ce problème, la défocalisation est rarement considérée comme une aberration, même si elle en est une. Le mot « plan » étant une simplification, le plan de mise au point et le plan image étant rarement réellement plats, ce qui est la source de certaines aberrations optiques.

La distance focale est définie comme la distance entre le centre de la lentille et le foyer objet F , où tous les rayons parallèles à l'axe principal convergent après avoir traversé la lentille. La distance focale f peut être déterminée en utilisant la « formule des opticiens » :

$$\frac{1}{f} = (n - 1) \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} + \frac{(n - 1)t}{nR_1R_2} \right), \quad (1.17)$$

où n est l'indice de réfraction de la lentille (considérant que la lentille est dans l'air avec un indice de réfraction proche de 1), R_1 le rayon de courbure de la lentille du côté de l'objet, R_2 le rayon de courbure du côté de l'image, et t l'épaisseur de la lentille. La convention de signe

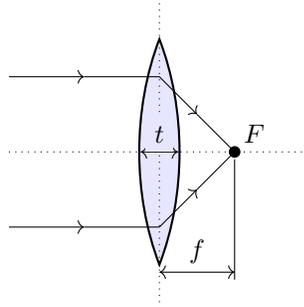


FIGURE 8. Illustration simplifiée de la distance focale.

ici est qu'un rayon de courbure positif correspond à une courbure convexe et un rayon négatif correspond à une courbure concave. Si la lentille est assez mince pour que t puisse être négligé, on obtient l'équation de la lentille mince, tel qu'illustrée dans la figure 8 :

$$\frac{1}{f} \approx (n - 1) \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right). \quad (1.18)$$

Grâce à la distance focale, il est possible de déterminer la distance S_1 du plan de mise au point où doit se trouver un objet pour créer une image nette sur le plan image à une distance S_2 de la lentille, comme on peut le voir dans la figure 9 :

$$\frac{1}{S_1} + \frac{1}{S_2} = \frac{1}{f}, \quad (1.19)$$

où f et S_2 sont souvent ajustables dans le mécanisme d'agrandissement dans un objectif à lentilles. Il peut être pratique de réorganiser l'équation (1.19) pour connaître la distance au plan de mise au point en fonction de f et de la distance S_2 où se trouve le capteur par rapport à la lentille :

$$S_1 = \frac{f S_2}{S_2 - f}. \quad (1.20)$$

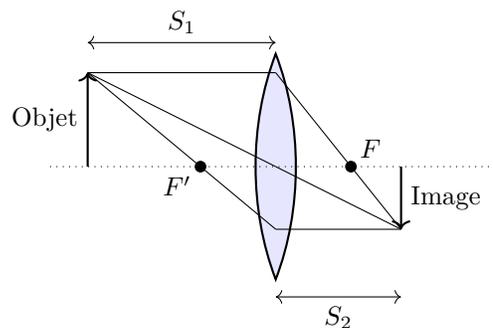


FIGURE 9. Les espaces objet et image.

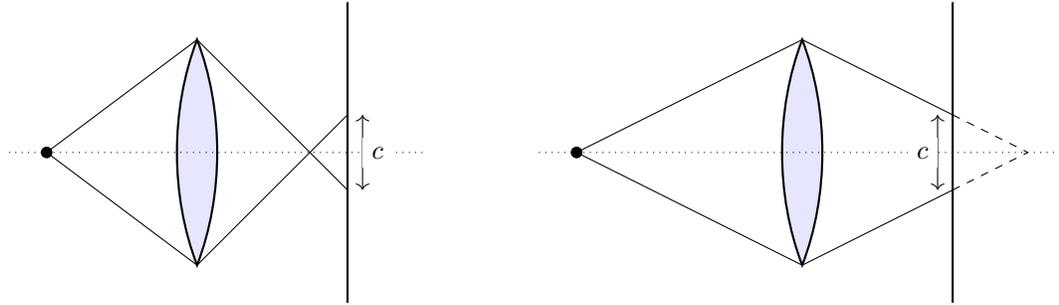


FIGURE 10. Le cercle de confusion apparaît si un point est trop près, ou trop loin.

De plus, il est possible de déterminer à quel point une image sera agrandie grâce au facteur d'agrandissement

$$M = -\frac{S_2}{S_1} = \frac{f}{f - S_1}, \quad (1.21)$$

la convention ici étant que pour une image réelle, un agrandissement négatif indique une image renversée de haut en bas et un agrandissement plus petit que 1 indique un rapetissement.

Comme expliqué plus haut, une source ponctuelle de lumière ne produira qu'un point sur le plan image d'une lentille, si on oublie la diffraction un instant. Lorsque le capteur s'éloigne du plan image, le rendu du point deviendra progressivement un disque avec un diamètre c de plus en plus grand et flou, proportionnellement au facteur d'agrandissement [50, 51], appelé cercle de confusion, illustré à la figure 10 :

$$c = D \frac{|S_2 - S_1|}{S_2} \frac{f}{f - S_1}, \quad (1.22)$$

avec D représentant le diamètre de l'ouverture de l'objectif.

Dans le cadre de la triangulation laser, souvent sur des distances de l'ordre de grandeur de centimètres, une image défocalisée pourrait amener une imprécision modeste. Heureusement, il y a une façon particulièrement adaptée aux capteurs de triangulation laser de réduire l'effet de la défocalisation : le principe de Scheimpflug. Ce principe fut initialement breveté par SCHEIMPFLUG [101], qui en attribue l'idée originale à CARPENTIER [22], mais qu'il dérive plus formellement grâce aux formules de lentilles minces de Gauss. Le principe de Scheimpflug stipule que si les plans du capteur et de l'objectif ne sont pas parallèles, le plan de mise au point passe par l'intersection de ces deux plans, tel qu'illustré à la figure 11. Cet effet est réalisé grâce à des objectifs à bascule et décentrement (*tilt-shift* en anglais) [51]. En photographie, cela permet des effets intéressants et peut aussi aider à mettre des sujets inclinés au point,

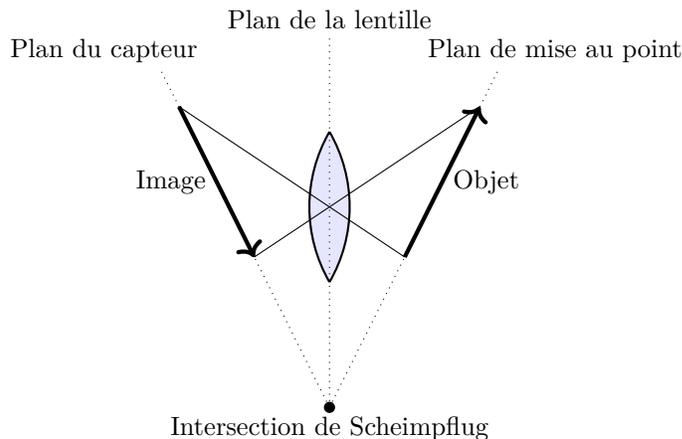


FIGURE 11. Loi de Scheimpflug.

ce qui peut se montrer pratique, par exemple pour la photographie architecturale. Dans le cas du capteur à triangulation au laser, cela permet de faire pivoter le plan de mise au point directement sur la trajectoire du laser, assurant ainsi en théorie que la tache du laser capturée soit toujours nette [100].

Cependant, les objectifs tout usage n'offrent pas la possibilité de modifier l'angle des lentilles ou du capteur, ce qui force à recourir à du matériel plus spécialisé, ou sur mesure. De plus, SCHEIMPFLUG fait une description mathématique en supposant un modèle sténopé dit idéal. MIKS *et al.* montrent que même si le principe de Scheimpflug améliore la netteté, il est tout de même soumis aux autres aberrations optiques qui accompagnent typiquement les systèmes à lentilles [82].

1.3.3.2 Aberration sphérique

Les aberrations sphériques sont communément produites par des lentilles sphériques, d'où leur nom. Bien qu'elles soient plus faciles à polir, les lentilles sphériques ne sont pas des lentilles idéales. L'aberration se manifeste par une image moins nette et déformée plus on s'éloigne du centre, ce qui pourrait venir réduire la portée d'un capteur à triangulation laser. Cet effet est particulièrement prononcé pour les objectifs à grande ouverture. L'aberration se produit lorsque des rayons parallèles traversant une lentille ne se rejoignent pas en un seul point au foyer. Lorsque cela arrive, plutôt qu'un foyer, on observe une caustique de focalisation, illustrée à la figure 12. Il est possible de corriger cela avec un aplanat : soit une combinaison de

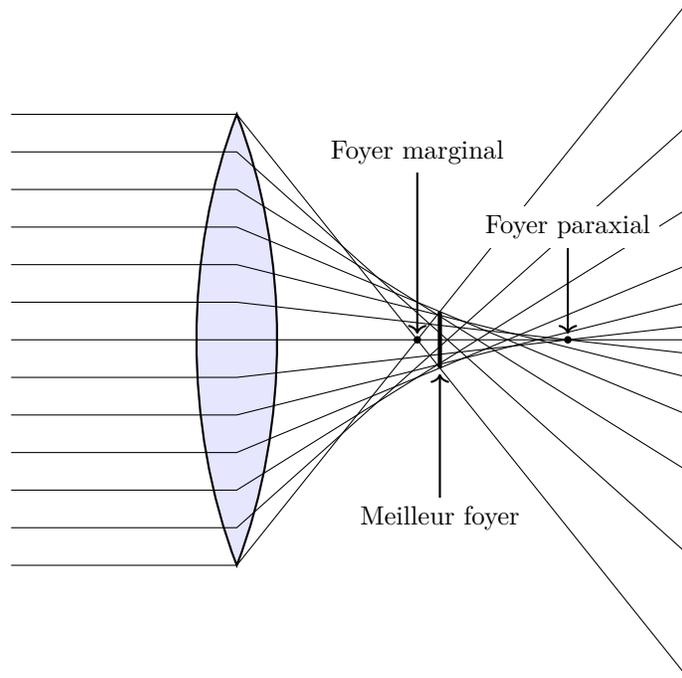


FIGURE 12. Visualisation de la caustique de focalisation de l'aberration sphérique.

lentilles concaves et convexes, ou une lentille non sphérique conçue pour corriger les aberrations sphériques (quoique cette dernière soit plus difficile à manufacturer et donc probablement plus chère). Dernièrement, en 2018, GONZÁLEZ-ACUÑA et CHAPARRO-ROMO trouvèrent une formule générale permettant de calculer la forme de la surface d'une lentille qui supprime les aberrations sphériques, quelle que soit la forme de la surface opposée de la lentille [46].

La caustique est souvent décrite par trois foyers. Le foyer de l'approximation de Gauss prend le nom de foyer paraxial. Les rayons qui passent par les bords de la lentille se croisent au foyer marginal. Finalement, le meilleur foyer correspond à l'endroit où la caustique est la moins diffuse et où le cercle de confusion est à son plus petit. De façon pragmatique, ce dernier est le plus utile pour déterminer le plan image. Grâce à la notation de Coddington [107], on peut définir l'aberration sphérique longitudinale, ou *longitudinal spherical aberration* (LSA) en anglais, c'est-à-dire la distance entre le foyer marginal et paraxial :

$$\text{LSA} = \frac{1}{8n(n-1)} \cdot \frac{D^2 S_2^2}{f^3} \left(\frac{n+2}{n-1} s^2 + 2(2n+2)sp + (3n+2)(n-1)^2 p^2 + \frac{n^3}{n-1} \right), \quad (1.23)$$

où D est le rayon de l'ouverture ou de la lentille, et où :

$$s = \frac{R_2 + R_1}{R_2 - R_1}, \quad p = \frac{S_2 + S_1}{S_2 - S_1}. \quad (1.24)$$

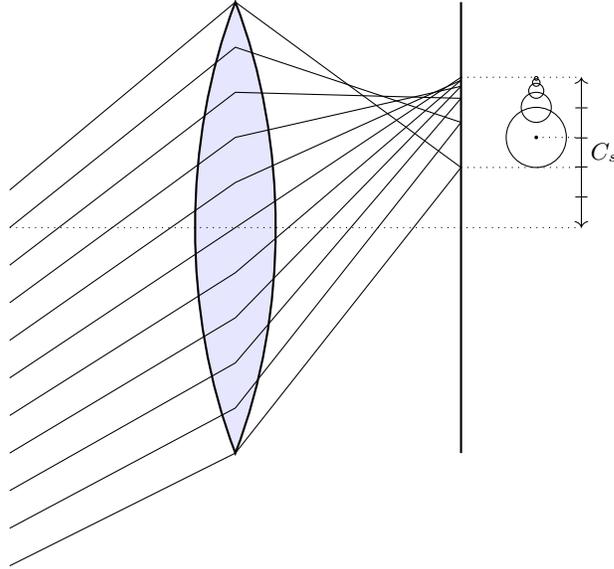


FIGURE 13. Visualisation du coma.

On peut alors obtenir l'aberration sphérique transversale, ou *transverse spherical aberration* (TSA) en anglais, avec l'équation suivante [107] :

$$\text{TSA} = \frac{D}{S_2} \text{LSA}, \quad (1.25)$$

ce qui correspond au diamètre du meilleur foyer.

1.3.3.3 Coma

Le coma se manifeste sur une source ponctuelle de lumière en lui donnant une « queue de comète » dirigée vers le centre optique de la lentille, d'où son nom. Cette aberration vient déformer la tache laser lorsqu'elle s'éloigne du centre de la lentille, ce qui peut fausser l'analyse d'image. L'aberration s'explique par le fait que des rayons parallèles entrant en angle dans l'objectif ne se rencontrent pas au même foyer, en fonction de leur distance par rapport à l'axe optique. Ce phénomène est illustré à la figure 13, mais il faut considérer une infinité de rayons pour imaginer la forme réelle de l'aberration, qui n'est pas réellement une succession de disques. On peut calculer le rayon du plus grand « disque » grâce à l'équation suivante :

$$C_s = \frac{r^2}{f^2} \tan \theta \left(\frac{3(n+1)}{4n(n-1)} s + \frac{3(2n+1)}{4n} \pi \right), \quad (1.26)$$

où $r = D/2$ est le rayon d'ouverture de la lentille, θ l'angle des rayons par rapport à l'axe optique, f la distance focale, n l'indice de réfraction de la lentille et s tel que définis dans l'équation 1.24.

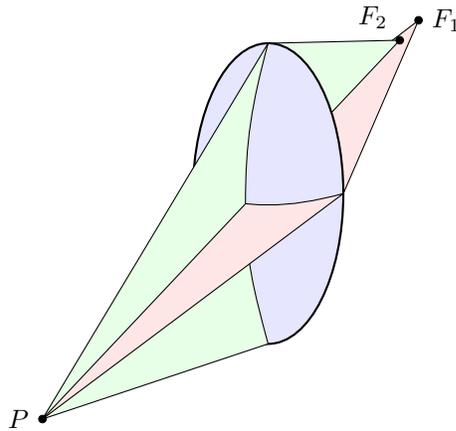


FIGURE 14. Visualisation de l'astigmatisme : le point P a F_1 comme foyer horizontal et F_2 comme foyer vertical.

Le centre de ce disque sur le plan image se trouve à $2C_s$ du rayon de lumière traversant le centre de la lentille, donnant ainsi une longueur de $3C_s$ à la queue. Puisque l'aberration dépend du rayon de la lentille, les objectifs grand angle y sont particulièrement susceptibles. Cette aberration peut aussi être corrigée grâce à un aplanat.

1.3.3.4 Astigmatisme

L'astigmatisme se produit quand deux plans de lumière perpendiculaires n'ont pas le même foyer, tel qu'illustré à la figure 14. Lorsque cela arrive, le cercle acceptable de confusion se trouve quelque part entre les deux foyers. À moins d'être intentionnelle, par exemple, avec une lentille cylindrique, cette aberration est causée par un défaut de fabrication et est « simplement » évitée avec une manufacture de qualité pour obtenir un système symétrique.

1.3.3.5 Courbure de champ

Même si une lentille était exempte de toutes les aberrations mentionnées jusqu'à présent, elle serait tout de même sujette à la courbure de champ de Petzval [90]. Celle-ci décrit un plan image qui n'est pas plat, mais courbé, tel qu'illustré à la figure 15. Ainsi, l'image d'un objet plat ne pourra être au point qu'en son centre, ou inversement dans les coins du capteur, mais sera floue sinon. Autrement dit, il y aura toujours une partie de l'image qui sera floue, ce qui peut nuire à la précision d'un capteur de triangulation laser. La courbure du champ peut

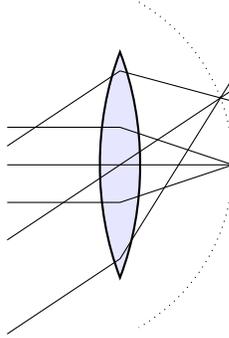


FIGURE 15. Visualisation de la courbure de champ de Petzval.

être décrite par la somme de Petzval, où i indice les surfaces des lentilles, k est le nombre de lentilles, R représente les rayons de surface, et n sont les indices de réfraction, incluant l'air :

$$\sum_{i=1}^k \frac{n_{i+1} - n_i}{R_i n_{i+1} n_i}. \quad (1.27)$$

Il est possible de corriger ce phénomène en ayant un ou plusieurs capteurs qui suivent la courbure de Petzval. Les grandes matrices de capteurs se prêtent facilement à être disposées en courbe, comme pour les télescopes, ou les satellites, mais pas les capteurs de triangulation laser. Par exemple, le télescope spatial Kepler utilise une matrice de capteurs suivant cette configuration [68]. L'œil humain est un autre exemple, il est naturellement optimisé pour neutraliser ce phénomène. De plus, il est possible de minimiser le problème avec une lentille qui allonge la distance focale lorsque l'angle d'un faisceau augmente, mais cela peut exacerber d'autres types d'aberrations. Finalement, il est possible de compenser avec une ou plusieurs lentilles supplémentaires d'aplatissement de champ qui vont faire en sorte que la somme de Petzval donne zéro.

1.3.3.6 Distorsion

La distorsion du plan image provient de la limite de l'approximation de Gauss : plus les rayons s'éloignent de l'axe optique, et moins le plan image sera plat, ce qui rend les objectifs grand angle particulièrement susceptibles à ce problème. Ce phénomène est essentiellement un agrandissement variable du plan image. L'équation de triangulation (1.3) présume un plan image plat, donc les résultats seront de plus en plus faussés plus on s'éloigne du centre. Pour chaque point (x, y) sans distorsion, on obtient (x_d, y_d) distordu avec le modèle

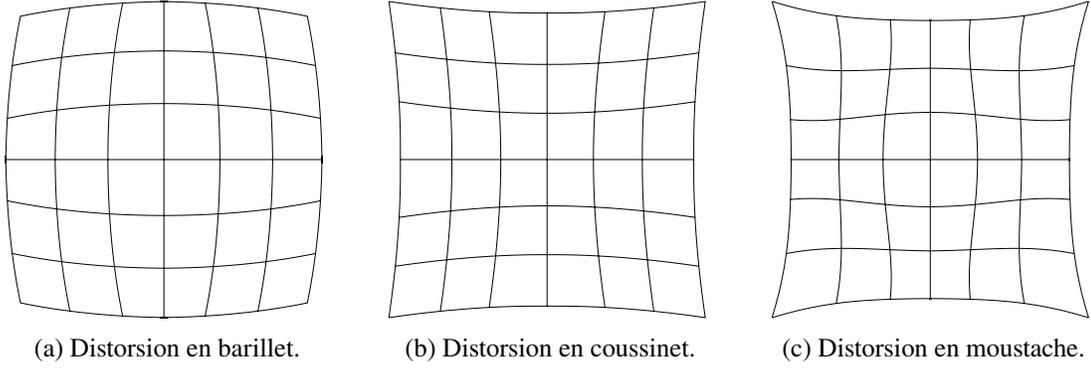


FIGURE 16. Exemples de distorsions sur une grille.

Brown–Conrady [30] :

$$\begin{aligned}
 x_d &= x + (x - x_0)(K_1 r^2 + K_2 r^4 + \dots) + (P_2 r^2 + 2x^2 + 2P_1 xy + (P_3 r^2 + P_4 r^4 + \dots)), \\
 y_d &= y + (y - y_0)(K_1 r^2 + K_2 r^4 + \dots) + (P_1 r^2 + 2y^2 + 2P_2 xy + (P_3 r^2 + P_4 r^4 + \dots)),
 \end{aligned}
 \tag{1.28}$$

où K_n sont les coefficients de distorsion radiaux et P_n sont les coefficients de distorsion tangentiel, avec $r = \sqrt{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2}$, où (x_0, y_0) est le centre initial de la déformation, souvent $(0, 0)$ pour simplifier. Pour une lentille symétrique, cet effet est purement radial et est proportionnel à la distance d'une coordonnée à l'axe optique. De plus, les deux premiers termes suffisent souvent à exprimer la distorsion, ce qui permet de simplifier l'équation (1.28) :

$$\begin{aligned}
 x_d &\approx x + K_1 r^2 + K_2 r^4, \\
 y_d &\approx y + K_1 r^2 + K_2 r^4.
 \end{aligned}
 \tag{1.29}$$

Avec cette équation simplifiée, on peut trouver les deux déformations typiques de la projection d'une image d'une lentille soit en forme barillet avec un K_1 négatif, illustré à la figure 16 (a), ou en forme de coussinet avec un K_1 positif, illustré à la figure 16 (b).

FITZGIBBON argumente que son modèle par division donne une meilleure approximation de distorsion, surtout lorsque celle-ci est sévère, tout en utilisant moins de termes [36] :

$$\begin{aligned}
 x_d &= x_0 + \frac{x - x_0}{1 + K_1 r^2 + K_2 r^4 + \dots}, \\
 y_d &= y_0 + \frac{y - y_0}{1 + K_1 r^2 + K_2 r^4 + \dots}.
 \end{aligned}
 \tag{1.30}$$

Encore une fois, on peut se contenter des deux premiers termes, et si $(x_0, y_0) = (0, 0)$, on peut alors simplifier :

$$\begin{aligned} x_d &\approx \frac{x}{1 + K_1 r^2 + K_2 r^4}, \\ y_d &\approx \frac{y}{1 + K_1 r^2 + K_2 r^4}. \end{aligned} \tag{1.31}$$

Il est possible de corriger matériellement la déformation avec une combinaison de lentilles, mais cette correction ne correspond qu'à un seul plan objet. Le plan sera déformé à nouveau dès qu'on s'éloigne de cette position précise, et la combinaison des distorsions censées s'annuler pourra donner lieu à une nouvelle forme de déformation, potentiellement en forme de moustache (figure 16 (c)), qui est une combinaison de barillet et de coussinet. Les objectifs rectilinéaires tentent de compenser cette limitation en ajustant la lentille de correction de distorsion en même temps que le zoom faisant ainsi en sorte que le plan de mise au point soit plat du même coup. Il est aussi possible de traiter une image déformée en appliquant une transformation avec l'équation (1.29) ou l'équation (1.31) en choisissant judicieusement les coefficients (inversant les signes au besoin). Puisqu'il n'existe pas de solution générale explicite, il faut alors recourir à des approximations pour déterminer ceux-ci [120]. BUKHARI et DAILEY proposent un algorithme qui permet d'estimer les coefficients automatiquement à partir d'une seule image [21].

1.4 CAPTEUR PHOTOSENSIBLE

Dans la triangulation laser, les capteurs photosensibles se situent derrière l'objectif à lentilles et détectent la tache laser. Ce sont des dispositifs qui utilisent l'effet photoélectrique pour numériser l'information de la lumière qui les frappe, potentiellement pour former une image complète. La surface de capture peut être en une ou deux dimensions. Il existe deux catégories de capteur typiquement utilisées pour la triangulation laser : les capteurs sensibles à la position et les capteurs photographiques. Chacun a ses particularités que nous détaillerons ici.

1.4.1 Capteur sensible à la position

Les capteurs sensibles à la position, en anglais *position-sensitive detectors* (PSD), sont des capteurs analogiques qui ne forment pas d'image, mais donnent plutôt la position de la tache laser. Pour ce faire, ils utilisent une surface semi-conductrice continue qui exploite le

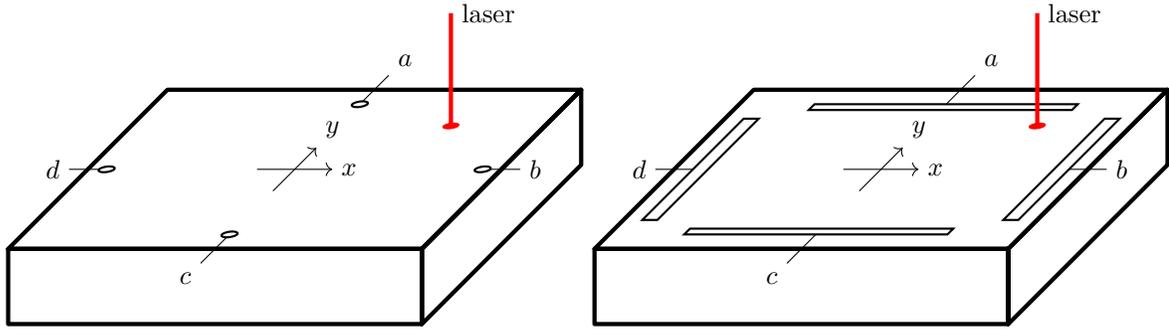


FIGURE 17. Capteurs PSD avec quatre électrodes a , b , c et d . Différentes configurations d'électrodes sont possibles.

principe photoélectrique. Un courant passe dans le capteur et des électrodes sont attachées aux extrémités de celui-ci, tel qu'illustré à la figure 17. Lorsque le laser frappe la surface du capteur, cela change localement la résistance au courant, qui peut être perçue par les électrodes [121]. Il est donc possible de mesurer les courants I_a , I_b , I_c et I_d des électrodes respectives pour trouver la position de la tache laser avec les équations suivantes [6, 78] :

$$x = k_x \frac{I_b - I_d}{I_b + I_d}, \quad y = k_y \frac{I_a - I_c}{I_a + I_c}, \quad (1.32)$$

où les k sont des facteurs de mise à l'échelle. Il faut mentionner que la réponse de ces capteurs n'est pas tout à fait linéaire, surtout aux extrémités et dans les coins, ce qui lui donne une forme de coussinet. CUI et SOH dérivent ces équations pour ajuster la réponse [27] :

$$\begin{aligned} x &= k_x \cdot \frac{I_b - I_d}{I_{\text{sum}} - 1.02(I_a - I_c)} \cdot \frac{0.7(I_a + I_c) + I_{\text{sum}}}{I_{\text{sum}} + 1.02(I_a - I_c)}, \\ y &= k_y \cdot \frac{I_a - I_c}{I_{\text{sum}} - 1.02(I_b - I_d)} \cdot \frac{0.7(I_b + I_d) + I_{\text{sum}}}{I_{\text{sum}} + 1.02(I_b - I_d)}, \end{aligned} \quad (1.33)$$

avec $I_{\text{sum}} = I_a + I_b + I_c + I_d$.

Certains chercheurs explorent d'autres configurations d'électrodes, essayant de balancer la rapidité de lecture, la sensibilité et la linéarité du capteur. Par exemple, WANG et BUSCH-VISHNIAC placent les électrodes selon une sorte de forme de trèfle [123]. Différentes configurations amènent différentes équations de résolution de centre de tache laser.

En bout de ligne, cette gamme de capteurs est relativement peu coûteuse, offre une résolution analogique, a une lecture très rapide et est simple d'utilisation. Par contre, sa simplicité est un couteau à double tranchant : pour que le capteur soit précis, la tache laser doit être symétrique et il n'est pas possible de faire d'analyses d'image sophistiquées. Quoi qu'il

en soit, ce sont des capteurs populaires pour les applications où la précision est moins cruciale et où la réduction des coûts est plus importante.

1.4.2 Capteur photographique

Pour la majorité des capteurs photographiques utilisés dans la vie de tous les jours, tels que les téléphones intelligents, les appareils photo, les caméras de surveillance, etc., on utilise plutôt des capteurs numériques qui saisissent une image grâce à une matrice de cellules photosensibles. Ainsi, contrairement aux capteurs PSD, ceux-ci forment une image numérique contenant la tache laser, plutôt que de donner sa position directement. Il faut alors procéder à une analyse d'image par ordinateur pour trouver le centre de la tache laser. La section 1.5 et le chapitre 2 traitent du sujet et montrent que cette complexité peut amener un gain de précision.

Il existe deux types de capteurs couramment utilisés : ceux basés sur les dispositifs à couplage de charge, en anglais *charge-coupled device* (CCD) [18, 118], qui capturent l'image d'un coup. Il y a aussi ceux utilisant des semi-conducteurs d'oxyde métallique complémentaire, en anglais *complementary metal oxide semiconductor* (CMOS) [61, 124, 125], qui fait généralement une capture ligne par ligne, pixel par pixel, ce qui peut amener des effets indésirables si les sujets ne sont pas statiques, ce qui pourrait potentiellement être un problème pour les capteurs à triangulation laser sur une chaîne de montage, entre autres. De nos jours, les capteurs CMOS sont de plus en plus populaires car ils sont plus petits, demandent moins d'énergie, sont plus tolérants au bruit et sont de plus en plus rapides. En contrepartie, ils ont tendance à avoir une plus petite gamme dynamique que les capteurs CCD [38, 122].

En résumé, puisque ces capteurs ont différentes caractéristiques (montrées au tableau 1), il suffit de choisir celui qui correspond le mieux au domaine d'application.

TABLEAU 1
Comparaison des différents capteurs photosensibles.

Capteurs	Avantages	Désavantages
PSD	Simple, très économique, lecture instantanée, ne consomme presque pas d'électricité.	Imprécis, impossible de faire de l'analyse d'image numérique.
CCD	Meilleure qualité d'image.	Énergivore, dispendieux, lecture lente.
CMOS	Petit, abordable, économe en énergie, lecture rapide, tolérant au bruit.	Déformation d'images en mouvement, petite gamme dynamique.

1.5 MÉTHODES DE DÉTECTION DE POSITION DE LA TACHE LASER

Comme précédemment discuté, le calcul de distance dépend de la position du reflet de la tache laser sur le capteur. S’il était possible de connaître cette position avec un détail infini, la distance pourrait aussi être estimée avec une précision infinie. Malheureusement, la triangulation laser comporte des imprécisions au niveau du laser, de l’objectif à lentilles et du détecteur, que ce soit sa limite de résolution — numérique ou analogique — ou sa réponse imparfaite [96]. Ainsi, il incombe aux algorithmes de trouver la position sur le capteur avec la plus grande exactitude possible, malgré des données restreintes et les imperfections du système.

À noter que le but des algorithmes est d’être le plus précis possible, mais pas nécessairement le plus exact. Autrement dit, pour une distance donnée, il est important que le résultat du calcul de position de la tache laser soit toujours le même, quitte à avoir une erreur, pour autant que ce soit la même pour toutes les mesures. En effet, la position réelle de la tache laser sur le capteur n’importe que peu, il suffit de compenser avec un éventuel décalage lors de la calibration du capteur.

Dans cette section, nous présenterons divers algorithmes typiquement utilisés dans l’industrie, tels que décrits par Ross dans le livre *Laser Beam Quality Metrics* [97], ou par DONGES et NOLL dans *Laser Measurement Technology* [32]. Plus tard, nous en proposerons quelques-uns supplémentaires qui s’appliquent à la nouvelle méthode de capture présentée.

1.5.1 Seuillage

Avant de calculer la position de la tache laser, il peut être utile de commencer par un prétraitement de l’image. Quoiqu’optionnelle, c’est une étape qui peut améliorer les résultats subséquents. Le prétraitement le plus typique est le nettoyage du bruit dans l’image, particulièrement par seuillage, exprimé avec cette équation appliquée sur chaque pixel :

$$N_{ij} = \max(0, M_{ij} - s) , \quad (1.34)$$

M_{ij} étant la valeur d’intensité d’un pixel de la ligne i et la colonne j avec une valeur entre 0 et 255 d’une matrice image, s la valeur de seuillage et N_{ij} la valeur d’intensité d’un pixel la matrice résultante. Voici une possible implémentation de cette équation :

Algorithme 1.1 : Seuillage de l'image.

```
Fonction seuillage(matrice d'image M, valeur de seuillage s)
   $N \leftarrow$  nouvelle matrice de la même taille que  $M$ 
  pour  $i \leftarrow 1$  à nombre de lignes dans  $M$  faire
    pour  $j \leftarrow 1$  à nombre de colonnes dans  $M$  faire
       $N_{ij} \leftarrow \max(0, M_{ij} - s)$ 
    fin
  fin
  retourner  $N$ 
fin
```

Ross propose de choisir un pourcentage arbitraire de l'intensité maximale comme valeur de seuillage, par exemple 5 %, et tout ce qui est en dessous sera rejeté [97, section 1.6.4].

Une autre façon de faire est de calculer le bruit moyen dans le capteur lorsque la tache laser est absente, et d'utiliser cette valeur comme coupure de seuillage. Il est possible de simuler cet effet en retirant la partie de l'image contenant la tache laser grâce à une première approximation grossière de sa position. Cette technique permet de calculer le bruit dynamiquement pour chaque capture.

1.5.2 Sommet d'intensité lumineuse

Si la tache du laser est petite et symétrique, et si l'intensité maximale est en dessous de la saturation du capteur, le sommet d'intensité lumineuse offre une bonne estimation du centre. L'implémentation est assez simple, comme on peut le voir à l'algorithme 1.2. Malheureusement, ces conditions matérielles viennent contraindre de beaucoup les applications d'un capteur à triangulation laser. Par exemple, pour que la tache soit symétrique, le faisceau laser doit être perpendiculaire à une cible homogène, tel que montré dans la figure 3 à la page 7. Aussi, lorsque la cible s'approche du capteur, une plus grande quantité de lumière est captée, ce qui peut amener le capteur à être saturé et rendre la détection du centre difficile avec cet algorithme, comme on peut le voir dans la figure 18. Cela limiterait la détection d'une cible proche, qui est normalement plus sensible aux mouvements de la tache laser. En fin de compte, il reste possible d'utiliser cette technique, mais il faut garder en tête les limitations mentionnées.

Algorithme 1.2 : Sommet d'intensité lumineuse.

```
Fonction sommet (matrice d'image M)  
  valeur maximale  $v \leftarrow 0$   
  position du sommet  $s \leftarrow (0, 0)$   
  pour  $i \leftarrow 1$  à nombre de lignes dans M faire  
    pour  $j \leftarrow 1$  à nombre de colonnes dans M faire  
      si  $M_{ij} > v$  alors  
         $s \leftarrow (i, j)$   
         $v \leftarrow M_{ij}$   
      fin  
    fin  
  fin  
  retourner  $s$   
fin
```

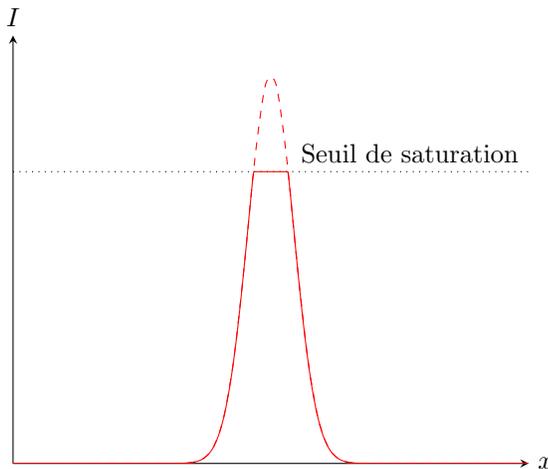


FIGURE 18. Réponse d'un capteur saturé.

1.5.3 Centroïde

Il est possible d'utiliser le premier moment — parfois aussi appelé le centre de masse ou le centroïde — pour identifier de centre de la tache laser. Le centroïde est calculé grâce à la somme des coordonnées des pixels pondérée par l'intensité lumineuse de ceux-ci, montrée aux équations suivantes :

$$\bar{x} = \frac{\sum_{i=1}^L \sum_{j=1}^C M_{ij} \cdot j}{\sum_{i=1}^L \sum_{j=1}^C M_{ij}}, \quad \bar{y} = \frac{\sum_{i=1}^L \sum_{j=1}^C M_{ij} \cdot i}{\sum_{i=1}^L \sum_{j=1}^C M_{ij}}, \quad (1.35)$$

où (\bar{x}, \bar{y}) représente le centroïde, M la matrice image, L le nombre de lignes dans la matrice, C le nombre de colonnes de la matrice et M_{ij} l'intensité lumineuse des pixels. C'est une bonne approximation du centre du laser, et peu coûteuse question implémentation logiciel, comme on peut le voir à l'algorithme 1.3. Cependant, le centroïde est particulièrement sensible aux asymétries dans l'image ; c'est une moyenne après tout. Notamment pour la tache elle-même, mais aussi le bruit dans l'image qui peut venir perturber les calculs. Pour donner un exemple concret : la réflexion interne à l'intérieur d'un objectif de caméra peut fortement fausser les résultats.

Algorithme 1.3 : Centroïde.

```

Fonction centroïde(matrice d'image M)
  somme des intensités lumineuses  $l \leftarrow 0$ 
  somme des positions horizontales pondérées par l'intensité lumineuse  $p_x \leftarrow 0$ 
  somme des positions verticales pondérées par l'intensité lumineuse  $p_y \leftarrow 0$ 
  pour  $i \leftarrow 1$  à nombre de lignes dans M faire
    pour  $j \leftarrow 1$  à nombre de colonnes dans M faire
       $p_x \leftarrow p_x + (M_{ij} \cdot j)$ 
       $p_y \leftarrow p_y + (M_{ij} \cdot i)$ 
       $l \leftarrow l + M_{ij}$ 
    fin
  fin
  retourner  $(p_x/l, p_y/l)$ 
fin

```

1.5.4 Meilleur ajustement de la fonction gaussienne

Ross décrit la fonction gaussienne de l'équation (1.5) comme étant un soliton spatial, c'est-à-dire, si l'intensité lumineuse d'un front de faisceau peut être défini par une fonction gaussienne, il continuera à garder sa forme gaussienne lors de sa propagation. Ainsi, selon le principe physique de superposition, on peut imaginer le profil du faisceau comme étant une fonction gaussienne plus tout le reste qui n'est pas gaussien [97, section 1.4.1]. Qui plus est, dans le champ lointain, les aberrations ont tendance à s'éloigner rapidement du centre, préservant ainsi la forme gaussienne. Ross affirme que dans le champ lointain, le lobe central du patron de diffraction du disque d'Airy contient 83.4 % de l'intensité du faisceau, alors que le front gaussien en contient 86.4 % entre les points de la métrique $\pm 1/e^2$, il est donc acceptable de comparer les deux [97, section 1.4.2.3]. ALSULTANN arrive à la même conclusion

expérimentalement [5]. Ross argumente qu'une régression aux moindres carrés de la fonction gaussienne n'est pas la meilleure méthode pour trouver la largeur du laser [97, section 1.7.2], mais en considérant les arguments nommés plus haut, elle peut être une bonne approximation du patron de diffraction d'Airy, permettant ainsi d'identifier le centre, tout en étant moins influencée par les imperfections d'image. De plus, il est possible de choisir différentes fonctions d'erreur à minimiser afin d'adapter la régression à d'autres conditions de capture.

1.6 CONCLUSION

Nous avons abordé dans un grand détail tous les aspects du fonctionnement d'un capteur de distance à triangulation laser. Nous avons aussi décrit les avantages et les désavantages qui les accompagnent. Le prochain chapitre traitera de ce qui se fait dans la recherche actuelle pour minimiser, voir contourner, ces handicaps.

CHAPITRE 2

RECHERCHE ACTUELLE

Tel que discuté précédemment, les capteurs à triangulation laser utilisant des lentilles ont des limitations : ils sont sensibles aux aberrations optiques, aux principes physiques du laser utilisé, à l'atmosphère dans laquelle ils opèrent, leur portée est quelque peu limitée, leur surface de balayage est relativement petite, ils ne fonctionnent pas lorsque les matériaux sont discontinus (voir figure 19), etc. Certains chercheurs se sont posé la question à savoir s'il était possible de remédier à ces problèmes, que ce soit avec de nouveaux principes matériels ou logiciels. Voyons quelques exemples de publications scientifiques des dernières années.

2.1 REDONDANCE DE LASERS OU DE CAPTEURS

Si on veut mesurer quoi que ce soit avec un appareil de mesure imparfait, on se dit intuitivement qu'il est possible de prendre plusieurs fois la même mesure avec une erreur qui oscille autour de la vraie valeur théorique. Avec un peu de statistiques, on peut alors mieux estimer cette vraie valeur. Ce principe peut être appliqué aux capteurs à triangulation laser. Pour ce faire, quelques scientifiques ont eu l'idée d'ajouter plus d'un laser, ou plus d'un capteur.

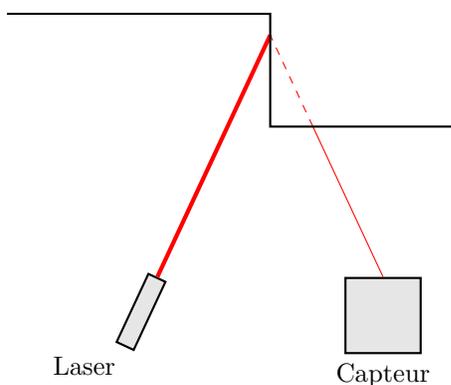


FIGURE 19. Vision du capteur obstruée par une discontinuité.

En 1991, SAMSON et DUFOUR proposent une triangulation laser « stéréo », c'est-à-dire un appareil qui utilise un laser et deux caméras [99] (où chaque caméra pourrait potentiellement être calibrée différemment pour plusieurs matériaux). Dans l'espoir de mieux capturer la distance sur des matériaux réfléchissants, particulièrement dans le domaine de la soudure de métaux, ils montrent que cette technique est parfaitement viable sans pour autant amener beaucoup de nouvelles pièces tout en gardant le code relativement léger. Plus tard, en 2012, LV et ZHANG présenteront une idée similaire [75].

En 1999, ZENG *et al.* décident plutôt d'utiliser un miroir semi-réfléchissant pour diviser le faisceau laser, créant ainsi deux faisceaux laser [135]. Les avantages de cette technique sont similaires à l'utilisation de deux capteurs de SAMSON et DUFOUR.

LEE et CHANG renchérisse en 2006 en utilisant quatre capteurs de type PSD [73]. De plus, ils montrent que pour une surface de cible inclinée, grâce à la loi de réflexion lambertienne de la lumière, certains capteurs recevront plus de lumière que d'autres. Grâce à cette asymétrie, il est possible de déduire l'orientation de la cible.

En 2009, SHIOU et LIU vont encore plus loin et utilisent six capteurs de type CCD placés symétriquement autour d'un laser [105]. Ils notent qu'utiliser plusieurs capteurs réduit de beaucoup le problème de balayage de surfaces discontinues. Ils profitent du même article pour présenter une amélioration à l'analyse d'image de la tache laser, chose qui n'était pas possible avec les capteurs PSD utilisés par LEE et CHANG. Lorsqu'un laser frappe une cible selon un angle autre que perpendiculaire, la tache laser produite aura tendance à être déformée. Ils montrent que l'analyse de cette déformation, surtout confirmée par six capteurs, permet de déterminer l'orientation de la surface cible.

LI *et al.*, quant à eux, proposent d'utiliser quatre capteurs de triangulation fixés sur une tige qu'ils plongent ensuite dans les ouvertures cylindriques de blocs-moteurs [74]. Chacun des capteurs est aligné dans une direction différente de ses voisins, permettant ainsi d'améliorer la vitesse et la précision de lecture de la symétrie du cylindre. En effet, pour faire une lecture complète avec un seul capteur, il faudrait replonger la tige avec différents angles de rotation, ou faire pivoter la tige pendant son insertion. L'utilisation de plusieurs capteurs réduit le nombre de pièces mobiles et diminue le potentiel d'erreur après chaque mouvement.

SELAMI *et al.* prennent une tout autre direction : ils utilisent quatre lasers pour une seule caméra [103]. Le principe est légèrement différent de la triangulation laser habituelle. En effet, les axes optiques de la caméra et des lasers sont parallèles, ce qui fait que plus une cible

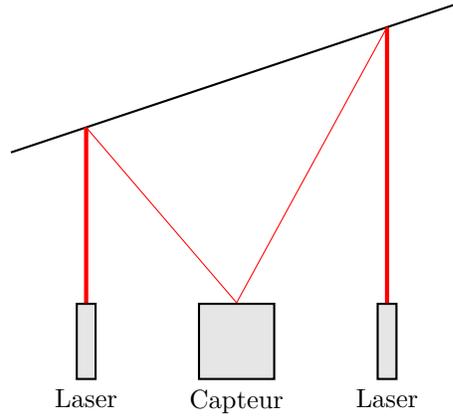


FIGURE 20. Vue en tranche du capteur de SELAMI *et al.*

s'éloigne, plus les taches laser se rapprochent du point de fuite de la caméra, comme l'illustre la figure 20. L'utilisation de quatre lasers augmente non seulement la précision du capteur, mais en plus permet de connaître l'orientation de la cible observée simplement grâce à la position des taches laser.

2.2 UTILISATION DE MIROIRS

Pour faire face au problème de discontinuité, spécifiquement pour les petites ouvertures dans les matériaux, HOŠEK et LINDUŠKA apportent comme amélioration de capteur l'ajout d'un miroir [58]. Celui-ci a une double fonction : il dévie le faisceau laser à l'intérieur de l'ouverture et réfléchit la tache vers le capteur. Contrairement aux quatre capteurs sur une tige de LI *et al.*, le capteur peut analyser de petites ouvertures, puisque c'est seulement le miroir qui plonge dans l'ouverture, et non le capteur en entier, comme un miroir de dentiste.

2.3 LASER ULTRAVIOLET

Les matériaux transparents sont un exemple de surface non coopérative. Quoique ce soit une solution inélégante, il est possible de recouvrir une cible d'une poudre avant de la détecter sans contact. RANTOSON *et al.* trouvèrent une autre possibilité basée sur le fait que certaines cibles transparentes sont fluorescentes dans le spectre de la lumière visible sous une lumière ultraviolette à cause des impuretés dans la matrice du matériel. Ils démontrent que l'utilisation d'un laser ultraviolet exploitant cette propriété permet de capter une plus grande gamme de matériaux, incluant ceux qui sont transparents [92, 93].

2.4 MODIFICATIONS À LA PROJECTION LASER

Les lasers focalisés par une lentille conventionnelle n'ont qu'un seul point focal et une profondeur de champ finie. BICKEL *et al.*, puis HÄUSLER et HECKEL explorent l'utilisation d'un axicon, une lentille conique, qui produit plutôt une ligne de focalisation [13, 54]. Cela allonge la profondeur de champ du laser, mais en contrepartie, produit un profil laser avec beaucoup de diffraction, ce qui pourrait compliquer l'analyse, quoique ce ne soit pas exploré en détail dans ces articles.

ZHANG et ZHUANG, quant à eux, décident de projeter un anneau généré grâce à la réflexion conique [136]. L'anneau est une forme idéale pour balayer l'intérieur d'un tuyau rapidement, plus qu'une ligne et beaucoup plus qu'un point, ces projections demandant de pivoter mécaniquement soit le capteur, soit le tuyau.

ŽBONTAR *et al.*, s'inspirant de l'article de conférence « *Surface sensitivity reduction in laser triangulation sensors* » qui décrit plusieurs formes de projection laser symétriques [29], décident d'explorer l'utilisation d'un anneau pour la détection de surfaces arbitraires [134]. La génération de cet anneau est faite grâce à un modulateur spatial de lumière, où la modulation est plus rapide que l'acquisition d'image de la caméra. La forme de cet anneau, comme sa taille, sa symétrie, etc., amène des informations supplémentaires dans l'analyse d'image. De plus, puisque l'aire couverte par la tache est plus grande, le capteur est moins influencé par les irrégularités de la surface, ce qui peut être désirable dans certains contextes.

Le fabricant MICRO-EPSILON propose une gamme de capteurs qui projettent une petite ligne, ou un ovale, plutôt qu'un point laser [81, 86, 87, 88]. MICRO-EPSILON affirme que cela réduirait le bruit de chatoiement, bien que cette gamme ne soit recommandée que lorsque l'on tente de mesurer la distance de la surface plutôt que la structure de la surface elle-même, puisque la tache laser est élargie.

2.5 COMPENSATION DE VARIATIONS OPTO-MÉCANIQUES

KIENLE *et al.* montrent que des petites variations opto-mécaniques telles que la dilatation thermique peuvent influencer la précision des capteurs à triangulation laser. Ils proposent d'utiliser un faisceau laser de référence pour détecter ces variations et ainsi les compenser [67]. Pour ce faire, ils utilisent un miroir semi-réfléchissant sur le laser pour avoir deux faisceaux. Le premier pointant vers la cible comme à l'habitude et le deuxième orienté de façon à ce

qu'il soit parallèle à l'axe optique et revienne toujours à la même position sur le capteur de la caméra, grâce à un second miroir. Ainsi, il suffit de soustraire les variations de position de la tache de référence à la tache de triangulation.

2.6 AJUSTEMENT DYNAMIQUE DU CHAMP DE VUE

Tel que discuté plus haut 1.3.3.1, le principe de Scheimpflug permet dans une certaine mesure d'atténuer passivement le problème de défocalisation. Quoique cette technique soit souvent utilisée, ce n'est pas la seule qui permette de s'attaquer à ce problème. FRANCA *et al.* proposent d'ajuster dynamiquement le champ de vue de l'objectif à lentilles de leur capteur, le but étant de le garder le plus petit possible pour avoir l'image la plus nette possible [40]. En temps normal, un petit champ de vue veut aussi dire une courte portée de capteur, mais FRANCA *et al.* compensent en balayant la cible à plusieurs reprises. Le balayage initial garde le champ de vue à son minimum pour une image très nette, mais la courte portée n'arrive à capturer que partiellement le relief d'une cible. Chaque balayage subséquent ouvre progressivement le champ de vue, permettant de capturer peu à peu les points manquants. Ainsi, les captures sont toujours faites selon le meilleur champ de vue, plutôt que de n'en choisir qu'un seul en essayant de balancer portée et précision. Par contre, la capture est plus lente, car elle demande plusieurs balayages.

2.7 ÉVOLUTION DE LA FORME DU LASER DANS L'ESPACE-TEMPS

La triangulation au laser excelle quand la surface de la cible est relativement plane, uniforme et sans discontinuité plus grande que l'ordre de grandeur de la taille de la tache laser. Autrement, la tache laser sera déformée, ce qui ajoute une erreur lors du calcul de son centre. Par contre, CURLESS et LEVOY font remarquer que l'évolution de la forme du profil laser dans l'espace-temps est régie par les lois de la physique de la lumière. Ainsi, en partant d'une tache laser sur le capteur — déformée ou non — il est possible de suivre à rebours cette évolution jusqu'à ce qu'on retrouve le profil initial du laser (typiquement gaussien) et sa position du même coup [28]. Cette technique semble aussi compenser en partie le « bruit » de chatoiement.

2.8 TRAITEMENT D'IMAGE

L'utilisation de capteurs de caméra permet une analyse d'image plus sophistiquée qu'avec un capteur PSD. Qui plus est, de nos jours, les capteurs de caméra deviennent de mieux en mieux, par exemple avec de meilleures résolutions, et à moindre coût. C'est pourquoi ils sont de plus en plus préférés pour les capteurs à triangulation laser. Comme discuté dans la section 1.5, il existe quelques algorithmes standards qui permettent de calculer le centre d'une tache laser dans une image, mais certains chercheurs explorent de nouvelles avenues.

Par exemple, BROSED *et al.* effectuent une première analyse de la tache laser pour pouvoir calculer un masque l'englobant. Ensuite, grâce au masque, ils retirent pratiquement la totalité du bruit dans l'image, pour finalement faire une analyse de centre avec moins d'erreurs [19]. ADAMS, quant à lui, utilise le filtre de Kalman étendu (EKF) lors d'un balayage pour faire une prédiction de la prochaine distance basée sur les valeurs précédemment calculées [2]. DONG *et al.* utilisent une sorte de descente de gradient modifiée de la fonction gaussienne sur la tache laser pour estimer le niveau de bruit aux alentours de la tache, pour pouvoir ensuite la nettoyer de son bruit [31].

2.9 RÉSEAU DE DIFFRACTION À RAIES

YE *et al.* eurent l'idée de placer un réseau de diffraction à raies entre l'objectif à lentilles et le capteur de lumière [130]. Le réseau de diffraction à raies divise le faisceau, multipliant ainsi les taches laser sur le capteur selon une relation géométrique. L'équation de triangulation doit prendre compte cette étape supplémentaire, mais peut ainsi calculer plusieurs centres de taches laser d'un coup et trouver la distance de la cible pour chacun d'eux. La précision serait accrue grâce à la moyenne des erreurs.

FURUYA *et al.* modifient le capteur de triangulation en faisant plutôt de l'interférométrie de décalage grâce à un réseau de diffraction sur le faisceau laser pour trouver la distance [42]. Lorsque le faisceau laser frappe la cible, selon le principe de Huygens-Fresnel, sa réflexion diffuse sera sphérique [12, 32, 34, 43, 48]. Grâce au principe d'interférométrie, il est possible de calculer le rayon de cette sphère en analysant la fréquence spatiale des franges du patron de diffraction. En connaissant le rayon de cette sphère, on peut déduire son centre d'origine, c'est-à-dire la distance de la cible du capteur. Puisque le faisceau laser est réfléchi directement d'où il vient, aucune occlusion n'est possible, que ce soit pour des surfaces courbes ou discontinues.

2.10 CONCLUSION

Nous avons présenté plusieurs idées astucieuses pour améliorer les capteurs à triangulations laser. Beaucoup de chercheurs eurent la même idée d'ajouter des lasers, des capteurs, ou des miroirs au montage, ce qui permet d'accroître la précision et même de donner plus d'information que simplement la distance, telle que l'orientation de la cible, par exemple. YE *et al.* augmentent le nombre de taches laser sur le capteur non pas en ajoutant plus de lasers, mais bien en divisant le laser avec un réseau de diffraction à raies placé juste avant le capteur. D'autres chercheurs utilisent des techniques d'analyse d'image sophistiquées pour réduire le bruit, ou pour améliorer la précision de détection du centre de la tache laser. Certains décident d'utiliser différentes projections de laser, ce qui améliorerait l'analyse d'image. RANTOSON *et al.* montrent que les lasers ultraviolets peuvent rebondir sur des matériaux autrement transparents aux lasers rouges. KIENLE *et al.* cherchent plutôt à compenser pour les variations opto-mécaniques. FRANCA *et al.* fabriquent un capteur qui balaie à répétition une cible en ajustant dynamiquement le champ de vue de l'objectif à lentilles pour avoir une image plus nette. Quelques chercheurs vont plutôt exploiter la nature même de la lumière, en utilisant des approches comme la loi de Lambert, le principe de Huygens-Fresnel et l'interférométrie.

Bien que ces capteurs proposés soient novateurs et que plusieurs concepts puissent même être combinés entre eux, ils restent sensibles aux aberrations optiques, puisqu'ils dépendent d'un assemblage de lentilles. Dans le prochain chapitre, nous présenterons un nouveau type de capteur qui permet de contourner en grande partie ces désavantages.

CHAPITRE 3

CAPTURE DE REFLET LASER PAR DIFFRACTION DE FENTE

Les aberrations optiques firent que beaucoup de chercheurs se creusèrent la tête par le passé, que ce soit pour la conception de télescopes, de microscopes, mais aussi d'appareils photo, ou de caméra. Il existe plusieurs brevets proposant différents arrangements de plusieurs lentilles visant à réduire ces aberrations dont voici quelques exemples [23, 52, 53, 56, 63, 64, 65, 70, 98, 115, 116, 117, 119, 127, 128, 129], mais il n'existe pas de solution parfaite, il y a toujours un compromis à faire. De plus, la section 1.3.1 nous rappelle que plus il y a de pièces optiques, plus il y a de réflexions internes. De nos jours, les objectifs à lentilles sont des pièces d'ingénierie sophistiquées, comportant une combinaison étudiée de plusieurs lentilles et de pièces parfois mobiles, essayant de donner le meilleur résultat possible pour une application donnée [26, 66, 94, 108]. On peut observer un exemple de cette complexité à la figure 21 (a).

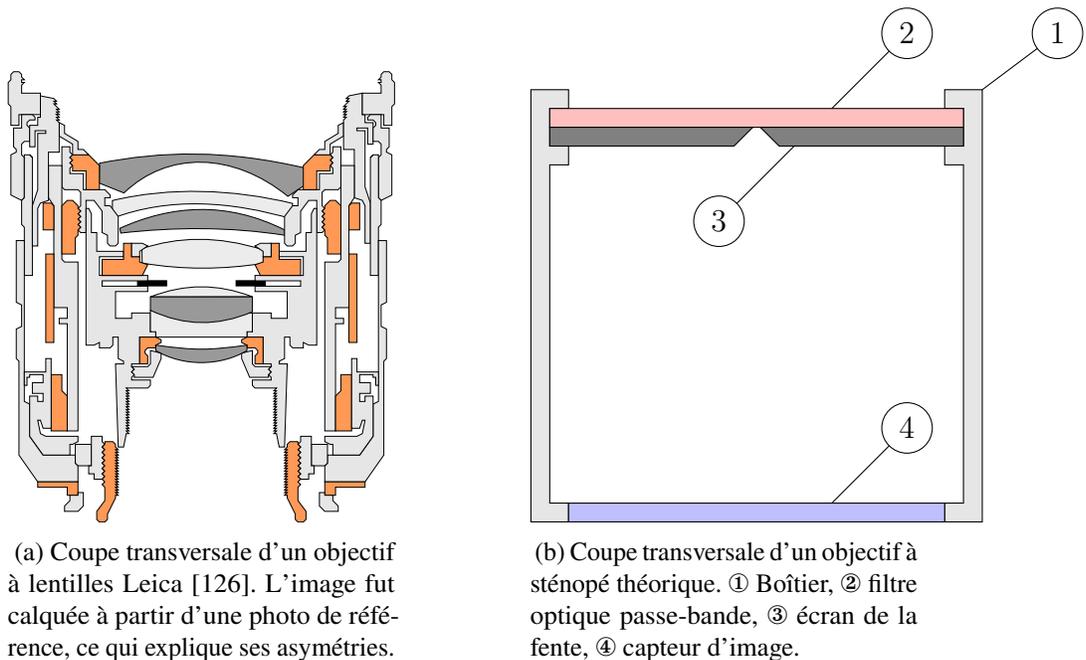


FIGURE 21. L'objectif à sténopé n'utilise pas de lentilles ni de pièces mécaniques mobiles.

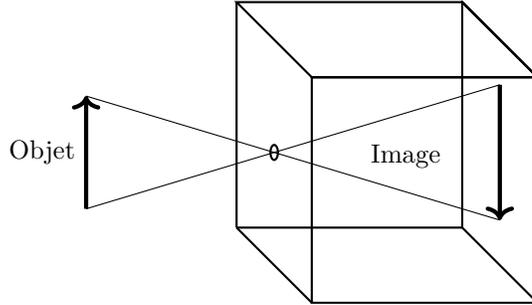


FIGURE 22. Le principe de chambre noire créer une image inversée.

On constate que la fabrication, ou la sélection de lentilles est loin d'être une tâche facile et dépend fortement du contexte d'application. Il est possible d'optimiser un objectif à lentilles spécifiquement pour les capteurs à triangulation laser, mais nous proposerons ici une nouvelle technique : remplacer l'objectif à lentilles par une fente, exploitant le principe de *camera obscura* — ou chambre noire — pour ainsi éviter plusieurs aberrations optiques et diminuer significativement le facteur de flare. De plus, l'utilisation d'une fente plutôt que d'une ouverture circulaire cherche à réduire l'influence de bruit de chatoiement. En temps normal, le principe de *camera obscura* est utilisé plus rarement que les objectifs à lentilles à cause de ses nombreux inconvénients. Par contre, pour le cas particulier de la triangulation laser, les désavantages peuvent être ignorés en grande partie, et ses avantages pourraient être beaucoup plus pertinents, tel que sa simplicité de fabrication, comme on peut le voir à la figure 21 (b). Dans ce chapitre, nous discuterons des conséquences de l'utilisation d'une fente dans le cadre de la triangulation laser.

3.1 STÉNOPÉ

La chambre noire est connue depuis très longtemps. Bien que son effet puisse être observé accidentellement dans la nature, une des premières descriptions connues de son principe peut être attribuée au Chinois Mozi, environ 500 ans avant notre ère [85]. La photographie par sténopé fut inventée au 19^e siècle, mais elle ne remplacera jamais l'utilisation des objectifs à lentilles pour la photographie. La principale raison étant que le sténopé filtre spatialement la lumière diffuse plutôt que de la concentrer comme le ferait une lentille, comme on peut le voir à la figure 22. L'image projetée est alors plus sombre, ce qui exige un temps d'exposition plus long ou un capteur plus sensible et peut produire une photographie plus pâle malgré tout.

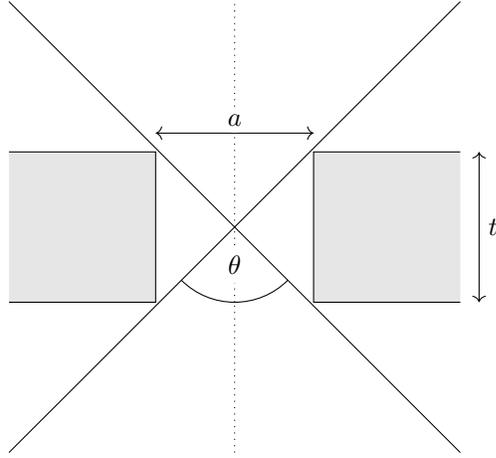


FIGURE 23. Angle de vue d'un objectif à sténopé.

Malgré ses désavantages, la photographie par sténopé offre certaines caractéristiques qui peuvent se montrer intéressantes pour la capture du reflet de taches laser, surtout si on ne s'intéresse qu'à sa position. Certains auteurs démontrent que le principe de sténopé offre une profondeur de champ théoriquement infinie, ou tout le moins en pratique, plus grande qu'une lentille [35, 131, 132, 133]. De plus, l'optique sténopé ne crée aucune aberration optique sphérique, de défocalisation, de coma, de courbure de champ, ni de distorsion.

La figure 23 montre comment trouver l'angle d'ouverture θ à partir de la largeur de l'ouverture a et l'épaisseur du masque t avec l'équation suivante :

$$\theta = 2 \arctan (a/t) . \quad (3.1)$$

À noter aussi qu'un sténopé peut théoriquement offrir un angle de vue allant jusqu'à 180° , ce qui est comparable à un objectif de type *fisheye*, mais sans les aberrations optiques particulièrement prononcées qui accompagnent ceux-ci [35, 41, 60], ce qui pourrait potentiellement augmenter la portée d'un capteur de triangulation laser. Cependant, pour atteindre un angle de vue de 180° , il faudrait que $t \rightarrow 0$ ou que $a \rightarrow \infty$ en plus de demander un capteur d'image courbé ou de taille infinie, ce qui est impossible en pratique. Pour s'en rapprocher le plus possible, certains fabricants vont biseauter l'ouverture.

Toujours selon les mêmes articles, il est dit que le sténopé reste tout de même sensible à l'astigmatisme, surtout si le sujet est en angle prononcé par rapport à l'ouverture circulaire. En effet, du point de vue du sujet, l'ouverture circulaire sera plutôt perçue comme une ellipse. Dans le cadre de la triangulation, le déplacement de la tache laser est horizontal par rapport au capteur,

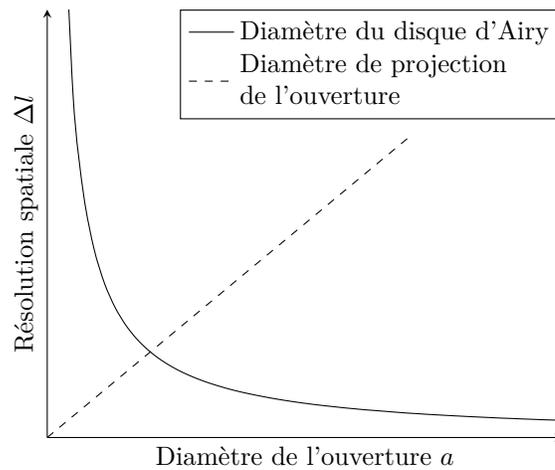


FIGURE 24. Comparaison de la limite de résolution d'optique géométrique avec la limite de diffraction.

donc l'astigmatisme est symétrique sur l'axe horizontal. Finalement, le sténopé reste aussi sensible aux aberrations chromatiques. Heureusement, pour une caméra monochromatique possédant un filtre passe-bande pour le laser devant son objectif, ces aberrations peuvent être négligées. Dans tous les cas, par sa simplicité de fabrication, le principe de sténopé minimise les possibilités d'aberrations optiques dans le système, simplifie la manufacture ainsi que les algorithmes de correction optique. De plus, puisque le nombre de pièces optiques est réduit, la réflexion interne sera diminuée. Bien que le sténopé ne soit pas idéal pour la photographie en général, il se prête bien à la triangulation laser, où l'intensité lumineuse compense la capture assombrie.

Pour faire une capture avec une résolution maximale, il faut sélectionner la taille optimale de l'ouverture circulaire. Pour la capture par sténopé, la résolution dépend directement du diamètre de l'ouverture circulaire. Ainsi, plus l'ouverture est petite, meilleure sera la résolution, jusqu'à une certaine limite. En effet, passé un certain point, l'effet de diffraction du disque d'Airy dominera, tel qu'illustré dans la figure 24. La taille optimale se trouve alors à l'intersection des deux limites, soit l'intersection de l'équation (1.14) et de la relation $2\Delta l = a$ (puisque Δl est un rayon, il faut le doubler pour pouvoir le comparer avec un diamètre) [131, 133]

$$\begin{aligned}
 a &\approx 2 \left(1.22 \frac{f\lambda}{a} \right) \\
 &\approx \sqrt{2.44 f\lambda}.
 \end{aligned}
 \tag{3.2}$$

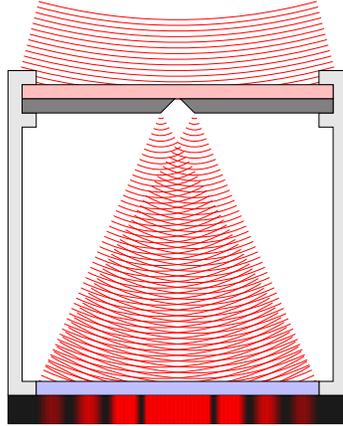


FIGURE 25. Patron de diffraction créé par la réflexion du laser.

À noter que les franges du patron de diffraction pourraient contenir de l'information supplémentaire aidant à identifier le centre. Même sans faire une analyse des franges, ce patron de diffraction faciliterait le traitement d'une image pour trouver le centre du laser, puisqu'il est symétrique et ne dépend pas de l'uniformité de la tache du laser. Pour une intensité, une longueur d'onde et une ouverture constante, seul l'angle de la tache laser par rapport à l'ouverture détermine la position du patron, comme on peut le voir à la figure 25. Malheureusement, la diffraction est particulièrement sensible au chatoiement mentionné à la section 1.2, ce qui viendra déformer le patron de diffraction, comme on peut observer dans la figure 26 (b). Pour combattre le problème de chatoiement, nous proposons l'utilisation d'une fente verticale plutôt qu'une ouverture circulaire, aussi visible dans la figure 26 (c). La fente est un cas spécial d'astigmatisme du sténopé où la longueur focale est très grande le long de la fente et très courte lorsque perpendiculaire.

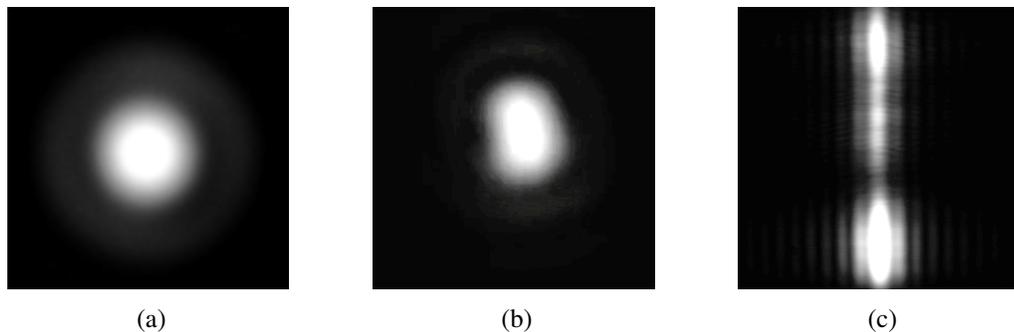


FIGURE 26. Disque d'Airy créé depuis (a) la lumière directe d'un laser et (b) la lumière réfléchi d'un laser comparée avec (c) le patron de diffraction d'un laser réfléchi dans une fente. Le contraste des images est accentué à des fins de visualisation.

3.2 FENTE

Le patron de diffraction d'une fente conserve les avantages précédemment énumérés, sans pour autant complexifier le montage. Le patron est symétrique sur les axes horizontal et vertical, ce qui pourrait simplifier l'analyse d'image et potentiellement réduire l'effet du chatoiement en moyennant les erreurs verticalement. Normalement, les fentes ne sont pas utilisées comme forme d'ouverture d'objectifs puisque leur patron de diffraction ne s'approche pas d'un point, mais plutôt d'une ligne, ce qui crée un astigmatisme important. Heureusement, dans le cadre de ce type de triangulation, la tache laser ne se déplace qu'horizontalement, ce qui fait en sorte que l'astigmatisme peut jouer en notre faveur.

Notre hypothèse se résume donc ainsi : utilisant le principe de sténopé, mais avec une fente, il serait possible d'améliorer la résolution et la portée des capteurs à triangulation laser en contournant la plupart des aberrations optiques des objectifs à lentilles, en diminuant la réflexion interne, et en exploitant les patrons de diffraction par fente pour l'analyse d'image. En bonus, cela allégerait la fabrication, la maintenance et la calibration de ces capteurs. Si l'hypothèse se révèle exacte, cela pourrait amener des débouchés dans la télédétection, la métrologie, la détection industrielle, etc.

Lors de la discussion sur les lasers de la section 1.2, il a été brièvement mentionné qu'un laser traversant une ouverture circulaire créait un patron de diffraction pouvant être décrit par l'estimation de Fraunhofer avec l'équation (1.4). Il existe une autre forme de cette estimation qui peut être utilisée pour décrire une tranche quelconque d'un patron de diffraction créé par une fente théorique de hauteur infinie [32] :

$$I(\theta) = I_0 \operatorname{sinc}^2 \left(\frac{a\pi}{\lambda} \sin \theta \right), \quad (3.3)$$

I_0 étant l'intensité lumineuse maximale au centre et a étant la largeur d'ouverture de la fente.

D'ailleurs, depuis cette dernière équation, on peut trouver que, du moins horizontalement, la fente a un meilleur pouvoir de résolution qu'un sténopé ou qu'un objectif à lentilles. En effet, tel que discuté dans la section 1.3.2, selon le critère de Rayleigh, le pouvoir de résolution d'un système optique correspond à l'angle du premier zéro du patron créé par une source ponctuelle. En l'occurrence, $\theta = \arcsin \lambda/a$ est plus petit que dans l'équation (1.12). Profitons-en pour aussi

définir l'équation qui permet de déterminer la largeur optimale de la fente :

$$\begin{aligned} a &\approx 2 \left(\frac{f\lambda}{a} \right) \\ &\approx \sqrt{2f\lambda}. \end{aligned} \tag{3.4}$$

L'approximation de Fraunhofer ne fonctionne que sous la condition que l'ouverture soit loin du capteur photosensible, c'est-à-dire, qu'elle soit dans le « champ lointain » plutôt que dans le « champ proche ». Ce qui constitue le champ lointain est essentiellement subjectif, mais est souvent défini par la « formule des concepteurs d'antenne » [48, 76, 133], soit lorsque le nombre de Fresnel est tel que :

$$\frac{a^2}{f\lambda} \ll 1, \tag{3.5}$$

où a est la largeur maximale de l'ouverture peu importe sa forme.

3.3 CONCLUSION

Nous avons présenté comme nouvelle technique l'utilisation d'une fente plutôt que d'un objectif à lentilles pour capturer le reflet de la tache laser. Ce faisant, nous espérons contourner presque toutes les aberrations optiques monochromatiques normalement présentes avec les lentilles et nous pensons aussi que la réflexion interne sera significativement réduite. Pour valider cette hypothèse, nous avons conçu un jeu d'expérience qui sera décrit dans le prochain chapitre.

CHAPITRE 4

MÉTHODOLOGIE

Pour pouvoir comparer différentes techniques de capture, c'est-à-dire par objectif à lentilles, par sténopé et par fente, il a fallu générer un jeu de données expérimentales de différentes distances sur différents matériaux. Afin de générer ces données, nous avons besoin de contrôler de façon précise la distance d'une cible par rapport à notre capteur. Évidemment, l'intervalle du déplacement de la cible devait être plus petit que la précision attendue du capteur. Pour ce faire, nous avons fabriqué une table d'expérimentation dont nous présenterons les détails techniques dans ce chapitre. Nous discuterons également de l'implémentation des algorithmes d'analyse d'images de centre des taches laser en plus d'en proposer quelques nouveaux de notre cru qui se prêtent mieux à la capture par diffraction. Finalement, il sera possible d'ajuster la courbe de triangulation de l'équation (1.3) sur l'ensemble des centres trouvés pour comparer la qualité des résultats.

4.1 TABLE D'EXPÉRIMENTATION

La table de prototypage consiste en un chariot pouvant supporter différentes cibles, posées sur une vis sans fin qui est activée par un moteur de 6 400 micro-pas par tour contrôlé par un ordinateur. On peut trouver les plans du circuit à l'annexe II. Ce montage permet de déplacer la cible par intervalles aussi petits que $25\ \mu\text{m}$ sans perte de précision. En effet, après avoir fait avancé le chariot de $25\ \mu\text{m}$ 60 000 fois (soit sur 150 cm, la longueur de la vis sans fin) l'erreur est en dessous de 1 mm sur nos outils de mesure, soit $25\ \mu\text{m} \pm 0.017\ \mu\text{m}$ par intervalle. Puisque la procédure de capteur se fait toujours dans une seule direction, on peut ignorer le retour de force du moteur.

Le laser et la caméra sont posés au-dessus du moteur. La distance entre eux est de 30 cm, ce qui est un peu plus grand qu'un gros capteur du marché, mais qui reste dans un ordre de grandeur similaire. Le laser utilisé est un Class IIIa 650 nm 5 mW 5 V TTL, c'est-à-dire un laser rouge. Un filtre passe-bande $650 \pm 8\ \text{nm}$ est placé devant l'objectif de la caméra.

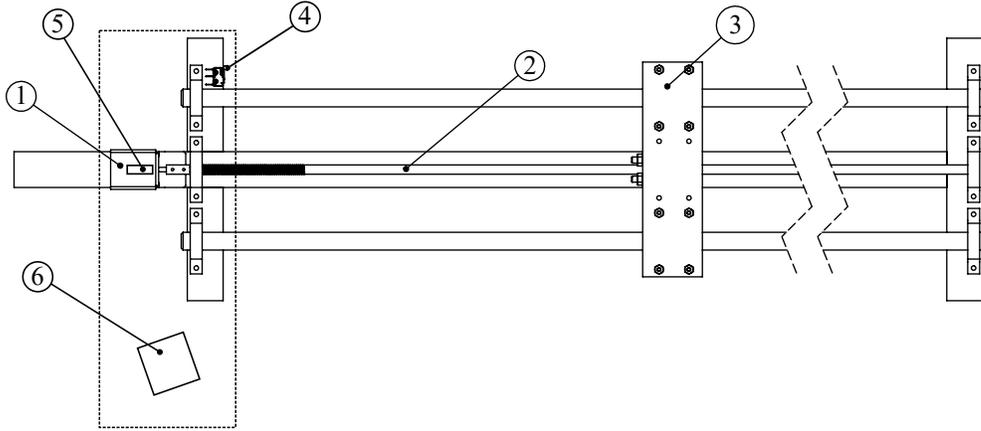


FIGURE 27. Montage de la table d'expérimentation. ① Moteur pas à pas, ② vis sans fin, ③ chariot à cibles, ④ interrupteur de fin de course. Sur la plaque de métal pointillée : ⑤ laser, ⑥ caméra. Pour plus de détails, voir l'annexe I.

Le modèle de caméra utilisée est C-Mount Sentech STC-MBS231U3V USB3 [1]. Cette caméra utilise un capteur d'image monochrome sans matrice de Bayer à obturateur global de type CMOS de modèle Sony IMX249. Sa taille est de 7.04×11.3 mm et sa résolution est de $1\,920 \times 1\,080$ pixels. La vitesse maximale de capture est de 41.6 images par seconde, ce qui peut être ignoré puisque la caméra ne fut jamais utilisée en mode vidéo. L'objectif à lentilles est de modèle Computar monture C de longueur focale 50 mm avec une ouverture de $f/1.8$ avec l'iris mit à $f/12$ pour avoir une illumination comparable à la fente. Pour démontrer empiriquement que la fente a une profondeur de champ plus grande qu'une lentille, la technique de Scheimpflug n'est pas appliquée. Ainsi, l'objectif à lentilles devrait donc être affecté par la défocalisation, alors que la fente non. La figure 27 montre la table d'expérimentation.

Comme point de départ, la fente fut testée dans le champ proche et le champ lointain en utilisant la distance de Fraunhofer de l'équation (3.5) pour déterminer la limite entre les deux. En l'occurrence, pour notre montage, nous avons posé la longueur $f = 50$ mm pour que la distance de la fente au capteur soit similaire à la profondeur de l'objectif à lentilles :

$$l = \frac{a^2}{50 \text{ mm} \cdot 650 \text{ nm}}, \quad (4.1)$$

$$a \approx 180 \mu\text{m},$$

où seule la solution positive nous intéresse. La largeur de fente la plus proche offerte par nos fournisseurs était de $200 \mu\text{m} \times 3$ mm. De plus, l'équation (3.4) nous informe que la taille de

fente qui maximisera la résolution serait plutôt

$$a \approx \sqrt{2} \sqrt{50 \text{ mm} \cdot 650 \text{ nm}} \approx 255 \mu\text{m}, \quad (4.2)$$

où seule la solution positive nous intéresse, encore une fois. Nous avons donc déterminé que la largeur de $200 \mu\text{m}$ serait un bon compromis pour cette distance, même si cette valeur fait en sorte que la fente à 50 mm se retrouve maintenant dans le champ proche. Nous avons ainsi pu effectuer des tests préliminaires avec $f = 150 \text{ mm}$ afin d'observer les effets d'une capture de la fente dans le champ lointain. Nous avons rapidement remarqué que la capture était beaucoup plus influencée par le chatoiement, en plus d'avoir un champ de vision plus petit. Nous avons donc rapidement écarté cette option. À noter que la capture était assombrie même avec $f = 50 \text{ mm}$, la fente étant un filtre spatial contrairement à un objectif à lentilles. Il a donc fallu allonger le temps d'exposition par un ordre de grandeur pour les captures par fente, soit 90.9 ms plutôt que 8.3 ms , mais il aurait aussi été possible d'utiliser une caméra plus sensible, ou un laser plus lumineux.

D'ailleurs, avant de choisir la fente, nous avons d'abord exploré l'utilisation d'ouvertures circulaires de $40 \mu\text{m}$, $200 \mu\text{m}$ et $1\,000 \mu\text{m}$ de diamètre dans le champ proche et le champ lointain. Par contre, ces solutions furent finalement supplantées par la fente, le coupable étant encore une fois le chatoiement. En effet, nous avons vite remarqué que la position du patron sur le capteur était très instable, car chaque tache de chatoiement projetait un disque d'Airy sur le capteur, potentiellement avec une intensité lumineuse se rapprochant de la tache centrale.

Les captures d'images furent prises avec le même ordinateur qui contrôle le moteur. Seule une région d'intérêt de $1\,920 \times 600$ pixels au centre de l'image fut sauvegardée. Les captures furent prises en 5 exemplaires à intervalles réguliers de $25 \mu\text{m}$ à partir de 60 cm du capteur sur une distance de 42 cm , soit $84\,000$ captures. L'intervalle de lecture correspondant au champ de vue utile du capteur, autrement dit, quand la tache laser se trouve à être entièrement capturée. Puisque l'objectif n'est pas grand angle, la fente a un champ de vision plus large et peut donc détecter des cibles plus éloignées, mais cette habileté n'est pas exploitée pour pouvoir comparer les mêmes distances. La fente fut installée de façon à ce que son champ de vue utile débute au même endroit que celui de la lentille. Les photos furent étiquetées avec leurs déplacements relatifs, ce qui permis de comparer les résultats du calcul avec le déplacement réel. Les jeux de données furent générés avec les matériaux suivants : du métal brossé, du métal rouillé inégalement, du bois clair, du papier blanc d'imprimante, du ruban électrique noir, du tissu de microfibres. Les figures 28 montrent des exemples de captures de taches laser.

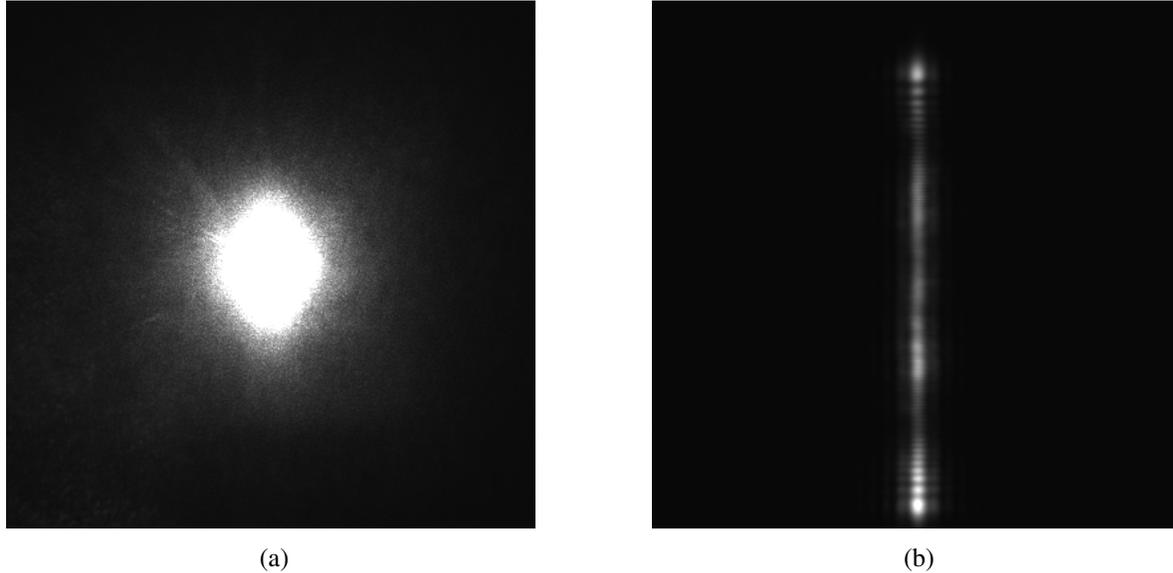


FIGURE 28. Taches lasers capturées par (a) un objectif à lentilles et (b) par une fente.

4.2 NETTOYAGE DU BRUIT DE FOND DES IMAGES

Comme discuté précédemment dans la section 1.5.1, il est pertinent de commencer par un prétraitement de l'image pour réduire le bruit de fond. De plus, nous effectuons une estimation préalable de la position de la tache laser pour rogner l'image pour analyse subséquente. Pour ce faire, la matrice M de l'image de départ est d'abord fortement seuillée avec une valeur prédéfinie. Nous avons déterminé expérimentalement qu'une valeur s_1 six fois plus élevée que le bruit de fond moyen d'environ 8 garantit que seule la tache laser se trouvera dans la matrice N résultante. Ensuite, on trouve le centroïde c de cette matrice N . Grâce à cette première estimation, on peut retirer une bande verticale dans l'image contenant la tache laser et stocker le résultat dans la matrice B . La moyenne des valeurs de cette matrice B sans la tache laser permet d'obtenir le bruit de fond s_2 . La bande prend toute la hauteur d'une image et a une largeur prédéterminée appelée à changer, sa valeur étant ici spécifique au montage. Par exemple, nous avons expérimentalement évalué la dimension de cette bande comme étant de 320×600 pixels pour englober la tache laser capturée par l'objectif à lentilles et de 128×600 pixels pour englober le patron de diffraction généré par la fente. Après quoi, on reprend la matrice M initiale, on utilise c autour duquel on rogne l'image avec un rectangle de taille fixe qui englobe la tache laser, ce qui donne la matrice R (voir figure 29). La taille de cette matrice R est de 320×320 pixels pour la tache laser et de 128×440 pixels pour le patron de diffraction généré



FIGURE 29. Illustration de la zone où la tache sera isolée et nettoyée.

par la fente. La matrice R est seuillée grâce à la valeur s_2 déterminé précédemment, résultant en la matrice S . Finalement, on applique des algorithmes plus sophistiqués pour trouver le centre dans S , tels que décrits dans les sections suivantes. On peut voir le pseudocode du prétraitement de l'image dans l'algorithme 4.1 qui réutilise les algorithmes 1.1 et 1.3.

Algorithme 4.1 : Prétraitement de l'image.

Entrées : matrice d'image M
 valeur de seuillage s_1
 largeur de la bande de nettoyage b
 taille du rognage r

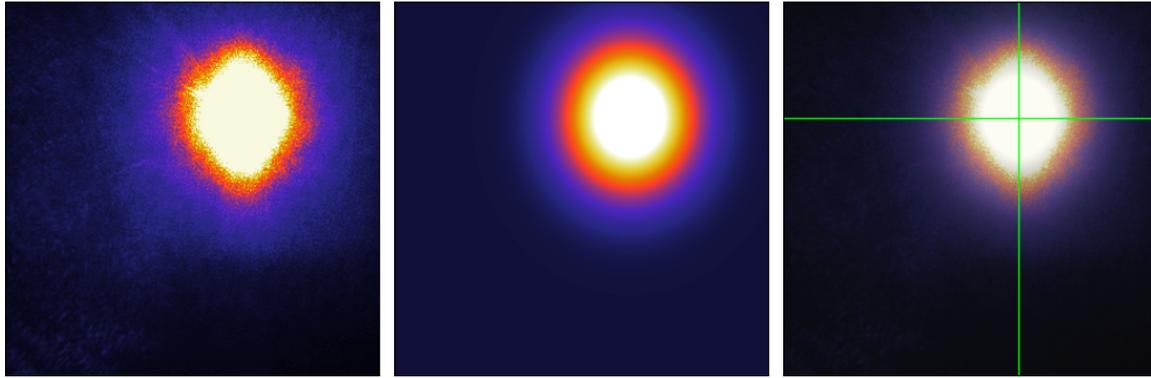
Résultat : matrice d'image prétraitée S

$N \leftarrow \text{seuillage}(M, s_1)$
 $c \leftarrow \text{centroïde}(N)$
 $B \leftarrow \text{supprimerColonnes}(N, c, b)$
 $s_2 \leftarrow \text{moyenne}(B)$
 $R \leftarrow \text{rogner}(M, c, r)$
 $S \leftarrow \text{seuillage}(R, s_2)$

retourner S

4.3 CALCUL DU CENTRE D'UNE TACHE LASER D'OBJECTIF À LENTILLES

La tache laser capturée par un objectif à lentilles est à peu près ronde. Ainsi, il est possible d'utiliser ces deux techniques tirées de la section 1.5 pour calculer le centre de la tache laser : par centroïde avec l'équation (1.35), autrement dit, par le premier moment, et par régression



(a) Tache du laser nettoyée. (b) Régression du modèle gaussien. (c) Modèle superposé à l'image.

FIGURE 30. Calcul de centre de tache laser capturée par objectif à lentilles.

aux moindres carrés de la fonction gaussienne simplifiée :

$$I_0 e^{-\|T_l\|^2}, \quad (4.3)$$

où I_0 est l'intensité maximale au centre et T_l est une matrice de transformation appliquée sur les coordonnées du plan image et une translation, soit :

$$T_l = \begin{bmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} \\ \sigma_{yx} & \sigma_{yy} \end{bmatrix}^{-1} \begin{bmatrix} x - \mu_x \\ y - \mu_y \end{bmatrix}, \quad (4.4)$$

où nous ajustons explicitement pour l'intensité I_0 , les covariances σ_{xx} , σ_{xy} , σ_{yx} , σ_{yy} et le centre (μ_x, μ_y) . À noter que pour le calcul de centre, nous utilisons l'algorithme *limited-memory Broyden-Fletcher-Goldfarb-Shanno with bound constraints* (L-BFGS-B) qui permet de faire une régression itérative sur des modèles non linéaires avec contraintes [20, 37, 45, 104]. La figure 30 permet de visualiser des exemples de calcul de centre grâce aux techniques abordées.

À titre d'information, le patron de diffraction du disque d'Airy fut analysé à partir d'une modification de l'équation (1.4) :

$$I_0 \left(\frac{2J_1(\sin \|T_l\|)}{\sin \|T_l\|} \right)^2. \quad (4.5)$$

4.4 CALCUL DU CENTRE D'UN PATRON DE DIFFRACTION DE FENTE

Le calcul du centre du patron de diffraction d'une fente exige d'autres algorithmes. Dans ce mémoire, nous explorons deux techniques. La première consiste à faire une régression de

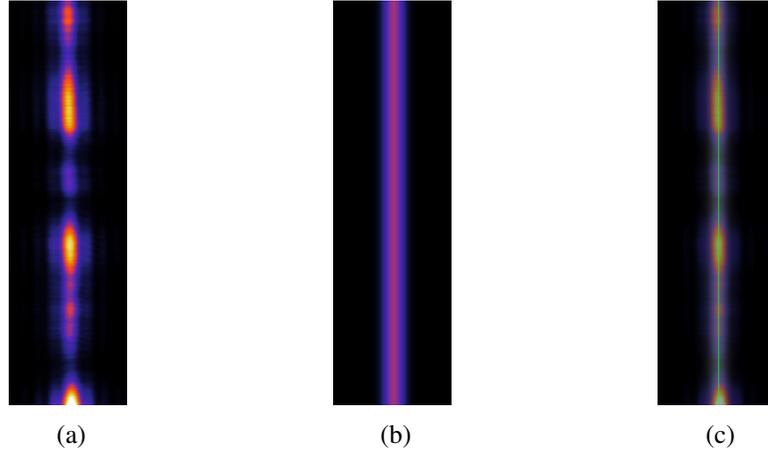


FIGURE 31. En ordre : (a) le patron de diffraction rogné et nettoyé, (b) la régression du modèle gaussien, (c) l'estimation superposée à l'image rognée.

modélisation du patron de diffraction, à l'instar du calcul de centre de la section précédente sur la tache laser. La deuxième est de parcourir la matrice image ligne par ligne, puis d'identifier le centre pour chacune de ces lignes, pour finalement faire une moyenne de tous ces centres.

La première technique utilise deux modèles, cette fois-ci avec un T_f modifié pour modéliser la patron de diffraction de la fente d'un seul coup :

$$T_f = \begin{bmatrix} \sigma_{xx} & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x - \mu_x \\ y \end{bmatrix}. \quad (4.6)$$

Cette équation ne permet que de déterminer le centre horizontal de la tache laser, mais c'est la seule valeur qui importe puisque le patron ne se déplace qu'horizontalement. Le premier modèle est la même fonction gaussienne que l'équation (4.3) :

$$I_0 e^{-T_f^2}. \quad (4.7)$$

Le deuxième se base sur l'approximation de Fraunhofer de l'équation (3.3) :

$$I_0 \operatorname{sinc}^2(p \sin T_f). \quad (4.8)$$

La figure 31 montre un exemple d'application de cet technique avec la fonction de gaussienne.

La deuxième technique essaie plutôt offrir une bonne approximation du vrai centre horizontal grâce à la moyenne d'erreur autour de la valeur réelle théorique. Le centre d'une

ligne fut calculé selon trois façons : par centroïde avec l'équation (1.35), par régression aux moindres carrés de la fonction gaussienne

$$I_0 e^{-\left(\frac{x-\mu}{\sigma}\right)^2} \quad (4.9)$$

et de l'approximation de Fraunhofer basée sur l'équation (3.3)

$$I_0 \operatorname{sinc}^2 \left(p \sin \left(\frac{x-\mu}{\sigma} \right) \right), \quad (4.10)$$

où p regroupe les paramètres $a\pi/\lambda$, l'ouverture a de la fente et la longueur d'onde du laser λ étant constantes. La figure 32 montre un exemple d'application de l'algorithme 4.2.

Algorithme 4.2 : Calcul du centre du patron de diffraction d'une fente par régression de la fonction gaussienne ligne par ligne.

Entrées : matrice d'image prétraitée S

Résultat : centre horizontal de la tache laser

modèle $m \leftarrow I_0 e^{-\left(\frac{x-\mu}{\sigma}\right)^2}$

$L \leftarrow$ nombre de lignes dans S

somme des centres horizontaux $\mu_{\text{total}} \leftarrow 0$

pour $i \leftarrow 1$ à L **faire**

$(I_0, \mu, \sigma) \leftarrow \text{L-BFGS-B}(S, m)$

$\mu_{\text{total}} \leftarrow \mu_{\text{total}} + \mu$

fin

retourner μ_{total}/L

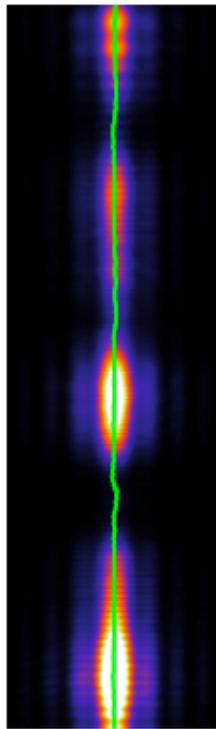
4.5 RÉGRESSION DU MODÈLE DE TRIANGULATION

Grâce aux centres extraits des images, il fut possible d'ajuster la courbe de triangulation de l'équation (1.3) sur l'ensemble de points pour comparer les différentes techniques. Puisque l'expérience débute à une certaine distance c_0 du laser, on compense avec le terme :

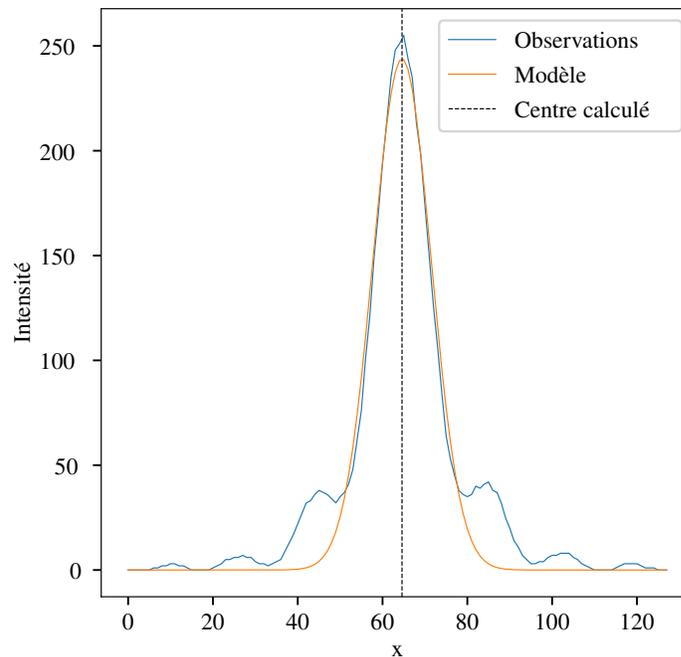
$$c = \frac{b \sin(\arctan(f/x))}{\sin(\alpha + \arctan(f/x))} - c_0. \quad (4.11)$$

De plus, puisque la variable indépendante est la distance réelle c de la cible, nous avons isolé le centre x de la tache laser sur le capteur :

$$x = \frac{\csc(\alpha)(-cf \cos(\alpha) - c_0 f \cos(\alpha) + bf)}{c + c_0}. \quad (4.12)$$



(a)



(b)

FIGURE 32. Les points verts dans (a) représentent les centres ligne par ligne, (b) est un exemple de régression de la fonction gaussienne sur une ligne quelconque de l'image.

La régression, quant à elle, fut effectuée grâce aux moindres carrés *Trust-Region-Reflective*, un algorithme robuste particulièrement adapté aux problèmes dispersés avec limites [110]. Une fois les paramètres trouvés, il fut possible d'estimer la distance de déplacement de la cible pour chaque image, et ainsi déterminer à quel point les algorithmes sont stables, précis et prédictifs par rapport à la distance réelle pour différents matériaux à différentes distances.

4.6 CONCLUSION

Grâce à la table d'expérimentation, il fût possible de générer un important jeu de données de captures par objectif à lentilles et par fente sur plusieurs matériaux. Nous avons ensuite extrait les centres des taches laser dans les images grâce à différents algorithmes. Pour l'objectif à lentilles, nous avons utilisé le centroïde et la régression aux moindres carrés de la fonction gaussienne avec transformation linéaire. Pour la fente, nous avons aussi utilisé la régression aux moindres carrés de la fonction gaussienne avec transformation linéaire et nous avons ajouté la

régression aux moindres carrés de l'approximation de Fraunhofer avec transformation linéaire. De plus, toujours pour la fente, nous avons appliqué une analyse ligne par ligne avec moyenne des centres trouvés. Pour ce faire, nous avons encore une fois utilisé le centroïde, la régression aux moindres carrés de la fonction gaussienne avec transformation linéaire et la régression aux moindres carrés de l'approximation de Fraunhofer avec transformation linéaire. Il sera alors possible de faire l'interprétation de ces résultats pour éventuellement confirmer ou infirmer notre hypothèse à savoir si les fentes évitent bel et bien les aberrations optiques et la réflexion interne, les rendant ainsi meilleures que les objectifs à lentilles, ce que nous ferons dans les chapitres suivants.

CHAPITRE 5

RÉSULTATS

À l'aide de la table d'expérimentation, nous avons généré un jeu de données de centres de taches laser. Les captures furent prises à différentes distances sur différents matériaux, ce qui permis de comparer l'objectif à lentilles et la fente dans plusieurs conditions. De plus, ces centres furent calculés avec différents algorithmes que nous allons aussi comparer.

Nous avons commencé par ajuster la courbe de triangulation de l'équation (4.12) sur l'ensemble des centres laser calculés, comme on peut le voir à la figure 33.

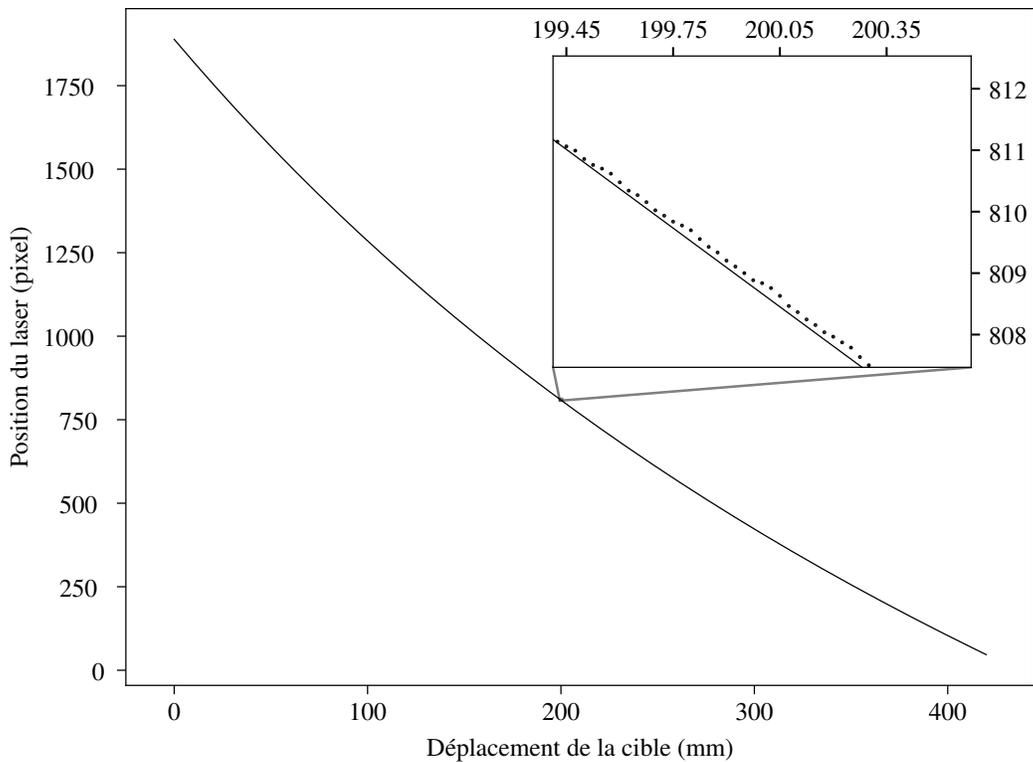


FIGURE 33. Courbe de triangulation ajustée sur les centres calculés depuis la capture par fente.

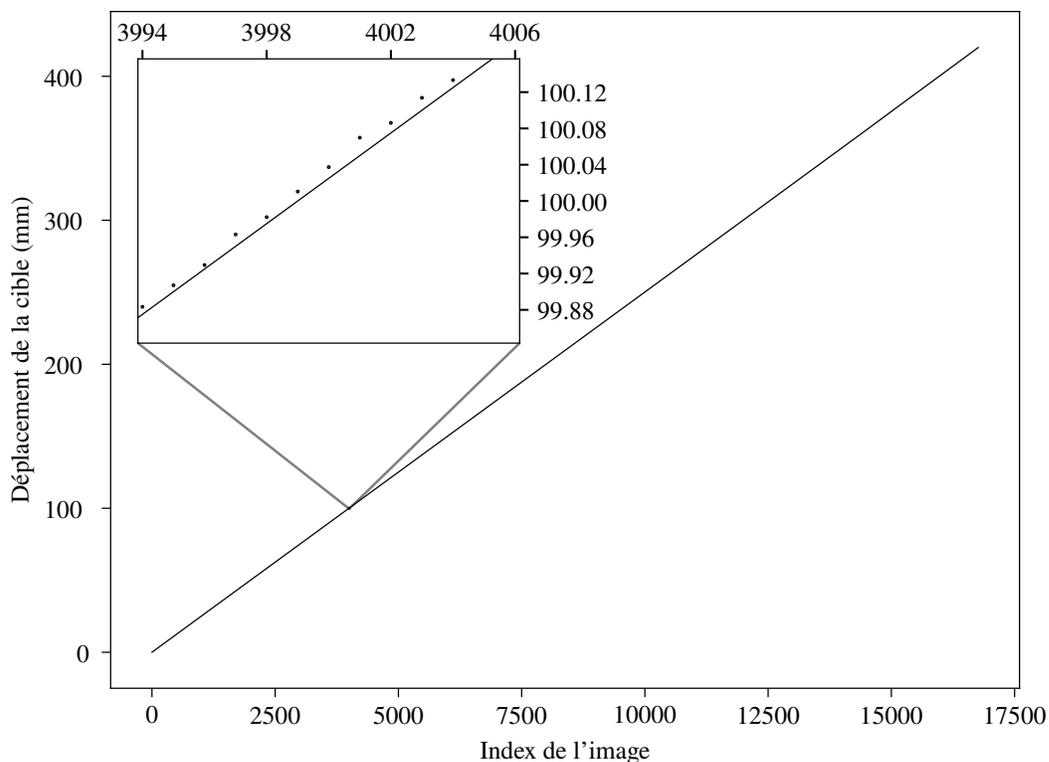
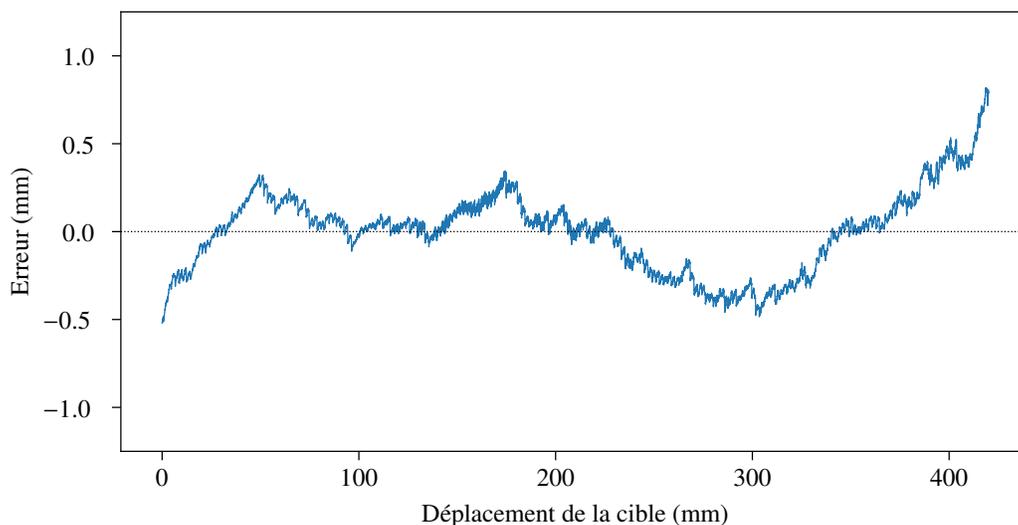


FIGURE 34. Prédications du modèle de triangulation comparées aux distances connues capturées par fente.

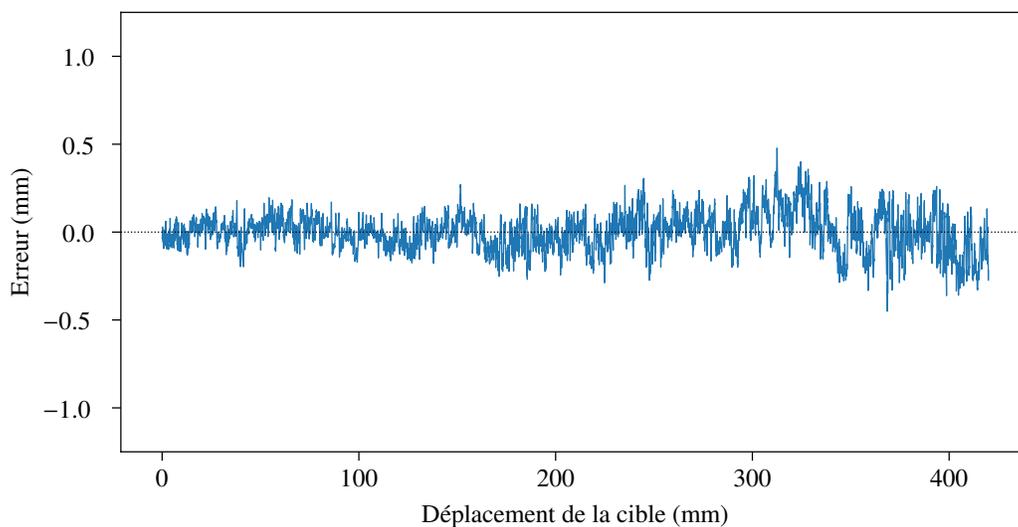
Grâce aux paramètres ainsi trouvés, on peut observer les prédictions du modèle par rapport aux distances réelles, comme l'illustre la figure 34.

Les figures 35 montrent l'erreur entre les distances réelles et les prédictions selon les différentes méthodes. Rappelons ici que l'erreur de déplacement du chariot est de $25 \mu\text{m} \pm 0.017 \mu\text{m}$, ce qui est plusieurs ordres de grandeur plus petit que l'erreur de prédiction (donc impossible à observer dans ces figures) et peut être ignoré sans problème. On remarque du premier coup d'œil que les erreurs de l'objectif à lentilles ne sont pas plates, contrairement à celles de la fente. Dans le graphe d'erreur de l'objectif à lentilles 35 (a), on observe une pointe au milieu, ce qui correspond à la réflexion interne de l'objectif à lentilles que l'on retrouve dans l'expérience. On remarque aussi des déviations prononcées au début et à la fin du même graphe, qui correspondent à la distorsion du plan image et au fait que plus la cible s'éloigne du capteur, plus la tache capturée est petite. Les résultats de la fente de la figure 35 (b) ne sont pas affectés par la

distorsion et la réflexion interne. Le graphe montre par contre une certaine dégradation de la qualité de prédiction lorsque la cible s'éloigne. Cela peut être dû en partie au fait que malgré que le patron de diffraction, pourtant déjà plus sombre qu'une tache capturée avec un objectif à lentilles, ne rapetisse pas lorsque la cible s'éloigne du capteur, mais s'assombrit davantage et devient plus difficile à analyser. Ce problème est particulièrement prononcé lorsque la cible est foncée.



(a)



(b)

FIGURE 35. Exemples d'erreurs de prédiction du modèle pour (a) la capture par objectif à lentilles et pour (b) la capture par fente sur du papier blanc.

Les diagrammes en violon des figures 36, 37 et 38 montrent aussi les erreurs des algorithmes de calcul du centre pour la capture par objectif à lentilles, par fente ligne par ligne et par modélisation du patron de diffraction, respectivement. La forme de chaque violon représente la distribution à aires égales des erreurs sur laquelle est superposée une boîte à moustaches dont nous utilisons la définition classique : la boîte allant du premier quartile au troisième quartile coupé par un point blanc représentant la médiane, avec la longueur des moustaches étant 1.5 fois l'écart entre le premier et troisième quartile [57]. Plus les erreurs sont compactes et normalement distribuées, meilleurs sont les résultats. On remarque que les erreurs d'objectif à lentilles ne sont pas toujours distribuées normalement, ce qui suggère une déviation de l'erreur. Finalement, le diagramme 39 compare les meilleurs résultats de chacune des techniques.

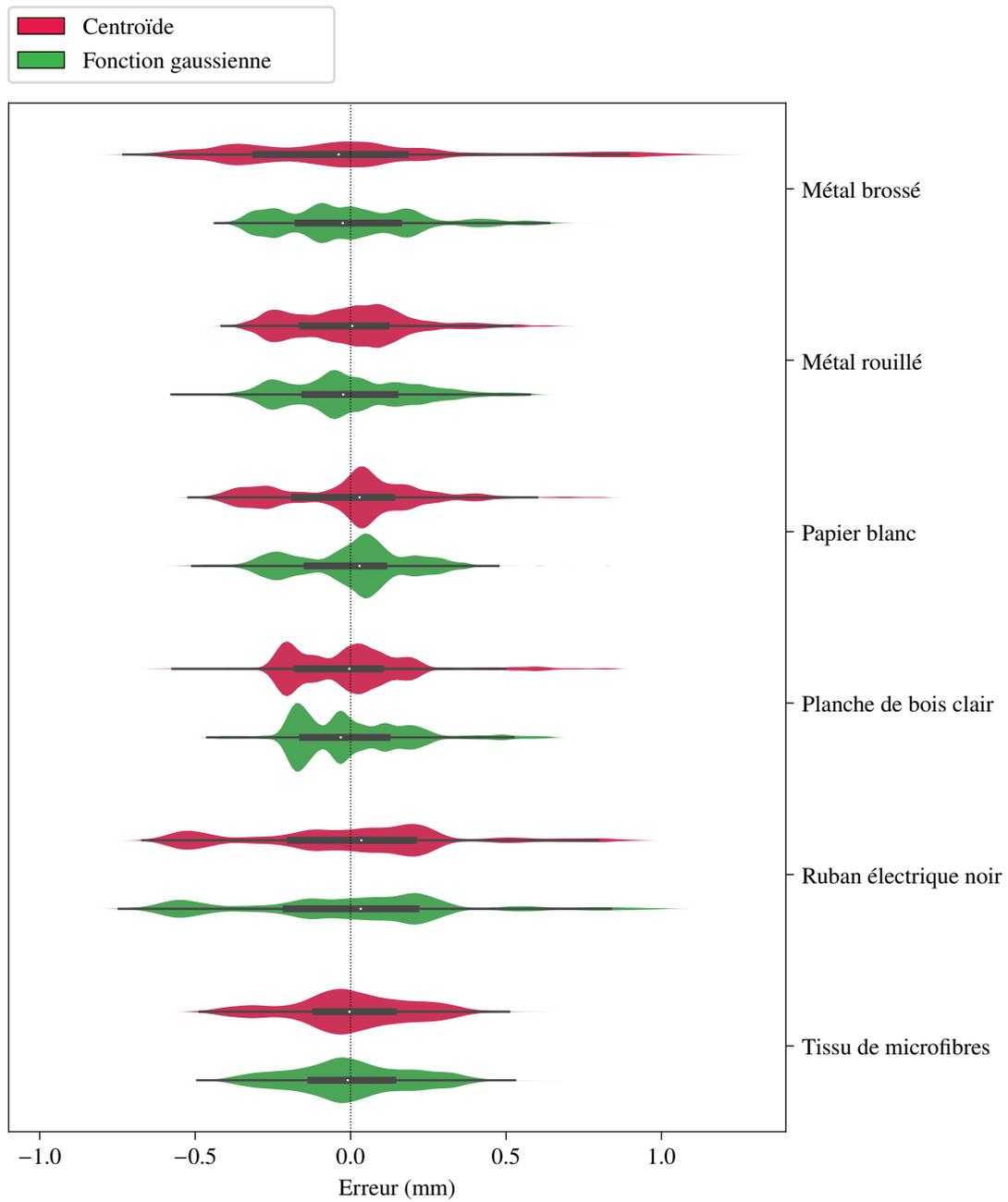


FIGURE 36. Comparaison des méthodes de calcul de centre pour les captures par objectif à lentilles.

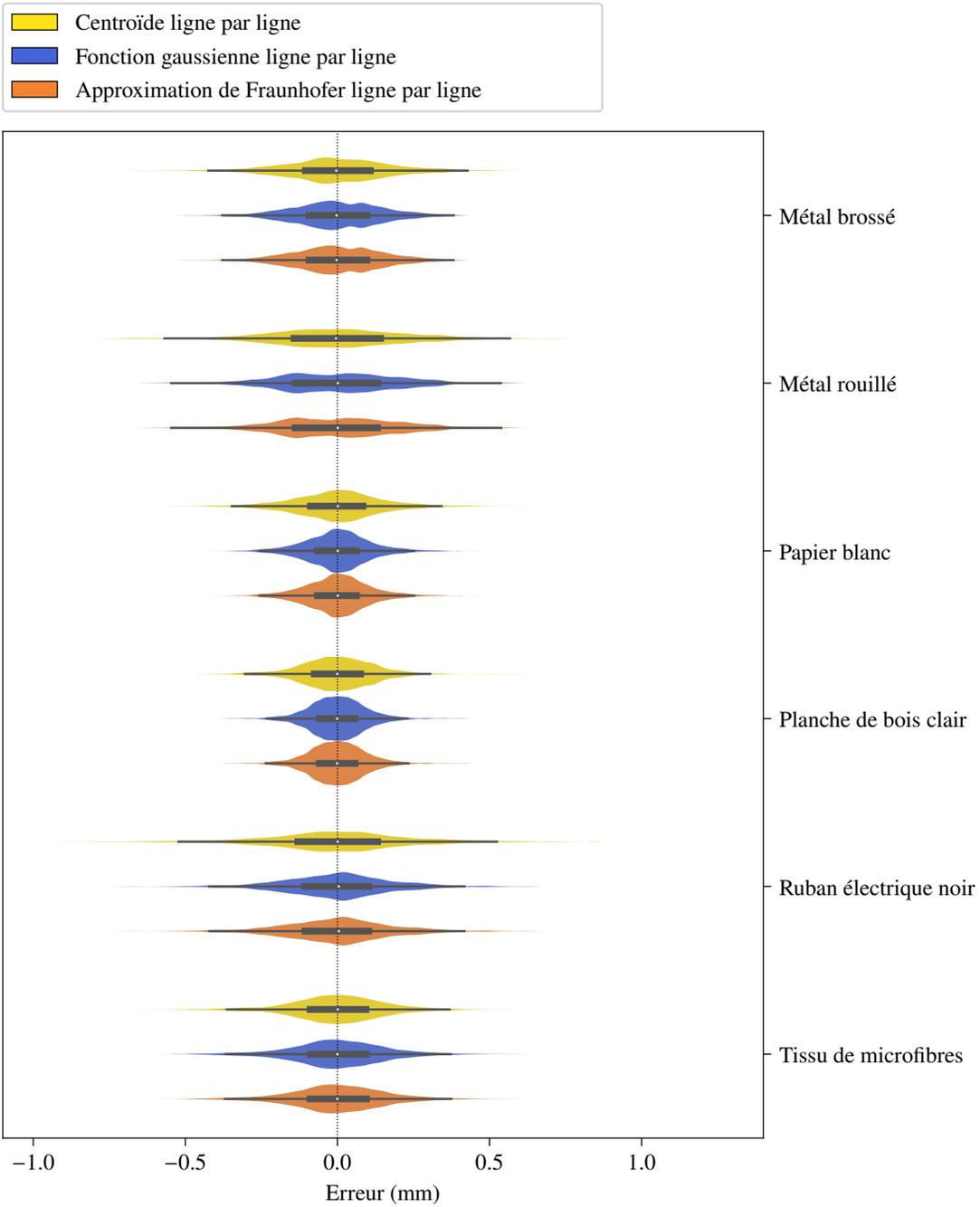


FIGURE 37. Comparaison des méthodes de calcul de centre ligne par ligne pour les captures par fente.

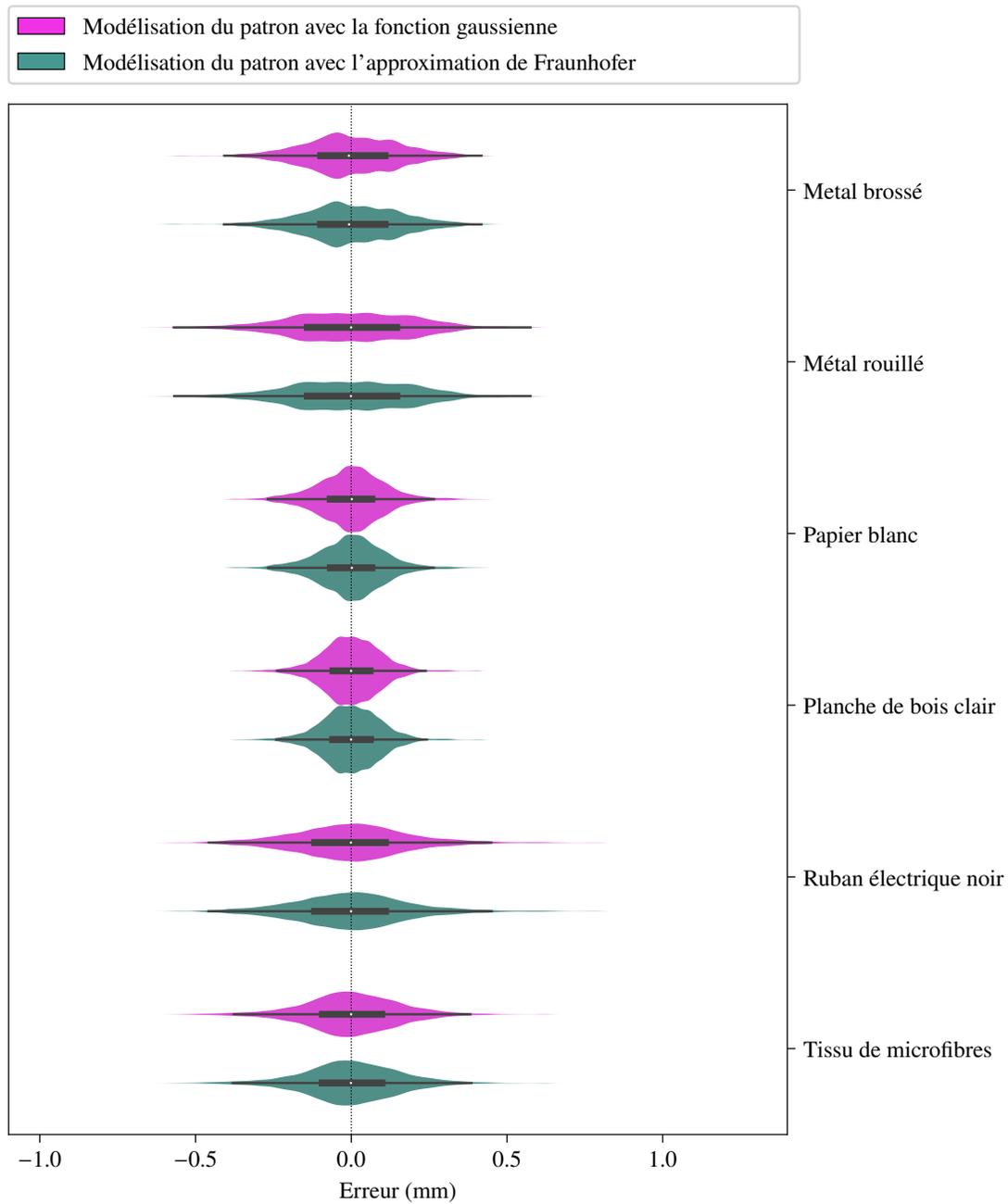


FIGURE 38. Comparaison des méthodes de calcul de centre par modélisation du patron de diffraction pour les captures par fente.

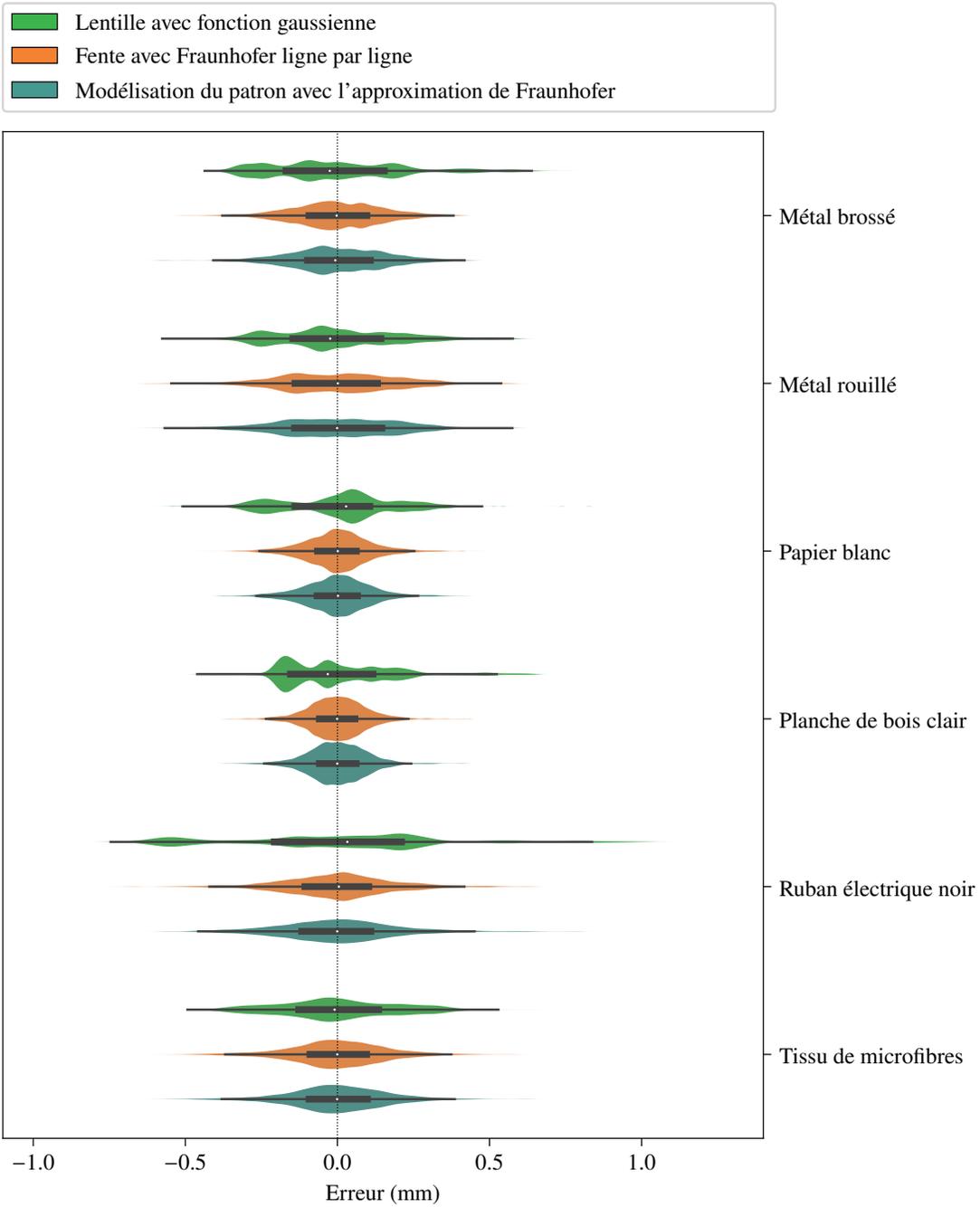


FIGURE 39. Comparaison de la meilleure méthode de calcul de centre pour les captures par objectif à lentilles et par fente.

On remarque que dans les figures pour la fente 38 et 39, l'erreur du calcul des centres est suspicieusement similaire pour la régression aux moindres carrés de la fonction gaussienne et de l'approximation de Fraunhofer. Le volume important de données compressées dans des petites figures cache le fait qu'il y ait réellement des différences entre les deux. Les prochains tableaux permettront de mieux voir ces différences, bien qu'elles soient subtiles. Cela peut s'expliquer en partie du fait que, tel que discuté dans la section 1.5.4, la fonction gaussienne est déjà une bonne approximation de Fraunhofer, il n'y aurait donc qu'un gain minime à utiliser cette dernière.

Observons une analyse numérique des mêmes erreurs de prédiction selon les mesures de déviation maximum (MAX) et d'erreur absolue moyenne (MAE) dans les tableaux 2, 3 et 4 suivants.

TABLEAU 2

Statistiques d'erreur des prédictions en micromètre du modèle pour l'objectif à lentilles avec le calcul du centre par centroïde et par régression aux moindres carrés de la fonction gaussienne.

Matériaux	Centroïde		Gaussienne	
	MAX	MAE	MAX	MAE
Métal brossé	1 220	301	851	182
Métal rouillé	703	156	861	164
Papier blanc	825	177	812	144
Planche de bois clair	856	156	651	151
Ruban électrique noir	922	264	1 098	280
Tissu de microfibres	680	155	677	154

TABLEAU 3

Statistiques d'erreur des prédictions en micromètre du modèle ligne par ligne pour la fente avec le calcul du centre par centroïde et par régression aux moindres carrés de la fonction gaussienne et de l'approximation de Fraunhofer.

Matériaux	Centroïde		Gaussienne		Fraunhofer	
	MAX	MAE	MAX	MAE	MAX	MAE
Métal brossé	680	134	520	115	527	115
Métal rouillé	782	174	640	158	638	158
Papier blanc	638	110	468	81	476	81
Planche de bois clair	619	94	429	72	437	72
Ruban électrique noir	898	175	735	134	743	134
Tissu de microfibres	648	117	602	118	600	119

TABLEAU 4

Statistique d'erreur des prédictions en micromètre du modèle deux dimensions pour la fente avec le calcul du centre par régression aux moindres carrés de la fonction gaussienne et de l'approximation de Fraunhofer.

Matériaux	Gaussienne		Fraunhofer	
	MAX	MAE	MAX	MAE
Métal brossé	572	121	595	123
Métal rouillé	808	161	652	161
Papier blanc	438	84	434	83
Planche de bois clair	416	73	424	74
Ruban électrique noir	796	144	794	144
Tissu de microfibres	637	120	639	121

5.1 CONCLUSION

La comparaison de différents algorithmes d'analyse d'image de patron de diffraction de fente montre que la méthode par centroïde n'est jamais meilleure que la régression linéaire de la fonction gaussienne et de l'estimation de Fraunhofer, qui sont très proche l'une de l'autre. De plus, l'analyse ligne par ligne semble donner des résultats sensiblement meilleurs que l'analyse de l'intégralité de l'image.

Enfin, après avoir comparé l'objectif à lentilles avec la fente sur plusieurs matériaux, on constate que l'objectif à lentilles est affecté par les aberrations optiques sphériques, de défocalisation, de coma, de courbure de champ, mais surtout de distorsion et de réflexion interne, alors que la fente non. La capture par fente donne des résultats plus bruités et moins précis que l'objectif à lentilles, mais plus exacts car ils ne sont pas influencés par les aberrations optiques. De toute façon, à matériel égal, et donc à imperfections égales, les résultats montrent que la fente est en moyenne meilleure, ce qui confirme notre hypothèse.

Le métal rouillé et le tissu de microfibres sont des exceptions notables où la différence de précision est moins marquée, comme on peut voir dans les tableaux 2 et 3, voire même parfois pire, comme dans le tableau 4. Les surfaces très texturées et hétérogènes semblent problématiques pour la triangulation laser de façon générale [32], ce qui est exacerbé pour la fente, car ces surfaces viennent amplifier le chatoiement.

Il faut tout de même garder en tête que l'utilisation d'une fente plutôt qu'un objectif à lentilles donne une image assombrie ; il peut être plus difficile de détecter précisément un matériau qui absorbe beaucoup de lumière loin du capteur, pouvant ainsi réduire la portée ou demandant un temps d'exposition plus long. Il serait possible d'atténuer ce problème simplement en utilisant un capteur de lumière plus sensible ou en utilisant un laser plus lumineux, bien que des considérations de santé et de sécurité pourraient survenir. De plus, si on se fie à l'équation (3.5), plus la longueur d'onde est courte — par exemple avec un laser ultraviolet — plus la limite du champ proche sera repoussée, réduisant du même coup le chatoiement.

À noter qu'une partie des résultats de ce chapitre fut présentée en 2023 à la 12^e conférence internationale d'IEEE IDAACS [72] et publiée dans le journal Sensors de MDPI [91].

CONCLUSION GÉNÉRALE

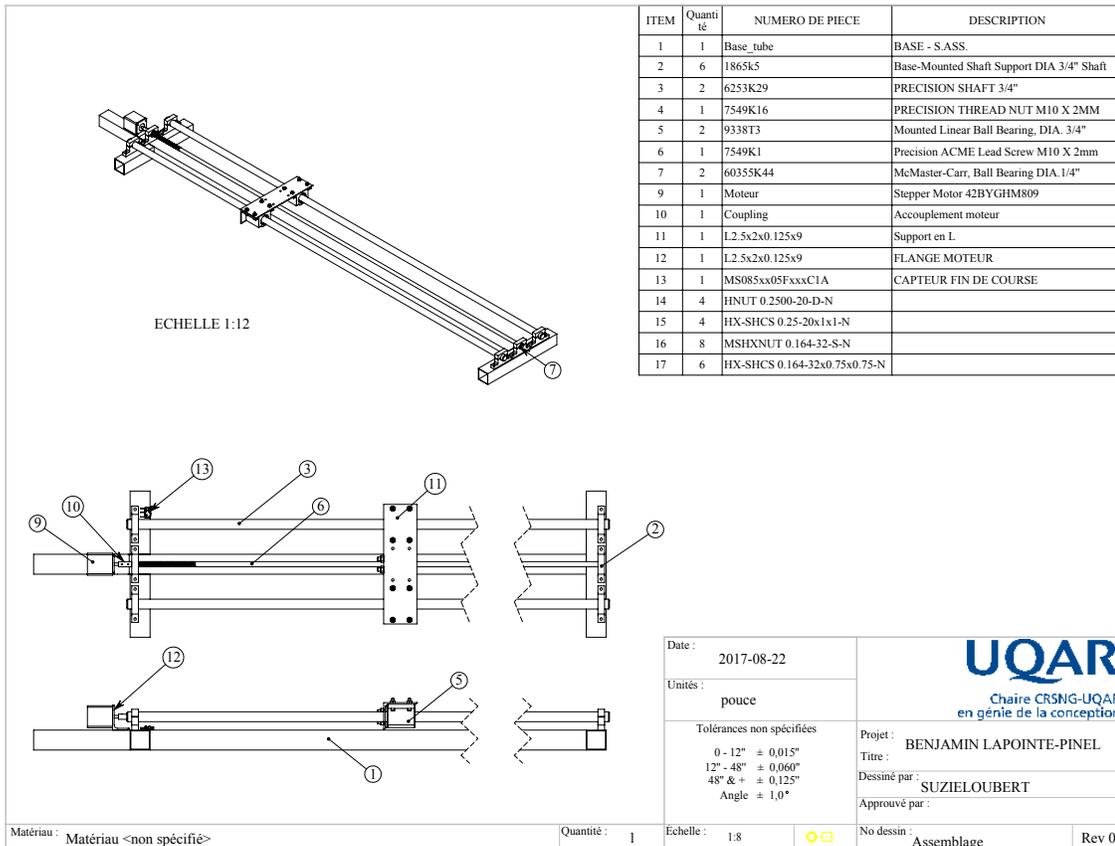
À la lumière des résultats, on peut affirmer que remplacer l'objectif à lentilles par une fente permet d'éviter la plupart des aberrations optiques, particulièrement la distorsion et la réflexion interne, ce qui permettrait une précision accrue et simplifierait la modélisation des capteurs à triangulation, autant en matériel qu'en logiciel. On pourrait imaginer un capteur fait seulement d'un laser, d'un filtre pour la longueur d'onde de ce laser, d'une fente verticale et d'un dispositif de capture de lumière. Ce capteur serait potentiellement plus précis et plus simple — donc moins cher — à fabriquer.

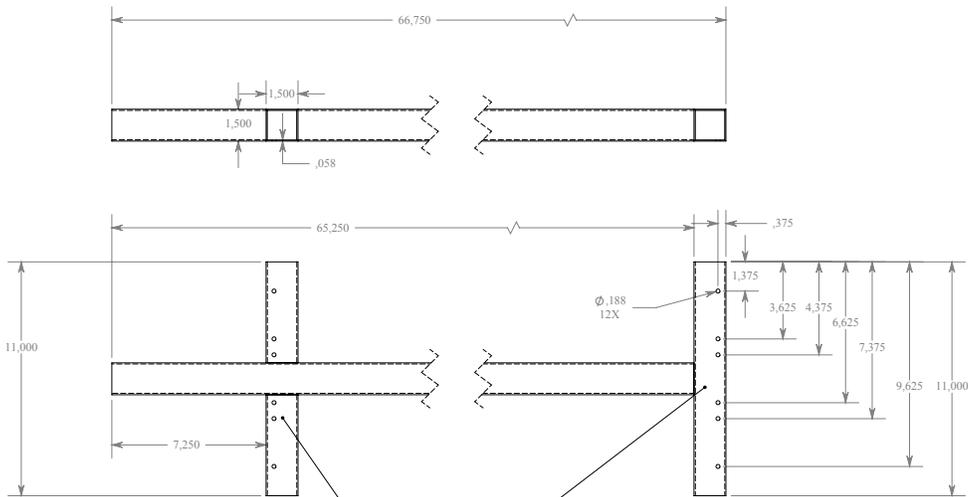
D'un point de vue matériel, il serait pertinent de comparer avec un capteur à objectif à lentilles utilisant le principe de Scheimpflug pour faire une analyse plus juste avec ce qui se fait sur le marché. Plus de recherche et d'expériences sur les paramètres matériels, sur l'analyse d'image et sur des modèles plus sophistiqués pourraient faire en sorte que ce capteur à fente soit encore plus précis. Il pourrait aussi être intéressant de voir si la fente est viable dans un contexte de profilage de matériaux avec une ligne laser plutôt qu'un point.

L'approximation de Fraunhofer montre ses limites dans le champ proche, là où se trouvent nos expériences. Il serait possible d'utiliser plutôt l'approximation de Fresnel [16] qui est plus précise dans le champ proche, mais probablement au coût d'une implémentation logicielle plus complexe et plus lourde à exécuter. D'ailleurs, il serait aussi intéressant d'explorer de nouvelles formes de patron de diffraction, comme certains le font déjà [42, 71, 130], ainsi que différentes formes de laser, telles qu'une ligne, comme le fait la gamme de capteurs optoNCDT LL de Micro-Epsilon.

ANNEXE I

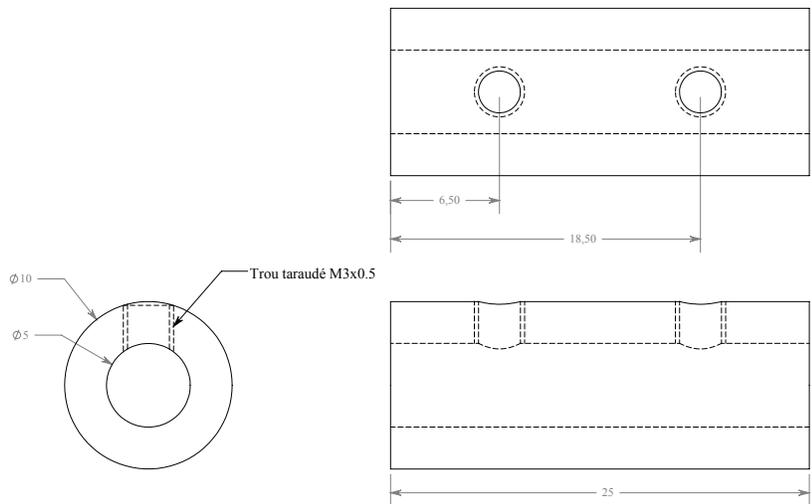
PLAN DE LA TABLE D'EXPÉRIMENTATION



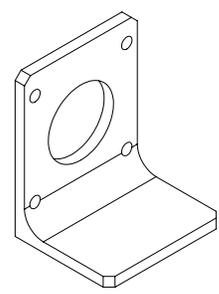
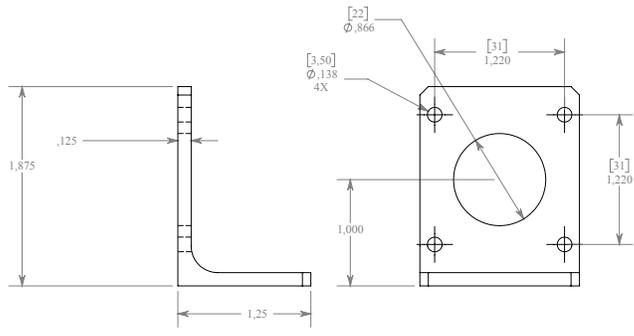


NOTE : LA SURFACE SUPÉRIEURE DOIT ÊTRE PARALLÈLE.

Date :	2017-08-22	 UQAR Chaire CRSNG-UQAR en génie de la conception	
Unités :	pouce		
Tolérances non spécifiées	0 - 12" ± 0,015" 12" - 48" ± 0,060" 48" & + ± 0,125" Angle ± 1,0°	Projet : Titre : BASE - S.ASS. Dessiné par : SUZIE LOUBERT Approuvé par :	
Matériau : ALU 1 1/2" X 1/2"	Quantité : 1	Échelle : 1:5	No dessin : Base_tube Rev 0



Date :	2017-08-22	 UQAR Chaire CRSNG-UQAR en génie de la conception	
Unités :	mm		
Tolérances non spécifiées 0 - 300 mm ± 0,5 mm 300 mm - 1000 mm ± 1,5 mm 1000 mm & + ± 3 mm Angle ± 1,0°		Projet : Titre : Accouplement moteur Dessiné par : SUZIE LOUBERT Approuvé par :	
Matériau : ASTM A36 Acier	Quantité : 1	Echelle : 4:1  	No dessin : Coupling Rev 0

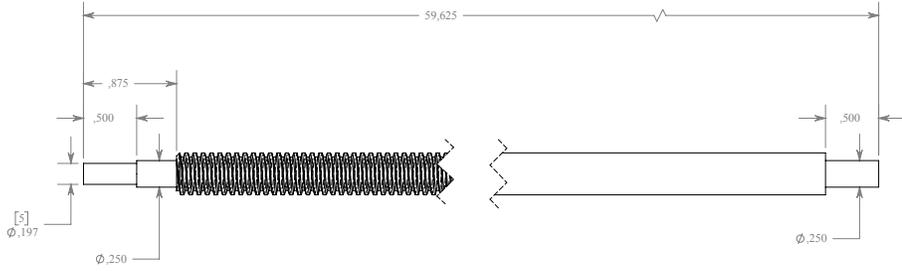


Date :	2017-08-22	 UQAR Chaire CRSNG-UQAR en génie de la conception
Unités :	pouce	
Tolérances non spécifiées		Projet :
0 - 12° ± 0,015°		Titre : FLANGE MOTEUR
12° - 48° ± 0,060°		Dessiné par :
48° & + ± 0,125°		Approuvé par :
Angle ± 1,0°		No dessin :
		support_moteur

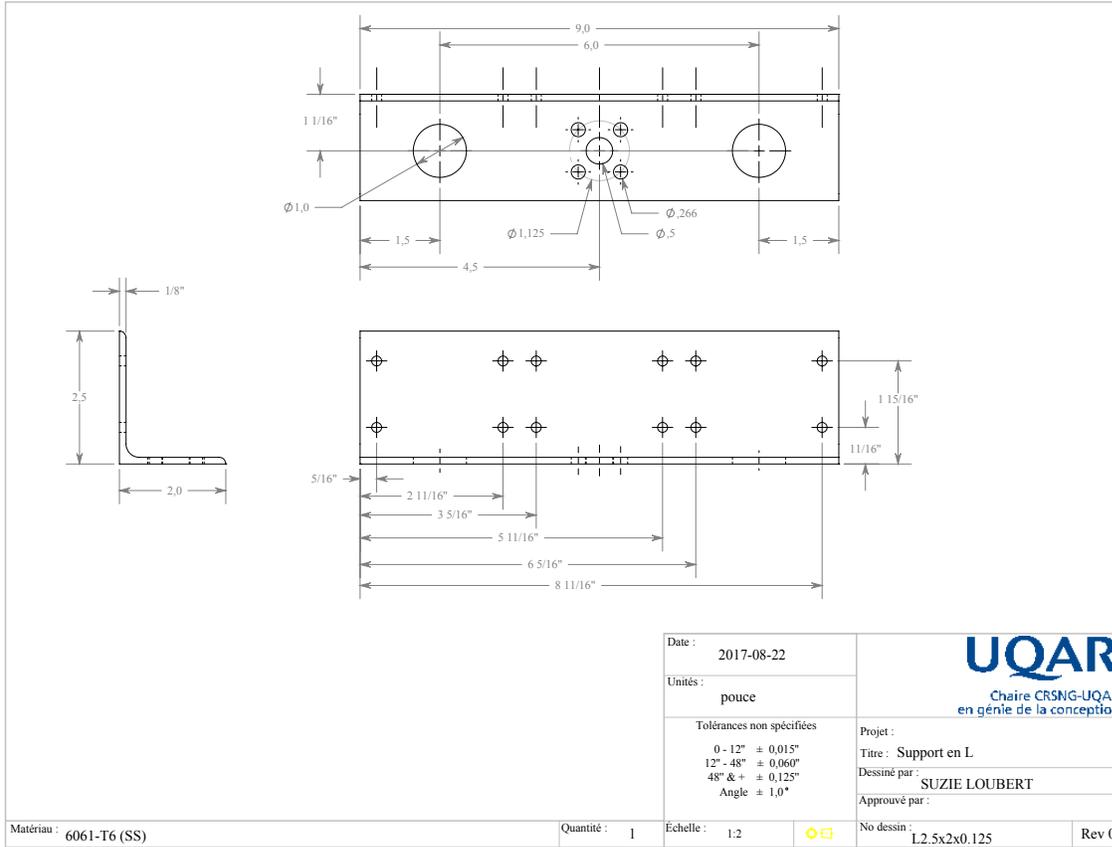
Matériau : ALU 6061-T6 Quantité : 1

Échelle : 1:1 

Rev 0

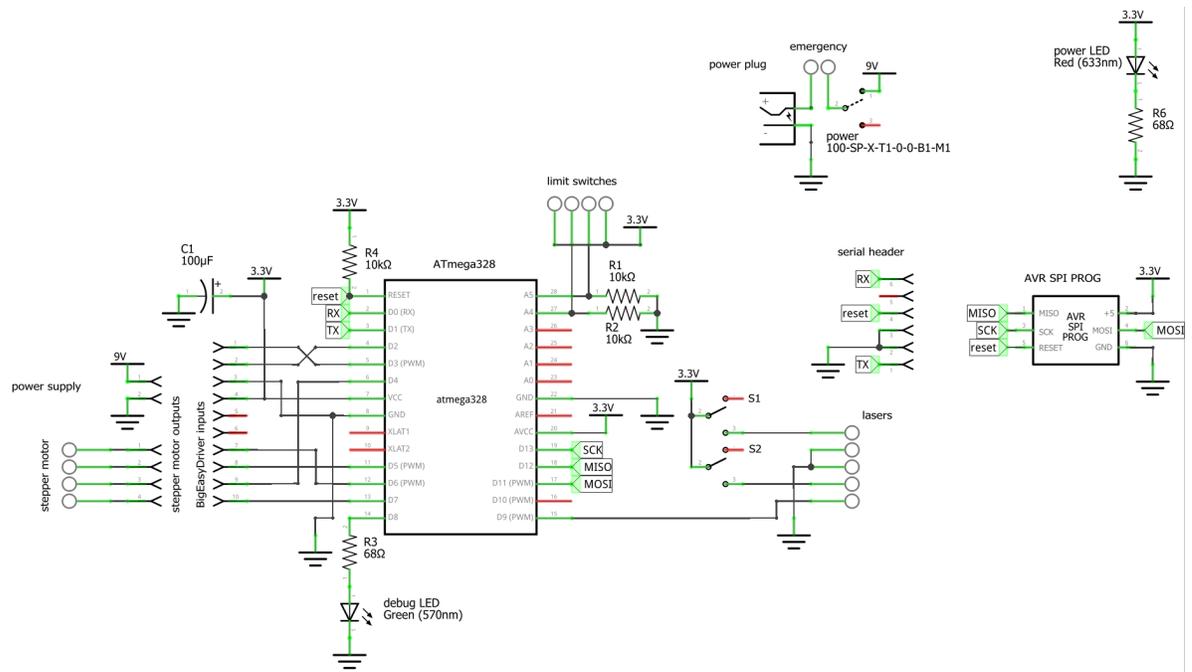


Date :	2017-08-22	 UQAR Chaire CRSNG-UQAR en génie de la conception
Unités :	pouce	
Tolérances non spécifiées		Projet :
0 - 12" ± 0.015"		Titre : Precision ACME Lead Screw M10 X
12" - 48" ± 0.060"		Dessiné par :
48" & + ± 0.125"		Approuvé par :
Angle ± 1.0°		No dessin :
Matériau :		7549K100
Quantité :	1	Echelle :
		1:1
		⚠
		Rev 0

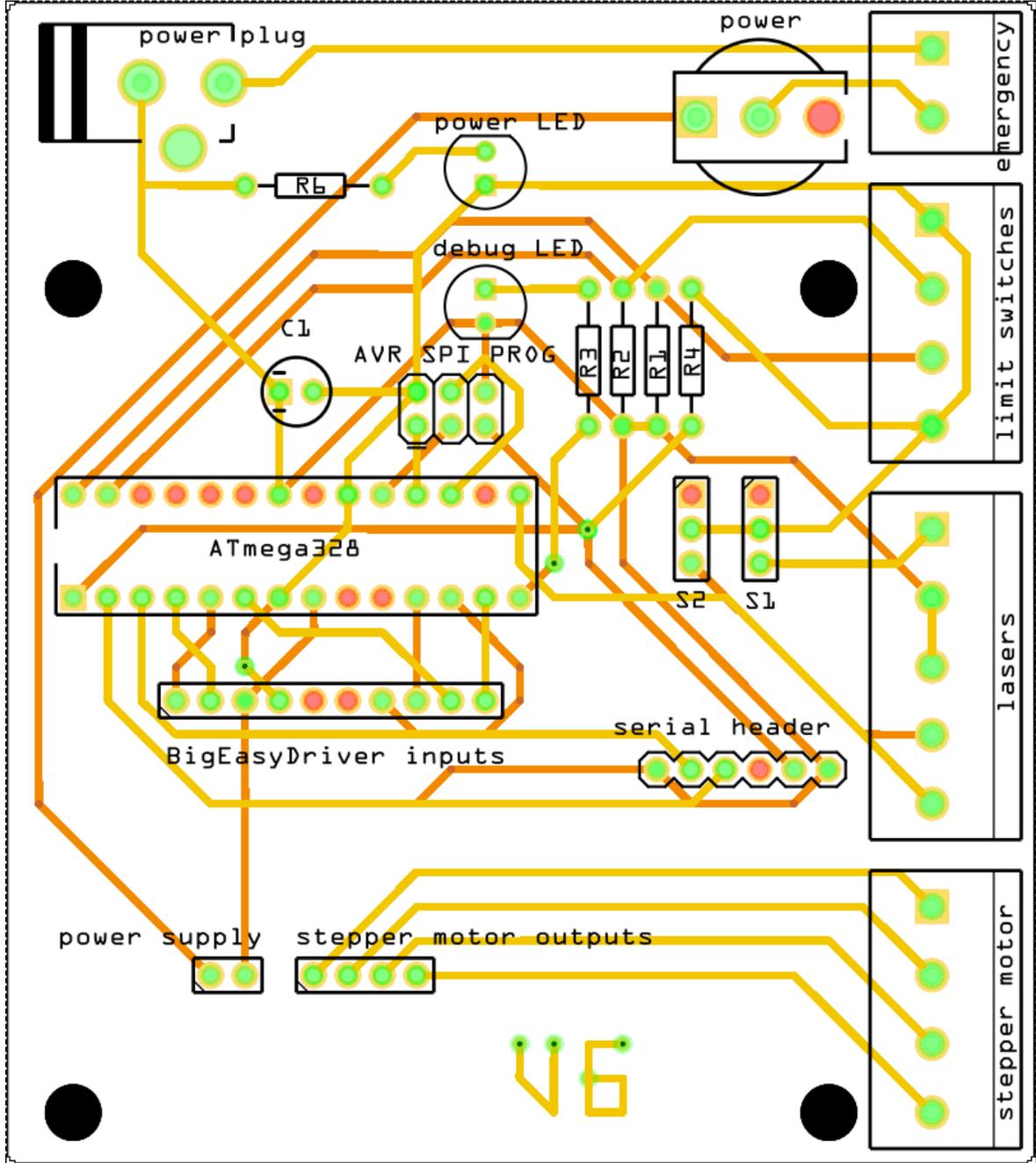


ANNEXE II

CIRCUIT DE PILOTAGE DE LA TABLE D'EXPÉRIMENTATION



fritzing



fritzing

RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1] *1.3 MP Custom Lens CMOS Global Shutter Camera Module (Monochrome)*, STC-MBS231U3V, Aegis Electronic Group Incorporated. Adresse : https://aegis-elec.com/media/mageworx/downloads/attachment/file/d/a/datasheet_stc-mb_c_s231u3v.compressed.pdf.
- [2] M. ADAMS, « On-line gradient based surface discontinuity detection for outdoor scanning range sensors, » in *Proceedings 2001 IEEE/RSJ International Conference on Intelligent Robots and Systems. Expanding the Societal Role of Robotics in the the Next Millennium (Cat. No.01CH37180)*, IEEE. DOI : 10.1109/iros.2001.977227.
- [3] S. G. B. AIRY, « On the Diffraction of an Object-glass with Circular Aperture, » in *Transactions of the Cambridge Philosophical Society*, C. P. SOCIETY, éd. Pitt Press by John Smith, 1835, t. V part. III, art. n° XII, p. 283-291.
- [4] L. ALLEN et D. JONES, « An analysis of the granularity of scattered optical maser light, » *Physics Letters*, t. 7, n° 5, p. 321-323, 1963. DOI : 10.1016/0031-9163(63)90054-4.
- [5] Y. A. ALSULTANN, « Laser Beam Analysis Using Image Processing, » *Journal of Computer Science*, t. 2, n° 1, p. 109-113, janvier 2006. DOI : 10.3844/jcssp.2006.109.113.
- [6] H. ANDERSSON, « Position Sensitive Detectors : Device Technology and Applications in Spectroscopy, » thèse de doct., Mid Sweden University, Faculty of Science, Technology and Media, Department of Information Technology and Media, 2008, ISBN : 978-91-85317-91-2.
- [7] M. T. ARTS et F. DEERFIELD, « Triangulation-Type Position Measuring Device, » brevet américain 4774403A, 27 septembre 1988.
- [8] R. BARIBEAU et M. RIOUX, « Centroid fluctuations of speckled targets, » *Applied Optics*, t. 30, n° 26, p. 3752-3755, septembre 1991. DOI : 10.1364/ao.30.003752.
- [9] R. BARIBEAU et M. RIOUX, « Influence of speckle on laser range finders, » *Applied Optics*, t. 30, n° 20, p. 2873, juillet 1991. DOI : 10.1364/ao.30.002873.

- [10] S. V. F. BARRETO, R. E. SANT'ANNA et M. A. F. FEITOSA, « A method for image processing and distance measuring based on laser distance triangulation, » in *2013 IEEE 20th International Conference on Electronics, Circuits, and Systems*, 2013. DOI : 10.1109/ICECS.2013.6815509.
- [11] S. V. F. BARRETO, R. E. SANT'ANNA et M. A. F. FEITOSA, « A method for image processing and distance measuring based on laser distance triangulation, » in *IEEE 20th International Conference on Electronics, Circuits, and Systems*, 2013, p. 695-698. DOI : 10.1109/ICECS.2013.6815509.
- [12] T. BECHERRAWY, *Optique géométrique*. De Boeck Supérieur, janvier 2006, ISBN : 978-2-8041-4912-3.
- [13] G. BICKEL, G. HÄUSLER et M. MAUL, « Triangulation With Expanded Range Of Depth, » *Optical Engineering*, t. 24, n° 6, décembre 1985. DOI : 10.1117/12.7973610.
- [14] F. BLAIS, « Review of 20 years of range sensor development, » *Journal of Electronic Imaging*, t. 13, n° 1, p. 231-243, janvier 2004. DOI : 10.1117/1.1631921.
- [15] F. BLAIS, J.-A. BERARDIN, S. F. EL-HAKIM et G. GODIN, « New Development in 3D Laser Scanners : From Static to Dynamic Multi-Modal Systems, » in *Proceeding of the 6th Conference on Optical 3-D Measurement Techniques.*, National Research Council Canada, 2003.
- [16] M. BORN *et al.*, *Principles of Optics*. Cambridge University Press, octobre 1999. DOI : 10.1017/cbo9781139644181.
- [17] T. BOSCH, « Laser ranging : a critical review of usual techniques for distance measurement, » *Optical Engineering*, t. 40, n° 1, p. 10-19, janvier 2001. DOI : 10.1117/1.1330700.
- [18] W. S. BOYLE et G. E. SMITH, « Charge Coupled Semiconductor Devices, » *Bell System Technical Journal*, t. 49, n° 4, p. 587-593, avril 1970. DOI : 10.1002/j.1538-7305.1970.tb01790.x.
- [19] F. BROSED, J. AGUILAR, J. SANTOLARIA et R. LÁZARO, « Geometrical Verification based on a Laser Triangulation System in Industrial Environment. Effect of the Image Noise in the Measurement Results, » *Procedia Engineering*, t. 132, p. 764-771, 2015. DOI : 10.1016/j.proeng.2015.12.558.

- [20] C. G. BROYDEN, « The Convergence of a Class of Double-rank Minimization Algorithms 1. General Considerations, » *IMA Journal of Applied Mathematics*, t. 6, n° 1, p. 76-90, 1970. DOI : 10.1093/imamat/6.1.76.
- [21] F. BUKHARI et M. N. DAILEY, « Automatic Radial Distortion Estimation from a Single Image, » *Journal of Mathematical Imaging and Vision*, t. 45, n° 1, p. 31-45, mai 2012. DOI : 10.1007/s10851-012-0342-2.
- [22] J. CARPENTIER, « Improvements in Enlarging or like Cameras, » brevet britannique 190101139A, 2 novembre 1901.
- [23] A. G. CLARK, « Photographic Lens, » brevet américain 399499A, mars 1889.
- [24] R. R. CLARK, « Triangulation displacement sensor, » brevet américain 6624899B1, 23 septembre 2003.
- [25] T. A. CLARKE, K. T. V. GRATTAN et N. E. LINDSEY, « Laser-based triangulation techniques in optical inspection of industrial structures, » in *Optical Testing and Metrology III : Recent Advances in Industrial Optical Inspection*, C. P. GROVER, éd., International Society for Optics and Photonics, t. 1332, SPIE, janvier 1991. DOI : 10.1117/12.51096.
- [26] A. N. COX, *Photographic Optics*, 15^e éd. Oxford, England : Focal Press, décembre 1974.
- [27] S. CUI et Y. C. SOH, « Linearity Indices and Linearity Improvement of 2-D Tetralateral Position-Sensitive Detector, » *IEEE Transactions on Electron Devices*, t. 57, n° 9, p. 2310-2316, septembre 2010. DOI : 10.1109/ted.2010.2051862.
- [28] B. CURLESS et M. LEVOY, « Better optical triangulation through spacetime analysis, » in *Proceedings of IEEE International Conference on Computer Vision*, IEEE Computer Society Press, 1995. DOI : 10.1109/iccv.1995.466772.
- [29] M. DANESHANAH et K. HARDING, « Surface sensitivity reduction in laser triangulation sensors, » in *SPIE Proceedings*, International Society for Optics and Photonics, SPIE, septembre 2011. DOI : 10.1117/12.893893.
- [30] D. C. DEAN BROWN, « Decentering distortion of lenses, » *Photogrammetric Engineering and Remote Sensing*, 1966.

- [31] Z. DONG, X. SUN, W. LIU et H. YANG, « Measurement of Free-Form Curved Surfaces Using Laser Triangulation, » *Sensors*, t. 18, n° 10, art. n° 3527, octobre 2018. DOI : 10.3390/s18103527.
- [32] A. DONGES et R. NOLL, *Laser Measurement Technology*. Springer Berlin Heidelberg, 2015. DOI : 10.1007/978-3-662-43634-9.
- [33] R. G. DORSCH, G. HÄUSLER et J. M. HERRMANN, « Laser triangulation : fundamental uncertainty in distance measurement, » *Applied Optics*, t. 33, n° 7, p. 1306-1314, mars 1994. DOI : 10.1364/AO.33.001306.
- [34] R. G. DRIGGERS et M. H. FRIEDMAN, *Introduction to infrared and electro-optical systems* (Artech optoelectronics and applied sciences), 2^e éd. Norwood, MA : Artech House, août 2012, ISBN : 1-60807-100-6.
- [35] G. DRUART *et al.*, « Compact infrared pinhole fisheye for wide field applications, » *Applied Optics*, t. 48, n° 6, p. 1104-1113, février 2009. DOI : 10.1364/AO.48.001104.
- [36] A. FITZGIBBON, « Simultaneous linear estimation of multiple view geometry and lens distortion, » in *Conference on Computer Vision and Pattern Recognition*, t. 1, IEEE Computer Society, 2001, p. 125-132. DOI : 10.1109/CVPR.2001.990465.
- [37] R. FLETCHER, « A new approach to variable metric algorithms, » *The Computer Journal*, t. 13, n° 3, p. 317-322, mars 1970. DOI : 10.1093/comjnl/13.3.317.
- [38] E. R. FOSSUM, « Active pixel sensors : are CCDs dinosaurs ? » In *SPIE Proceedings*, M. M. BLOUKE, éd., International Society for Optics and Photonics, SPIE, juillet 1993. DOI : 10.1117/12.148585.
- [39] F. FOULADINEJAD, A. MATKAN, M. HAJEB et F. BRAKHASI, « History and Applications of Space-Borne LIDARS, » in *The International Archives of the Photogrammetry, Remote Sensing, and Spatial Information Sciences*, t. XLII-4/W18, 2019, p. 407-414.
- [40] J. FRANCA, M. GAZZIRO, A. IDE et J. SAITO, « A 3D scanning system based on laser triangulation and variable field of view, » in *IEEE International Conference on Image Processing 2005*, IEEE, 2005. DOI : 10.1109/icip.2005.1529778.
- [41] J. M. FRANKE, « Field-widened pinhole camera, » *Applied Optics*, t. 18, n° 17, p. 2913-2914, septembre 1979. DOI : 10.1364/ao.18.002913.

- [42] M. FURUYA, E. FUJII et H. FUJIWARA, « Coaxial displacement sensor using a lateral shear interferometer with a phase grating, » *Measurement : Sensors*, t. 18, art. n° 100084, décembre 2021. DOI : 10.1016/j.measen.2021.100084.
- [43] A. GHATAK, *Optics*. Maidenhead, England : McGraw Hill Higher Education, avril 2009.
- [44] S. GOKTURK, H. YALCIN et C. BAMJI, « A Time-Of-Flight Depth Sensor—System Description, Issues and Solutions, » in *2004 Conference on Computer Vision and Pattern Recognition Workshop*, IEEE, 2004, p. 35. DOI : 10.1109/cvpr.2004.291.
- [45] D. GOLDFARB, « A family of variable-metric methods derived by variational means, » *Mathematics of Computation*, t. 24, n° 109, p. 23-26, 1970. DOI : 10.1090/S0025-5718-1970-0258249-6.
- [46] R. G. GONZÁLEZ-ACUÑA et H. A. CHAPARRO-ROMO, « General formula for bi-aspheric singlet lens design free of spherical aberration, » *Applied Optics*, t. 57, n° 31, p. 9341-9345, novembre 2018. DOI : 10.1364/AO.57.009341.
- [47] J. W. GOODMAN, « Some fundamental properties of speckle, » *Journal of the Optical Society of America*, t. 66, n° 11, p. 1145-1150, novembre 1976. DOI : 10.1364/JOSA.66.001145.
- [48] J. GOODMAN, *Introduction to Fourier optics*. Englewood, CO : Roberts & Co, 2005, ISBN : 0-9747077-2-4.
- [49] J. E. GREIVENKAMP, *Field Guide to Geometrical Optics*. SPIE, janvier 2004, ISBN : 978-0-8194-7816-0. DOI : 10.1117/3.547461.
- [50] M. M. HAROLD, *Focusing the View Camera, A Scientific Way to Focus the View Camera and Estimate Depth of Field*. Dartmouth, NS : Merklinger M. Harold, 2010, ISBN : 0-9695025-2-4.
- [51] M. M. HAROLD, *The Ins and Outs of Focus, An Alternative Way to Estimate Depth-of-Field and Sharpness in the Photographic Image*. Dartmouth, NS : Merklinger M. Harold, 2000, ISBN : 0-9695025-0-8.
- [52] C. A. H. HARTING, « Lens, » brevet américain 716035A, décembre 1902.
- [53] H. HARTING, « Lens, » brevet américain 765006A, juillet 1904.

- [54] G. HÄUSLER et W. HECKEL, « Light sectioning with large depth and high resolution, » *Applied Optics*, t. 27, n° 24, p. 5165-5169, décembre 1988. DOI : 10.1364/ao.27.005165.
- [55] HECHT, EUGENE, *Optics*, 4^e éd. Philadelphia, PA : Pearson Education, août 2001, ISBN : 978-0-8053-8566-3.
- [56] L. HERMAN, « Highly corrected four component photographic objective, » brevet américain 2601805A, juillet 1952.
- [57] J. L. HINTZE et R. D. NELSON, « Violin Plots : A Box Plot-Density Trace Synergism, » *The American Statistician*, t. 52, n° 2, p. 181-184, mai 1998.
- [58] J. HOŠEK et P. LINDUŠKA, « Simple Modification of a Commercial Laser Triangulation Sensor for Distance Measurement of Slot and Bore Side Surfaces, » *Sensors*, t. 21, n° 20, art. n° 6911, octobre 2021. DOI : 10.3390/s21206911.
- [59] S. HSU, S. ACHARYA, A. RAFII et R. NEW, « Performance of a Time-of-Flight Range Camera for Intelligent Vehicle Safety Applications, » in *Advanced Microsystems for Automotive Applications 2006*, J. VALLDORF et W. GESSNER, édés., Berlin, Heidelberg : Springer, 2006, p. 205-219, ISBN : 978-3-540-33410-1. DOI : 10.1007/3-540-33410-6_16.
- [60] T. Hsu, « Reflective wide-angle pinhole camera, » *Applied Optics*, t. 21, n° 13, p. 2303-2304, juillet 1982. DOI : 10.1364/ao.21.002303.
- [61] JAIN U., « Characterization of CMOS Image Sensor, » mém. de maîtrise, Delft University of Technology, Faculty of Electrical Engineering, Mathematics and Computer Science, 2016.
- [62] Z. Ji et M. LEU, « Design of optical triangulation devices, » *Optics & Laser Technology*, t. 21, n° 5, p. 339-341, 1989, ISSN : 0030-3992. DOI : 10.1016/0030-3992(89)90068-6.
- [63] Y.-H. KANG et T.-H. KUO, « Fixed-focus lens, » brevet américain 7466501B1, décembre 2008.
- [64] M.-w. KANG, « Fixed Focus Lens System, » brevet américain 8917460B2, décembre 2014.
- [65] T. KAZAMAKI et Y. TAKAHASHI, « Large aperture seven-lens objective lens system, » brevet américain 3451745A, juin 1969.

- [66] M. J. KIDGER, *Fundamental Optical Design*. SPIE, décembre 2001. DOI : 10.1117/3.397107.
- [67] P. KIENLE *et al.*, « Optical Setup for Error Compensation in a Laser Triangulation System, » *Sensors*, t. 20, n° 17, art. n° 4949, septembre 2020. DOI : 10.3390/s20174949.
- [68] D. G. KOCH *et al.*, « Kepler Mission Design, Realized Photometric Performance, and Early Science, » *The Astrophysical Journal Letters*, t. 713, n° 2, p. L79-L86, mars 2010. DOI : 10.1088/2041-8205/713/2/179.
- [69] S. KUMAR, P. K. TIWARI et S. CHAUDHURY, « An optical triangulation method for non-contact profile measurement, » in *2006 IEEE International Conference on Industrial Technology*, IEEE, 2006. DOI : 10.1109/icit.2006.372653.
- [70] T.-H. KUO, T.-Y. LIN, C.-C. WEI et C.-T. CHENG, « Fixed-focus lens, » brevet américain 9470874B2, octobre 2016.
- [71] H. de LAND, E. FERGUSON et G. SHOENAKER, « Displacement measurement with a reflection phase grating, » *Philips Technical Review*, t. 30, n° 6, p. 149-160, 1969.
- [72] B. LAPOINTE-PINEL et S. PIGEON, « Suppressing Laser Triangulation Sensors Optical Aberrations by Replacing the Lens with a Slit, » in *2023 IEEE 12th International Conference on Intelligent Data Acquisition and Advanced Computing Systems : Technology and Applications*, t. 1, 2023, p. 42-46. DOI : 10.1109/IDAACS58523.2023.10348764.
- [73] S.-J. LEE et D.-Y. CHANG, « A laser sensor with multiple detectors for freeform surface digitization, » *The International Journal of Advanced Manufacturing Technology*, t. 31, n° 11-12, p. 1181-1190, juillet 2006. DOI : 10.1007/s00170-005-0294-4.
- [74] X.-Q. LI, Z. WANG et L.-H. FU, « A Laser-Based Measuring System for Online Quality Control of Car Engine Block, » *Sensors*, t. 16, n° 11, art. n° 1877, novembre 2016. DOI : 10.3390/s16111877.
- [75] Z. LV et Z. ZHANG, « Build 3D Scanner System based on Binocular Stereo Vision, » *JCP*, t. 7, n° 2, février 2012. DOI : 10.4304/jcp.7.2.jcp0702399404.
- [76] F. E. LYTLE, « An Introduction to Diffraction. Part II : The Far Field, » *Applied Spectroscopy*, t. 53, n° 7, juillet 1999. DOI : 10.1366/0003702991947342.
- [77] T. H. MAIMAN, « Stimulated Optical Radiation in Ruby, » *Nature*, t. 187, n° 4736, août 1960. DOI : 10.1038/187493a0.

- [78] A. MÄKYNEN, « Position-sensitive devices and sensor systems for optical tracking and displacement sensing applications, » thèse de doct., University of Oulu, Faculty of Technology, Department of Electrical Engineering, octobre 2000, ISBN : 951-42-5780-4.
- [79] G. F. MARSHALL et G. E. STUTZ, édés., *Handbook of Optical and Laser Scanning*. CRC Press, 17 août 2011, p. 788, ISBN : 978-1-4398-0879-5.
- [80] A. MEDINA, « Three dimensional camera and range finder, » brevet américain 5081530A, janvier 1992.
- [81] MICRO-EPSILON. « Sensors with small laser line (LL) for rough and reflecting surfaces. » (2023), Adresse : <https://www.micro-epsilon.com/displacement-position-sensors/laser-sensor/LL-Laser-sensors/> (visité le 17 juillet 2023).
- [82] A. MIKS, J. NOVAK et P. NOVAK, « Analysis of imaging for laser triangulation sensors under Scheimpflug rule, » *Optics Express*, t. 21, n° 15, juillet 2013. DOI : 10.1364/oe.21.018225.
- [83] K. D. MOELLER, *Optics* (Undergraduate texts in contemporary physics), 2^e éd. New York, NY : Springer, août 2007.
- [84] J. MORGAN, *Introduction to geometrical and physical optics*. Huntington, NY : Krieger, 1978, ISBN : 978-0-88275-620-2.
- [85] NEEDHAM, JOSEPH, *Science and civilisation in China physics and physical technology*. Cambridge, England : Cambridge University Press, janvier 1962, t. 4 part. 1, ISBN : 0-521-05802-3.
- [86] *optoNCDT 1420LL*, ILD1420, Micro-Epsilon. Adresse : <https://www.micro-epsilon.com/download/products/cat-optoncdt/dax--optoNCDT-1420LL--en.html>.
- [87] *optoNCDT 1900LL*, ILD1900, Micro-Epsilon. Adresse : <https://www.micro-epsilon.com/download/products/cat-optoncdt/dax--optoNCDT-1900LL--en.html>.
- [88] *optoNCDT 2300LL*, ILD2300, Micro-Epsilon. Adresse : <https://www.micro-epsilon.com/download/products/cat-optoncdt/dax--optoNCDT-2300LL--en.html>.

- [89] N. E. PEARS, « Optical Triangulation Range Sensors, » in *World Scientific Series in Robotics and Intelligent Systems, Advanced Guided Vehicles*, C. STEPHEN et P. PENELOPE, éd.s. World Scientific Publishing Company Private Limited, octobre 1994, t. 9, p. 85-106, ISBN : 978-981-4277-57-0. DOI : 10.1142/9789814277570_0006.
- [90] J. PETZVAL, *Bericht über dioptrische Untersuchungen*. Aus der Kais. Kön. Hof-und Staatsdruckerei, in commission bei Karl Gerold's Sohn, 1857.
- [91] S. PIGEON et B. LAPOINTE-PINEL, « Using a Slit to Suppress Optical Aberrations in Laser Triangulation Sensors, » *Sensors*, t. 24, n° 8, art. n° 2662, avril 2024, ISSN : 1424-8220. DOI : 10.3390/s24082662.
- [92] R. RANTOSON, « Optimization of transparent objects digitization from visible fluorescence ultraviolet induced, » *Optical Engineering*, t. 51, n° 3, art. n° 033601, avril 2012. DOI : 10.1117/1.oe.51.3.033601.
- [93] R. RANTOSON, C. STOLZ, D. FOFI et F. MERIAUDEAU, « 3D reconstruction of transparent objects exploiting surface fluorescence caused by UV irradiation, » in *2010 IEEE International Conference on Image Processing*, IEEE, septembre 2010. DOI : 10.1109/icip.2010.5653448.
- [94] S. F. RAY, *Applied photographic optics*. Oxford, England : Focal Press, mars 1988.
- [95] RAYLEIGH, « Investigations in optics, with special reference to the spectroscope, » *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 5^e sér., t. 8, n° 49, art. n° XXXI, p. 261-274, octobre 1879. DOI : 10.1080/14786447908639684.
- [96] J. REINER et M. STANKIEWICZ, « Uncertainty Estimation for Laser Triangulation Height Measurement, » in *11th Symposium on Laser Metrology for Precision Measurement and Inspection in Industry*, août 2013.
- [97] T. S. ROSS, *Laser Beam Quality Metrics*. Bellingham, Washington 1000 20th St. Bellingham WA 98225-6705 USA : SPIE, 2013, ISBN : 978-0-8194-9297-5.
- [98] P. RUDOLPH, « Photographic objective, » brevet américain 721240A, février 1903.
- [99] M. SAMSON et M. L. DUFOUR, « New stereo laser triangulation device for specular surface inspection, » in *Optical Testing and Metrology III : Recent Advances in Industrial Optical Inspection*, C. P. GROVER, éd., International Society for Optics and Photonics, SPIE, janvier 1991. DOI : 10.1117/12.51081.

- [100] P. SCHALK, R. OFNER et P. O'LEARY, « Pipe eccentricity measurement using laser triangulation, » *Image and Vision Computing*, t. 25, n° 7, p. 1194-1203, juillet 2007. DOI : 10.1016/j.imavis.2006.04.021.
- [101] T. SCHEIMPFLUG, « Improved Method and Apparatus for the Systematic Alteration or Distortion of Plane Pictures and Images by Means of Lenses and Mirrors for Photography and for other purposes, » brevet britannique 190401196A, 12 mai 1904.
- [102] P. SEIDEL, « Über den Einfluss der Theorie der Fehler, mit welchen die durch optische Instrumente gesehene Bilder behaftet sind, und über die mathematischen Bedingungen ihrer Aushebung, » *Abhandlungen der naturwissenschaftlich-technischen Commission der Bayerischen Akademie der Wissenschaften*, p. 289-332, 1856.
- [103] Y. SELAMI, W. TAO, Q. GAO, H. YANG et H. ZHAO, « A Scheme for Enhancing Precision in 3-Dimensional Positioning for Non-Contact Measurement Systems Based on Laser Triangulation, » *Sensors*, t. 18, n° 2, art. n° 504, février 2018. DOI : 10.3390/s18020504.
- [104] D. F. SHANNO, « Conditioning of quasi-Newton methods for function minimization, » *Mathematics of Computation*, t. 24, n° 111, p. 647-656, 1970. DOI : 10.1090/s0025-5718-1970-0274029-x.
- [105] F.-J. SHIOU et M.-X. LIU, « Development of a novel scattered triangulation laser probe with six linear charge-coupled devices (CCDs), » *Optics and Lasers in Engineering*, t. 47, n° 1, p. 7-18, janvier 2009. DOI : 10.1016/j.optlaseng.2008.09.003.
- [106] A. E. SIEGMAN, *Lasers*. Sausalito, CA : University Science Books, 17 octobre 1986, p. 1283, ISBN : 0-935702-11-3.
- [107] T. T. SMITH, « Spherical aberration in thin lenses, » *Scientific Papers of the Bureau of Standards*, t. 18, p. 559-584, mai 1922. DOI : 10.6028/nbsscipaper.127.
- [108] W. J. SMITH, *Modern Lens Design : A Resource Manual*. New York, NY : McGraw-Hill Professional Publishing, 1^{er} juillet 1992, ISBN : 978-0-07-059178-3.
- [109] W. J. SMITH, *Modern Optical Engineering*. New York, NY : McGraw-Hill Professional, 26 juillet 2000, ISBN : 978-0-07-136360-0.
- [110] D. C. SORENSEN, « Newton's Method with a Model Trust Region Modification, » *SIAM Journal on Numerical Analysis*, t. 19, n° 2, p. 409-426, avril 1982. DOI : 10.1137/0719026.

- [111] « Specification for Airborne LiDAR for the Province of British Columbia, Version 5.3, » GeoBC/Ministry of Water, Land and Resource Stewardship, rapp. tech., mai 2023.
- [112] I. ŠPRAJC, T. INOMATA et A. F. AVENY, « Origins of Mesoamerican astronomy and calendar : Evidence from the Olmec and Maya Regions, » *Science Advances*, t. 9, n° 1, janvier 2023. DOI : <https://doi.org/10.1126/sciadv.abq7675>.
- [113] O. SVETLICHNY et M. CHELMSFORD, « Computer-Aided Laser-Based Measurement System, » brevet américain 3633010A, 4 janvier 1972.
- [114] N. SWOJAK, M. WIECZOROWSKI et M. JAKUBOWICZ, « Assessment of selected metrological properties of laser triangulation sensors, » *Measurement*, t. 176, art. n° 109190, mai 2021. DOI : [10.1016/j.measurement.2021.109190](https://doi.org/10.1016/j.measurement.2021.109190).
- [115] H. D. TAYLOR, « Lens, » brevet américain 721240A, mai 1895.
- [116] H. D. TAYLOR, « Lens, » brevet américain 568052A, septembre 1896.
- [117] H. D. TAYLOR, « Object Glass for Telescopes, » brevet américain 540339A, juin 1895.
- [118] M. F. TOMPSETT, « Charge transfer imaging devices, » brevet américain 4085456A, 18 avril 1978.
- [119] A. W. TRONNIER et J. E. UBERHAGEN, « Expanded triplet objective having at least four elements, » brevet américain 3642351A, février 1972.
- [120] J. P. de VILLIERS, F. W. LEUSCHNER et R. GELDENHUYS, « Centi-pixel accurate real-time inverse distortion correction, » in *Optomechatronic Technologies 2008*, J. T. WEN, D. HODKO, Y. OTANI, J. KOFMAN et O. KAYNAK, édés., International Society for Optics et Photonics, t. 7266, SPIE, 2008, art. n° 726611. DOI : [10.1117/12.804771](https://doi.org/10.1117/12.804771).
- [121] J. WALLMARK, « A New Semiconductor Photocell Using Lateral Photoeffect, » *Proceedings of the IRE*, t. 45, n° 4, p. 474-483, 1957. DOI : [10.1109/jrproc.1957.278435](https://doi.org/10.1109/jrproc.1957.278435).
- [122] N. WALTHAM, « CCD and CMOS sensors, » in *Observing Photons in Space*, Springer New York, 2013, p. 423-442. DOI : [10.1007/978-1-4614-7804-1_23](https://doi.org/10.1007/978-1-4614-7804-1_23).
- [123] W. WANG et I. BUSCH-VISHNIAC, « The linearity and sensitivity of lateral effect position sensitive devices—an improved geometry, » *IEEE Transactions on Electron Devices*, t. 36, n° 11, p. 2475-2480, novembre 1989. DOI : [10.1109/16.43670](https://doi.org/10.1109/16.43670).

- [124] F. WANLASS et C. SAH, « Nanowatt logic using field-effect metal-oxide semiconductor triodes, » in *1963 IEEE International Solid-State Circuits Conference. Digest of Technical Papers*, IEEE, 1963. DOI : 10.1109/isscc.1963.1157450.
- [125] F. M. WANLASS, « Low stand-by power complementary field effect circuitry, » brevet américain 3356858A, 5 décembre 1967.
- [126] WIKIMEDIA COMMONS. « Slightly simplified cross-section through a Leica lens. » (juin 2012), Adresse : https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Lens_cross_section.svg (visité le 30 octobre 2023).
- [127] T. A. WILHELM, « Four-Lens Photographic Objective, » brevet américain 2573511A, octobre 1951.
- [128] T. A. WILHELM, « Unsymmetrical Photographic Objective, » brevet américain 2084714A, juin 1937.
- [129] L. H. WILLIAM, « Lens, » brevet américain 2019985A, décembre 1930.
- [130] G. YE *et al.*, « Improving measurement accuracy of laser triangulation sensor via integrating a diffraction grating, » *Optics and Lasers in Engineering*, t. 143, art. n° 106631, 2021, ISSN : 0143-8166. DOI : 10.1016/j.optlaseng.2021.106631.
- [131] M. YOUNG, « Pinhole Imagery, » *American Journal of Physics*, t. 40, n° 5, p. 715-720, mai 1972. DOI : 10.1119/1.1986624.
- [132] M. YOUNG, « Pinhole Optics, » *Applied Optics*, t. 10, n° 12, décembre 1971. DOI : 10.1364/ao.10.002763.
- [133] M. YOUNG, « The pinhole camera : Imaging without lenses or mirrors, » *The Physics Teacher*, t. 27, n° 9, p. 648-655, décembre 1989, ISSN : 19434928. DOI : 10.1119/1.2342908.
- [134] K. ŽBONTAR, M. MIHELJ, B. PODOBNIK, F. POVŠE et M. MUNIH, « Dynamic symmetrical pattern projection based laser triangulation sensor for precise surface position measurement of various material types, » *Applied Optics*, t. 52, n° 12, p. 2750-2760, avril 2013. DOI : 10.1364/ao.52.002750.
- [135] L. ZENG, F. YUAN, D. SONG et R. ZHANG, « A two-beam laser triangulation for measuring the position of a moving object, » *Optics and Lasers in Engineering*, t. 31, n° 6, p. 445-453, juin 1999. DOI : 10.1016/s0143-8166(99)00043-3.

- [136] W. W. ZHANG et B. H. ZHUANG, « Non-contact laser inspection for the inner wall surface of a pipe, » *Measurement Science and Technology*, t. 9, n° 9, p. 1380-1387, septembre 1998. DOI : 10.1088/0957-0233/9/9/004.

