



HAL
open science

Utilisation de nouvelles techniques d'imagerie pour la vision en milieux diffusants

Etienne Belin

► **To cite this version:**

Etienne Belin. Utilisation de nouvelles techniques d'imagerie pour la vision en milieux diffusants. Physique [physics]. Université d'Angers, 2008. Français. NNT : . tel-00446506

HAL Id: tel-00446506

<https://theses.hal.science/tel-00446506>

Submitted on 12 Jan 2010

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

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

**UTILISATION DE NOUVELLES TECHNIQUES D'IMAGERIE
POUR LA VISION EN MILIEUX DIFFUSANTS**

THÈSE DE DOCTORAT

Spécialité : Physique

ECOLE DOCTORALE : Matière, Molécules, Matériaux en Pays de la Loire

Présentée et soutenue publiquement

Le : 19 décembre 2008

A : Angers

Par : Etienne Belin

Devant le jury ci-dessous :

François GOUDAIL (Rapporteur), Professeur des universités, IOP Paris

Eric LACOT (Rapporteur), HDR, LSP Grenoble

Sylvain GIRARD (Examinateur), Maître de Conférence, ENSI Caen

François SANCHEZ (Directeur de Thèse), Professeur des universités, POMA Angers

Vincent BOUCHER (Encadrant), Chargé de Recherche, LRPC Angers

Frédéric TAILLADE (Encadrant), Chargé de Recherche, LCPC Paris

Directeur de thèse : François SANCHEZ

Co-encadrants : Vincent BOUCHER et Frédéric TAILLADE

**Laboratoire Central des Ponts et Chaussées
58 bvd Lefebvre 75032 PARIS Cedex 15**

**UTILISATION DE NOUVELLES TECHNIQUES D'IMAGERIE
POUR LA VISION EN MILIEUX DIFFUSANTS**

THÈSE DE DOCTORAT

Spécialité : Physique

ECOLE DOCTORALE : Matière, Molécules, Matériaux en Pays de la Loire

Présentée et soutenue publiquement

Le : 19 décembre 2008

A : Angers

Par : Etienne Belin

Devant le jury ci-dessous :

François GOUDAIL (Rapporteur), Professeur des universités, IOP Paris

Eric LACOT (Rapporteur), HDR, LSP Grenoble

Sylvain GIRARD (Examinateur), Maître de Conférence, ENSI Caen

François SANCHEZ (Directeur de Thèse), Professeur des universités, POMA Angers

Vincent BOUCHER (Encadrant), Chargé de Recherche, LRPC Angers

Frédéric TAILLADE (Encadrant), Chargé de Recherche, LCPC Paris

Directeur de thèse : François SANCHEZ

Co-encadrants : Vincent BOUCHER et Frédéric TAILLADE

**Laboratoire Central des Ponts et Chaussées
58 bvd Lefebvre 75032 PARIS Cedex 15**

Remerciements

Je dois bien avouer que la rédaction de la page des remerciements n'a pas été l'épisode où l'inspiration a été la plus profonde. Pas que je n'ai personne à remercier, bien au contraire. Disons plutôt qu'il ne m'a pas paru aisé de trouver les mots appropriés pour adresser avec la plus grande justesse la gratitude que j'ai envers toutes celles et tous ceux qui m'ont encadré, suivi, accompagné, épaulé, écouté voire supporté durant ces trois années écoulées.

Néanmoins, il apparaît dans les lignes qui suivent un certain nombre de personnes que je tiens à citer dans ce manuscrit et qui, d'une manière ou d'une autre, ont contribué à faire progresser ces travaux de thèse tout en me faisant avancer personnellement.

J'adresse d'abord toute ma reconnaissance à M. Girard, M. Goudail et M. Lacot pour m'avoir fait l'honneur de participer à mon jury de thèse respectivement en tant qu'examinateur et membres rapporteurs.

Je remercie également tout particulièrement mon directeur de thèse M. Sanchez pour son soutien scientifique et technique.

Je voudrais ensuite saluer par un franc et sincère remerciement le personnel des deux équipes de recherche m'ayant accueilli : la Division "Mesure et Instrumentation" au Laboratoire Central des Ponts et Chaussées de Paris et l'Unité 46 "Exploitation et Sécurité Routières" au Laboratoire Régional des Ponts et Chaussées d'Angers.

Evidemment, je tiens à adresser toute ma gratitude à mes encadrants au sein des Ponts et Chaussées : Vincent Boucher et Frédéric Taillade. J'ose penser que je n'ai rien à ajouter pour qu'ils saisissent toute la reconnaissance et tout le respect que j'éprouve à leur égard. Ils ont été mes "chefs" et bien plus encore...

Enfin, pour coller à ma seconde passion qu'est la musique, je dresse une liste non exhaustive des gens auxquels je pense. C'est à l'image des remerciements que je retrouve dans les pochettes de mes disques de rock préférés. Merci à Lucie. Merci à Edith et Joseph Belin. Merci à Camille, Germain, Arnaud, Cali, Jaf et tous ceux qui m'appellent "Chaudard". Merci à Marie-Laure, Emeline, Guillaume et Matthieu. Merci à Mirsada. Merci à Adeline, Sophie et les ânes. Merci à Sophie, Nolwenn, Fabien, Gregory et Alexandre.

Ce n'est pas tant l'intervention de nos amis qui nous aide mais le fait de savoir que nous pourrons toujours compter sur eux. EPICURE.

Résumé

La vision à travers les milieux diffusants est rendue difficile à cause des interactions entre la lumière et les particules composant le milieu. Dans le cadre de la vision dans le brouillard, ces travaux de thèse portent sur l'étude de deux techniques optiques : l'une fondée sur la tomographie par cohérence optique (OCT) couplée à un cristal photo-réfractif (PRC) et l'autre reposant sur le principe de la rétro-injection dans un micro-laser.

Un modèle analytique fondé sur la théorie de Mie est développé pour prédire la décroissance du rapport signal à bruit dans une scène bruitée par du brouillard. L'exploitation des résultats analytiques met en avant la nécessité de sélectionner l'information utile et d'éliminer le bruit lumineux lors des prises de vue pour conserver des images correctement contrastées.

Nous démontrons le fort potentiel exploitable des deux techniques d'imagerie étudiées puisqu'elles reposent sur le principe de sélection du signal utile. Le montage OCT-PRC réalise une sélection par cohérence temporelle et le montage de rétro-injection laser une sélection spatiale. Les résultats obtenus en présence d'un milieu perturbateur sont détaillés en explicitant les limitations des dispositifs actuels et les voies d'améliorations à entreprendre.

Mots Clés : Imagerie dans le brouillard, Modèle analytique, Tomographie par cohérence optique avec cristal photo-réfractif, Rétro-injection laser

Abstract

Vision through scattering media is a large problem due to interactions between light and particles composing the medium. If we consider vision through fog, this work analyses two optical techniques : one inspired from optical coherence tomography (OCT) combined with a photo-refractive crystal (PRC) and the other one founded upon micro-laser optical feedback.

An analytical model based on Mie's theory is developed for the estimation of the decrease of the signal to noise ratio in a foggy scene. The results highlight the necessity of selecting useful information and eliminating lighty noise during images acquisitions.

We demonstrate the high potential of the two imaging techniques both based on the principle of useful signal selection. The OCT-PRC device carries out a coherent temporal selection whereas the optical feedback device does a spatial selection. Results obtained with a disruptive medium are detailed with explanations on the limitations of currents systems and ways of improvements.

Keywords : Imaging in fog, Analytical model, Optical coherent tomography with photo-refractive crystal, Laser optical feedback

Table des matières

1	Introduction	11
2	La vision dans les milieux diffusants	15
2.1	Caractéristiques du brouillard	16
2.1.1	Les différents types de brouillards	17
2.1.2	La visibilité	18
2.1.3	Les effets du brouillard sur la perception visuelle	18
2.2	Méthodes optiques pour la sélection des photons	20
2.2.1	Sélection spatiale	20
2.2.2	Sélection temporelle	22
2.2.3	Sélection par cohérence temporelle	25
2.2.4	Imagerie acousto-optique	26
2.2.5	Bilan	27
2.3	Dispositifs dédiés à la sécurité routière	28
2.3.1	Les systèmes passifs	28
2.3.2	Les systèmes actifs	28
2.3.3	Les systèmes mixtes	30
2.4	Bilan	31

3	Influence du milieu diffusant sur la propagation lumineuse	33
3.1	Définition du rapport signal sur bruit	34
3.2	Modèle analytique pour la luminance rétro-diffusée	35
3.2.1	Modèle de distribution granulométrique	36
3.2.2	Distance de visibilité et libre parcours moyen	36
3.2.3	Coefficients d'extinction et de rétro-diffusion	38
3.2.4	Fonctions de phase	45
3.2.5	Luminance de l'objet et luminance du brouillard	48
3.3	Validation du modèle analytique	53
3.3.1	Comparaison avec une méthode Monte-Carlo	53
3.3.2	Comparaison avec des mesures expérimentales	59
3.4	Bilan	66
4	Tomographie par cohérence optique avec un cristal photoréfractif	69
4.1	Préambule	69
4.2	Couplage de la méthode tomographique avec un cristal photoréfractif	72
4.2.1	L'effet photoréfractif et les cristaux photoréfractifs	72
4.3	Caractérisation des cristaux de BSO et BGO	76
4.3.1	Evaluation de l'efficacité de diffraction	76
4.3.2	Application d'un champ électrique aux bornes du cristal	81
4.3.3	Mise au point	83
4.4	Restitution de l'hologramme	84
4.4.1	Configuration d'anisotropie de diffraction	84
4.4.2	Mode séquentiel avec obturateur	85
4.4.3	Mode spectral	86
4.5	Bilan	86

5	Résultats pour le système d'imagerie OCT-PRC	87
5.1	Montage expérimental	87
5.2	Configuration d'anisotropie de diffraction	89
5.3	Dispositif OCT-PRC avec obturateur	91
5.3.1	Résultats pour la série 1	93
5.3.2	Résultats pour la série 2	96
5.3.3	Bilan et cas particulier	98
5.4	Bilan	101
6	Imagerie par rétro-injection laser	103
6.1	Théorie et équations des laser	103
6.1.1	Les laser de classe B	104
6.1.2	Equations de base des laser	104
6.2	Influence de la rétro-injection à la même pulsation optique	108
6.3	Influence de la rétro-injection avec décalage en pulsation	112
6.3.1	Mise en évidence théorique de l'intérêt du décalage en pulsation	112
6.3.2	Simulations numériques	116
6.4	Bilan	120
7	Résultats pour le système d'imagerie par rétro-injection laser	121
7.1	Dispositif par rétro-injection	121
7.1.1	La source laser	122
7.1.2	La cible	124
7.1.3	Le balayage du faisceau laser à l'aide de miroirs galvanométriques	125
7.1.4	L'acquisition du signal	127
7.1.5	Traitement des données et affichage	131
7.1.6	Simulation des effets du brouillard	132

7.1.7	Matériel de détection	135
7.2	Dispositif par rétro-injection décalée en fréquence	136
7.2.1	Principe de fonctionnement d'un modulateur A.O	137
7.2.2	Caractéristiques des couples de modulateurs A.O utilisés	138
7.3	Résultats	138
7.3.1	Longueur d'onde optimale pour l'imagerie dans le brouillard	138
7.3.2	Imagerie sans décalage fréquentiel	144
7.3.3	Imagerie avec décalage fréquentiel	156
7.3.4	Bilan	162
8	Conclusion et perspectives	165

Chapitre 1

Introduction

Depuis des années maintenant, la sécurité routière constitue une priorité évidente pour les instances gouvernementales. Les risques rencontrés par les usagers de la route sont multiples et parmi tous les dangers potentiels, les conditions météorologiques dégradant les qualités de visibilité sont fortement accidentogènes. En effet, la perception visuelle du conducteur est primordiale puisqu'elle constitue sa principale information lorsqu'il évolue dans son environnement routier. On comprend alors aisément que la neige, la pluie ou encore le brouillard sont des éléments perturbateurs pour la bonne visibilité du conducteur, pouvant mener à des situations à risque.

Afin d'améliorer le confort de conduite et de prévenir les risques d'accidents, divers dispositifs d'assistance au conducteur ont commencé à voir le jour. Il s'agit pour la plupart de systèmes de détection de véhicules ou d'obstacles développés essentiellement par les équipementiers automobiles. Toutefois, à l'instar d'un capteur classique tel que l'oeil, leur bon fonctionnement atteint ses limites lorsque la visibilité chute.

Dans ce contexte, le laboratoire des Ponts et Chaussées mène depuis 2004 des recherches sur la mise en oeuvre de techniques d'imagerie performantes lorsque l'environnement visuel est perturbé par un milieu diffusant comme le brouillard. Les travaux de recherche menés au cours

de cette thèse s’inscrivent dans cette démarche. Axées sur l’étude de deux techniques d’imagerie pour la vision dans le brouillard, ces recherches visent à mettre en avant la faisabilité et la bonne adaptabilité de ces deux systèmes en s’appuyant à la fois sur des aspects théoriques décrivant le milieu diffusant et les techniques envisagées mais également sur des mesures expérimentales en laboratoire et en chambre de brouillard.

Le manuscrit de cette thèse est composé de six chapitres dont une brève description du contenu est exposé dans les lignes qui suivent.

Le premier chapitre dresse un état de l’art des principaux systèmes d’imagerie existants pour des applications de vision à travers les milieux diffusants. On prend soin d’y décrire les principales méthodes optiques en expliquant leur principe et en discutant de leurs performances. Les dispositifs dédiés aux usagers de la route sont également traités et l’on propose un bilan de leurs avantages et de leurs inconvénients.

Le second chapitre est consacré à l’étude de l’influence des milieux diffusants sur la propagation de la lumière. On s’intéresse tout particulièrement aux divers mécanismes responsables de la perte d’information visuelle en présence de brouillard. A ce titre, on présente dans cette section un modèle analytique développé dans le but de prédire la décroissance du rapport signal à bruit d’un capteur *classique* réalisant l’image d’une scène plongée dans le brouillard de jour et de nuit. L’interprétation des résultats offerts par le modèle conduit à diverses discussions et pose notamment la référence en terme de gain à atteindre pour que les systèmes d’imagerie étudiés ici dépassent les limites d’un détecteur classique lorsque la scène est fortement bruitée par la présence du brouillard.

Les troisième et quatrième chapitres présentent l’étude réalisée sur la technique de tomographie par cohérence optique couplée à un cristal photo-réfractif. Le troisième chapitre propose une description du principe interférométrique, utilisé dans ce dispositif. Ce chapitre traite également des cristaux photo-réfractifs et met en avant l’avantage à utiliser ce type de matériau avec un dispositif de tomographie par cohérence optique pour améliorer le rapport signal sur

bruit intrinsèque des images acquises en présence d'un milieu diffusant. Le chapitre suivant est consacré à la présentation des différentes utilisations possibles pour le dispositif et les résultats associés. Un bilan est dressé au regard des attentes mises en avant par l'exploitation du modèle analytique.

Le cinquième chapitre et le dernier chapitre sont consacrés aux travaux menés sur l'autre technique étudiée, à savoir le dispositif d'imagerie par rétro-injection laser. Dans un premier temps, il s'agit d'une étude théorique sur le comportement d'un laser soumis à ce type de régime. Dans un second temps, on présente les expérimentations mises en place et les résultats obtenus en les comparant aux objectifs fixés par les prédictions du modèle.

Chapitre 2

La vision dans les milieux diffusants

Par définition, la vision correspond à la perception de la lumière par un capteur. Chez l'homme, l'oeil joue le rôle de capteur dans une gamme spectrale variant de 380 à 780 μm , définissant ainsi le spectre visible du rayonnement électromagnétique. Par extension, un dispositif équipé d'une caméra ou d'un détecteur sensible au rayonnement lumineux est assimilé à un système de vision.

Depuis des années, la vision à travers les milieux diffusants constitue une thématique de recherche importante notamment pour le diagnostic médical puisque les tissus biologiques font parti intégrante des milieux diffusants. Aujourd'hui, l'attrait de systèmes d'imagerie optique pour supplanter les techniques existantes comme l'IRM, la radiographie ou les ultrasons est justifié. En effet, ces méthodes optiques sont non invasives, non ionisantes, et offrent une meilleure résolution en plus d'être moins coûteuses que les techniques susnommées.

Des systèmes d'imagerie tentent également d'être développés pour des applications d'assistance à la conduite en conditions météorologiques dégradées qui réduisent nettement la visibilité. En effet, lorsque la visibilité baisse de manière importante, toute circulation (aérienne, maritime ou routière) peut devenir dangereuse. C'est notamment le cas en présence de brouillard.

A travers ce premier chapitre, on présente un état de l'art des systèmes d'imagerie dé-

diés à la vision dans les milieux diffusants. Nos travaux s'incrivant dans un thème d'assistance au conducteur dans des conditions météorologiques dégradées diminuant sa perception visuelle, nous nous sommes tout particulièrement intéressé au brouillard. Après avoir mis en place quelques éléments de présentation relatifs au brouillard et décrit ses effets sur la vision, nous consacrerons un paragraphe aux différentes stratégies optiques possibles pour s'affranchir du milieu diffusant. On passera ensuite en revue les principales techniques optiques employées dans ce but. Par la suite, nous présenterons les systèmes développés autour du thème de l'aide à la conduite, en dressant une liste de leurs points forts et leurs points faibles.

2.1 Caractéristiques du brouillard

La propagation de la lumière dans l'atmosphère est affectée par deux phénomènes : l'absorption et la diffusion. Ces phénomènes sont dus aux différents gaz qui composent l'atmosphère (O_2 , N_2 , Ar , CO_2 , H_2O , O_3) et aux particules extrêmement fines, solides ou liquides, en suspension dans l'air et présentant une faible vitesse de chute. Ces dernières constituent les aérosols (glace, poussière, fumée, brouillard, etc). Leur taille est généralement comprise entre $0,01 \mu m$ et $100 \mu m$. Ces différents constituants vont agir sur la transmission et sur la diffusion par leur taille, leur structure géométrique, leur concentration et leur nature chimique. Le brouillard, dont la taille des particules est de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde, affecte la propagation de la lumière prioritairement par diffusion. Il constitue ainsi le facteur le plus limitatif au déploiement des liaisons optiques atmosphériques à longue distance [1].

Le brouillard est dû à la présence dans la couche atmosphérique en contact avec le sol de fines gouttelettes d'eau en suspension dans l'air. Il se forme lorsque de l'air humide est refroidi pour atteindre son point de rosée. L'air devient saturé et la vapeur d'eau contenue dans l'air se condense pour former de fines gouttelettes d'eau. Il peut évoluer sous forme de nappes mobiles de dimensions variables. Sa formation peut être rapide et sa dissipation est parfois lente.

2.1.1 Les différents types de brouillards

On distingue plusieurs types de brouillard selon leur mécanisme de formation :

- Le brouillard de rayonnement est dû à un refroidissement d'une masse d'air par rayonnement nocturne du sol lorsque les conditions sont favorables (vents très faibles, humidité élevée, ciel clair). Le sol perd sa chaleur accumulée durant le jour. Il devient froid. L'air, se refroidissant à son contact, atteint son point de rosée et l'humidité qu'il contient se condense. Un nuage touchant le sol se forme. Il se forme plus particulièrement dans les vallées.
- Le brouillard advectif apparaît lorsque de l'air chaud et humide se déplace au-dessus d'un sol froid. L'air au contact du sol se refroidit et atteint son point de rosée. La condensation de la vapeur d'eau apparaît. Il apparaît plus particulièrement au printemps lorsqu'il y a des déplacements d'air chaud et humide sur des régions froides.
- Le brouillard de détente est dû au refroidissement d'air humide par soulèvement (décompression du gaz). Il se forme plus particulièrement à flancs de montagne et de collines forçant l'air à se soulever.
- Le brouillard d'évaporation est dû à un enrichissement en vapeur d'eau d'une masse froide. Il se forme plus particulièrement en automne et en hiver lorsque de l'air froid passe au dessus d'une surface beaucoup plus chaude (un lac, un étang, etc). De l'eau s'évapore dans l'air froid, augmentant ainsi son point de rosée. Il se présente sous forme de colonnes fumantes.
- Le brouillard de mélange résulte du refroidissement d'une masse d'air chaude par mélange avec une masse d'air plus froide. Diverses conditions doivent toutefois être réunies : un brassage important des deux masses d'air, un fort écart de température entre les deux masses d'air et une humidité importante. Il est généralement peu dense et se manifeste plutôt sous forme de brume.

2.1.2 La visibilité

La visibilité est une notion définie pour les besoins de la météorologie. Il s'agit d'une caractérisation de la transparence de l'atmosphère d'une scène par une évaluation empirique. La connaissance de cette grandeur est d'une évidente utilité dans différents domaines notamment pour la circulation routière ainsi que les transports aériens et maritimes. En absence de précision, la visibilité que l'on mesure est la visibilité horizontale. Elle est définie par la longueur du trajet que doit effectuer dans l'atmosphère un faisceau de rayons lumineux parallèle jusqu'à ce que l'intensité ou le flux lumineux soit réduit de 95% par rapport à sa valeur initiale [2]. Autrement dit, la visibilité correspond à la distance maximale au-delà de laquelle un objet n'est plus distinguable par un observateur humain. Comme on le verra par la suite, les mesures expérimentales de visibilité sont effectuées à l'aide d'un transmissiomètre ou à l'aide d'un diffusiomètre. La distance de visibilité dépend du type de brouillard, de la concentration volumique et de la distribution des tailles des gouttelettes. Il existe par ailleurs la visibilité verticale, dont la connaissance se révèle principalement utile dans l'aéronautique. Par convention, il y a du brouillard quand la visibilité horizontale est inférieure à 1 *km* et l'humidité proche de 100%.

2.1.3 Les effets du brouillard sur la perception visuelle

L'information visuelle perçue par un conducteur est primordiale. Pourtant les facteurs limitants sont nombreux et parmi eux, le brouillard soulève des problèmes de sécurité puisqu'il réduit de façon non négligeable la perception visuelle et le contraste d'une scène. Le brouillard a deux effets macroscopiques sur la propagation de la lumière. Une transposition à un cas concret permet de saisir les phénomènes mis en jeu :

- De nuit, les phares d'un véhicule éclairent une route dans le brouillard. La lumière transmise par le brouillard est atténuée, c'est ce que l'on appelle l'effet d'extinction. L'extinction tient compte de l'absorption et de la diffusion du milieu de propagation.

- Or la diffusion peut se produire dans toutes les directions de l'espace et notamment dans le demi espace défini dans le sens opposé à la direction incidente de la lumière. Autrement dit, une part non négligeable de lumière revient vers le véhicule en éblouissant son conducteur.

La conjugaison de ces deux effets contribue à diminuer le contraste des objets de la scène noyés dans le brouillard, c'est-à-dire que l'œil ou une caméra classique n'est plus capable de distinguer la luminance¹ des objets de la luminance du fond de la scène. Bien que la quantité de lumière transmise par les objets soit suffisante *a priori* pour être perceptible à l'œil nu, c'est la lumière rétro-diffusée qui gêne la perception visuelle. Il est usuel de définir les différents types de photons recensés lors de la propagation de la lumière à travers un milieu diffusant comme illustré sur le schéma de la figure 2.1 :

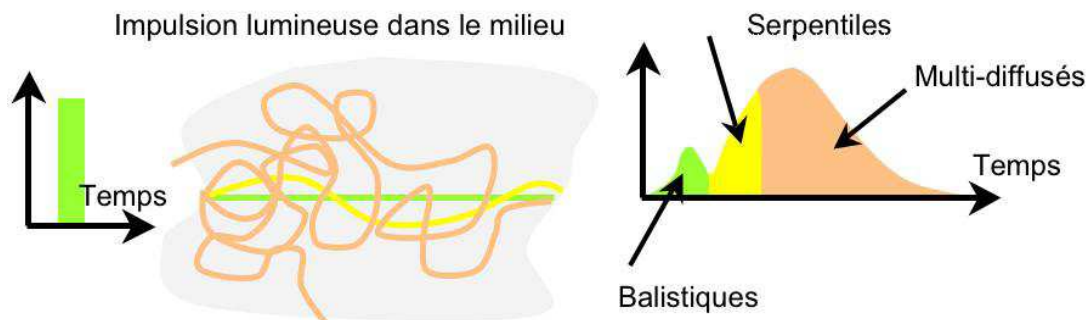


FIGURE 2.1 – Définitions des photons se propageant en milieu diffusant

- Les photons balistiques se propagent en ligne droite sans interagir avec le milieu supposé homogène. Ils contiennent l'information utile de la cible à observer. Malheureusement ils sont très peu nombreux et subissent une diminution exponentielle à chaque traversée de milieu [2].

1. En physique, la luminance est l'intensité lumineuse de l'aire apparente d'un objet vu dans un angle solide donné.

- Les photons serpentiles sont peu diffusés. Autrement dit, ils ont une différence de marche faible par rapport au chemin parcouru par les photons balistiques.
- Les photons multi-diffusés constituent la majorité des photons. C'est dans cette catégorie que se classent les photons rétro-diffusés.

Cette classification des photons illustre les difficultés d'un système d'imagerie pour être performant en milieu diffusant. Pour tirer profit de l'information portée par les photons balistiques et d'autre part pour éliminer, autant que faire se peut, les photons diffusés et rétro-diffusés responsables du bruit lumineux, une solution envisageable pour faire de l'imagerie à travers un milieu diffusant consiste à sélectionner uniquement les photons balistiques, et éliminer complètement les photons diffusés et rétro-diffusés pendant la prise de vue.

2.2 Méthodes optiques pour la sélection des photons

Comme dans tous les domaines de la recherche, différentes voies d'exploration ont été envisagées afin de réaliser de l'imagerie en milieu diffusant. Ici, nous présenterons une liste non exhaustive de solutions optiques triant les photons pour la vision à travers les milieux diffusants comme notamment le brouillard ou les tissus biologiques.

2.2.1 Sélection spatiale

Une première méthode de sélection consiste à utiliser le fait que les photons balistiques se propagent en ligne droite dans un milieu homogène selon le principe de Fermat.

La microscopie confocale

Elle permet de séparer les photons balistiques des autres photons, mais aussi de sélectionner une profondeur d'observation précise dans le milieu en éliminant la lumière qui provient de plans situés plus ou moins en profondeur [3, 4]. Le schéma de principe apparaît dans la

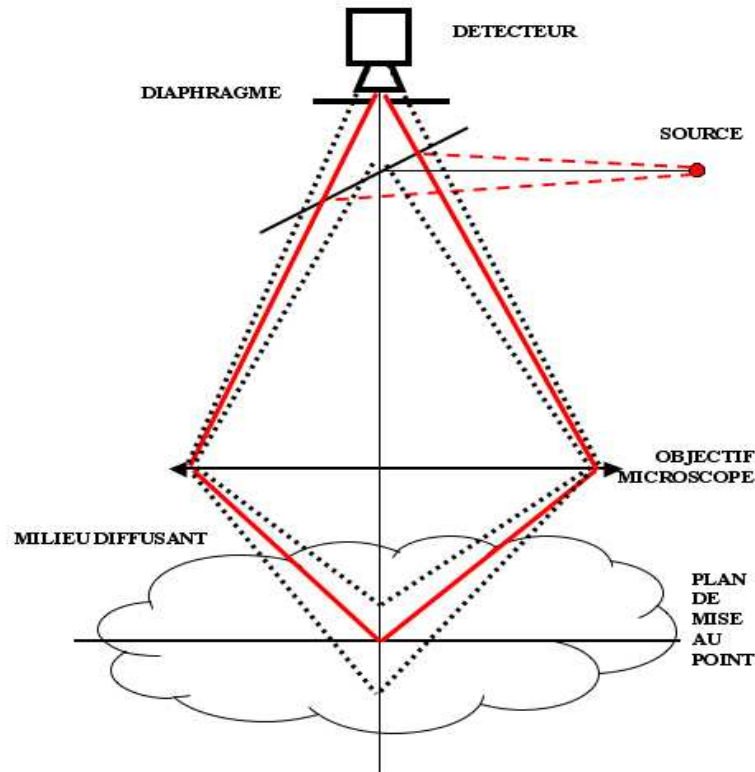


FIGURE 2.2 – Schéma de principe de l'imagerie confocale

figure 2.2. L'illumination est assurée par un faisceau laser focalisé dans un plan d'observation. La lumière est fortement focalisée dans le milieu à l'aide d'un objectif de microscope. Ce même objectif permet de faire l'image du point de focalisation sur le détecteur. Un diaphragme placé à proximité du détecteur permet d'éliminer la lumière provenant des autres plans proche du plan de focalisation mais aussi une grande partie la lumière diffusée [5]. Puisque celle-ci sort du milieu diffusant dans des directions quelconques, elle ne sera pas focalisée sur le diaphragme. C'est une technique point à point qui nécessite un balayage du spot lumineux incident dans deux ou trois dimensions selon le type d'imagerie souhaitée [6].

L'étude du principe de la microscopie confocale met en avant la propriété de filtrage spatial assuré par la taille de l'ouverture numérique du détecteur pour des méthodes d'imagerie ponc-

tuelles. Cela démontre l'intérêt de capteurs à faible ouverture et nous traiterons de cela dans la partie consacrée à l'étude d'un système d'imagerie par rétro-injection optique.

Sélection par collimation

Une autre technique de filtrage spatial, beaucoup moins répandue, consiste à travailler en transillumination [7]. Les photons diffusés sont éliminés à l'aide d'un collimateur aligné avec une source lumineuse collimatée. Le collimateur ne laisse passer que les photons qui arrivent en incidence proche de la normale au détecteur, c'est-à-dire les photons balistiques et serpentiles. Les photons diffusés qui sortent du milieu diffusant avec toutes les incidences possibles sont pour la plupart non perçus par le détecteur. Cette technique a cependant peu d'applications car elle nécessite de travailler avec des milieux observables en transmission.

2.2.2 Sélection temporelle

Les photons balistiques ou serpentiles font les trajets les plus courts à travers le milieu diffusant et ont par la même occasion les temps de traversée les plus brefs d'après la figure 2.1. C'est sur ce constat que reposent les techniques optiques de sélection temporelle de photons. Le tri des photons est réalisé à l'aide d'une *porte temporelle*.

Porte électronique : technique d'imagerie par crénelage temporel

Ce genre de système est développé pour différentes applications comme la vision de nuit pour les automobilistes [8] ou encore pour des thèmes à vocation militaire tels que la vision à travers des rideaux de fumée et la vision dans le brouillard. Ce système est notamment développé par l'institut militaire franco-allemand I.S.L [9, 10]. Son principe général est illustré sur la figure 2.3. Cette technique de sélection temporelle utilise une illumination impulsionnelle courte de l'ordre de 200 ns correspondant à une tranche lumineuse d'épaisseur de quelques dizaines de mètres (60 m). Cette impulsion voyage à la vitesse de la lumière. Durant le trajet

aller entre la source lumineuse et l'objet à visualiser puis le retour entre l'objet et le détecteur, le détecteur est obturé. Au moment où les premiers photons arrivent sur le détecteur, l'obturateur est ouvert pendant 200 ns . La durée (retard) entre l'instant où l'impulsion lumineuse est envoyée et l'instant où l'impulsion revient sur le détecteur, après s'être réfléchie sur l'objet, dépend de la distance entre le dispositif d'imagerie et l'objet. En jouant sur ce retard, il est possible de sélectionner la tranche d'espace à visualiser. L'épaisseur de la tranche lumineuse est quant à elle proportionnelle à la durée de l'impulsion. Pour réaliser cet obturateur rapide, on utilise un intensificateur d'images piloté en tension.

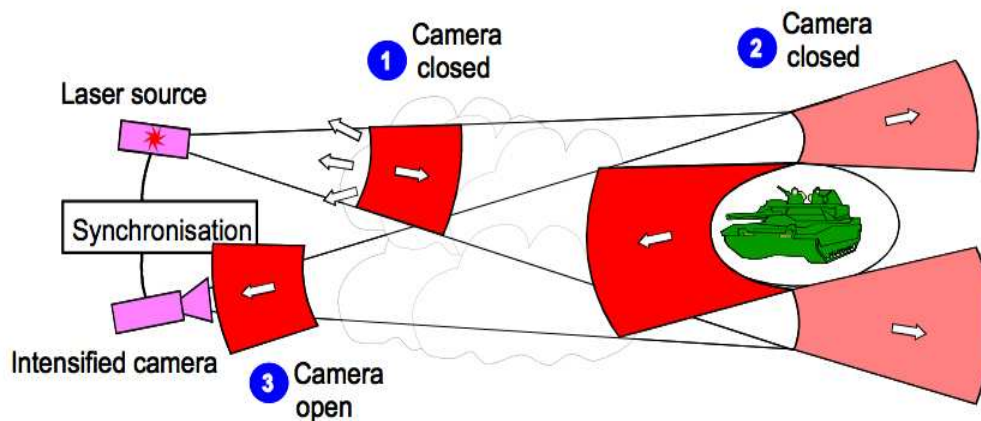


FIGURE 2.3 – Schéma de principe de la technique d'imagerie par crénelage temporel

A travers une collaboration scientifique entre le *LCPC* et l'*ISL*, ce dispositif a été testé à plusieurs reprises. Comme le montrent les images de la figure 2.4, ce système est performant en présence de brouillard dense [11]. Cependant, étant donné les puissances laser mises en jeu et le coût d'un tel dispositif, seules des applications militaires et spécifiques trouvent écho dans cette technique.



FIGURE 2.4 – Résultats obtenus par crénelage temporel

Porte optique basée sur des processus non linéaires

Des processus non linéaires peuvent être mis à profit pour réaliser des portes optiques temporelles atteignant des temps d'obturation inégalables mécaniquement ou électroniquement. Ainsi, il est possible de concevoir des systèmes offrant des temps d'ouverture de l'ordre de quelques picosecondes (10^{-12} s) à la centaine de femtosecondes (10^{-15} s). Le principe de la porte optique est illustré sur la figure 2.5. L'impulsion pompe est synchronisée avec la partie balistique du signal. L'illumination d'un cristal type *KTP* par cette pompe modifie l'indice du matériau, agissant comme une porte pour le signal à détecter. Après amplification paramétrique on détecte le signal utile via une caméra CCD [12].

Bien qu'un montage de ce type soit performant en milieu diffusant, il fonctionne en transillumination et n'est donc pas adapté à nos applications. D'autre part, ces méthodes utilisent des laser femtosecondes et sont, par conséquent, encore très onéreuses.

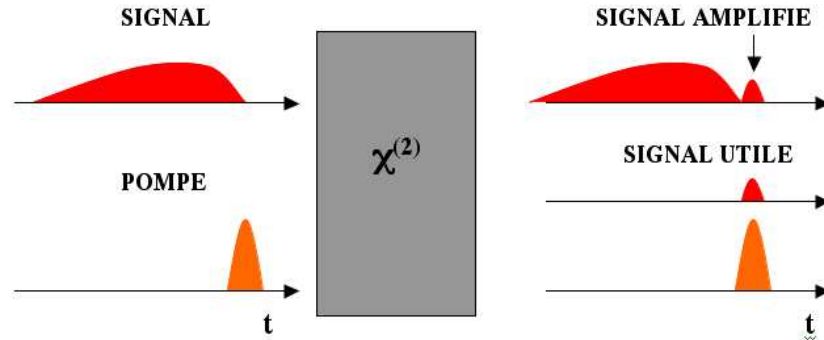


FIGURE 2.5 – Schéma de principe de la porte optique

2.2.3 Sélection par cohérence temporelle

Cette méthode est une variante de la sélection temporelle en considérant que seuls les photons balistiques conservent leur propriété de cohérence dans les milieux diffusants.

Tomographie par cohérence optique (OCT)

Ces méthodes de sélection de photons consistent à mettre en oeuvre le principe de l'interférométrie [13]. En s'aidant de la faible longueur de cohérence d'une source lumineuse utilisée (diode électro-luminescente, laser femtoseconde, lampe blanche) on effectue un tri par recombinaison interférentielle entre les trains de photons évoluant dans le milieu diffusant et ceux issus d'un bras de référence. L'obtention des interférences est rendue possible lorsque la différence de chemin optique pour l'onde référence et l'onde dite "signal" est inférieure à la longueur de cohérence de la source. La majorité des systèmes d'OCT reposent sur des interféromètres à séparation d'amplitude (Michelson) qui réalisent une image point par point [14]. Il existe également des systèmes OCT plein champ utilisant une caméra CCD [15, 16, 17]. La méthode OCT se révèle très efficace dans le diagnostic médical de l'oeil, de la peau ou encore des dents [18, 19, 20].

Le couplage de l'OCT avec une microscopie confocale permet de renforcer la sélection des

photons. C'est ce que l'on nomme la Microscopie par Cohérence Optique. Dans ce cas, la lumière diffusée est bloquée par un diaphragme conjugué au point objet. Ce principe autorise l'étude d'une tranche particulière d'un milieu sans subir de dégradation de résolution liée à la pollution lumineuse. Cependant, les performances de ce type de systèmes se dégradent rapidement lorsque l'épaisseur du milieu augmente.

Holographie

Dans cette technique, le faisceau signal est combiné à un faisceau de référence et forme un hologramme, enregistré sur des matériaux photo-réfractifs ou de façon numérique sur une caméra CCD [21, 22]. Pour l'instant, cette méthode n'est pas employée sauf dans l'observation de tissus végétaux très peu diffusants.

Nous aurons bien évidemment l'occasion de revenir largement sur la méthode d'imagerie interférométrique par holographie au cours de ce manuscrit puisque c'est la base du système d'imagerie basé sur la tomographie présenté ici.

2.2.4 Imagerie acousto-optique

Le couplage des ondes optiques avec des ondes acoustiques a pour objectif d'améliorer les dispositifs imageurs en mettant à profit les informations optiques de la lumière et la résolution spatiale apportée par les ondes acoustiques. Ces dernières subissent très peu de diffusion, ce qui justifie pleinement la technique d'échographie par exemple.

Illustré sur la figure 2.6, le principe de l'imagerie acousto-optique consiste à moduler localement un faisceau lumineux se propageant dans le milieu diffusant. La modulation est assurée par un faisceau d'ultrasons focalisé en un point du milieu. Par détection synchrone à la fréquence ultrasonore, on détecte les photons étant passés dans la zone de focalisation des ultrasons [23].

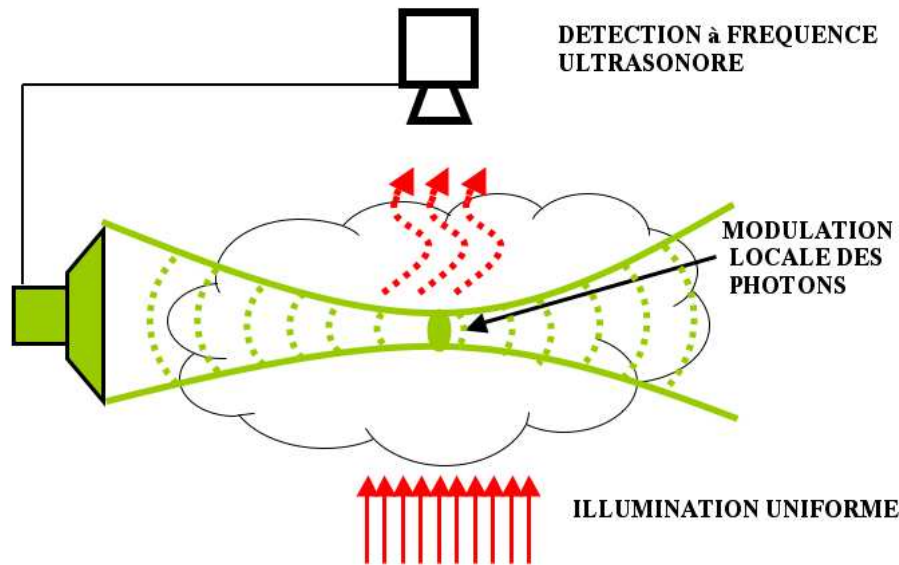


FIGURE 2.6 – Schéma de principe pour l'imagerie acousto-optique

2.2.5 Bilan

En partant d'un exemple concret sur la gêne visuelle occasionnée par le brouillard, nous avons montré de manière *intuitive* la nécessité de sélectionner les photons pour réaliser de l'imagerie en milieu diffusant. En effet, leurs effets ont un impact sur la perception visuelle non négligeable puisque les phénomènes d'absorption et de diffusion dégradent fortement les contrastes. Nous avons alors décrit rapidement les méthodes optiques possibles répondant aux exigences de tri de photons en distinguant le mode de sélection.

On verra dans les chapitres suivants que les deux systèmes d'imagerie étudiés durant les travaux de thèse reposent sur des méthodes semblables à celles décrites ici : sélection par filtrage spatial et sélection par cohérence temporelle.

2.3 Dispositifs dédiés à la sécurité routière

Dans le but de diminuer les risques d'accidents mais aussi rendre plus confortable les trajets routiers, divers dispositifs d'aide au conducteur émergent depuis quelques années. On peut classer ces systèmes en deux catégories : passif et actif. Certains systèmes combinent les deux technologies, ce sont les systèmes mixtes.

2.3.1 Les systèmes passifs

Les systèmes passifs fonctionnent sur la combinaison d'un outil d'acquisition d'images (une ou deux caméras) avec un traitement associé. L'importance de la qualité des caméras est non négligeable. Cependant, ce sont les algorithmes de traitement d'images qui apportent le meilleur bénéfice à ce type de technologie. Par exemple, il existe des algorithmes de reconnaissance de forme capables, non seulement de détecter des objets, mais aussi de rehausser leurs contrastes, en tenant compte de la possible atténuation due au brouillard [24, 25]. La caractérisation de ce genre d'outils est compliquée puisqu'ils dépendent principalement du code de traitement. Toutefois, il apparaît d'ores et déjà des limites à ces systèmes :

- Les applications temps réel sur des véhicules instrumentés montrent rapidement leurs limites notamment en temps de calcul. De plus les divers traitements présentent des faiblesses lorsque les conditions de visibilité sont dégradées.
- Les niveaux de luminance et d'éclairement des objets et de la scène limitent, en terme de contraste, la qualité des images acquises. Ces niveaux sont étroitement liés aux conditions climatiques, ce qui rend le système non-opérant dans plusieurs cas de figures.

2.3.2 Les systèmes actifs

Il s'agit principalement de dispositifs de type RADAR ou LIDAR. Ces capteurs fonctionnent sur le principe de l'émission d'un signal électromagnétique en direction de la scène à

observer puis de l'analyse de son écho. L'émission du signal s'effectue selon deux modes : soit de façon mono-directionnelle en association avec un dispositif de balayage opto-mécanique, soit avec de multiples faisceaux. Ces détecteurs permettent l'évaluation des informations relatives à la distance avec des obstacles (télémétrie) et leur vitesse relative par rapport au capteur. C'est pourquoi on retrouve principalement ces systèmes dans la régulation de vitesse des véhicules.

Les RADAR

Dans les capteurs radars d'aide à la conduite, l'émetteur produit un signal hyperfréquence à ondes continues modulées en fréquence qui, réfléchi par les éventuels obstacles, est détecté au retour par l'antenne de réception. La distance relative entre le détecteur et la cible est évaluée par temps de vol, et on remonte à la vitesse relative de la cible par effet Doppler. A titre d'exemple, l'équipementier *TRW Automotive* distribue un radar *ACC* (Adaptive Cruise Control) installé sur certains poids lourds (*Volvo* et *Man*) ainsi que sur la *Volkswagen Phaeton*. Après avoir détecté des obstacles, ce radar communique à un ordinateur embarqué les informations de vitesse et de distance relatives entre deux véhicules pour ensuite réguler la vitesse du véhiculé équipé. Toutefois les radars présentent plusieurs limites :

- Les radars automobiles ont des champs angulaires très faibles, ce qui conduit à une faible résolution latérale. La détection de véhicules sur d'autres voies ou sur des voies de circulation sinueuses devient impossible.
- La distance opérante s'élève à plusieurs dizaines de mètres, les rendant inopérants sur des distances plus courtes. La détection d'objets immobiles est souvent hasardeuse puisque ces systèmes sont fonctionnels pour la détection de véhicules circulant devant le capteur.
- La présence d'échos parasites multiples en environnement complexe surgit très rapidement en raison de la faible résolution angulaire et la largeur du lobe radar.
- La Surface Equivalente Radar (SER) varie selon le véhicule. Le radar détecte difficilement les cibles possédant une petite SER.

Les LIDAR

Le lidar (Light Detection and Ranging) est une transposition du radar au domaine optique puisque l'émetteur est un laser. En plus du laser, le système est équipé d'un détecteur relié à une technologie électronique d'analyse pour calculer le temps mis par la lumière sur le trajet aller-retour entre la cible et le système lidar ; ce qui fournit l'information de distance entre le véhicule équipé et le véhicule qui le précède. A l'heure actuelle, les technologies lidar sont mises au point pour la détection d'obstacles, à l'image du développement d'une maquette lidar à balayage pour le projet européen *OLMO*, 1999 (On-vehicle Laser Microsystem for obstacle detection). *Siemens VDO* propose aujourd'hui un lidar multi-faisceaux de cinq émetteurs infrarouges performant dans la détection de véhicules jusqu'à une distance de 230 m par bonne visibilité, autrement dit sans brouillard. Là encore, malgré leur faible coût au regard du prix des radars, on relève des inconvénients majeurs à leur utilisation :

- De mauvaises conditions météorologiques dégradent très rapidement les performances des lidars, puisque cette technologies n'est pas développée pour fonctionner par temps de pluie, neige ou brouillard. C'est un facteur limitant extrêmement important.
- Pour s'affranchir des variations de Surface Equivalente Laser (SEL), il est nécessaire d'équiper l'arrière des véhicules à observer .
- Les performances varient également selon la surface utilisée en réflexion et son état de surface. La saleté sur les optiques du détecteur est un facteur limitant supplémentaire pour le bon fonctionnement du système lidar.

2.3.3 Les systèmes mixtes

En combinant des caméras infrarouges à des sources infrarouges, certains équipementiers comme VALEO mettent en place ce que l'on nomme les systèmes mixtes. Cette technologie montre un réel intérêt pour la détection de scène routière de nuit et offre déjà de bons résultats.

Mais, comme on le démontrera dans le chapitre suivant, une étude des distances de visibilité et des granulométries du brouillard pour différentes bandes spectrales révèle l'inefficacité d'un tel système pour une utilisation en vue d'imagerie à travers du brouillard.

2.4 Bilan

En recensant les limites des systèmes actuels dédiés à la sécurité routière, il n'existe pas de dispositif fonctionnant de façon fiable et optimale dans des conditions météorologiques dégradées pour assister le conducteur lorsqu'il en a le plus besoin. Il faut donc envisager la conception d'autres techniques en s'inspirant des stratégies optiques de sélection de photons, la plupart des méthodes étant développées dans le domaine de l'imagerie médicale.

Chapitre 3

Influence du milieu diffusant sur la propagation lumineuse

Comme on l'a déjà mentionné auparavant, la propagation de la lumière à travers les milieux diffusants comme le brouillard est affectée par les multiples interactions entre le flux lumineux et les particules composant le milieu. Le schéma de la figure 3.1 représente les différents

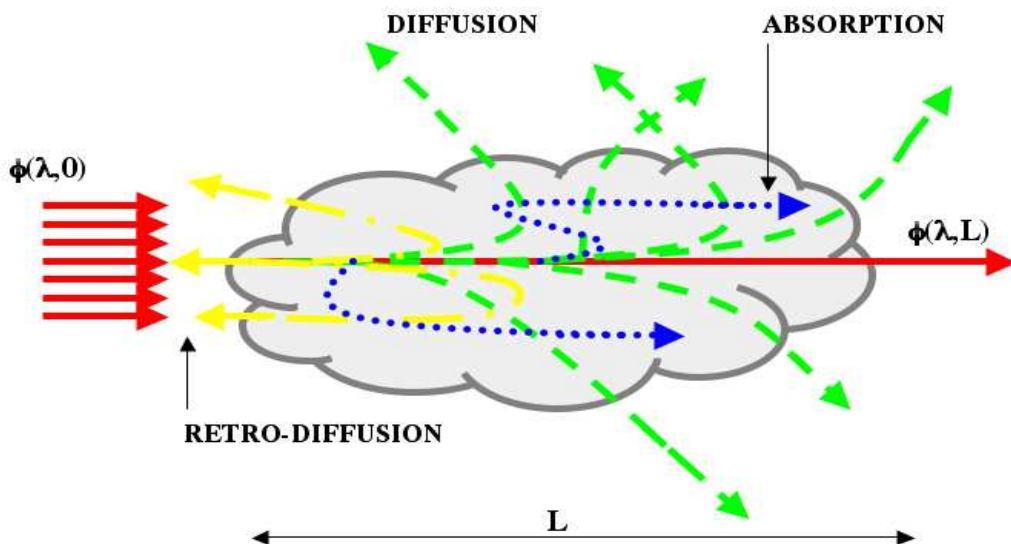


FIGURE 3.1 – Propagation lumineuse dans le brouillard

effets subis par un faisceau lumineux se propageant dans le milieu de longueur L . On sait que les effets combinés d'atténuation (absorption et diffusion) et de rétro-diffusion entraînent une diminution du contraste de la scène observée, rendant la plupart des systèmes présentés auparavant inopérants. Il apparaît alors intéressant de prédire analytiquement ces effets pour non seulement calculer la dégradation du contraste (ou du rapport signal à bruit) de la scène observée [26] mais également pour déterminer le gain nécessaire aux dispositifs envisagés pour voir à travers le brouillard.

3.1 Définition du rapport signal sur bruit

On définit le rapport signal sur bruit S/B de la scène observée comme :

$$S/B = 10 \times \log\left(\frac{L_{Signal}}{L_{Bruit}}\right) \quad (3.1)$$

où L_{Signal} et L_{Bruit} sont respectivement les luminances du signal et du bruit.

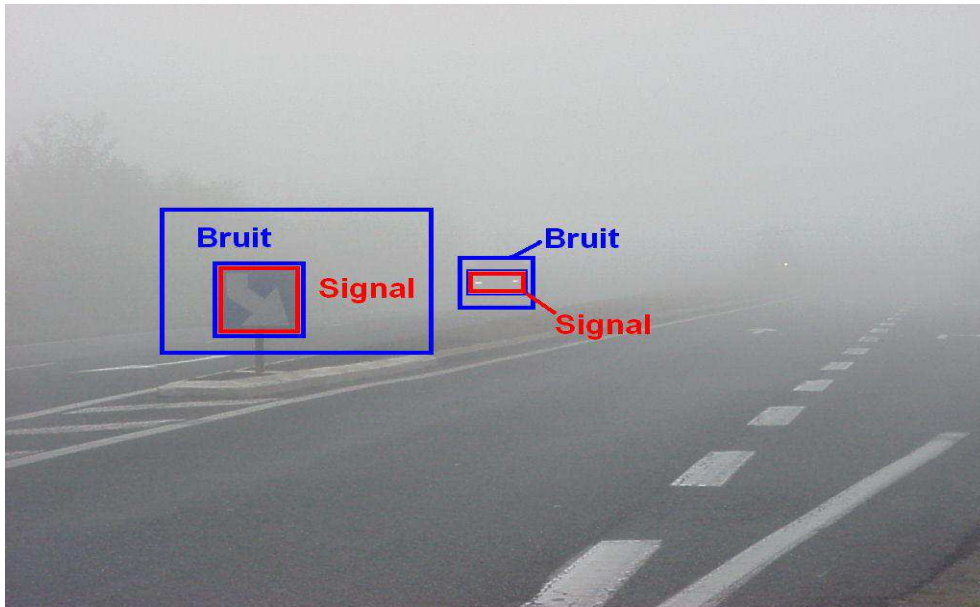


FIGURE 3.2 – Scène routière en présence de brouillard

La photographie d'une scène routière en présence de brouillard (figure 3.2) illustre les définitions de la luminance du signal et celle du bruit. D'une part, la luminance du signal représente l'information *utile* contenue dans la scène, ce qui correspond à la luminance de l'objet que l'on cherche à observer. Dans l'exemple choisi, il s'agit soit d'un panneau routier soit d'un véhicule éclairant devant lui. D'autre part, la luminance du bruit se traduit par la combinaison des contributions des autres luminances perturbant l'observation de l'objet dans une zone définie, à savoir la luminance du fond (constante) et la luminance de rétro-diffusion liée au brouillard. Ces différentes composantes caractérisent L_{Signal} et L_{Bruit} telles que¹ :

$$\begin{aligned}L_{Signal} &= L_{Objet} \\L_{Bruit} &= L_{Fond} + L_{Retro-diffusion}\end{aligned}\tag{3.2}$$

Ainsi défini, le rapport signal sur bruit S/B peut donc varier sur \mathbb{R} . Pour des scènes peu ou pas bruitées par la présence de brouillard, la luminance du signal reste supérieure à celle du bruit, conduisant à un rapport signal sur bruit positif. Lorsque la densité de brouillard augmente, la luminance du bruit augmente par effet de rétro-diffusion tandis que celle du signal diminue par effet d'extinction. Dès lors que L_{Bruit} devient supérieure à L_{Signal} le rapport S/B devient négatif.

3.2 Modèle analytique pour la luminance rétro-diffusée

Dans cette partie, on présente un modèle analytique développé durant la thèse pour prédire le niveau de luminance rétro-diffusée en présence de brouillard. Puisque le milieu diffusant affecte la perception visuelle en diminuant le contraste d'une scène, on cherche à évaluer comment cette dégradation évolue en fonction de la densité de brouillard. En partant de la théorie

1. Le bruit du capteur n'est pas pris en compte dans cette définition car le rapport S/B mesuré correspond à celui de la scène

de Mie, on établit un modèle de diffusion simple, prenant en compte les paramètres optiques des systèmes d'imagerie et la granulométrie du brouillard.

3.2.1 Modèle de distribution granulométrique

Pour représenter les différents brouillards existants, la plupart des études utilisent des distributions granulométriques. Parmi les différentes lois de modélisations granulométriques, la distribution la plus utilisée est donnée par Deirmendjian [27]. Pour ce modèle, une expression simplifiée basée sur une loi log-normale donne :

$$n(r) = N_0 \exp \left(- \left(\frac{\log(r/r_0)}{\sigma_0} \right)^2 \right) \quad (3.3)$$

pour laquelle $n(r)$ est le nombre de particules (concentration) au rayon r , r_0 est le rayon de la particule en μm (aussi appelé le rayon de mode) et la concentration N_0 exprimée en cm^{-3} . Enfin la variable σ_0 en μm correspond à l'écart-type de la concentration. On représente sur la figure 3.3 la distribution granulométrique issue de la loi log-normale pour différentes visibilités. Le modèle est ajusté aux valeurs expérimentales autour d'un rayon de gouttelettes centré à $1,042 \mu m$ pour un écart-type fixé à $\sigma = 0,4035 \mu m$ par la méthode des moindres carrés. Les quatre distributions expérimentales sont issues de données obtenues dans la chambre de brouillard du laboratoire des ponts-et-chaussées de Clermont-Ferrand. On donne leurs concentrations N_0 associées aux distances de visibilité mesurées avec un transmissiomètre dédié.

3.2.2 Distance de visibilité et libre parcours moyen

La distance de visibilité V_m [2] (en km) est définie depuis 1987 selon les normes de la Commission Internationale de l'Eclairage. Ce paramètre de visibilité correspond à la longueur du trajet dans l'atmosphère pour laquelle l'intensité d'un flux lumineux est réduite de 95%.

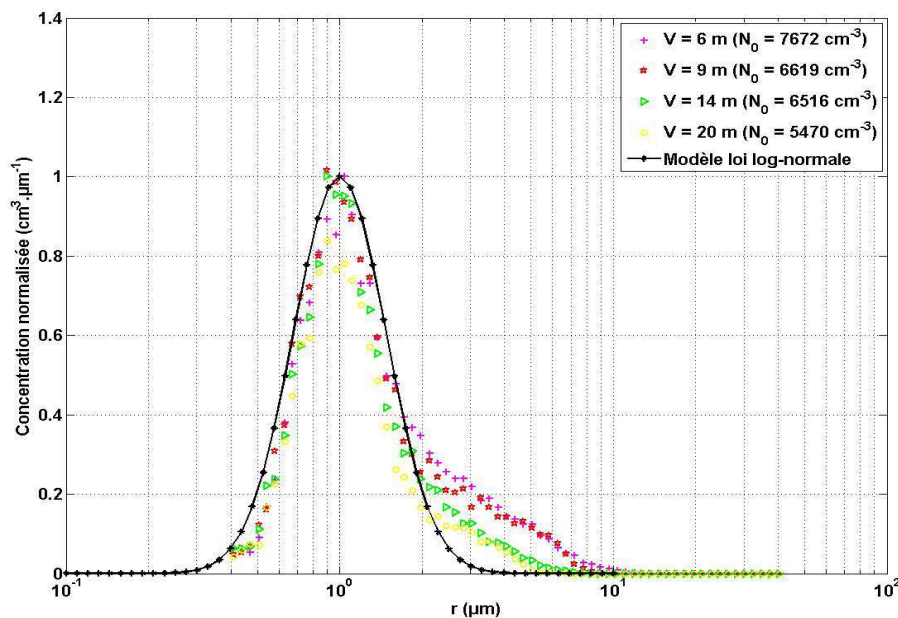


FIGURE 3.3 – Distribution granulométrique normalisée pour différentes distances de visibilité. A partir de la loi de Koschmieder², l'expression de la distance de visibilité est reliée au coefficient d'extinction μ_{ext} désignant finalement la densité optique linéique du milieu diffusant :

$$V_m = -\frac{\ln(0,05)}{\mu_{ext}} \approx \frac{3}{\mu_{ext}} \quad (3.4)$$

Expérimentalement, la visibilité est mesurée à 550 nm puisqu'il s'agit de la longueur d'onde correspondant au maximum de l'efficacité de la vision humaine. En général, les données météorologiques sur le brouillard ne présentent que cette quantité sans tenir compte de ses propriétés physiques comme la distribution granulométrique ou la présence d'eau liquide. La visibilité est ainsi utilisée pour quantifier les effets des particules atmosphériques (brouillard ou aérosols)

2. La loi de Koschmieder (1924) met en relation la luminance apparente L d'un objet de luminance intrinsèque L_0 , la luminance du ciel à l'horizon L_f , la distance d'observation d et le coefficient d'extinction μ_{ext} telle que $L = L_0 e^{-\mu_{ext}d} + L_f(1 - e^{-\mu_{ext}d})$. De ces résultats découle la loi d'atténuation des contrastes $C = C_0 e^{-\mu_{ext}d}$ correspondant à la loi de Beer-Lambert

sur la propagation et la transmission des ondes lumineuses ou infrarouges. Par la théorie de Mie, on peut déterminer de manière exacte ce coefficient d'extinction et le coefficient de rétro-diffusion traduisant ainsi toutes les pertes et perturbations induites lors d'une observation dans le brouillard par exemple.

Il est également usuel de caractériser le brouillard avec le libre parcours moyen. Dans le cas du brouillard, cela correspond à la distance moyenne que parcourt un photon entre deux interactions traduisant ainsi la densité du brouillard dans lequel le photon évolue. Le libre parcours moyen est relié au coefficient d'extinction μ_{ext} par :

$$l.p.m = \frac{1}{\mu_{ext}} \quad (3.5)$$

Cette équation nous permet alors d'écrire la relation entre la distance de visibilité météorologique et le libre parcours moyen :

$$V_m = 3 \times l.p.m \quad (3.6)$$

Par la suite, la caractérisation du brouillard par sa distance de visibilité météorologique reste notre référence.

3.2.3 Coefficients d'extinction et de rétro-diffusion

Expressions littérales

Les particules présentes dans l'atmosphère peuvent être considérées sphériques, particulièrement celles constituant le brouillard.. La théorie de Mie [28, 29] est basée sur la détermination du champ électromagnétique diffusé et absorbé par des sphères homogènes de dimension semblable à la longueur d'onde. Dans cette hypothèse, elle peut être appliquée pour exprimer les sections efficaces d'extinction et de diffusion :

$$\begin{aligned} C_{ext} &= \frac{W_{ext}}{I_0} (m^2) \\ C_{diff} &= \frac{W_{diff}}{I_0} (m^2) \end{aligned} \quad (3.7)$$

pour laquelle $W_{ext} = W_{abs} + W_{diff}$ est la somme de l'énergie absorbée et diffusée à travers la sphère et I_0 (W/m^2) l'intensité incidente. Ces grandeurs sont fonction de la longueur d'onde, de la taille et de l'indice de réfraction de la particule. On définit alors :

$$\begin{aligned} x &= kr = \frac{2\pi r}{\lambda} \\ m &= \frac{n_p}{n_m} \end{aligned} \quad (3.8)$$

où x est le rapport entre la taille des particules de rayon r et la longueur d'onde λ et m l'indice de réfraction relatif entre l'indice de la particule n_p et celui du milieu n_m ³. Les sections efficaces peuvent alors s'exprimer en fonction des coefficients de diffusion a_n et b_n issus des équations de Maxwell pour le champ électromagnétique tels que :

$$\begin{aligned} a_n &= \frac{m\psi_n(mx)\psi'_n(x) - \psi_n(x)\psi'_n(mx)}{m\psi_n(mx)\zeta'_n(x) - \zeta_n(x)\psi'_n(mx)} \\ b_n &= \frac{\psi_n(mx)\psi'_n(x) - m\psi_n(x)\psi'_n(mx)}{\psi_n(mx)\zeta'_n(x) - m\zeta_n(x)\psi'_n(mx)} \end{aligned} \quad (3.9)$$

où ψ_n et ζ_n sont les fonctions de Ricatti-Bessel. Ces fonctions se définissent à partir des fonctions de Bessel sphériques j_n et des fonctions de Hankel sphériques de première espèce $h_n^{(1)}$ telles que $\psi_n(\rho) = \rho j_n(\rho)$ et $\zeta_n(\rho) = \rho h_n^{(1)}(\rho)$. Partant des définitions des coefficients de diffusion, on écrit alors les sections comme :

$$\begin{aligned} C_{ext} &= \frac{2\pi}{k^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) \operatorname{Re}(a_n + b_n) \\ C_{diff} &= \frac{2\pi}{k^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) (|a_n|^2 + |b_n|^2) \end{aligned} \quad (3.10)$$

La théorie de Mie donne également l'expression associée à la section efficace de rétro-diffusion $C_{retrodif}$:

$$C_{retrodif} = \frac{1}{k^2} \sum_{n=1}^{\infty} |(2n+1)(-1)^n(a_n - b_n)|^2 \quad (3.11)$$

3. Ces indices de réfraction sont en général des quantités complexes évoluant avec la longueur d'onde λ pour tenir compte de l'absorption des milieux.

On exprime alors les efficacités (sans dimension) dépendantes de x et m :

$$\begin{aligned} Q_{ext}(x, m) &= \frac{C_{ext}}{\pi r^2} \\ Q_{diff}(x, m) &= \frac{C_{diff}}{\pi r^2} \\ Q_{retrodiff}(x, m) &= \frac{C_{retrodiff}}{\pi r^2} \end{aligned} \quad (3.12)$$

Dans le cas de l'efficacité de rétro-diffusée, $Q_{retrodiff}$ apparaît parfois dans la littérature comme un gain G de rétro-diffusion [30].

Finalement, les coefficients se calculent de la manière suivante :

$$\begin{aligned} \mu_{ext} &= \int_0^{\infty} Q_{ext}(x, m) \pi r^2 n(r) dr \\ \mu_{diff} &= \int_0^{\infty} Q_{diff}(x, m) \pi r^2 n(r) dr \\ \mu_{retrodiff} &= \int_0^{\infty} Q_{retrodiff}(x, m) \pi r^2 n(r) dr \end{aligned} \quad (3.13)$$

Nous pouvons donc prédire en terme d'atténuation et de pollution lumineuse la propagation de la lumière à travers différents types de brouillards en calculant les grandeurs macroscopiques que sont les coefficients d'extinction et de rétro-diffusion. A partir de là, on s'intéresse à l'influence de la longueur d'onde, du rayon et de la concentration des particules composant le brouillard en fonction de ces coefficients. On choisit trois granulométries rencontrées couramment dans des brouillards réels. Les granulométries sont centrées autour d'un rayon de mode de 1, 5 et 10 μm . Les distributions sont normalisées de façon à ce que la distance de visibilité soit égale à 100 m pour la longueur d'onde $\lambda = 550 \text{ nm}$. Ces granulométries sont représentées dans des échelles différentes sur les figures 3.4 et 3.5.

La représentation en échelle log-log de la figure 3.5 montre bien que les deux distributions centrées à 5 μm et 10 μm ont des concentrations totales en particules plus faibles que celle à 1 μm . Pour 5 μm et 10 μm , les concentrations sont respectivement $N_0 = 9,42 \text{ cm}^{-3}$ et $N_0 = 1,20 \text{ cm}^{-3}$ alors que pour la première distribution N_0 vaut 1092 cm^{-3} .

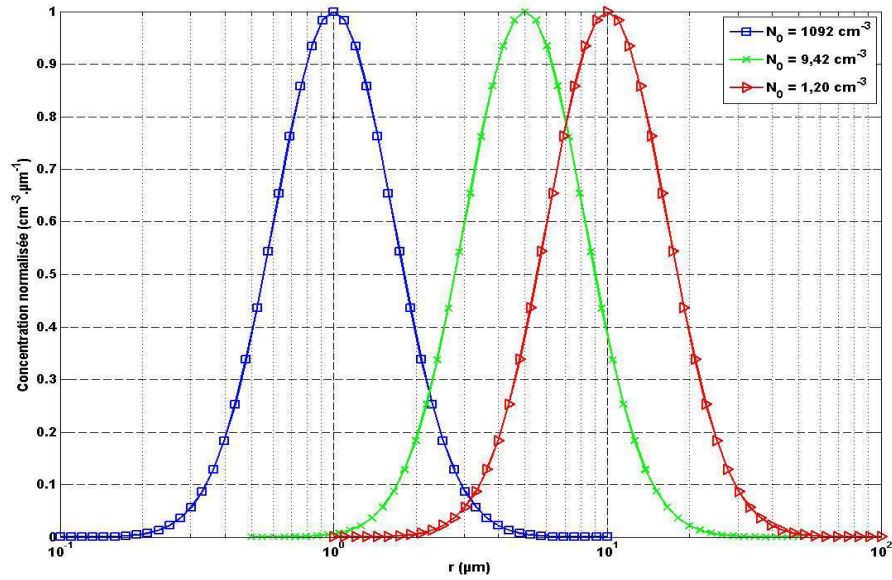


FIGURE 3.4 – Distributions granulométriques normalisées centrées sur 1, 5 et 10 μm

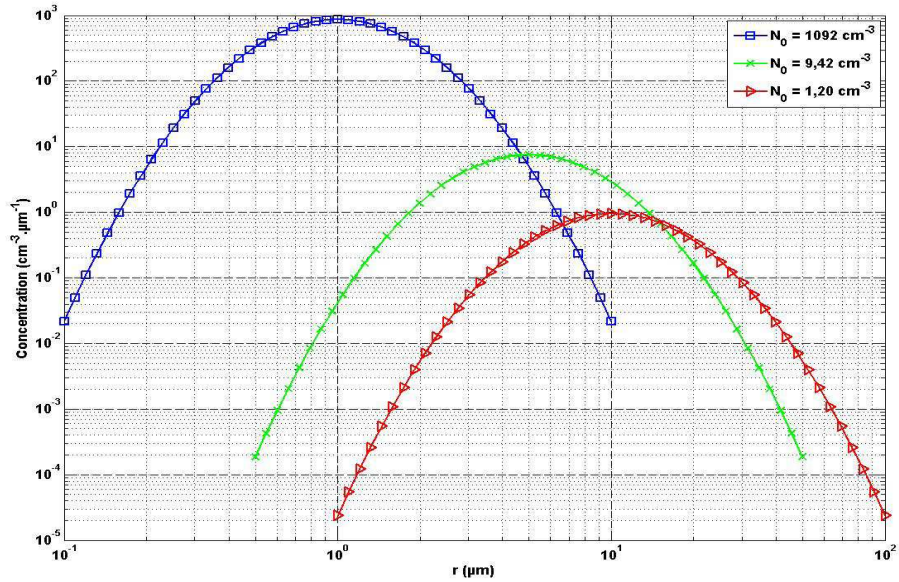


FIGURE 3.5 – Distributions granulométriques centrées sur 1, 5 et 10 μm

La figure 3.6 présente les résultats de calcul pour les coefficients d'extinction et de rétro-diffusion pour les trois types de brouillard définis précédemment, λ variant de 0,4 à 30 μm . Les calculs sont réalisés à l'aide des expressions du système d'équations 3.13.

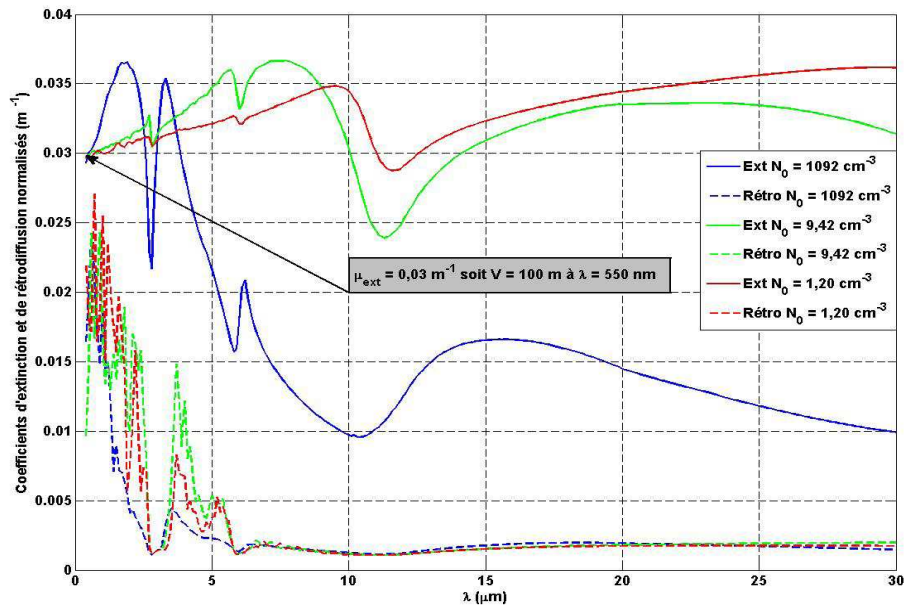


FIGURE 3.6 – Coefficients d'extinction et de rétro-diffusion en fonction de la longueur d'onde

Les courbes des coefficients d'extinction et de rétro-diffusion présentent un comportement semblable quel que soit le type de brouillard. D'une part, le coefficient d'extinction μ_{ext} augmente tant que la longueur d'onde est inférieure au rayon de mode r_0 . Dès que cette condition est franchie, on constate une chute notable de μ_{ext} . Cette tendance est visible pour la granulométrie de concentration $N_0 = 1092 \text{ cm}^{-3}$ malgré un pic autour de 3 μm . Il en est de même pour les deux autres granulométries pour lesquelles le coefficient d'extinction décroît une fois que la longueur d'onde devient supérieure à la taille de r_0 . D'autre part, le coefficient de rétro-diffusion décroît du visible à une zone centrée autour de la longueur d'onde 3 μm . Par la suite, les valeurs de coefficient restent proche de 0,002 m^{-1} sauf pour des longueurs d'onde entre 4 et 6 μm .

Discussion

A partir des courbes présentées sur la figure 3.6, on calcule la distance de visibilité en fonction de la longueur d’onde. Ces visibilités sont calculées à partir de la définition de l’équation 3.4 et représentées sur le graphe de la figure 3.7.

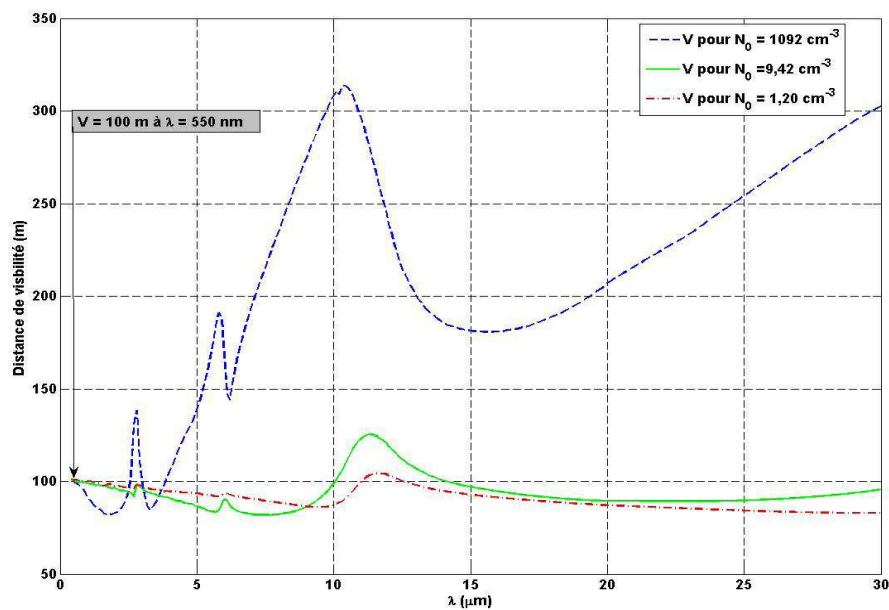


FIGURE 3.7 – Evolution de la distance de visibilité en fonction de la longueur d’onde

Pour des systèmes d’imagerie passifs, seule l’influence du coefficient d’extinction importe. On regarde donc la portée, en terme de distance de visibilité, des bandes spectrales de longueurs d’onde couramment utilisées (tableau 3.1). Ainsi pour l’infrarouge proche ($0,8 - 0,9 \mu m$), la bande *II* ($3 - 5 \mu m$) et la bande *III* ($8 - 12 \mu m$), on ne note pas d’amélioration significative de la distance de visibilité par rapport au visible sauf pour la bande *III* dans le cas de granulométrie centrée sur $1 \mu m$. Pour cette granulométrie, à partir de $\lambda = 15 \mu m$, la distance de visibilité augmente nettement, en variant de $170 m$ à $300 m$. Autrement dit, l’infrarouge lointain (thermique) est donc moins atténué que les autres gammes spectrales pour une granulométrie

de ce type. Toutefois dès que la taille des gouttes augmente, l'intérêt d'utiliser des dispositifs fonctionnant dans l'infrarouge lointain est moins évident comme le démontrent les courbes des deux autres granulométries. Dans l'ensemble, on déduit qu'une vision passive en infrarouge est plus efficace que le visible seulement pour un type de brouillard donné.

TABLE 3.1 – Distances de visibilité pour différentes bandes spectrales

Rayon de mode	Visible	IR : 3 – 5 μm	IR : 8 – 12 μm	IR : > 15 μm
1 μm	100 m	110 m	320 m	300 m
5 μm	100 m	90 m	100 m	90 m
10 μm	100 m	95 m	80 m	70 m

Lorsque l'on s'intéresse à des systèmes de vision actif, le comportement du coefficient de rétro-diffusion est à prendre en compte. L'enjeu réside dans le choix de la gamme spectrale du dispositif d'imagerie. D'une part, il faut limiter autant que possible l'effet de pollution lumineuse induite par le brouillard. Un coefficient de rétro-diffusion fort signifie que le système risque d'être ébloui par sa propre lumière lors de la propagation à travers le milieu. D'autre part, il faut également limiter l'atténuation du signal sur le trajet aller-retour. Au regard des courbes de la figure 3.6, aucun compromis intéressant ne ressort pour la gamme du visible et du proche infrarouge. Ceci explique en partie les échecs des dispositifs de vision actifs dans le brouillard développés par plusieurs équipementiers automobiles. Dans l'infrarouge, les longueurs d'onde 3 et 6 μm semblent potentiellement intéressantes puisque le coefficient de rétro-diffusion est très faible alors que le coefficient d'extinction augmente légèrement par rapport au visible. Toutefois, la meilleure combinaison est dans la bande *III* autour de 11 μm (et dans des bandes supérieures à 25 μm). Les lasers au CO_2 émettant à 10,6 μm permettraient d'illuminer la scène. Mais cela pose *a priori* des problèmes de sécurité oculaire.

3.2.4 Fonctions de phase

Prédire les directions privilégiées de diffusion est très important pour la compréhension du phénomène de propagation à travers les milieux diffusants. A partir de la théorie de Mie, on remonte à ces informations de dépendance angulaire pour le faisceau lumineux diffusé. Elle permet de définir les caractéristiques en diffusion d'une particule à partir de sa taille, de son indice de réfraction et de la longueur d'onde incidente, en exprimant les amplitudes complexes des deux composantes du champ électromagnétique $S_1(\theta)$ et $S_2(\theta)$ fonctions des polynômes de Legendre associés π_n et τ_n :

$$\begin{aligned} S_1(\theta) &= \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} [a_n \pi_n \cos(\theta) + b_n \tau_n \cos(\theta)] \\ S_2(\theta) &= \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} [b_n \pi_n \cos(\theta) + a_n \tau_n \cos(\theta)] \end{aligned} \quad (3.14)$$

Lorsque l'onde incidente est non polarisée, la fonction de phase est fonction du carré des amplitudes complexes S_1 et S_2 telle que :

$$\Phi(\theta) = \frac{1}{2} (|S_1(\theta)|^2 + |S_2(\theta)|^2) \quad (3.15)$$

La figure 3.8 représente la fonction de phase d'une lumière dépolarisée à $\lambda = 550 \text{ nm}$ pour différents rayons de mode r_0 ($0,01 / 0,1 / 1 / 10 \mu\text{m}$). La direction incidente est prise à 0° . Les diagrammes polaires indiquent la répartition angulaire de la diffusion dans toutes les directions (figure 3.9). Cela démontre qu'une augmentation de la taille de la gouttelette provoque une augmentation de la quantité d'énergie diffusée vers l'avant puisque le pic de diffusion vers l'avant a tendance à croître à mesure que le rayon de la gouttelette croît.

Pour une sphère de rayon $0,01 \mu\text{m}$, la particule est très petite devant la longueur d'onde. Cela tend vers une diffusion isotrope. Dans ce cas, cela fixe la limite entre la diffusion Mie et la diffusion Rayleigh [31]. Pour une sphère de rayon $0,1 \mu\text{m}$, la diffusion vers l'avant est prépondérante. Toutefois, la rétro-diffusion est non négligeable. Pour les sphères de 1 et $10 \mu\text{m}$,

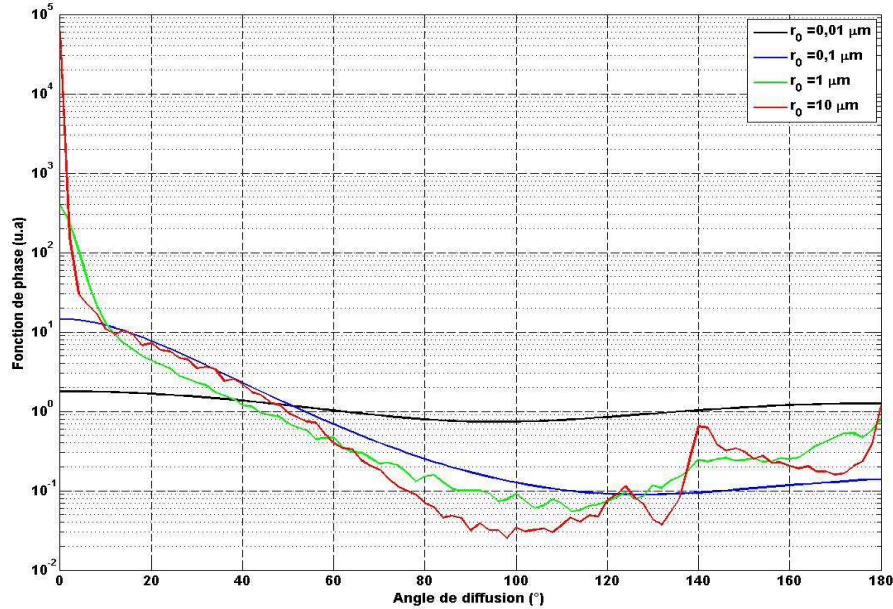


FIGURE 3.8 – Diffusion d’une lumière non-polarisée à $\lambda = 550 \text{ nm}$ pour différentes tailles de gouttes

la diffusion vers l’avant est privilégiée. Le cône de diffusion est encore plus petit indiquant que la diffusion se manifeste principalement dans cette direction dans un angle solide réduit autour de la direction incidente. Pour synthétiser ces résultats, le paramètre de taille x défini préalablement détermine les directions de diffusions majoritaires. Lorsque la taille des gouttes est inférieure à la longueur d’onde, pour $r_0 < \frac{\lambda}{10}$ et moins, alors la diffusion tend vers une diffusion isotrope. Si r_0 est du même ordre de grandeur que λ , alors la diffusion se produit majoritairement vers l’avant. Enfin, si la taille de la particule diffusante est de grande dimension par rapport à la longueur d’onde, la fraction de flux diffusé dépend peu de la longueur d’onde du faisceau incident, obéissant aux lois conventionnelles de l’optique géométrique (réflexion/réfraction). On vérifie ces résultats dans l’infrarouge proche et lointain.

Les brouillards réels rencontrés ont des granulométries centrées sur des rayons de mode de

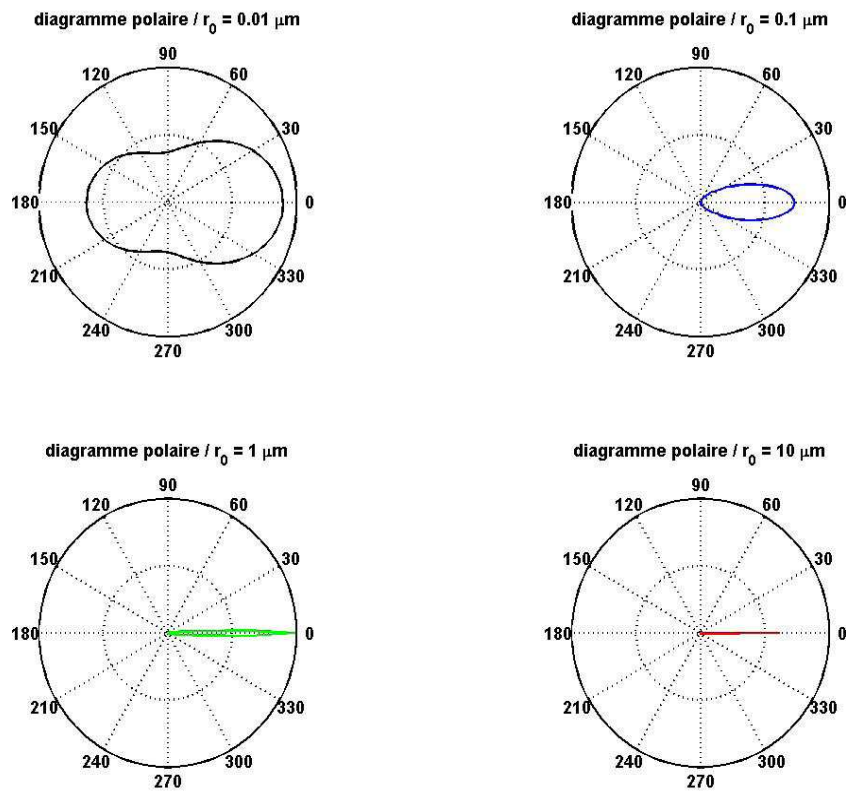


FIGURE 3.9 – Diagramme polaire de diffusion à $\lambda = 550 \text{ nm}$ pour différentes tailles de gouttes

l'ordre du micromètre voire la dizaine de micromètres pour les brouillards à grosses gouttes. Cela signifie que la direction prépondérante de diffusion se situe dans un cône plus ou moins important orienté dans la direction incidente. Cependant bien que la rétro-diffusion soit faible pour une goutte élémentaire, durant le parcours de la lumière dans le brouillard, chaque tranche de brouillard renvoie une quantité de lumière vers l'arrière qui au final donne une lumière rétro-diffusée loin d'être négligeable. Ces fonctions de phase sont naturellement à prendre en considération lors de l'étude de la transmission des luminances à travers les couches de brouillard.

3.2.5 Luminance de l'objet et luminance du brouillard

Dans ce qui suit, on considère que la lumière se propage dans un brouillard considéré comme une succession de tranches d'épaisseur dz . Le brouillard est par ailleurs caractérisé par ses coefficients d'extinction μ_{ext} et de rétro-diffusion $\mu_{retrodif}$. On cherche à établir un modèle analytique donnant la luminance perçue par un récepteur situé à proximité d'une source éclairant un objet dans une scène de brouillard. L'établissement de ces équations prend en compte la géométrie du montage ainsi que toutes les caractéristiques de la source et du récepteur.

Géométrie du montage

La figure 3.10 représente un schéma de la géométrie du dispositif. Une source et un récepteur sont placés dans un même plan, éloignés l'un de l'autre d'une distance d_{SR} . La source éclaire une tranche de brouillard d'épaisseur dz . Les ouvertures de champ de la source et du récepteur sont notées respectivement θ_S et θ_R . On note θ l'angle relatif à la direction d'illumination de la source.

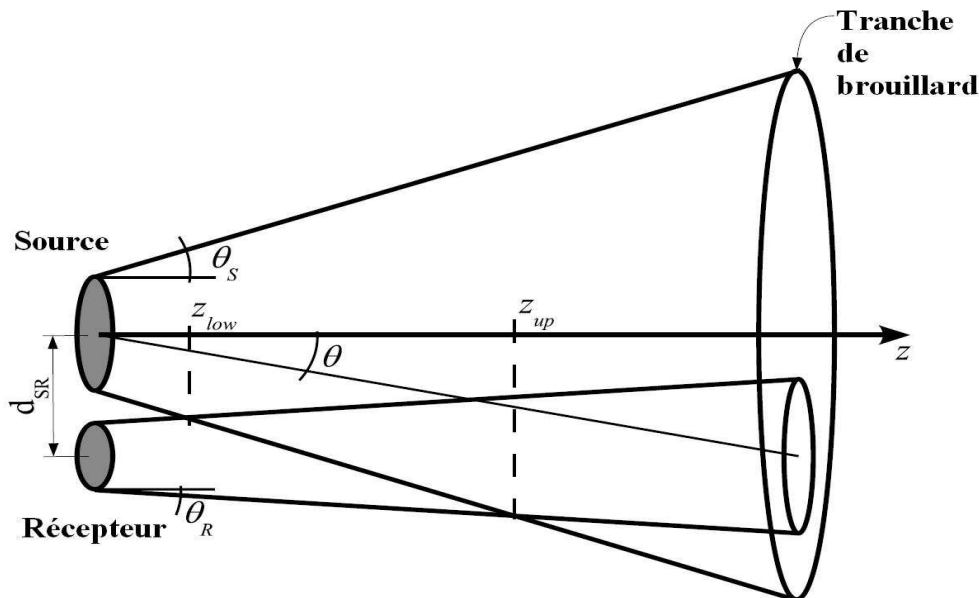


FIGURE 3.10 – Géométrie du dispositif optique

La transmission de la luminance à travers le brouillard

On considère un rayon lumineux collimaté monochromatique porteur d'une luminance initiale L_0 . On éclaire un milieu diffusant caractérisé par son coefficient d'extinction. La loi d'atténuation de Beer-Lambert donne alors la luminance dL_T transmise à la distance z à travers une tranche de brouillard d'épaisseur dz :

$$dL_T = -L_0\mu_{ext}(x, m)dz \quad (3.16)$$

dont la forme intégrée s'écrit :

$$L_T(z) = L_0e^{\mu_{ext}(x, m)z} \quad (3.17)$$

La luminance de l'objet

Un objet illuminé (de surface lambertienne) reçoit un éclairement $E = P_S/\Omega_S z^2$ où P_S représente la puissance de la source, Ω_S l'angle solide de la source et z la distance source-objet (figure 3.11).

La luminance diffusée par cet objet s'exprime par définition comme $L = \rho E/\pi$ où ρ correspond à l'albedo de la surface de l'objet. Dans le meilleur cas, l'albedo est égal à 1. Si l'objet est plongé dans un milieu diffusant type brouillard, la luminance de l'objet perçue par un détecteur (D_1) situé à proximité de la source s'écrit :

$$L_{Objet} = \rho \frac{P_S}{\pi \Omega_S z^2} e^{(-2\mu_{ext}z)} \quad (3.18)$$

Le facteur $\exp(-2\mu_{ext}z)$ tient compte de l'atténuation du signal lors de la propagation sur un aller-retour du flux lumineux à travers le milieu.

On verra plus tard qu'en pratique, cette luminance n'est pas facilement mesurable. La proximité de la source et du récepteur conduit inévitablement à l'éblouissement du détecteur par les nappes de brouillard éclairées par la source. On peut alors donner la luminance qui serait mesurée par un détecteur situé à l'autre extrémité de la scène de brouillard i.e. à proximité de

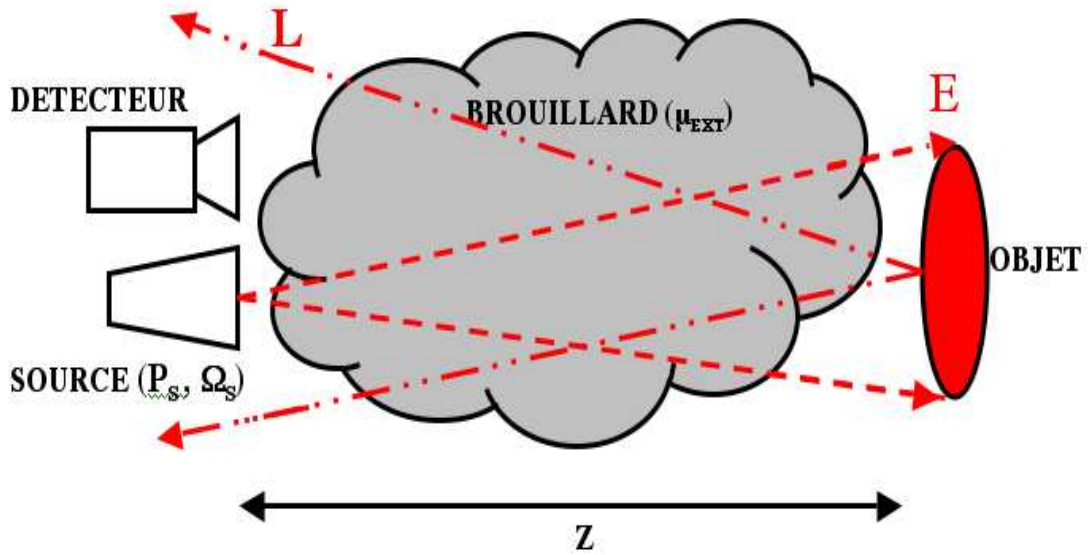


FIGURE 3.11 – Schéma d'éclairage d'un objet et sa luminance diffusée

l'objet. Cela revient à exprimer la luminance de la source ($E = P_S/\Omega_S z^2$ où P_S) transmise par le milieu dans le plan de l'objet ($e^{-\mu_{ext}z}$) et vue par un détecteur d'angle solide de visée (Ω_R) :

$$L_{Source} = \frac{P_S}{\Omega_S \Omega_R z^2} e^{-\mu_{ext}z} \quad (3.19)$$

Par identification des termes des équations 3.18 et 3.19, il apparaît que la luminance de l'objet et celle d'une source sont reliées par un facteur $\rho \frac{\Omega_R}{\pi} e^{-\mu_{ext}z}$. En conséquence, étant donné les difficultés techniques évidentes de mesure de la luminance de l'objet lors de manipulations dans le brouillard, la connaissance de la luminance de la source autorise alors des essais expérimentaux grandeur nature.

La luminance rétro-diffusée

La luminance dL_{Retro} rétro-diffusée par le brouillard s'exprime en fonction de l'éclairage incident E reçu par la tranche de brouillard à la distance z et d'épaisseur dz . Cette tranche de brouillard est caractérisée par son coefficient de rétro-diffusion $\mu_{retrodif}$. Comme les axes

de visée de la source et du récepteur sont différents, nous introduisons le terme de fonction de phase dans l'expression de la luminance rétro-diffusée.

$$dL_{Retro} = E(z, \theta) \frac{\Phi(\pi - \theta)}{4\pi} \mu_{retrodiff}(x, m) dz \quad (3.20)$$

où $\Phi(\theta)$ est la fonction de phase normalisée ($\int_{4\pi} \Phi d\Omega = 1$) pour le brouillard considéré. L'ouverture du récepteur, sous l'incidence d'angle θ , perçoit un éclairement $E(z, \theta)$ issue de la tranche de brouillard située à la distance z dont la relation est donnée par :

$$E(z, \theta) = \frac{P_S \cos(\theta)}{\pi (R_S^2 + z^2 \tan^2(\theta_S))} e^{(-\mu_{ext}z)} \quad (3.21)$$

Les grandeurs P_S et R_S relatives à la source sont respectivement sa puissance et son rayon d'ouverture. Le facteur $e^{(-\mu_{ext}z)}$ tient compte de l'atténuation due au brouillard subie par le rayon incident à la distance z .

La luminance rétro-diffusée totale reçue correspond à la somme des contributions de chaque tranche du milieu. Son expression s'établit en combinant l'équation 3.21 traduisant l'éclairement perçu par le détecteur à la distance z avec l'équation 3.20 donnant la luminance rétro-diffusée en fonction de l'éclairement reçu pour chaque tranche considérée. Pour traduire l'atténuation de la lumière sur le trajet retour, on pondère l'équation 3.20 par $e^{(-\mu_{ext}z)}$.

$$L_{Retro} = \int_0^\infty \mu_{retrodiff}(x, m) E(z, \theta) \frac{\Phi(\pi - \theta)}{4\pi} e^{(-\mu_{ext}z)} \xi(z) dz \quad (3.22)$$

Afin de tenir compte du taux de recouvrement du cône d'éclairement de la source et du cône de réception pour chaque tranche de brouillard à une distance z , un facteur $\xi(z)$ est introduit :

$$\begin{aligned} \text{si } z < z_{low} & \rightarrow \xi = 0 \\ \text{si } z_{low} \leq z \leq z_{up} & \rightarrow \xi(z) = S_{ABCD}(z) / (\pi r_R(z)^2) \\ \text{sinon } & \xi = 1 \end{aligned}$$

où z_{low} et z_{up} sont définis sur la figure 3.10 et S_{ABCD} sur la figure 3.12. $S_{ABCD}(z)$ se compose des deux surfaces issues du recouvrement des sections générées par les rayons $r_S(z)$ and $r_R(z)$.

On voit alors que l'aire de la zone hachurée s'exprime :

$$S_{ABCD}(z) = r_S(z)^2 [\alpha_S(z) - \cos(\alpha_S(z)) \sin(\alpha_S(z))] + r_R(z)^2 [\alpha_R(z) - \cos(\alpha_R(z)) \sin(\alpha_R(z))] \quad (3.23)$$

Il reste alors à calculer les angles α_S et α_R :

$$\begin{aligned} \cos(\alpha_S) &= x_A/r_S & \cos(\alpha_R) &= (d_{SR} - x_A)/r_R \\ \sin(\alpha_S) &= y_A/r_S & \sin(\alpha_R) &= y_A/r_R \end{aligned}$$

$$r_S(z) = R_S + z \tan(\theta_S)$$

$$r_R(z) = R_R + z \tan(\theta_R)$$

avec

$$x_A = (d_{SR}^2 + R_R^2 - R_S^2)/(2d_{SR})$$

$$y_A = \sqrt{r_S^2 - x_A^2}$$

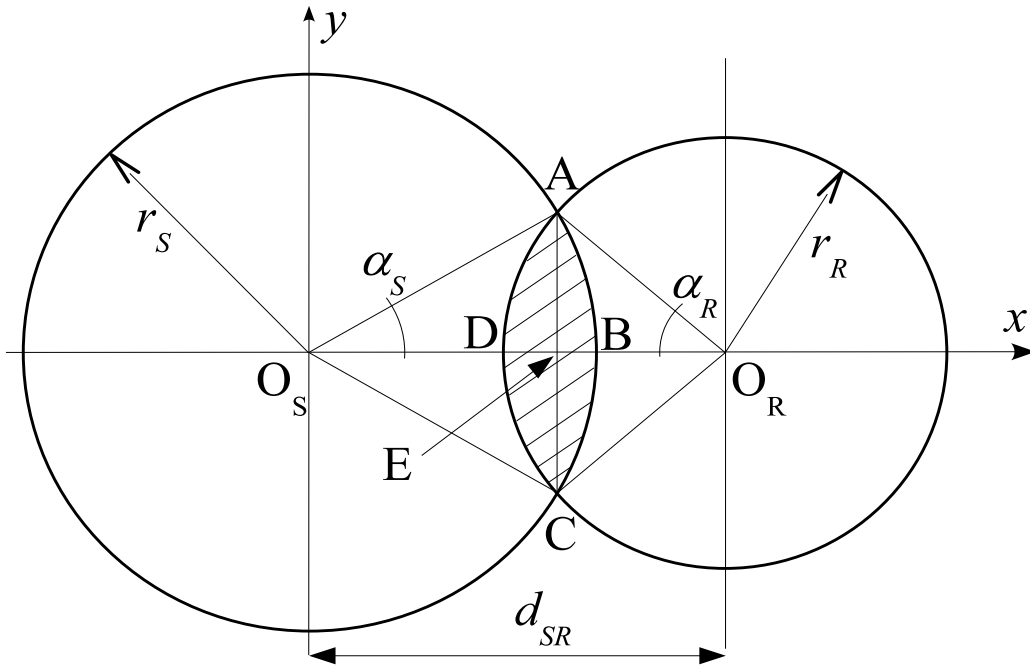


FIGURE 3.12 – Zone de recouvrement des cônes de la source et du récepteur à une distance z

3.3 Validation du modèle analytique

Les équations de luminance (en transmission et en rétro-diffusion) constituent des outils exploitables pour des calculs analytiques. Néanmoins, pour valider ces expressions, les résultats de ce modèle ont été comparés avec des simulations issues d'une méthode Monte-Carlo et avec des mesures expérimentales.

3.3.1 Comparaison avec une méthode Monte-Carlo

Un logiciel intitulé *Photometrical Rendering Of Fog (PROF)* développé au LCPC [32] simule la distribution globale de luminance dans une scène. *PROF* calcule la luminance perçue dans le champ de vision d'un observateur (oeil, capteur, etc.) dans une scène dont les paramètres géométriques (position, taille, ouverture angulaire) sont définis par l'utilisateur.

Présentation de *PROF*

PROF utilise une technique de tracé de photons reposant sur la méthode de Monte Carlo. L'énergie émise par les sources lumineuses qui éclairent la scène est décomposée en éléments de flux. La trajectoire de chaque photon est construite par une série de tirages aléatoires en faisant appel à des fonctions de densité de probabilité basées sur les propriétés optiques des sources, des surfaces et du milieu diffusant [32, 33]. Des capteurs disposés dans la scène recueillent les flux émis, réfléchis et diffusés [32, 34]. Il tient compte du phénomène de diffusion multiple et peut également être bridé pour fonctionner en processus de diffusion simple (base du modèle analytique). En entrée, l'utilisateur contrôle une série de paramètres géométriques et photométriques comme la taille de la scène, les caractéristiques de la source (type, puissance, ouverture), les capteurs et leurs ouvertures ainsi que les données relatives au brouillard. Le code retourne alors la luminance mesurée par les capteurs à travers la scène. La limitation majeure de cette méthode réside dans le bruit numérique inhérent aux méthodes Monte-Carlo. Pour pallier ce

problème, le nombre de tirs doit être important, conduisant alors à un temps de calcul relativement long (plusieurs heures). Pour quantifier ce bruit, on considérera plusieurs simulations en moyennant les résultats obtenus et en calculant l'écart-type de la moyenne.

Résultats

Pour la comparaison entre la luminance rétro-diffusée calculée par *PROF* et celle prédite par le modèle analytique, on considère trois granulométries différentes. La première est centrée sur $0,01 \mu m$, plaçant le problème dans un cas de diffusion Rayleigh. Les deux autres granulométries sont centrées sur $0,1 \mu m$ et $1 \mu m$ qui correspondent à des cas de brouillards réels. La simulation PROF a été effectuée 10 fois avec un tir de 10^7 photons à chaque fois, le brouillard ayant été considéré dans un volume de $100 m^3$. Les paramètres d'entrée pour la source sont la puissance $P_S = 52 lm$, l'ouverture angulaire $2\theta_S = 27^\circ$ pour un rayon $R_S = 9 mm$ à la longueur d'onde $\lambda = 550 nm$. L'ouverture du récepteur est réglée à 1° avec un rayon de $25 mm$. Pour quantifier la densité de brouillard, le choix se porte sur le rapport sans dimension L/V où L (en m) est la longueur de milieu traversé et V (en m) la distance de visibilité météorologique. Pour toutes ces données d'entrée, on réalise deux séries de simulation avec le code PROF : en configuration de diffusion simple (figures 3.13, 3.14 et 3.15) et en configuration de diffusion multiple (figures 3.16, 3.17 et 3.18).

Ces figures rendent compte de l'évolution de la luminance rétro-diffusée en fonction du rapport L/V pour différentes distances séparant la source du capteur, à savoir d_{SR} égale à 0, 10 et 50 cm. Dans tous les cas, la luminance rétro-diffusée augmente lorsque L/V augmente, autrement dit lorsque la concentration des gouttelettes augmentent dans le brouillard. On note également que la rétro-diffusion reçue par le détecteur est moins importante à mesure que d_{SR} augmente. L'amplitude des luminances calculée pour les différentes distances montre aussi qu'une erreur sur la valeur de d_{SR} peut conduire à des erreurs de calcul non négligeables.

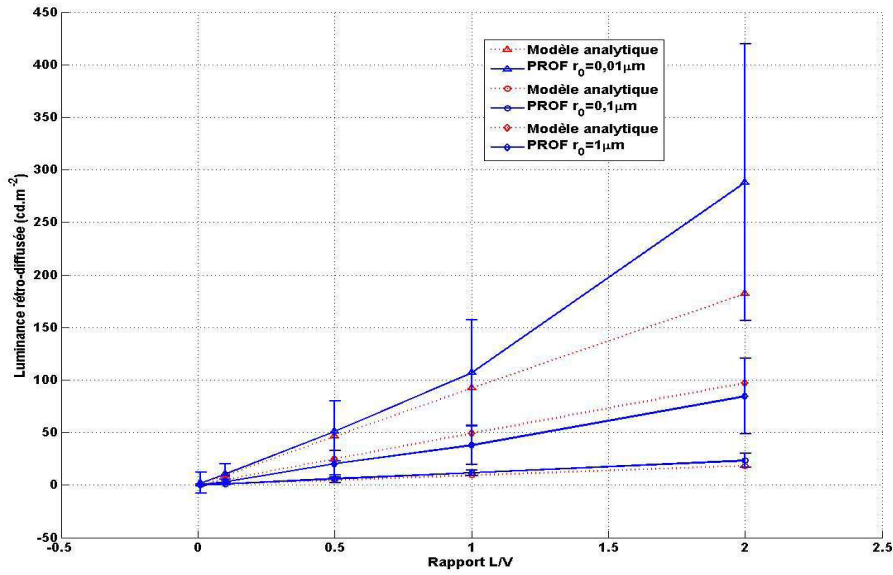


FIGURE 3.13 – Diffusion simple / Luminance rétro-diffusée fonction de L/V et $d_{SR} = 0\ \text{cm}$

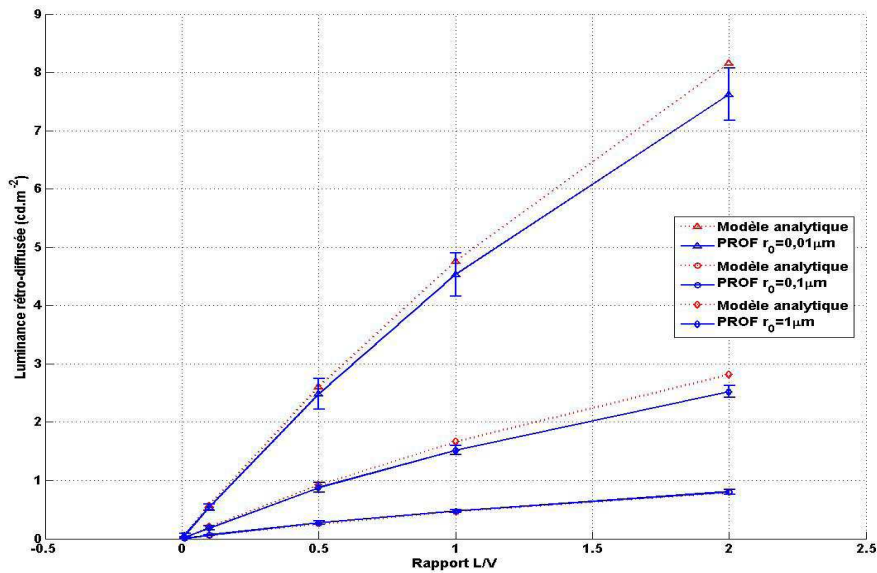
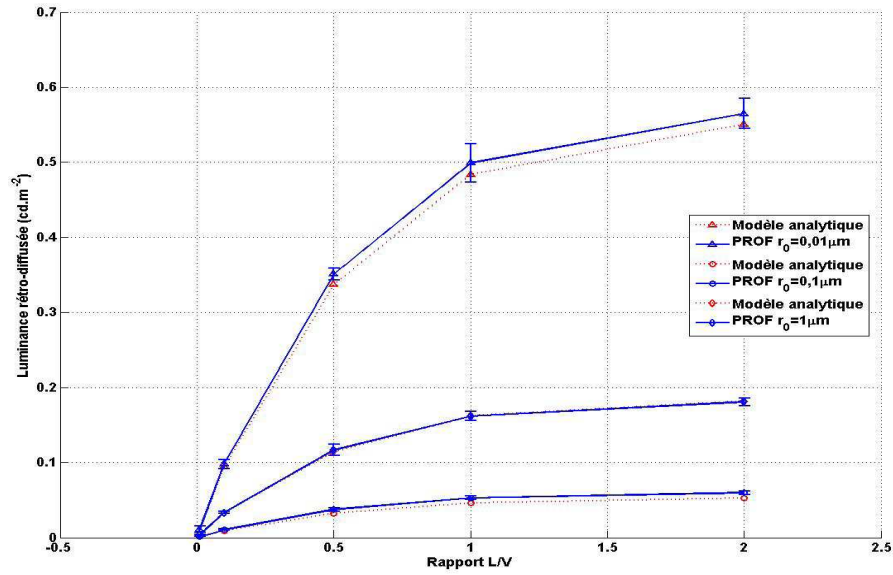
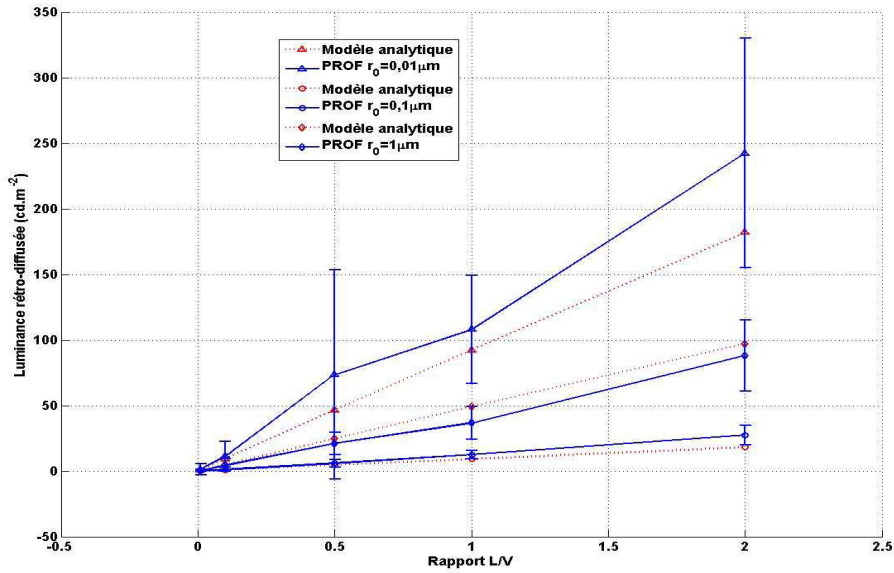


FIGURE 3.14 – Diffusion simple / Luminance rétro-diffusée fonction de L/V et $d_{SR} = 10\ \text{cm}$

FIGURE 3.15 – Diffusion simple / Luminance rétro-diffusée fonction de L/V et $d_{SR} = 50 \text{ cm}$ FIGURE 3.16 – Diffusion multiple / Luminance rétro-diffusée fonction de L/V et $d_{SR} = 0 \text{ cm}$

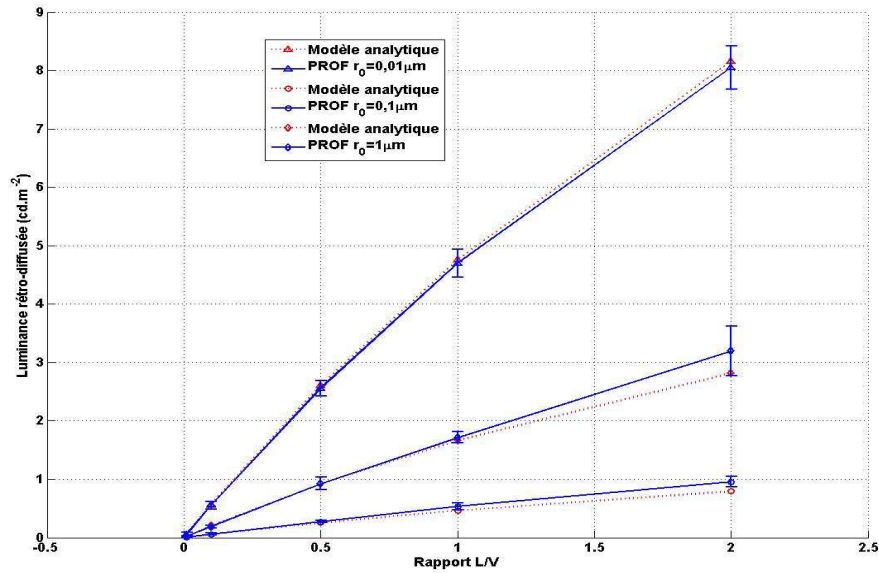


FIGURE 3.17 – Diffusion multiple / Luminance rétro-diffusée fonction de L/V et $d_{SR} = 10\ \text{cm}$

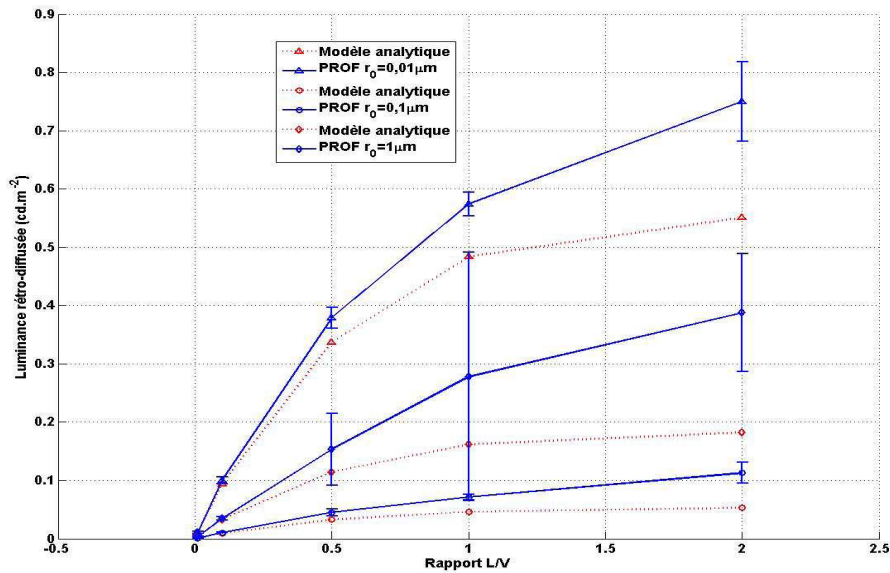


FIGURE 3.18 – Diffusion multiple / Luminance rétro-diffusée fonction de L/V et $d_{SR} = 50\ \text{cm}$

A titre indicatif, dans le cas de la diffusion multiple où la granulométrie est centrée sur $r_0 = 0,1 \mu m$ à $L/V = 1$, si la simulation est réalisée en considérant une distance émetteur-récepteur nulle alors qu'elle vaut 10 cm , alors L_{Retro} est estimée à 20 cd.m^{-2} au lieu de $0,6 \text{ cd.m}^{-2}$ soit une erreur de 97% sur la valeur calculée. Le tableau 3.2 recense les calculs d'erreur pour les valeurs de luminance entre le code PROF et le modèle analytique. Les erreurs sont calculées à partir de la valeur moyenne des dix itérations de PROF et la valeur calculée par le modèle. Un pourcentage d'erreur par rayon de mode est donné ainsi qu'une moyenne de ces pourcentages d'erreur pour le cas des deux diffusions (simple ou multiple). En diffusion simple, les résultats sont légèrement meilleurs que pour une diffusion multiple. C'est un résultat auquel on pouvait s'attendre car le modèle ne tient compte que du phénomène de diffusion simple. En tenant compte des incertitudes numériques, les luminances prédites par PROF et le modèle sont en très bon accord. L'avantage du modèle analytique sur le code de simulation Monte-Carlo réside dans son temps de calcul. Avec l'utilisation d'un même PC et des paramètres identiques, le calcul pour le modèle analytique dure moins d'un dixième de seconde alors que PROF nécessite environ 500 s avec un tir de 10^7 photons, valeur minimum nécessaire pour limiter les amplitudes d'erreur au regard du bruit de simulation.

TABLE 3.2 – Erreur relative des valeurs de luminance entre PROF et le modèle analytique

Rayon de mode (μm)	Diffusion simple			Diffusion multiple		
	0,01	0,1	1	0,01	0,1	1
$d_{SR} = 0 \text{ cm}$	43,8%	25,5%	27,8%	34,3%	27%	12,7%
$d_{SR} = 10 \text{ cm}$	5%	2,2%	9,2%	2,3%	15,4%	1,3%
$d_{SR} = 50 \text{ cm}$	3,7%	15,3%	0,2%	15,6%	47,6%	44,2%
Moyenne par rayon	17,5%	14,3%	12,4%	17,3%	29,9%	19,4%
Moyenne par diffusion	14,7%			22,2%		

3.3.2 Comparaison avec des mesures expérimentales

Pour démontrer la pertinence du modèle analytique, on confronte les valeurs de luminance prédites par le modèle avec des mesures réalisées dans un tunnel de brouillard. L'entreprise *Valeo* à Bobigny a mis à notre disposition son tunnel de brouillard utilisé pour ces expériences. A ce titre nous voudrions à nouveau remercier Benoît Reiss pour sa gentillesse et sa disponibilité. Ces mesures expérimentales ont pour but d'évaluer la décroissance du rapport signal à bruit d'un objet dans une scène en fonction de la densité de brouillard puis *in fine* de comparer ces résultats à ceux calculés par le modèle analytique.

Protocole expérimental

La chambre de brouillard mesure 38 m et équipée d'injecteurs produisant un brouillard dont la distribution granulométrique est paramétrée par $r_0 = 1,12 \mu m$ et $\sigma_0 = 0,46 \mu m$, identique à celle de la figure 3.3. L'acquisition simultanée des luminances transmise et rétro-diffusée est réalisée à l'aide de luminancemètres⁴ disposés de chaque côté de la scène comme l'illustre la figure 3.19. La source lumineuse est placée à $d_{SR} = 15 cm$ du luminancemètre L_R . La source utilisée est une LED lumière blanche LUXEON (LXHL-NWE8) avec dispositif optique comme indiqué sur la figure 3.20.

La fiche technique de la LED donne une flux lumineux typique de 25 lm avec un angle d'ouverture totale de 25° dans une plage normale de fonctionnement. Ces données constructeur sont en adéquation avec les mesures de qualification effectuées sur la LED. Le luminancemètre est placé à 38 m de la LED, avec une ouverture de 1°. Les mesures de luminance pour la LED en fonction de l'angle entre la visée du luminancemètre et la visée de la source sont reportées dans la figure 3.21.

On illustre sur la figure 3.22, le synopsis considéré pour calculé expérimentalement la puissance

4. Les luminancemètres sont des PRITCHARD PR-880 et PR-1980A. L'ouverture a été réglée sur 1° pour l'expérience.

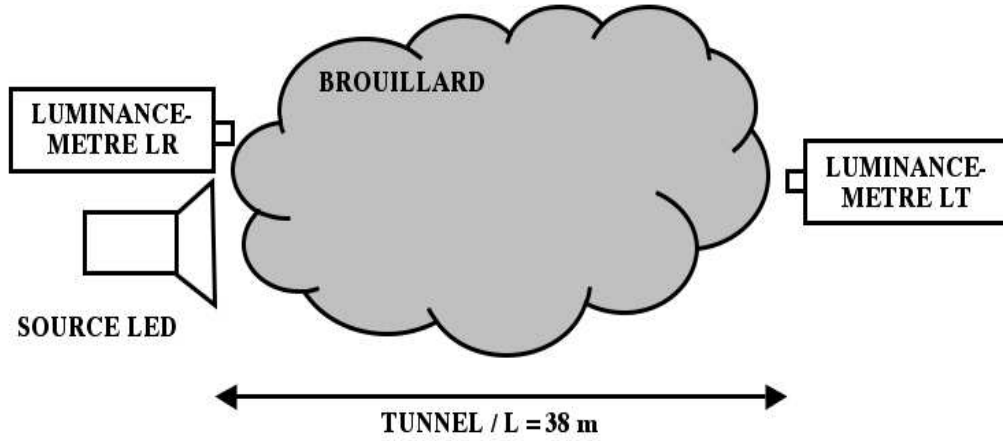


FIGURE 3.19 – Schéma de l'essai



FIGURE 3.20 – Photographie de la LED

de la LED. La luminance perçue par le récepteur s'exprime comme $L = E/\Omega_R$. L'éclairement E est fonction de la puissance et de l'ouverture de la source ainsi que de la distance au récepteur telle que $E = \Phi_S/\Omega_S z^2$. On calcule donc la puissance de la LED avec $\Omega_S = 2\pi(1 - \cos(\theta_S/2))$ et $\Omega_R = 2\pi(1 - \cos(\theta_R/2))$:

$$\phi_S = L4\pi^2 z^2 [1 - \cos(\frac{\theta_S}{2})][1 - \cos(\frac{\theta_R}{2})] \quad (3.24)$$

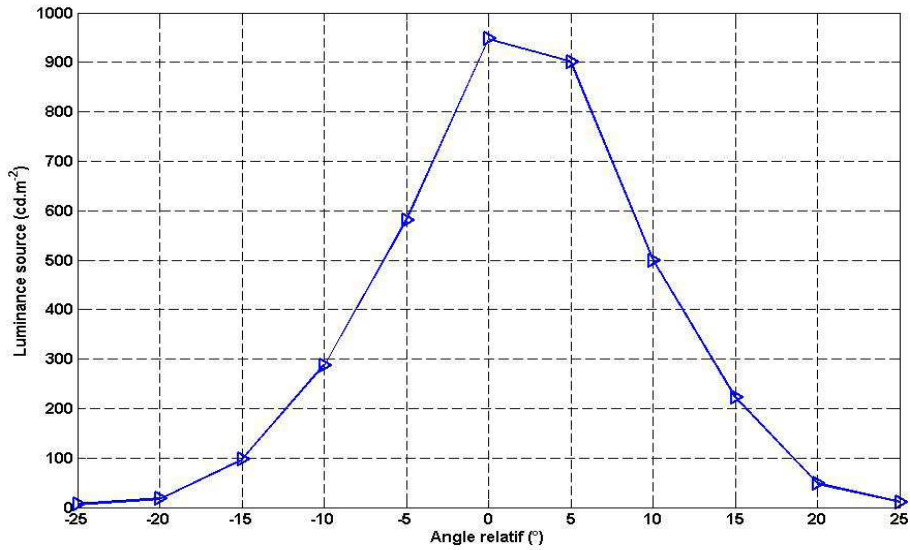


FIGURE 3.21 – Mesures de la luminance de la LED

Sachant que $\theta_S \approx 25^\circ$, que $\theta_R = 1^\circ$ et que la luminance dans l'axe atteint environ 950 cd.m^{-2} le calcul de la puissance lumineuse pour la LED donne 12 lm .

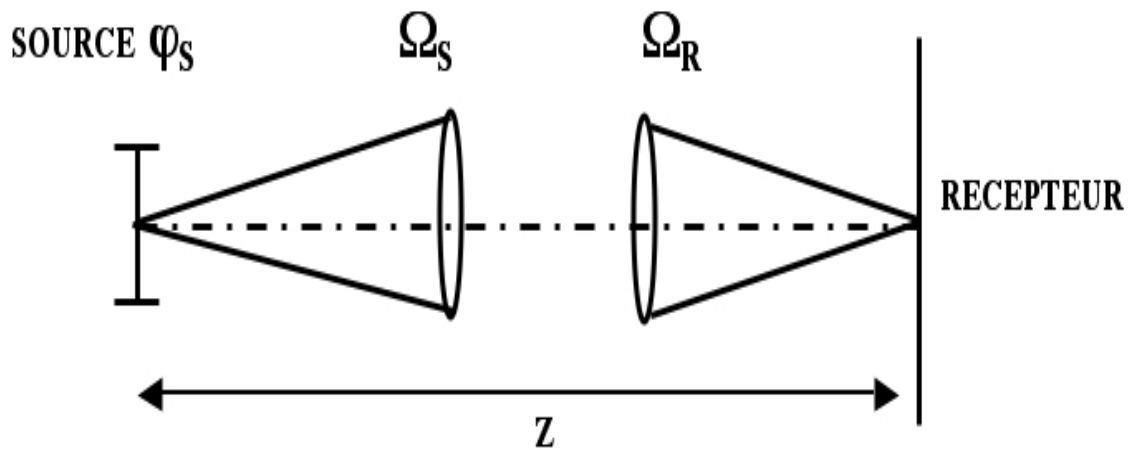


FIGURE 3.22 – Schéma pour la mesure de la puissance de la LED

Le protocole de production de brouillard a été le même durant toute la session : mise en satu-

ration de la chambre puis, à l'arrêt de la production, début des acquisitions jusqu'à dissipation totale. Un système de ventilation permet de rendre le brouillard plus homogène dans le tunnel. Pour estimer le rapport L/V , une première mesure de luminance sans brouillard nous donne la valeur initiale L_{T0} . Ensuite, pour chaque densité de brouillard, on relève la luminance rétro-diffusée et celle transmise. A partir de la loi de Beer-Lambert (équation 3.16) et de la définition de la visibilité (équation 3.4), les valeurs de luminance en transmission L_T permettent de remonter au rapport L/V tel que :

$$\frac{L}{V} = \frac{1}{3} \ln\left(\frac{L_T}{L_{T0}}\right) \quad (3.25)$$

Dans cette expérience, le signal désigne la luminance transmise de la source à l'autre extrémité de la chambre, luminance mesurée sur le luminancemètre L_T . Toutefois, il faut pondérer cette valeur d'un facteur d'atténuation $e^{(-\mu_{ext}L)}$ pour tenir compte de l'extinction que connaîtrait l'intensité lumineuse sur le trajet retour. Le bruit désigne la luminance rétro-diffusée par le brouillard. Finalement le rapport signal à bruit est exprimé comme :

$$\frac{S}{B} = 10 \log \left[\frac{L_T e^{(-\mu_{ext}L)}}{L_B} \right] \quad (3.26)$$

Résultats

Lors des expériences, onze séries de mesures ont été réalisées en alternant les positions des luminancemètres L_T et L_R aux deux extrémités pour juger de l'importance de l'homogénéité du milieu. La figure 3.23 est la représentation de l'évolution du rapport signal à bruit en fonction du rapport L/V . Plus le brouillard est dense (i.e. L/V grand) plus le rapport signal à bruit est faible. L'écart-type moyen pour ces séries est d'environ 12 *dB*.

Les mesures simulées sont relativement proches des mesures expérimentales (figure 3.24). Le comportement global (pente) est bon. Cependant, il existe un décalage moyen entre les résultats estimé à 9 *dB*. Sur la figure 3.25, on note un écart notable entre le calcul du modèle analytique et les mesures expérimentales. Ce résultat est lié à la non prise en compte de l'éloignement entre

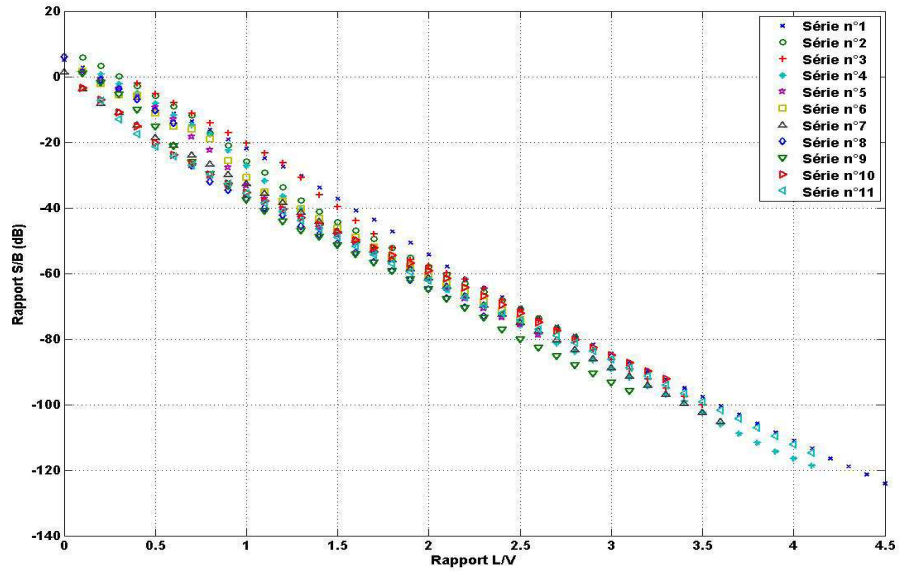


FIGURE 3.23 – Représentation des mesures réalisées dans la chambre de brouillard de Valeo

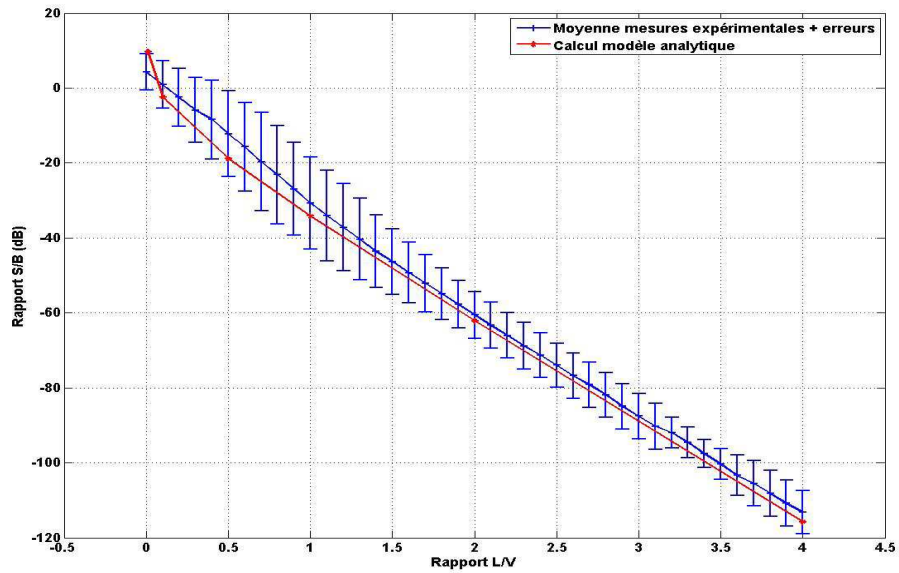
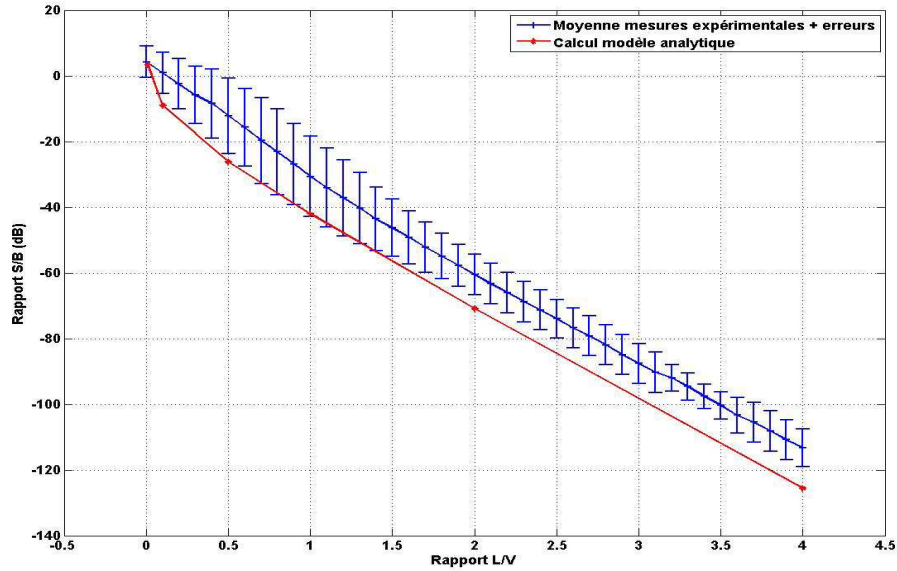
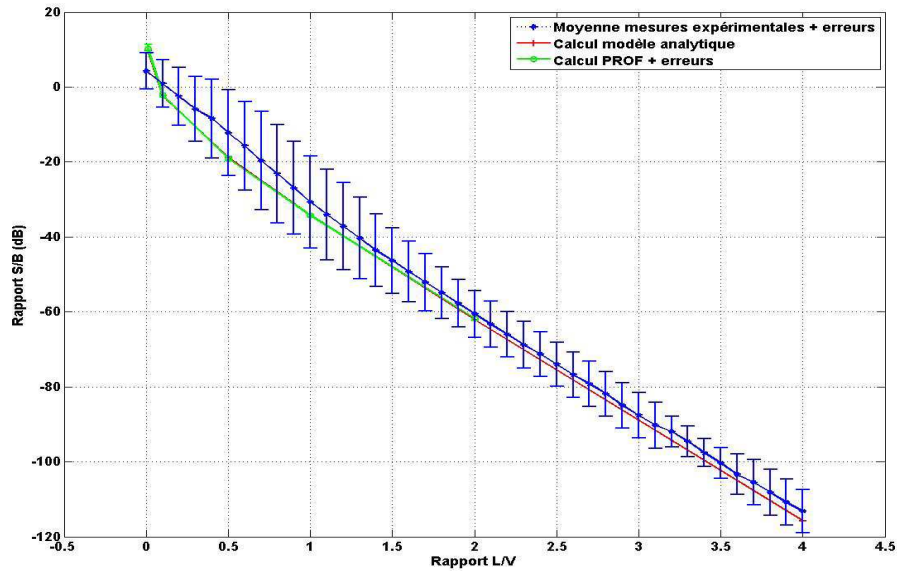


FIGURE 3.24 – Rapport S/B pour les mesures expérimentales et par le modèle analytique

FIGURE 3.25 – Rapport S/B sans tenir compte de l'écart entre l'émetteur et le récepteurFIGURE 3.26 – Rapport S/B pour les mesures expérimentales, PROF et le modèle analytique

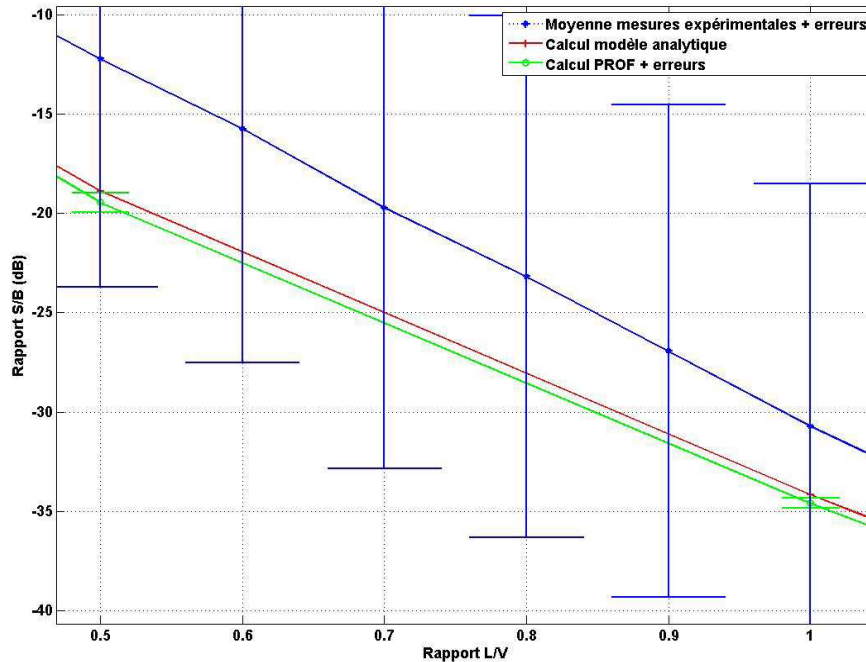


FIGURE 3.27 – Zoom sur la figure 3.26

l'émetteur et le récepteur, démontrant encore une fois la nécessité de considérer la géométrie du dispositif dans le modèle par les termes $\Phi(\pi - \theta)$ et ξ .

Pour des paramètres de simulation concordant avec ceux de l'expérimentation, on peut tracer (figure 3.26) l'évolution du rapport S/B calculé par PROF, par le modèle analytique et à partir des valeurs expérimentales. On constate que le modèle analytique et le code Monte-Carlo PROF sont en excellent accord puisque l'écart entre les résultats est inférieur aux incertitudes de la simulation. En moyenne, la différence s'élève à environ 1 dB. De même, aux incertitudes expérimentales près (évaluées à 8 dB), les résultats issus de PROF et du modèle sont également en bon accord avec les mesures.

3.4 Bilan

A travers la mise en place du modèle analytique, plusieurs éléments de réflexion sont apparus. A partir d'une étude de la théorie de Mie, on a pu étudier les coefficients d'extinction (μ_{ext}) et de rétro-diffusion ($\mu_{retrodif}$), paramètres caractéristiques du brouillard. Pour des dispositifs de vision dans le brouillard, il ressort que :

- les systèmes passifs infrarouges n'apportent pas de gain par rapport au visible, à moins que la scène observée ne soit fortement contrastée thermiquement ou en terme d'émissivité.
- en vision active, tout le problème réside dans l'éblouissement du dispositif par la lumière rétro-diffusée. Aucune bande spectrale n'est favorisée à l'exception de la zone autour de $11 \mu m$ notamment dans le cas d'une granulométrie centrée à $1 \mu m$. En pratique, à notre connaissance aucun système de vision dans le brouillard n'a été développé à cette longueur d'onde.

Comme on l'avait déjà mentionné auparavant, les conclusions de cette étude traduisent finalement la nécessité de trier les photons. Il faut être capable de discriminer les différentes populations de photons pour ne garder que les photons balistiques pour finalement éliminer les photons rétro-diffusés des prises de vues.

Par la suite, avec la mise en place d'un modèle analytique calculant la luminance rétro-diffusée par le brouillard, on a pu s'intéresser à la décroissance du rapport signal à bruit (i.e. le contraste) en fonction de la densité du brouillard. Le modèle intègre divers paramètres optiques nécessaires à la qualification du dispositif de vision et tient également compte des caractéristiques du brouillard. Ce modèle a été validé à la fois par une comparaison avec un code de calcul (PROF) de tracé de photons basée sur la méthode de Monte Carlo et par des mesures expérimentales réalisées dans une chambre de brouillard. Le modèle permet de retranscrire la perte de signal à bruit en fonction du type et de la densité de brouillard. Des différentes courbes

obtenues, il ressort que le rapport signal à bruit devient très vite négatif traduisant encore une fois les effets détériorants du brouillard sur la vision. A titre d'exemple, considérons un conducteur assis au volant d'une voiture évoluant dans un brouillard réel type ($r_0 = 1 \mu m$). Les phares (source) sont éloignés de 50 cm des yeux du conducteur (récepteur). Dans ces conditions, pour une distance de visibilité $V = 100 \text{ m}$, seul un objet situé à 10 m et moins sera visible par le chauffeur, correspondant à un rapport signal à bruit supérieur ou égal à 0.

Enfin, au delà des calculs sur la décroissance du rapport S/B en fonction de L/V pour un système de vision classique type oeil ou caméra, la mise en place du modèle analytique permet également de définir le gain des dispositifs d'imagerie et donc de fixer les objectifs pour la sensibilité et la dynamique des systèmes étudiés durant cette thèse. Avec l'exemple du conducteur cité précédemment, les techniques doivent apporter un gain de 30 dB pour que, dans les mêmes conditions de visibilité à savoir $V = 100 \text{ m}$, l'objet soit visible à 100 m et non plus à 10 m .

Chapitre 4

Tomographie par cohérence optique avec un cristal photoréfractif

Dans le premier chapitre, on a montré la nécessité de discriminer les photons balistiques de ceux diffusés. On a également fait un état de l'art des techniques existantes tout en montrant leurs limites.

Dans le présent chapitre, on décrit le système d'imagerie plein-champ développé au LCPC. Fondé sur une technique de tomographie par cohérence optique, l'intérêt du système réside dans l'intégration d'un cristal photoréfractif (PRC) au sein du montage interférométrique. Après un préambule sur la tomographie, on s'intéressera tout particulièrement aux PRC à travers leur fonctionnement, leurs caractéristiques et leur potentiel pour cette application. Après une caractérisation des divers cristaux à disposition, la fin de ce chapitre sera consacrée à une présentation détaillée des résultats obtenus pour différentes configurations du dispositif.

4.1 Préambule

Comme on l'a déjà vu précédemment, la tomographie par cohérence optique (OCT) repose sur le principe de l'interféromètre de Michelson en lumière blanche. En s'aidant de la faible

longueur de cohérence de la source lumineuse utilisée, on effectue un tri par recombinaison interférentielle entre les trains de photons évoluant dans le milieu diffusant et ceux issus d'un bras de référence. L'obtention des interférences est rendue possible lorsque la différence de chemin optique pour l'onde référence et l'onde dite "signal" est inférieure à la longueur de cohérence de la source.

On illustre le principe avec la figure 4.1 pour laquelle :

- (S) est une source lumineuse de courte longueur de cohérence (lampe à filament, LED, laser à large spectre)
- (M) est un miroir réglant le bras de référence
- (CS) est un cube séparateur
- (D) correspond au détecteur (caméra CCD)
- (MD) est le milieu diffusant
- (Obj) est l'objet à observer plongé dans une scène de milieu diffusant
- (O_O) est l'onde objet, (O_B) l'onde rétro-diffusée par le milieu et (O_R) l'onde de référence

Seules les ondes provenant d'une fine tranche d'épaisseur égale à la demi-longueur de cohérence de la source interfèrent avec l'onde de référence. Les autres ondes ayant subi des trajets différents par rapport à celui de référence n'interfèrent pas. Elles contribuent à ajouter une composante continue sur le détecteur, diminuant ainsi le contraste des franges d'interférences. La profondeur d'auscultation est sélectionnée par la longueur du trajet de l'onde de référence. Pour divers retards, il est alors possible de réaliser une image tomographique (3D) de la scène d'observation. Dans cette configuration, la distinction entre les photons balistiques et les photons diffusés n'est pas faite par le détecteur ce qui conduit à une hausse du bruit par rapport au signal interférométrique utile. Malgré tout, comme on l'a vu précédemment, l'utilisation de caméras de bonne qualité (rapport signal à bruit élevé et dynamique suffisante) permet de remédier à ce problème. De même, des techniques de décalage de phase [35] en association avec des

algorithmes d'inversion et de moyennage augmentent significativement le rapport signal à bruit d'images réalisées sous ces conditions en statique. Cela limite donc énormément les possibilités pour des prises d'images dynamiques. Au regard de ces observations, notre approche a été de coupler le principe de la tomographie par cohérence optique à un support optique capable de sélectionner les photons balistiques tout en éliminant, autant que faire se peut, les photons diffusés par le milieu et responsables de la diminution des contrastes des images dans un système tomographique "classique".

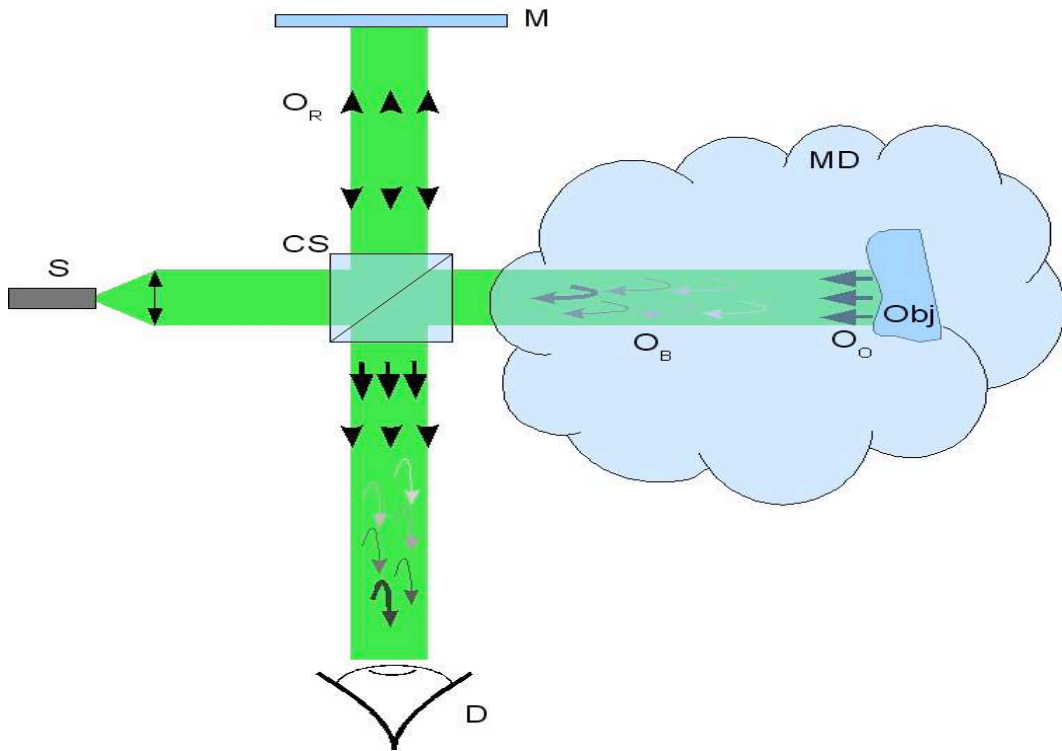


FIGURE 4.1 – Principe de la tomographie par cohérence optique

4.2 Couplage de la méthode tomographique avec un cristal photoréfractif

Le support optique envisagé pour optimiser le système tomographique est un cristal photoréfractif (PRC). Avec cet élément supplémentaire, on vise à augmenter le rapport signal à bruit du dispositif en enregistrant sur le cristal les interférences produites par les ondes provenant de l'objet avec les ondes de références, c'est-à-dire un hologramme de l'objet. Comme les chemins optiques des ondes rétro-diffusées et de l'onde de référence sont différents, le bruit de rétro-diffusion éclaire simplement le cristal et le traverse sans interférer. Dans certaines mises en oeuvre du cristal, traitées plus tard dans ce chapitre, il est possible de lire l'hologramme enregistré précédemment dans le cristal sans être perturbé par les photons rétro-diffusés.

4.2.1 L'effet photoréfractif et les cristaux photoréfractifs

Il est entendu depuis des années maintenant que l'interférométrie holographique est l'une des méthodes les plus intéressantes pour des applications dans le domaine de l'imagerie médicale à travers les milieux troubles ou celui de l'industrie pour la mesure de déplacements, de déformations ou la détection de défauts de surface [36, 37, 38]. Aujourd'hui, plusieurs supports holographiques sont disponibles parmi lesquels les émulsions aux halogénures d'argent, les photopolymères, bactériorhodopsine, les matériaux thermoplastiques ou les cristaux photoréfractifs. Ces derniers semblent être une alternative attractive puisqu'ils offrent une grande efficacité de diffraction et ils sont réutilisables "indéfiniment" sans procédé chimique à ajouter pour assurer leur bon fonctionnement [39]. C'est pourquoi l'utilisation de ce type de cristaux pour de l'interférométrie holographique fait l'objet d'études depuis la fin des années 70 [40]. Des résultats importants ont été démontrés, mettant en avant les possibilités des dispositifs de multiplexage à 2 ou 4 ondes [41], ou encore présentant des résultats intéressants sur l'obtention de bons contrastes de franges [42] à l'aide d'un dispositif utilisé en configuration d'anisotropie

de diffraction [43].

L'effet photoréfractif correspond à la modulation de l'indice optique par illumination. Cet effet fut découvert en 1966 par A. Ashkin lors de l'étude de la transmission de faisceaux lasers dans des cristaux électro-optiques et a été qualifié de « dommage optique » [44]. Très vite ce terme a évolué vers le nom "d'effet photoréfractif" quand on a montré qu'il était possible de l'utiliser pour l'enregistrement d'hologrammes dynamiques. Depuis cette découverte, l'effet photoréfractif a été étudié dans de nombreux cristaux électro-optiques tels que les perovskites, les illménites, les tungstènes de bronzes, les sillénites, les semi-conducteurs et certains matériaux organiques. Ici, nous limiterons nos travaux à l'utilisation de sillénites type $Bi_{12}SiO_{20}$, $Bi_{12}GeO_{20}$, $Bi_{12}TiO_{20}$.

Principales caractéristiques des cristaux photoréfractifs

On caractérise un cristal photoréfractif par sa formule chimique, par exemple Bismuth Silicon Oxide pour le BSO , et par sa structure cristalline. A titre d'exemple pour illustrer une structure cristalline, la figure 4.2 montre la structure d'un perovskite de type $BaTiO_3$.

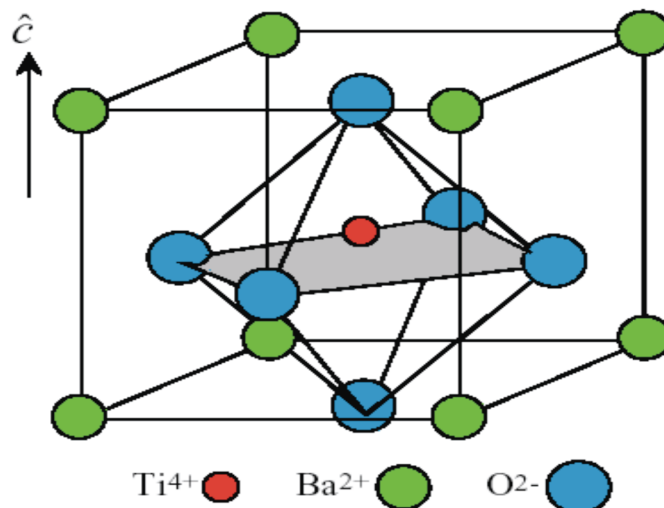


FIGURE 4.2 – Structure cristalline de phase cubique d'un $BaTiO_3$

Les autres paramètres typiques caractérisant les cristaux photoréfractifs sont :

- l'indice de réfraction n
- les dimensions du cristal (hauteur, largeur, profondeur)
- le coefficient électro-optique r_{41} (en pm/V)
- le pouvoir rotatoire ρ (en deg/mm et fonction de la longueur d'onde) / nature levogyre ou dextrogyre
- sa densité (en g/cm^3)

Le tableau 4.1 récapitule les valeurs des constantes des cristaux utilisés lors de nos manipulations. On y reviendra plus tard dans ce chapitre.

TABLE 4.1 – Propriétés des cristaux de BSO , BGO et BTO

Formule chimique	$Bi_{12}SiO_{20}$	$Bi_{12}GeO_{20}$	$Bi_{12}TiO_{20}$
Structure cristallographique	<i>cubique</i>	<i>cubique</i>	<i>cubique</i>
Indice de réfraction à $\lambda = 0.63 \mu m$	2.55	2.54	2.56
Coef électro-optique r_{41} (pm/V) à $\lambda = 0.63 \mu m$	5.0	3.5	5.7
Pouvoir rotatoire ρ (deg/mm) à $\lambda = 0.5 \mu m$	42	41.5	–
Pouvoir rotatoire ρ (deg/mm) à $\lambda = 0.6 \mu m$	25	24	–

Les mécanismes de l'effet photoréfractif : phase d'inscription de l'hologramme

Lors de l'enregistrement d'un hologramme, le matériau est illuminé par deux faisceaux cohérents. Un exemple d'éclairement de cristal de BGO par deux faisceaux est donné sur la figure 4.3.

L'éclairement I du cristal par ces deux faisceaux cohérents donne une figure d'interférence dont la répartition en fonction de la variable d'espace est donnée sur la figure 4.4a. Les électrons après la photoexcitation se déplacent dans la bande de conduction puis finissent par

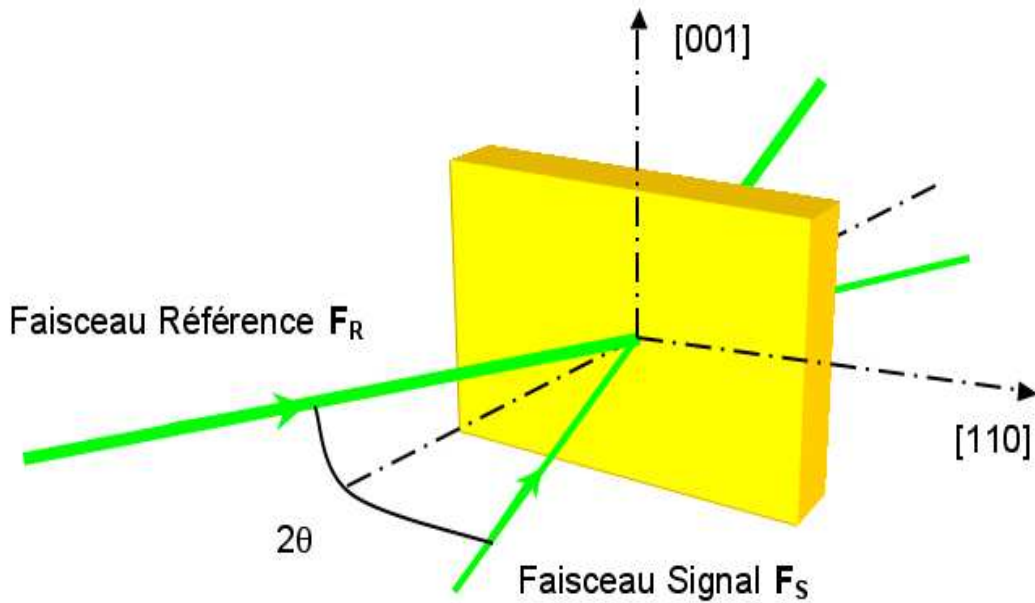


FIGURE 4.3 – Schéma d'éclairage d'un cristal photoréfractif type BGO / Propriétés $r_{41} = 3.5 \text{ pm/V}$, $\rho_{514nm} = 48^\circ/\text{mm}$ (dextrogyre), $\alpha_{514nm} = 0.8 \text{ dB/mm}$

retomber dans des centres vides par phénomène de recombinaison. Cette redistribution des charges (figure 4.4b) provoque un champ électrique E de charge d'espace ρ (figure 4.4c), ce champ électrique étant déphasé d'un quart de la période de la répartition d'éclairage. Par effet électro-optique linéaire (effet Pockels), cette variation de champ crée une variation Δn de l'indice de réfraction, proportionnelle au champ électrique E (figure 4.4d). La création de la variation d'indice est sensible à l'énergie optique reçue et non pas à la puissance de l'onde optique comme dans les autres effets non-linéaires. La variation d'indice peut être conservée dans le noir (effet mémoire), et effacée (réversibilité) en éclairant le cristal par une illumination uniforme, ou en le chauffant. Enfin l'amplitude de la variation d'indice peut être contrôlée en appliquant un champ électrique au cristal. L'effet photoréfractif permet donc d'écrire dans ces matériaux des hologrammes qui sont dynamiques, c'est-à-dire des hologrammes qui sont

auto-développants, effaçables et réinscriptibles dans le temps.

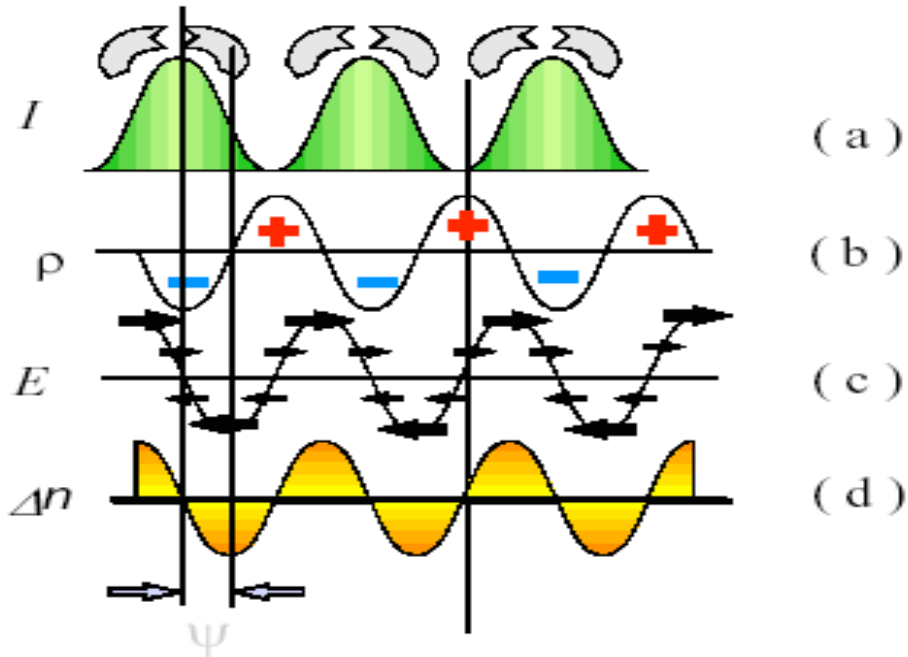


FIGURE 4.4 – Processus d'établissement du champ de charge d'espace et de la modulation d'indice par effet photoréfractif

4.3 Caractérisation des cristaux de BSO et BGO

4.3.1 Evaluation de l'efficacité de diffraction

Le critère de caractérisation le plus pertinent est l'efficacité (ou rendement) de diffraction η . Cette efficacité est directement liée aux rayons incidents. Elle dépend de l'angle d'incidence 2θ entre les deux rayons mais également du rapport de leurs intensités β_0 . Les mesures de caractérisation sont effectuées sur les intensités lumineuses mises en jeu dans le montage. Les figures 4.5 et 4.6 illustrent le montage mis en place pour la caractérisation des cristaux. On définit les faisceaux incidents :

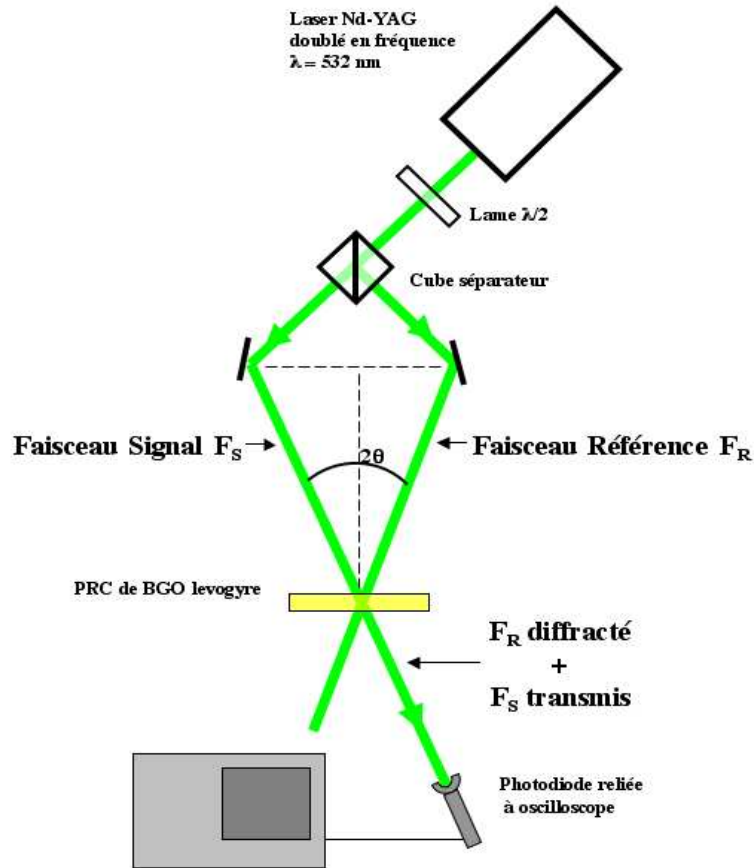


FIGURE 4.5 – Schéma de montage pour la caractérisation des cristaux photoréfractifs

- le premier faisceau F_S est issu de la transmission à travers le cube séparateur
- le second faisceau provient de la réflexion sur le cube c'est le faisceau de référence F_R

En sortie du cristal on recense quatre faisceaux :

- le faisceau référence transmis $F_{R_{Trans}}$ et le faisceau signal diffracté $F_{S_{Diff}}$ se propageant dans la direction incidente du faisceau de référence
- le faisceau signal transmis $F_{S_{Trans}}$ et le faisceau de référence diffracté $F_{R_{Diff}}$ se propageant selon la direction du faisceau signal incident

L'hologramme (l'information) est porté par le faisceau de référence diffracté $F_{R_{Diff}}$. Pour lire



FIGURE 4.6 – Image du montage

cet hologramme, on l'enregistre sur une caméra pour l'imagerie ou à l'aide d'une photodiode pour des mesures de caractérisation. A l'inverse $F_{S_{Trans}}$, qui se propage sur la même direction que $F_{R_{Diff}}$, constitue du bruit lumineux dégradant l'information. Autrement dit, pour l'obtention d'un interférogramme holographique bien contrasté, le faisceau porteur d'information $F_{R_{Diff}}$ doit être aussi grand que possible tandis que l'autre doit être aussi faible que possible. La source laser est un laser $Nd-YAG$ doublé en fréquence, émettant à $\lambda = 532 \text{ nm}$ et polarisé verticalement. La puissance en sortie du laser varie autour de la centaine de mW . Les données constructeur des cristaux de BSO et BGO annoncent des activités optiques d'environ $40^\circ/mm$ à la longueur d'onde du laser. L'épaisseur des cristaux étant de 2 mm , il convient de basculer de 40° la polarisation d'afin que celle-ci se trouve parallèle à l'axe $[001]$ au milieu du cristal. Les cristaux sont levogyres. Le détecteur est une photodiode au silicium à gain variable reliée à un oscilloscope.

La définition de l'efficacité de diffraction est établie comme étant le rapport entre l'in-

tensité du faisceau de référence diffracté (après cristal) et l'intensité du faisceau de référence incident (avant cristal) :

$$\eta = \frac{I_{FR_{Diff}}}{I_{FR}} \quad (4.1)$$

Dans les séries de mesures relatives à l'efficacité de diffraction des cristaux, chaque valeur correspond à la moyenne de quatre séries d'acquisition. On trace l'évolution de l'efficacité de

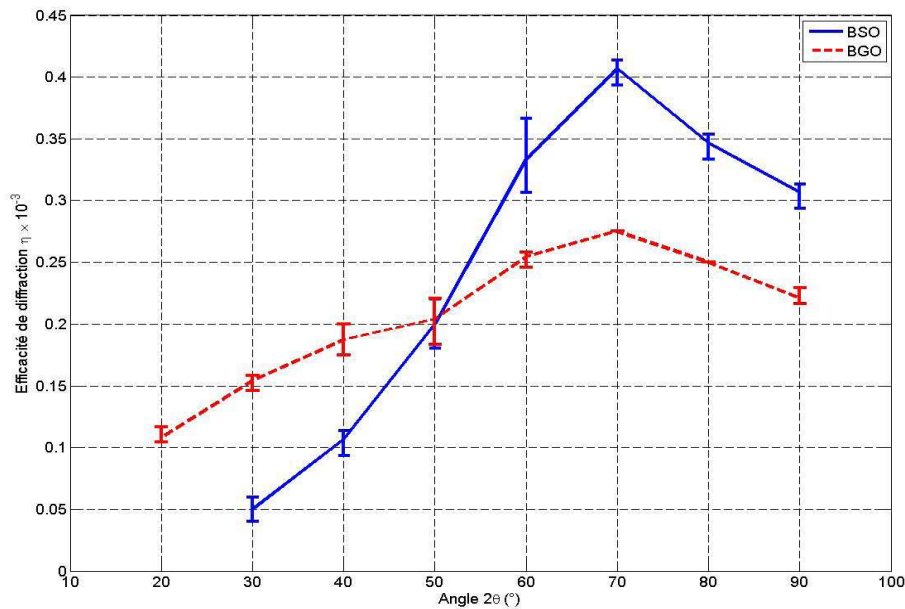


FIGURE 4.7 – Efficacité de diffraction η fonction de l'angle d'incidence 2θ

diffraction en fonction de l'angle d'incidence pour deux cristaux testés, l'un de *BSO* et l'autre de *BGO*. A la lecture des courbes de la figure 4.7, il apparaît que les deux cristaux possèdent une efficacité de diffraction sensiblement équivalente. L'efficacité de diffraction maximale pour le BGO est atteinte à $\eta = 0,27 \times 10^{-3}$ lorsque $2\theta = 70^\circ$. Cette efficacité est inférieure à celle du *BSO* pour lequel $\eta = 0,4 \times 10^{-3}$ à un même angle d'incidence. Ces valeurs sont en parfait accord avec celles de la littérature [42, 45].

L'efficacité de diffraction est aussi fonction du rapport des intensités incidentes $\beta_0 = \frac{I_{FR}}{I_S}$. La

figure 4.8 illustre le comportement de η lorsque l'angle d'incidence est optimisé i.e. à $2\theta = 70^\circ$. Les deux courbes ont la même allure, l'efficacité de diffraction croît en fonction de β_0 , celle de *BSO* étant légèrement supérieure à celle du *BGO*.

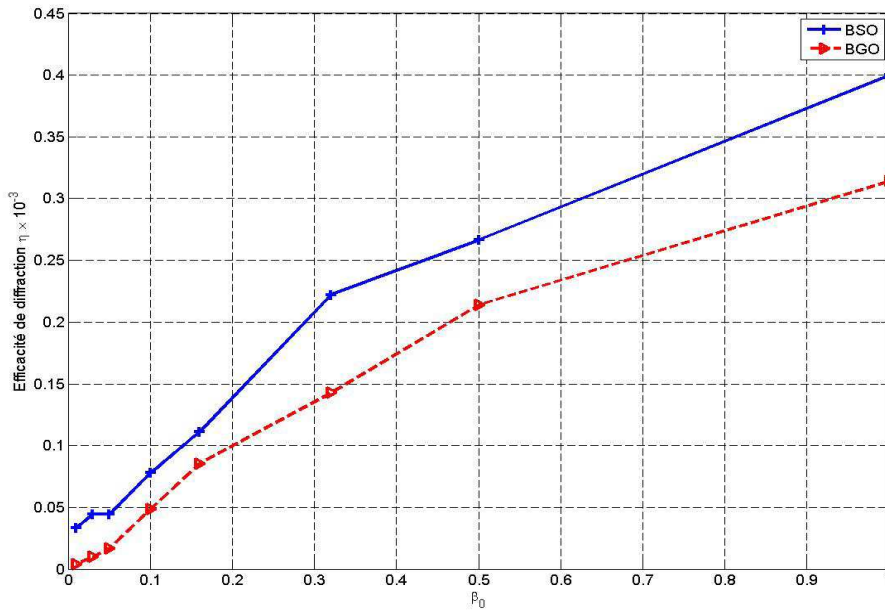


FIGURE 4.8 – Efficacité de diffraction η fonction du rapport des intensités incidentes β_0

L'évolution de l'intensité de bruit parasite est également mesurable en fonction du rapport β_0 . Dans ce cas, le signal correspond à l'intensité du faisceau $F_{R_{Diff}}$ et le bruit est produit par le faisceau signal transmis $F_{S_{Trans}}$. Cela permet d'exprimer le rapport signal sur bruit pour ce cristal. D'après les courbes de la figure 4.8 représentant l'efficacité de diffraction en fonction de β_0 , le meilleur rendement est atteint lorsque β_0 vaut 1. Mais, la figure 4.9 montre que le rapport signal sur bruit est maximal lorsque β_0 varie entre 0,1 et 0,2, traduisant la nécessité d'ajuster au mieux l'intensité du faisceau de référence. Le rapport signal sur bruit est d'autant meilleur que l'intensité du faisceau de référence est aussi forte que possible.

De ces considérations, il est clair qu'un compromis sera à établir pour optimiser le système

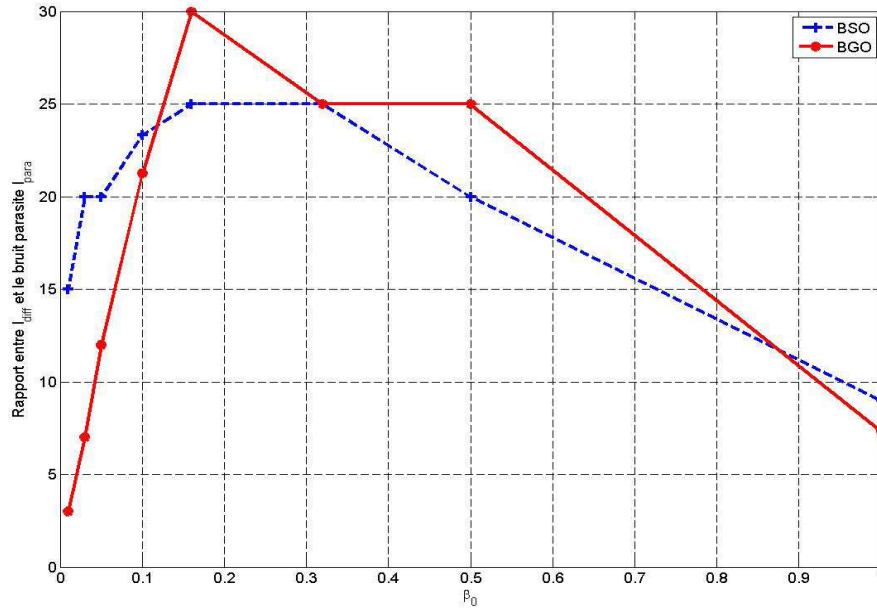


FIGURE 4.9 – Rapport $\frac{I_{R_{Diff}}}{I_{S_{Trans}}}$ en fonction de β_0

holographique. Il faut à la fois un bon rendement et un bon rapport entre l'intensité diffractée porteuse de l'information (hologramme) et l'intensité transmise par l'autre faisceau constituant le bruit parasite pour l'hologramme. L'extinction du faisceau dit "signal" est donc un moyen efficace pour augmenter le rapport signal à bruit d'un montage interférométrique holographique. Les résultats reportés sont en adéquation avec ceux visibles dans la littérature par leur aspect et les valeurs annoncées. En première approche, pour les futures expérimentations, le choix du cristal se porte sur celui de *BSO* qui présente une meilleure efficacité.

4.3.2 Application d'un champ électrique aux bornes du cristal

Comme le suggère la littérature [45], l'application d'un champ électrique sur un cristal photoréfractif permet d'augmenter son rendement de diffraction. Des essais ont été réalisés avec une alimentation sinusoïdale haute tension délivrant des tensions allant de 0 à 7kV.

L'influence d'une alimentation HT sur l'accroissement de l'efficacité de diffraction est évidente sur la figure 4.10. La valeur maximale de rendement augmente d'un facteur 3. Ainsi l'efficacité de diffraction passe de $\eta = 0,4 \times 10^{-3}$ à $\eta = 1,4 \times 10^{-3}$ pour une tension de 7 kV. Cependant, l'angle 2θ évolue également. Alors qu'il se situe autour de $2\theta = 70^\circ$ lorsque le cristal n'est pas alimenté, il n'est que de 10° quand le cristal est sous tension. En pratique, la géométrie du montage ne permet pas d'atteindre un angle aussi faible ce qui limite l'utilisation de ce procédé.

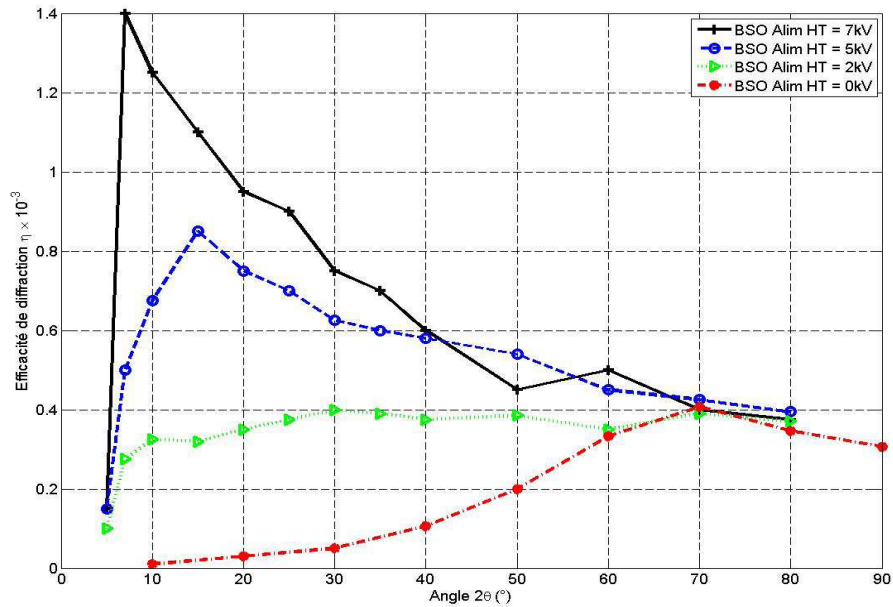


FIGURE 4.10 – Evolution de l'efficacité de diffraction pour différentes valeurs de tension

4.3.3 Mise au point

A l'issue de ces étapes préliminaires de caractérisation, on choisit d'utiliser le cristal photoréfractif dans le montage tomographique comme illustré sur le schéma de la figure 4.11. Il s'agit d'un montage interférométrique avec un faisceau de référence et un faisceau objet. On enregistre l'hologramme de l'objet à observer dans le cristal photoréfractif. A l'exception de l'effet d'extinction, la présence du milieu diffusant n'altère en rien le processus d'inscription de l'hologramme. Les photons rétro-diffusés ont un chemin optique différent de celui du bras de référence, n'induisant pas d'interférences.

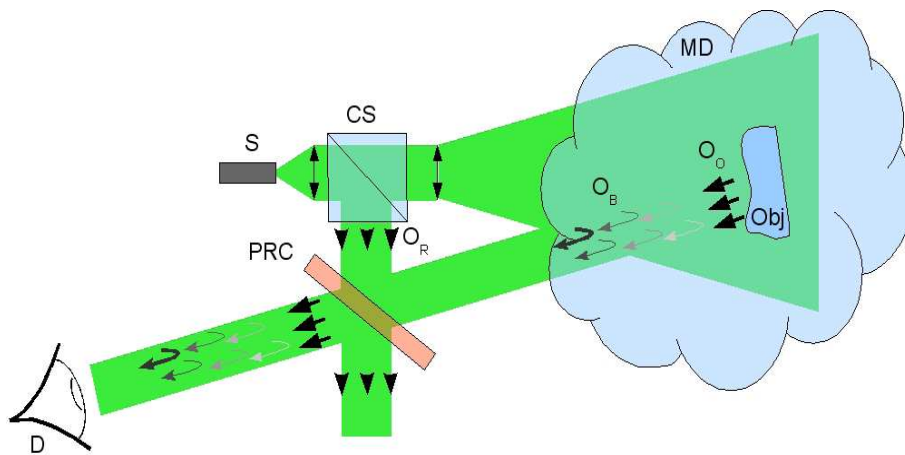


FIGURE 4.11 – Cristal photoréfractif incorporé à un interféromètre classique

Toutefois, dans une telle configuration, le contraste des images n'est pas encore optimisé puisque l'observateur, ou le détecteur, perçoit à la fois l'image de l'objet virtuel mais aussi le bruit de rétro-diffusion et le signal direct transmis de l'objet à travers le cristal. Il apparaît alors important qu'à la restitution de l'hologramme, des solutions soient envisagées pour occulter au maximum le bruit de manière à augmenter le contraste.

4.4 Restitution de l'hologramme

On se propose ici d'étudier trois façons différentes de restituer l'hologramme. A terme, il s'agit évidemment de déterminer la méthode permettant d'éliminer au maximum le bruit.

4.4.1 Configuration d'anisotropie de diffraction

Comme on l'a vu précédemment, c'est l'onde de référence diffractée qui donne une image virtuelle de l'objet. Or, quand on se place en configuration dite *d'anisotropie de diffraction* dans les cristaux photoréfractifs [42], on montre que l'onde diffractée est polarisée perpendiculairement à l'onde transmise provenant de l'objet réel et de la lumière rétro-diffusée par le milieu. En utilisant un polariseur placé derrière le cristal, on coupe les ondes transmises pour ne garder que les ondes diffractées, c'est-à-dire une image virtuelle de l'objet comme s'il n'y avait pas de lumière rétro-diffusée.

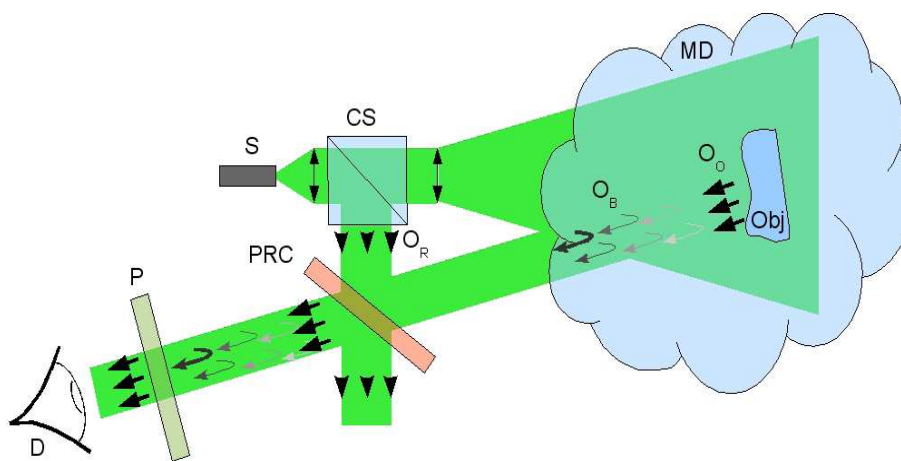


FIGURE 4.12 – Mode de lecture n°1 : configuration d'anisotropie de diffraction

Au fur et à mesure que l'on enregistre l'hologramme, on lit en temps réel celui-ci. De plus cette configuration est optiquement auto-alignée. En théorie, avec ce mode de restitution de l'hologramme, on atteint un contraste maximal donc un rapport signal à bruit théorique infini

puisque le bruit est totalement éliminé. Toutefois, en pratique, le bruit parasite n'est éliminé que partiellement puisque cela dépend de la capacité d'extinction du polariseur.

4.4.2 Mode séquentiel avec obturateur

Cette solution consiste à alterner les phases d'écriture et de lecture de l'hologramme. Pendant la phase d'écriture, l'objet renvoie de la lumière vers le cristal photoréfractif qui reçoit aussi de la lumière du faisceau de référence et de la lumière diffusée par le milieu diffusant. Au travers du cristal, le détecteur est éclairé par la lumière de l'objet et son hologramme ainsi que la lumière diffusée par le milieu diffusant. A cet instant, le rapport signal à bruit est donc médiocre. Pendant la phase de lecture, on coupe la lumière venant de l'objet à l'aide d'un obturateur. La caméra n'enregistre alors que l'hologramme précédemment inscrit dans le cristal sans être ébloui par la lumière rétro-diffusée du milieu. L'hologramme s'efface durant cette phase de lecture plus ou moins rapidement en fonction de la puissance lumineuse du faisceau de référence. Avec ce procédé, là encore le gain théorique est infini du fait de la suppression du bruit issu de la rétro-diffusion. Optiquement le système est auto-aligné mais présente le désavantage de ne pas être vrai temps réel.

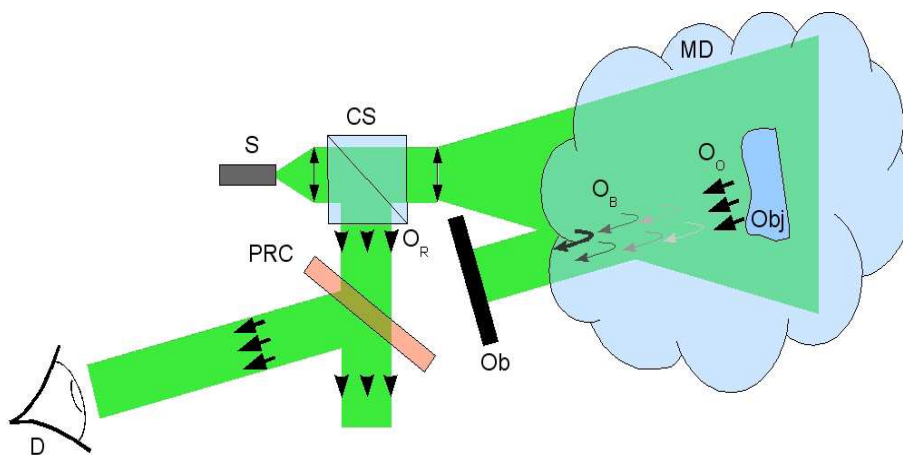


FIGURE 4.13 – Mode de lecture n°2 : utilisation d'un obturateur

4.4.3 Mode spectral

Il est envisageable d'aller lire en temps réel la figure holographique à une longueur d'onde différente de celle de l'enregistrement. Avec un filtrage spectral, on élimine la première longueur d'onde λ_1 qui porte l'information de l'objet et du milieu diffusant pour ne laisser passer que l'information de l'hologramme. Pour lire l'hologramme à la longueur d'onde λ_2 , il est impératif de respecter les conditions de diffraction de Bragg. Par conséquent, cette solution temps réel présente le désavantage de ne plus être auto-alignée, comparativement aux deux autres méthodes.

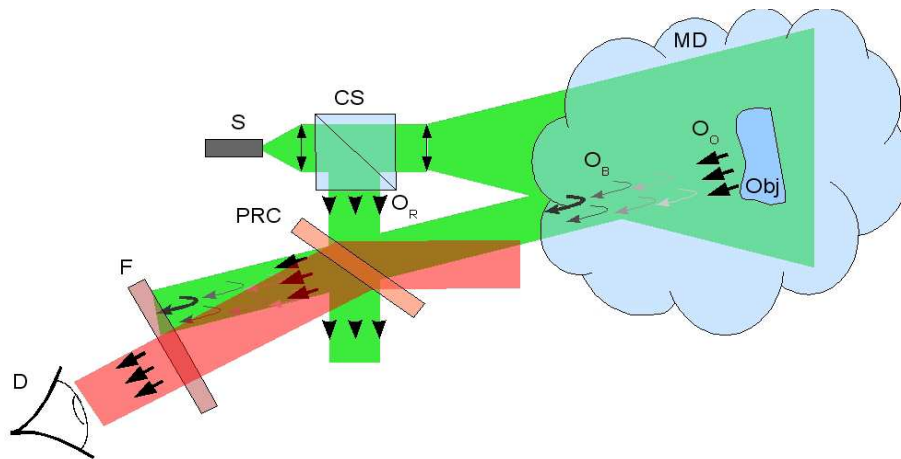


FIGURE 4.14 – Mode de lecture n°3 : restitution à une autre longueur d'onde

4.5 Bilan

L'utilisation d'un cristal pour ce type d'applications s'avère innovante et place le système, d'un point de vue théorique et pratique, comme parfaitement adapté pour la vision en milieu diffusant. Seuls les deux modes auto-alignés de restitution de l'hologramme ont été retenus en première approche pour les expérimentations. C'est pourquoi le chapitre suivant porte essentiellement sur ces deux modes de restitution holographique et les résultats associés.

Chapitre 5

Résultats pour le système d'imagerie OCT-PRC

On réalise des mesures sur le gain apporté par un montage de type OCT-PRC par rapport à une détection "classique". On définit le gain comme étant la différence des rapports signal à bruit obtenus dans le cas d'une vision OCT-PRC et d'une vision directe. Expérimentalement, on va chercher à quantifier et qualifier deux des trois modes de restitution de l'hologramme. D'une part, on s'intéresse aux possibilités offertes par la configuration d'anisotropie de diffraction. D'autre part, on regarde comment fonctionne le dispositif avec l'utilisation d'un obturateur et quels sont les résultats.

5.1 Montage expérimental

Dans les deux expériences, le montage interférométrique est identique comme illustré sur la photographie de la figure 5.1. L'angle 2θ est d'environ 60° . Ce choix est optimal au regard du rendement maximal du cristal et de la géométrie du montage. Les notations $M1$, $M2$, $M3$, $M4$ et $M5$ représentent des miroirs. On note CS le cube séparateur, O_b l'obturateur (inutile en configuration d'anisotropie de diffraction), $L1$ et $L2$ des lentilles de mise en forme. *PRC*

est le cristal photoréfractif entouré de deux polariseurs et précédé d'un objectif de 50 mm qui permet de visualiser notre objet (bloc d'aluminium). Enfin le détecteur D est une caméra CCD dont on ajuste les balances de tensions de niveau de noir et blanc numérisées par une carte d'acquisition 8 bits. Les niveaux varient de 0 (noir) à 0,7 V (blanc). L'objet à observer est

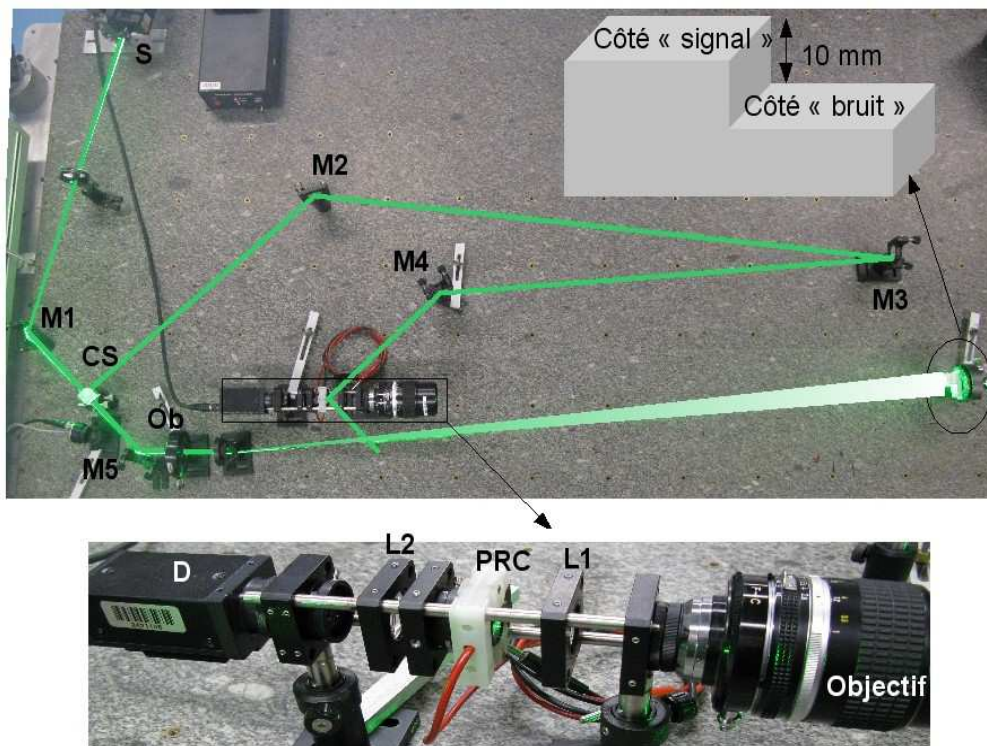


FIGURE 5.1 – Photographie du montage OCT-PRC

un bloc en aluminium en forme de marche d'escalier, avec 2 faces identiques dans des plans différents. La marche a une hauteur de 10 mm soit 5 à 10 fois la longueur de cohérence du laser utilisé. L'une des faces est considérée comme l'objet (la face signal) à observer alors que l'autre est assimilée au bruit. Cela constitue donc à la fois un objet à détecter et un objet lumineux perturbateur.

En vision normale, le détecteur (œil, caméra, etc.) ne distingue pas le flux lumineux d'une

surface par rapport à une autre. A l'inverse en vision OCT, comme les chemins optiques du faisceau de référence et celui allant du cube séparateur au cristal photo-réfractif en se réfléchissant sur l'objet côté « signal » sont pris rigoureusement égaux, le système permet d'enregistrer toute l'information lumineuse de cette face, tout en occultant le bruit généré par l'autre face.

5.2 Configuration d'anisotropie de diffraction

Expérimentalement, on réalise une mesure du gain du montage en configuration d'anisotropie de diffraction par rapport à un montage sans cristal photoréfractif. Pour cette expérience d'évaluation, on fixe les niveaux de numérisation pour la caméra. Le niveau de blanc est positionné sur 0,2 V et celui du noir sur 0,05 V. D'après les données constructeur, les polariseurs utilisés possèdent un taux d'extinction $T_{extinction}$ de 10^{-5} à la longueur d'onde $\lambda = 532 \text{ nm}$.

$$G = 10 \log\left(\frac{S}{B}\right) \quad (5.1)$$

On peut alors estimer le rapport signal sur bruit du montage. En effet le signal S est représenté par l'intensité $I_{R_{Diff}}$ de l'onde diffractée vue par le détecteur. Or, par définition de l'efficacité de diffraction, $I_{R_{Diff}} = \eta I_R$. De plus on sait que le rapport β_0 relie les intensités incidentes I_S et I_R telle que $I_R = \beta_0 I_S$. Le bruit B correspond à l'intensité provenant de l'objet transmise à travers le cristal et l'analyseur c'est-à-dire $I_{S_{Trans}}$. Par définition du taux d'extinction, on écrit que $I_{S_{Trans}} = T_{extinction} I_S$. L'équation 5.1 devient alors :

$$G = 10 \log\left(\frac{\eta \beta_0}{T_{extinction}}\right) \quad (5.2)$$

Connaissant le taux d'extinction $T_{extinction}$ et l'efficacité de diffraction $\eta = 0,4 \times 10^{-3}$, on estime qu'expérimentalement le gain maximal sera de $G = 16 \text{ dB}$ lorsqu'en première approximation, on pose que le rapport des intensités β_0 vaut 1.

Sur la figure 5.3, on illustre le type d'images obtenues avec un tel montage. Pour chaque image on dispose d'une zone définie comme la zone "bruit" Z_b et l'autre comme la zone "signal" Z_s . Pour quantifier ces résultats, on choisit de mesurer le contraste des images ou encore le rapport signal à bruit définis comme :

$$C = \frac{Z_s - Z_b}{Z_s + Z_b} \quad (5.3)$$

$$S/B(dB) = 10 \log\left(\frac{Z_s}{Z_b}\right)$$

En vision directe (figure 5.2), le contraste est égal à 0 soit un rapport signal à bruit de 0 dB. En vision OCT (figure 5.3), la valeur de contraste s'élève à 0,77 donnant un rapport S/B égal à 9 dB. Le gain expérimental apporté par la vision OCT-PRC en configuration d'anisotropie de diffraction s'élève donc à 9 dB. Ce résultat est en accord avec la valeur prédite théoriquement. Cela montre également la limite de cette méthode de restitution de l'hologramme puisque le gain est insuffisant au regard des objectifs espérés.

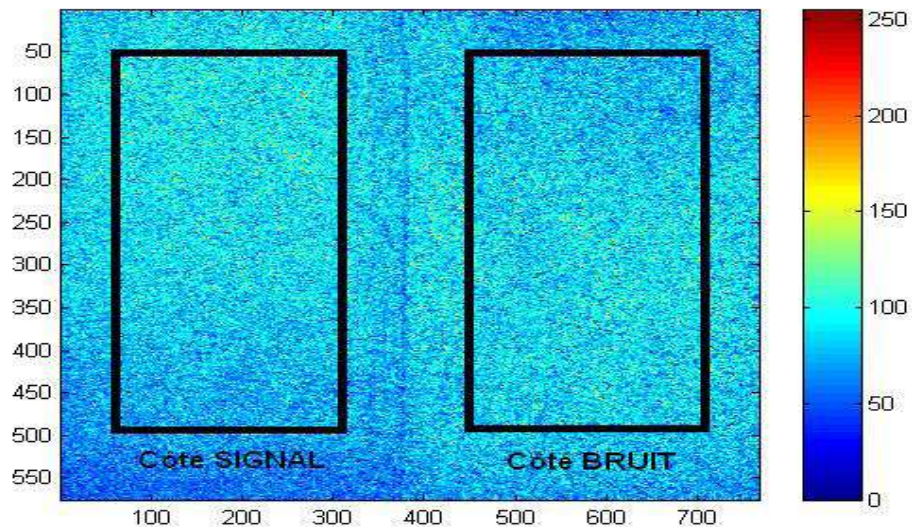


FIGURE 5.2 – Objet vu en vision directe

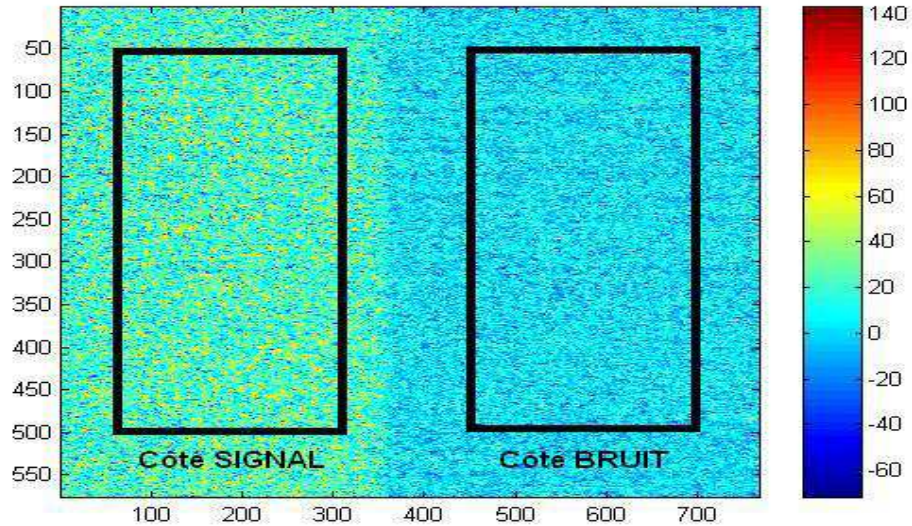


FIGURE 5.3 – Objet vu en vision OCT-PRC en config. d'anisotropie de diffraction

5.3 Dispositif OCT-PRC avec obturateur

On évalue à nouveau le gain apporté par ce mode de lecture en comparaison à une vision directe, avec les mêmes paramètres expérimentaux. Les balances des tensions pour le noir et le blanc sont fixées respectivement à $0,05 V$ et $0,2 V$. Les figures 5.4 et 5.5 montrent les images obtenues selon le type de vision. L'image de la figure 5.4 correspond à une image prise en vision directe. Son contraste est de $-0,07^1$ tandis qu'en vision OCT-PRC (figure 5.5) avec obturateur, le contraste est de $0,95$. Le niveau de la zone "bruit" est quasi nul. Il dépend du réglage des niveaux de numérisation de la carte d'acquisition, ce qui permet d'utiliser toute la dynamique de la CCD. Pour une même balance des niveaux noir et blanc qu'en configuration d'anisotropie de diffraction, on voit déjà l'intérêt de cette méthode. Le bruit est complètement éliminé de la prise de vue.

On va maintenant regarder l'influence des réglages des niveaux de numérisations sur le contraste

1. Le contraste négatif signifie que l'éblouissement perçu par le capteur est plus important que le signal.

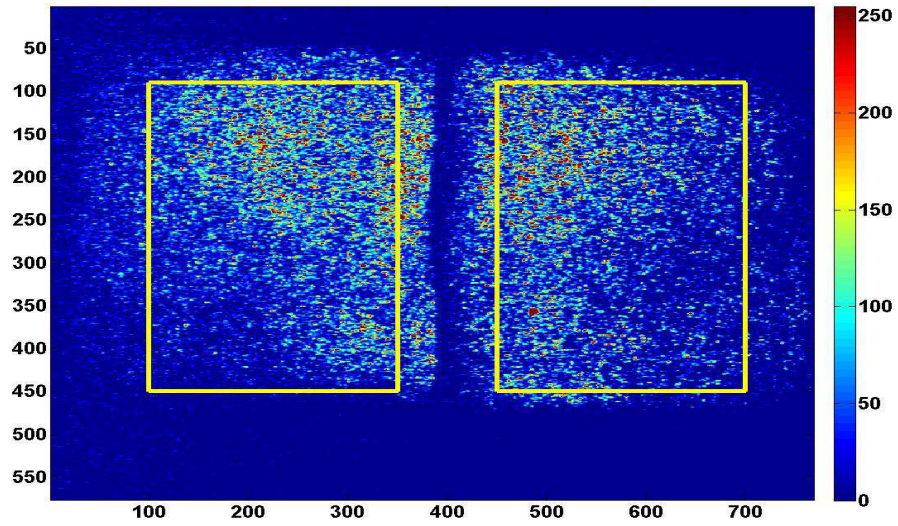


FIGURE 5.4 – Objet vu en vision directe

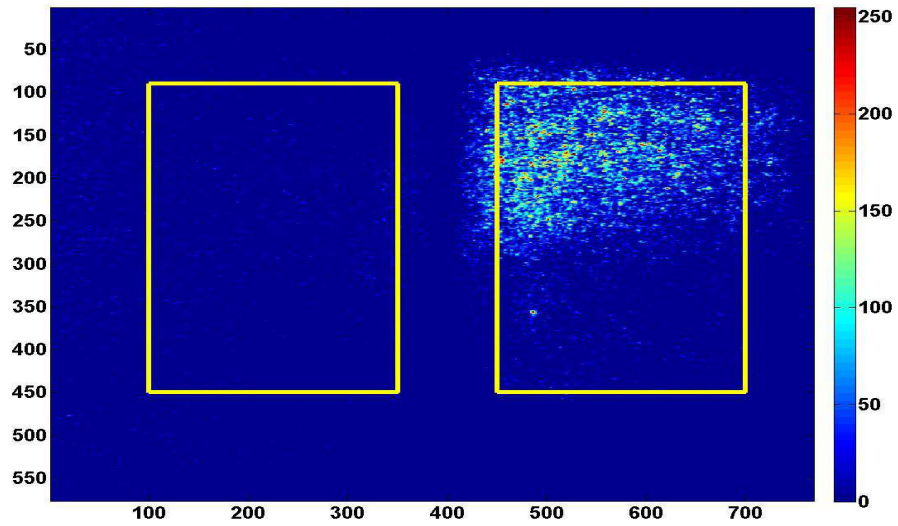


FIGURE 5.5 – Objet vu en vision OCT-PRC avec obturateur

des images. On réalise deux séries d'images pour lesquelles la puissance lumineuse des deux bras optiques est différente. En jouant sur l'intensité du faisceau de référence, on souhaite observer son influence sur la vitesse de rémanence de l'hologramme. Dans chaque séquence, on acquiert 50 images. Toutes les valeurs de niveaux de la caméra CCD ainsi que les puissances lumineuses sont répertoriées dans le tableau 5.1.

5.3.1 Résultats pour la série 1

Dans un premier temps, on s'intéresse à l'évolution temporelle du contraste de l'hologramme *i.e.* son extinction en fonction du temps. C'est ce qu'on représente sur la figure 5.6. La courbe rouge représente le contraste de l'objet vu par un détecteur classique (sans vision OCT). Le contraste de l'hologramme varie avec le temps et en fonction du niveau de noir sur la CCD. Pour des tensions inférieures à $0,04 V$, on note l'extinction significative de l'hologramme. Pour des tensions de noir réglées au dessus de $0,04 V$, on obtient un contraste stable et supérieur à $0,9$ durant au moins 1 seconde. Dans tous les cas, le contraste s'avère nettement meilleur avec

TABLE 5.1 – Valeurs des niveaux de numérisation de la CCD et puissance lumineuse

Série 1		Série 2	
$P_{ref} = 6,9 mW$	$P_{signal} = 253 mW$	$P_{ref} = 18 mW$	$P_{signal} = 232 mW$
Niv. Blanc = $0,2 V$	Niv. Noir = $0,00 V$	Niv. Blanc = $0,3 V$	Niv. Noir = $0,10 V$
Niv. Blanc = $0,2 V$	Niv. Noir = $0,01 V$	Niv. Blanc = $0,3 V$	Niv. Noir = $0,11 V$
Niv. Blanc = $0,2 V$	Niv. Noir = $0,02 V$	Niv. Blanc = $0,3 V$	Niv. Noir = $0,12 V$
Niv. Blanc = $0,2 V$	Niv. Noir = $0,03 V$	Niv. Blanc = $0,3 V$	Niv. Noir = $0,13 V$
Niv. Blanc = $0,2 V$	Niv. Noir = $0,04 V$	Niv. Blanc = $0,3 V$	Niv. Noir = $0,14 V$
Niv. Blanc = $0,2 V$	Niv. Noir = $0,05 V$	Niv. Blanc = $0,3 V$	Niv. Noir = $0,15 V$
Niv. Blanc = $0,2 V$	Niv. Noir = $0,06 V$	Niv. Blanc = $0,3 V$	Niv. Noir = $0,16 V$
Niv. Blanc = $0,2 V$	Niv. Noir = $0,07 V$	Niv. Blanc = $0,3 V$	Niv. Noir = $0,17 V$

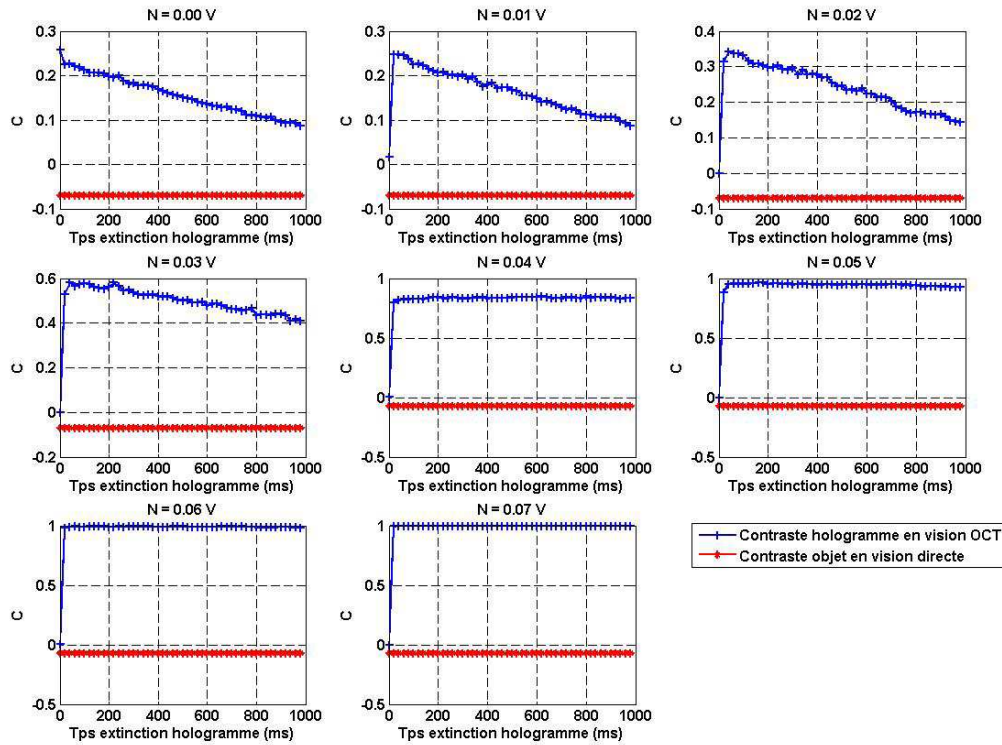


FIGURE 5.6 – Evolution temporelle du contraste de l'hologramme

la vision OCT-PRC avec obturateur au regard de la valeur de contraste de l'objet vu en direct.

Les figures 5.7 et 5.8 synthétisent les résultats précédents en illustrant l'évolution du contraste moyen de l'hologramme en fonction du niveau de tension du noir. Le contraste moyen est calculé sur toute la durée de l'acquisition soit 1000 ms . Bien que supérieur au contraste d'une vision "normale", le contraste des images avec des tensions de noir entre 0 et $0,03\text{ V}$ n'est pas élevé. En augmentant la tension du niveau de numérisation, on obtient un contraste proche de 1 pour des tensions de noir de $0,06\text{ V}$ et $0,07\text{ V}$. On interprète aussi ces résultats en terme de rapport signal à bruit de façon à évaluer le gain du montage. Sur les graphes de la figure 5.8, le rapport

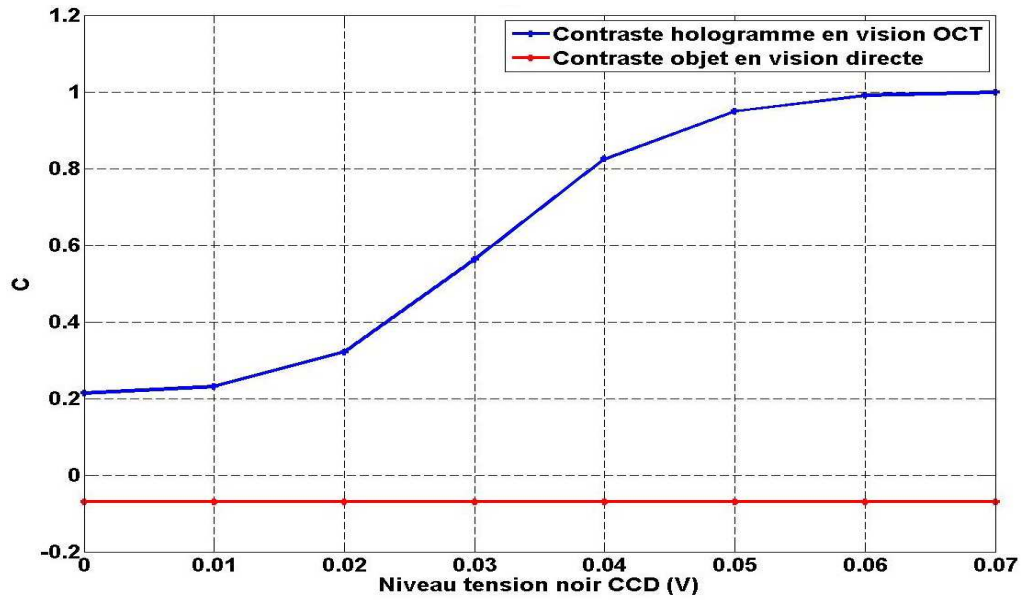


FIGURE 5.7 – Contraste moyen

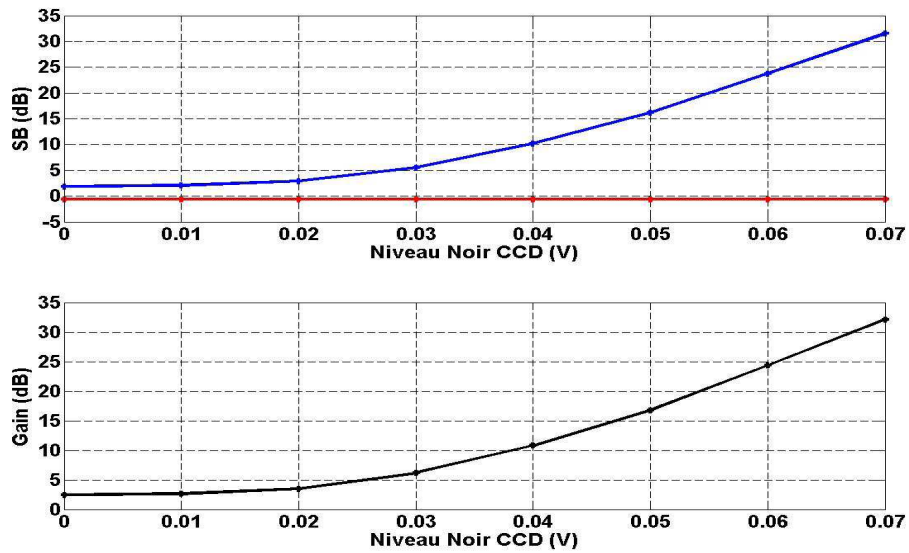


FIGURE 5.8 – Rapport S/B et gain du système pour la série 1

S/B calculé en vision OCT apparaît en bleu et en rouge apparaît le rapport S/B de l'objet vu directement; sa valeur est égale à -6 dB . Le rapport S/B en vision OCT est calculé à partir d'un moyennage de 10 images. Les résultats sont notables puisque le gain est strictement supérieur à 10 dB à partir d'une tension réglée sur $0,04 \text{ V}$. En se positionnant dans le cas d'une tension des niveaux de noir à $0,07 \text{ V}$ on atteint un gain de 32 dB .

5.3.2 Résultats pour la série 2

On effectue la même analyse que pour la série précédente (figure 5.9).

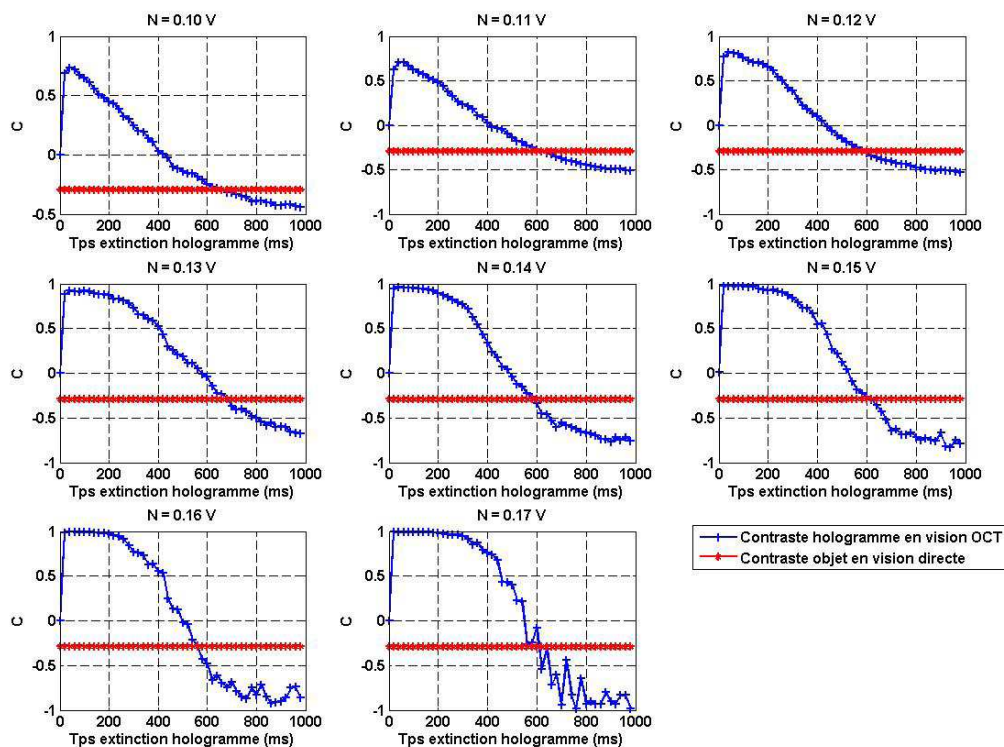


FIGURE 5.9 – Evolution temporelle du contraste de l'hologramme

On vérifie expérimentalement que la puissance du faisceau de référence influe sur la vitesse de rémanence de l'hologramme puisque pour cette série, où la puissance du bras de référence

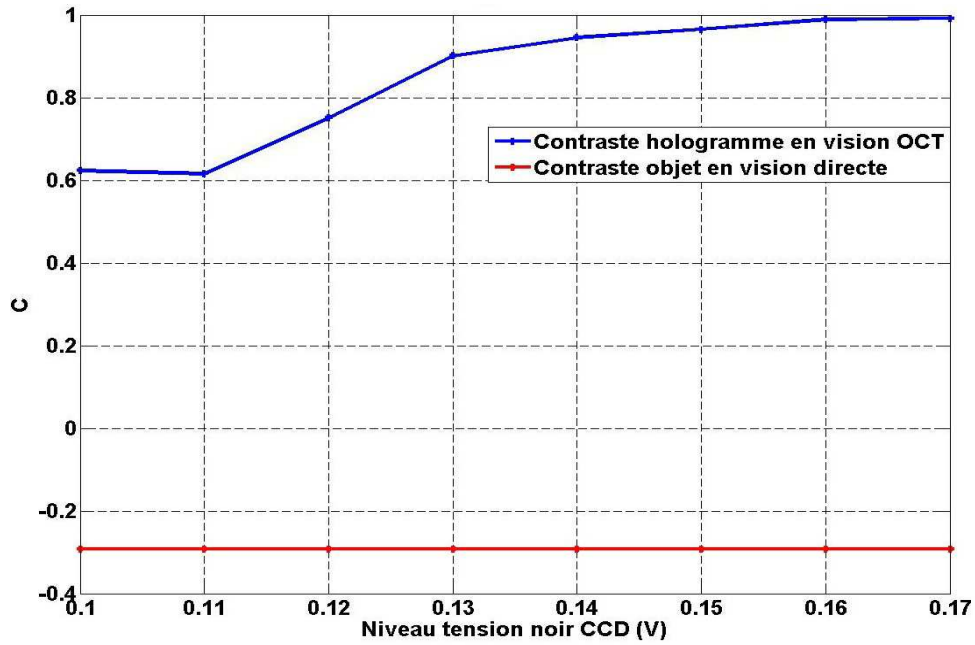


FIGURE 5.10 – Contraste moyen

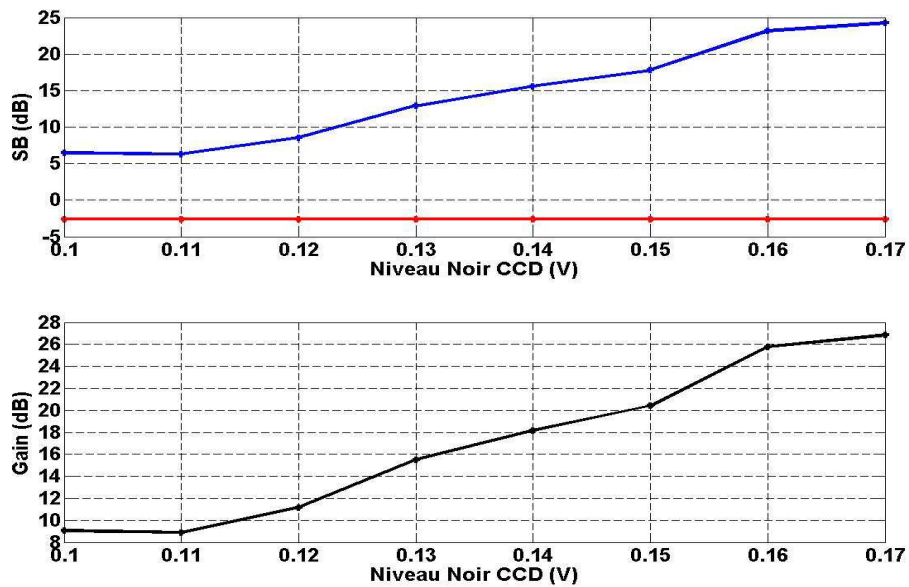


FIGURE 5.11 – Rapport S/B et gain du système pour la série 2

est plus forte, l'extinction de l'hologramme se produit plus rapidement. Pour chaque série d'images, le contraste de l'hologramme devient inférieur à celui de l'objet réel au bout de 600 ms. Toutefois, en considérant les valeurs comprises entre 0 et 250 ms, les résultats du contraste sont satisfaisants. C'est d'ailleurs ce que montre la figure 5.10 puisque le contraste le plus faible est supérieur à 0,6. A partir d'un niveau de noir réglé à 0,14 V, la valeur du contraste dépasse 0,9. Ce qui se traduit en terme de gain (figure 5.11) avec un gain compris entre 9 dB et 27 dB sur toute la gamme des tensions de noir de la caméra CCD.

5.3.3 Bilan et cas particulier

Avec l'analyse des deux séries d'acquisition, on note différents résultats. Tout d'abord, on montre l'importance du réglage de la balance pour les niveaux de numérisation de la caméra. Dans les deux cas, le contraste de l'hologramme est meilleur que celui de l'objet réel et le meilleur contraste mesuré est égal à 1, laissant une certaine liberté pour l'équilibre des niveaux de numérisation. Néanmoins, la rapidité d'extinction diffère selon la série. C'est ce qu'on montre notamment avec la seconde série. La puissance sur le bras de référence étant plus grande, cela induit des étapes d'écriture et de lecture sur le PRC de courtes durées, en comparaison avec la première série. Il faut donc tenir compte du temps d'extinction afin de moyennner les bonnes valeurs de contraste. On peut ainsi envisager de développer un dispositif quasi-temps réel : si la puissance lumineuse du faisceau de référence augmente alors le temps d'inscription et d'extinction de l'hologramme diminue. En considérant une exposition de 25 ms pour inscrire l'hologramme, la même durée est nécessaire pour l'acquisition, conduisant à une cadence de 20 images/s. En terme de gain, pour des niveaux appropriés de tension dans les deux séries, le gain est supérieur à 25 dB. Le meilleur résultat est atteint pour la série 1 avec une balance de blanc à 0,2 V et de noir à 0,07 V où le gain est supérieur à 30 dB, soit un gain d'un facteur 1000 par rapport à la vision directe.

Une dernière acquisition d'images est réalisée avec un éclairage différent. Le but est d'illuminer

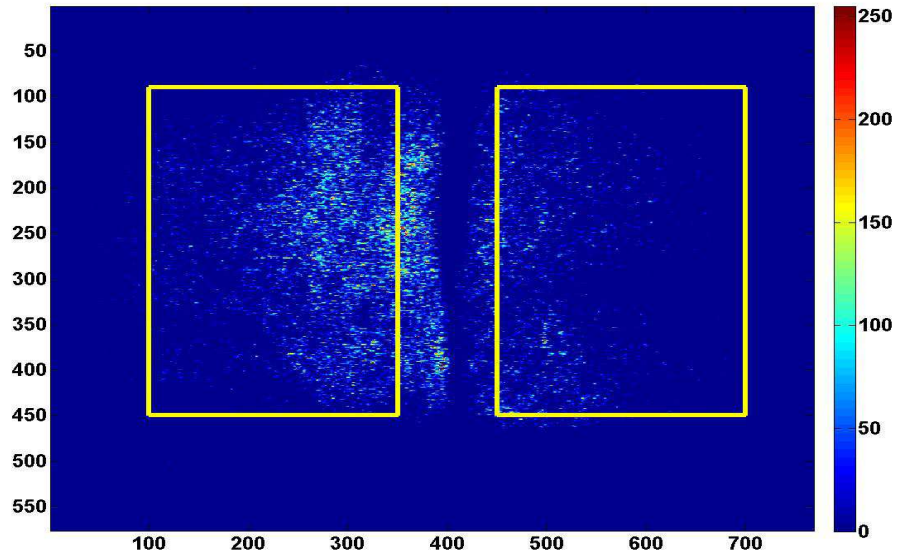


FIGURE 5.12 – Objet vu en vision directe

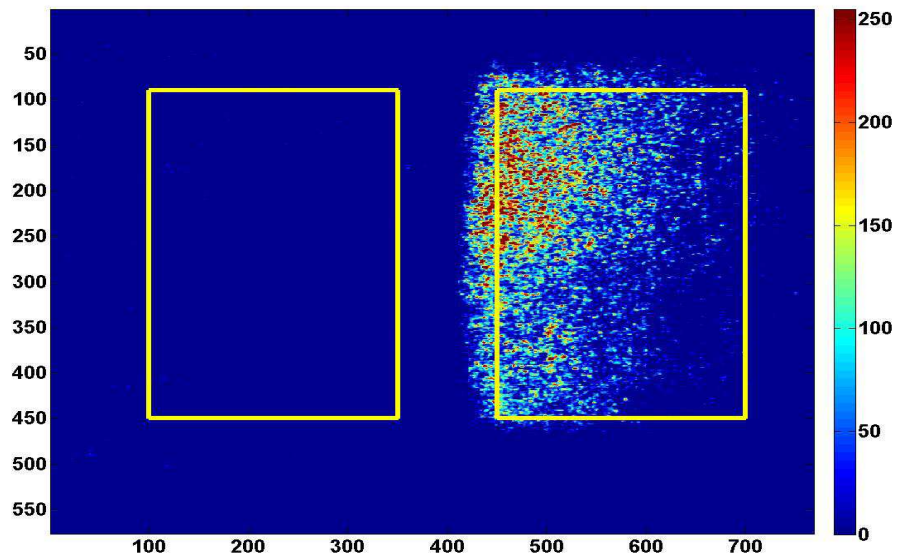


FIGURE 5.13 – Objet vu en vision OCT

l'objet de façon à ce que son contraste soit le plus négatif possible, c'est-à-dire que la zone de bruit soit beaucoup plus lumineuse que la zone signal. On choisit le meilleur réglage pour les niveaux de numérisations (i.e. blanc à 0,2 V et noir à 0,07 V) pour mesurer le contraste en vision OCT et ainsi évaluer l'apport du système avec un contraste initial très mauvais. L'objet ainsi éclairé est représenté dans figure 5.12 et son contraste est égal à $-0,58$. L'objet visualisé avec le montage OCT donne une image avec un contraste de 0,99 comme l'illustre la figure 5.13.

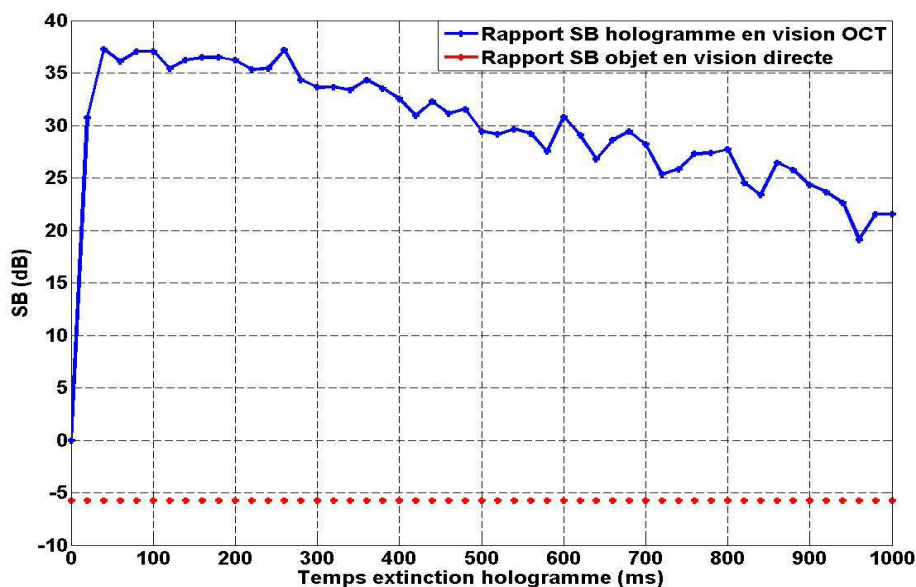


FIGURE 5.14 – Rapport S/B vu en vision OCT

Ainsi, la figure 5.14 représente l'évolution du S/B de l'hologramme (courbe bleue) sur 1 s, tout en notifiant la valeur du S/B de l'objet (droite rouge). De façon à mesurer un gain optimal, on favorise le S/B de l'hologramme dans l'intervalle temporel où celui-ci est le plus élevé, à savoir entre 40 ms et 300 ms. La moyenne du S/B dans cette durée est de 36 dB soit un gain de 42 dB, ce qui représente un résultat extrêmement satisfaisant pour un système d'imagerie.

Dans cette expérience, le gain du dispositif en terme de rapport signal sur bruit est suffisant

par rapport à notre objectif sans avoir eu recours à moyennage ou un traitement d'images. Le maximum du rapport signal sur bruit (36 dB) dépend du bruit intrinsèque de la caméra. C'est-à-dire qu'une caméra de meilleure qualité permettra d'augmenter ce maximum. Cependant, le gain dépend évidemment du niveau maximum que peut prendre le rapport signal sur bruit mais surtout du rapport signal sur bruit intrinsèque de l'objet test. Une voie d'expérimentation possible serait de faire de l'imagerie pour des scènes ayant un rapport signal sur bruit inférieur à -6 dB . La limite inférieure acceptable dépend de la puissance lumineuse venant du côté « signal » de l'objet.

5.4 Bilan

La faisabilité d'un dispositif de vision plein-champ en milieu diffusant couplant une technique de tomographie par cohérence optique et un cristal photoréfractif a été démontré. Par des filtrages mécanique ou optique (obturateur ou polariseurs croisés), ce système actif de vision élimine totalement ou en partie la rétro-diffusion du milieu selon le mode de lecture de l'hologramme adopté, conduisant ainsi à un gain supérieur à 30 dB par rapport à une détection classique. Des études complémentaires sont d'ailleurs à mener pour quantifier le gain obtenu avec le mode de restitution holographique à une autre longueur d'onde. Par ailleurs, les caractéristiques intrinsèques des cristaux relatives au temps d'inscription permettent d'envisager des cadences d'acquisition quasi-temps réel.

Actuellement, le système développé n'est pas exploitable pour réaliser des images à travers du brouillard. Des essais infructueux ont d'ailleurs été tentés sans apporter de résultat. La combinaison de l'atténuation lors de la propagation du faisceau associée aux faibles puissances mises en jeu sur le banc optique annihile toute possibilité de détection de l'objet par le dispositif.

Néanmoins, avec les résultats exposés ici, un dépôt de brevet est en cours. Au-delà du caractère innovant du couplage de la technique tomographique avec un cristal photoréfractif,

l'utilisation d'un tel procédé pourrait fournir un apport non négligeable pour des matériels d'auscultation de structure ou des assistances dans le pilotage d'aéronefs, en plus des dispositifs d'aide à la conduite, thème majeur de cette étude. Ce système peut également trouver un intérêt dans le domaine de l'imagerie médicale pour l'équipement de microscopes.

Chapitre 6

Imagerie par rétro-injection laser

Le second dispositif est un système d'imagerie point par point développé au Laboratoire Régional des Ponts et Chaussées à Angers. La technique dite LOFI (pour Laser Optical Feedback Imaging) a tout d'abord été développée au Laboratoire de Spectrométrie Physique de Grenoble [46, 47, 48]. Elle est basée sur une détection cohérente utilisant la lumière rétro-injectée dans la cavité laser. Le champ intra-cavité joue le rôle de filtre spatial, de faisceau de référence et d'amplificateur optique. Comme la source et le récepteur sont confondus, le système est auto-aligné.

6.1 Théorie et équations des laser

Afin de mieux appréhender le phénomène de rétro-injection laser et les mesures que l'on peut en tirer, nous développons ici les équations de base des laser tout d'abord en fonctionnement classique puis en régime de rétro-injection. Dans ce dernier cas, nous montrerons que le laser se comporte alors comme un détecteur puisque son intensité peut être reliée à la réflexion du faisceau sur un objet ainsi qu'à la distance séparant le laser et l'objet.

6.1.1 Les laser de classe B

Les propriétés d'un laser peuvent être modifiées par une rétro-injection optique au sein de leur cavité. Parmi tous les laser, ceux de classe B sont particulièrement sensibles à la rétro-injection. Ce type de laser est défini par la condition $\gamma_c > \gamma_1$ où γ_c et γ_1 sont respectivement le taux d'amortissement de la cavité et le taux d'amortissement de l'inversion de population. Les laser solides (type micro-laser) et semi-conducteurs (type diode laser) peuvent entrer dans cette catégorie. Lors du démarrage de ces laser, il existe un régime d'oscillations qui s'établit avant de s'amortir et atteint rapidement un état stationnaire. Cependant, en fonctionnement continu, la moindre perturbation interne ou externe va ré-exciter ces oscillations. Ce phénomène de ré-excitation pose de nombreux problèmes dans la plupart des utilisations de ces laser. Mais c'est précisément lui que nous allons exploiter pour faire de l'imagerie.

6.1.2 Equations de base des laser

Etats stationnaires

Le fonctionnement temporel d'un laser peut être décrit par deux paramètres : l'inversion de population $N(t)$ et le champ électrique $E(t)$ relié à l'observable intensité $I(t) = |E^2(t)|$. Le fonctionnement peut être décrit par un système d'équations couplées. Ce sont les équations de Lang-Kobayashi [49].

$$\begin{aligned} \frac{dN(t)}{dt} &= \gamma_1(N_0 - N(t)) - BN(t)|E(t)|^2 \\ \frac{dE(t) \exp(i\omega t)}{dt} &= [i\omega_c + \frac{1}{2}(BN(t) - \gamma_c)]E(t) \exp(i\omega t) \end{aligned} \quad (6.1)$$

où $\gamma_1 N_0$ est le taux de pompage, ω_c la pulsation de résonance de la cavité, ω la pulsation optique du champ et B le coefficient d'Einstein. En décomposant le champ $E(t)$ tel que $E(t) = E_c(t) \exp(i\Phi_c t)$ avec $E_c(t)$ l'amplitude et $\exp(i\Phi_c t)$ le terme de phase du champ intra-cavité, on

obtient :

$$\begin{aligned}\frac{dN(t)}{dt} &= \gamma_1(N_0 - N(t)) - BN(t)|E_c(t)|^2 \\ \frac{dE_c(t)}{dt} &= \frac{1}{2}(BN(t) - \gamma_c)E_c(t) \\ \frac{d\Phi_c(t)}{dt} &= \omega_c - \omega\end{aligned}\tag{6.2}$$

Ce système est composé d'équations différentielles non linéaires couplées dont on ne connaît pas de solutions analytiques. La résolution d'un système de ce type passe par la théorie des perturbations. Dans un premier temps, on évalue les solutions stationnaires :

$$\begin{aligned}N_s &= \frac{\gamma_c}{B} \\ E_s^2 &= E_{sat}^2(\eta - 1)\end{aligned}\tag{6.3}$$

La solution de $\Phi_c(t)$ est triviale et s'écrit $\Phi_c(t) = (\omega_c - \omega)t + Cst$. On pose que la constante est égale à $2\pi k$ avec k entier et on suppose que $\omega = \omega_c$ [50] conduisant alors à écrire l'état stationnaire pour le terme de phase comme $\Phi_s = 2\pi k$ ¹.

Théorie des perturbations

En considérant de petites fluctuations autour des valeurs stationnaires, on exprime les variables sous la forme :

$$\begin{aligned}N(t) &= N_s + \Delta N(t), \Delta N(t) \ll N_s \\ E_c(t) &= E_s + \Delta E_c(t), \Delta E_c(t) \ll E_s \\ \Phi_c(t) &= \Phi_s + \Delta \Phi_c(t), \Delta \Phi_c(t) \ll \Phi_s\end{aligned}\tag{6.4}$$

On substitue les nouvelles expressions de $N(t)$, $E(t)$ et $\Phi(t)$ dans le système d'équations 6.4, en négligeant les termes du second ordre et les termes croisés du type $\Delta N \Delta E_c$. De même, on pose

1. Cela revient à négliger la dérive de phase[46].

que $k = 0$. Cela conduit à l'obtention d'un système d'équations linéaires relatif aux variables ΔN , ΔE_c et $\Delta \Phi_c$:

$$\begin{aligned}\frac{d\Delta N}{dt} &= -\gamma_1\eta\Delta N - 2\gamma_c E_s \Delta E_c \\ \frac{d\Delta E_c}{dt} &= \frac{1}{2} B E_s \Delta N \\ \frac{d\Delta \Phi_c}{dt} &= 0\end{aligned}\tag{6.5}$$

On résout le système d'équations 6.5 en posant des solutions du type $\Delta X(t) = \Delta X(0) \exp(\lambda t)$ conduisant à une écriture du système sous la forme :

$$\begin{aligned}\lambda\Delta N(0) &= -\gamma_1\eta\Delta N(0) - 2\gamma_c E_s \Delta E_c(0) \\ \lambda\Delta E_c(0) &= \frac{1}{2} B E_s \Delta N(0) \\ \lambda\Delta \Phi_c(0) &= 0\end{aligned}\tag{6.6}$$

On écrit alors le déterminant associé qui vérifie l'égalité suivante :

$$\det \begin{vmatrix} \lambda + \gamma_1\eta & 2\gamma_c E_s & 0 \\ -\frac{1}{2} B E_s & \lambda & 0 \\ 0 & 0 & \lambda \end{vmatrix} = 0\tag{6.7}$$

On vérifie cette égalité si :

$$\lambda (\lambda^2 + \gamma_1\eta\lambda + \omega_r^2) = 0\tag{6.8}$$

où $\omega_r^2 = \gamma_c B E_s^2 = \gamma_1\gamma_c(\eta - 1)$.

Pour un laser de classe B, $\gamma_1 \ll \gamma_c$, ce qui amène alors deux solutions pour l'équation 6.8 :

$$\begin{aligned}\lambda_1 &= 0 \\ \lambda_{2,3} &= -\frac{\gamma_1\eta}{2} \pm i\sqrt{\omega_r^2 - \left(\frac{\gamma_1\eta}{2}\right)^2} \approx -\frac{\gamma_1\eta}{2} \pm i\omega_r\end{aligned}$$

On remonte à l'information sur les fluctuations d'intensité laser à partir de la partie réelle de l'expression du champ $\Delta E_c(t) = \Delta E_c(0) \exp(\lambda t)$. On exprime alors les variations temporelles

d'intensité laser $I(t)$ comme des fluctuations $\Delta I(t)$ autour de la valeur stationnaire I_s :

$$I(t) = I_s + \Delta I(t) = I_s + 2E_s \Delta E_c(t) = I_s + \Delta I(0) \exp\left(-\frac{\gamma_1 \eta t}{2}\right) \cos(\omega_r t + \theta) \quad (6.9)$$

Les conditions initiales définissent la phase θ et l'amplitude $\Delta I(0)$. L'oscillation de l'intensité laser à la pulsation ω_r est amortie de façon exponentielle au cours du temps avec un taux égal à $\frac{\gamma_1 \eta}{2}$ pour tendre vers l'état stationnaire $I_s = \frac{\gamma_1}{B}(\eta - 1)$. Le paramètre η représente le paramètre de pompe tel que $\eta = \frac{BN_0}{\gamma_c}$. On accède donc à l'évolution de l'intensité du laser en fonction des paramètres caractéristiques de la cavité (pompage, γ_1 , γ_c). La figure 6.1 illustre le comportement de l'intensité laser au démarrage en fonction du temps où l'on note la décroissance exponentielle de l'amplitude de modulation.

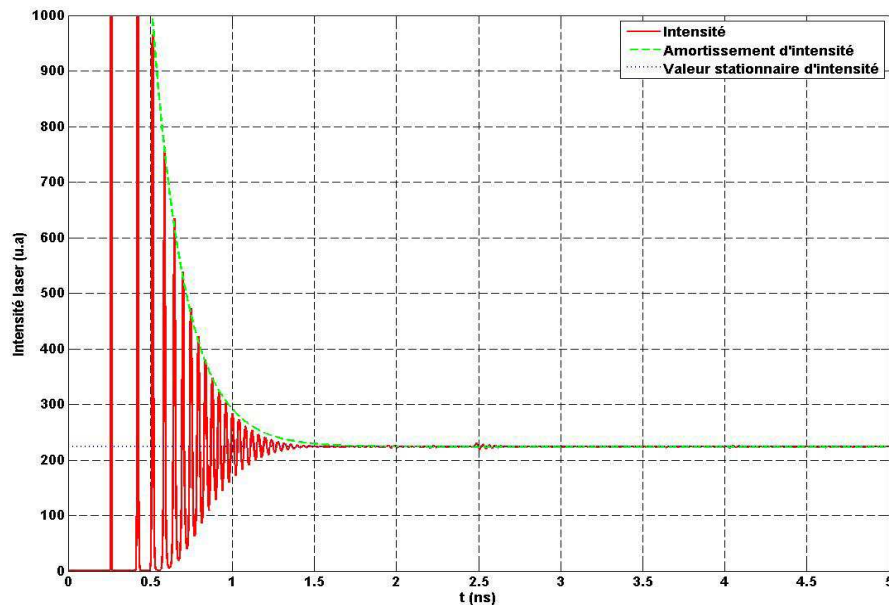


FIGURE 6.1 – Amortissement exponentiel de l'intensité autour de sa valeur stationnaire

6.2 Influence de la rétro-injection à la même pulsation optique

Considérons maintenant un laser pour lequel une partie de lumière émise réintègre la cavité. Cela correspond ainsi au couplage de cette cavité avec une surface externe réfléchissant la lumière incidente. Il faut alors prendre en compte différents paramètres. Dans la cavité, la perte d'intensité est associée au terme $-\frac{1}{2}\gamma_c E(t) \exp(i\omega t)$. De la même manière on peut supposer que le gain énergétique induit par la rétro-injection d'un champ électrique à la même fréquence optique se formalise comme $+\gamma_{ext} E(t) \exp(i\omega t)$ où γ_{ext} correspond au coefficient de couplage. On introduit ce terme qui est fonction de la réflectivité de la cible R_{eff} et du taux d'amortissement γ_c de la cavité laser $\gamma_{ext} = \gamma_c \sqrt{(R_{eff})}$ [46]. De plus, il faut également considérer le temps de parcours de la lumière hors de la cavité, induisant un retard temporel du champ rétro-injecté par rapport au champ dans la cavité. Le temps de vol est donné par $\tau = \frac{c}{2d}$, entraînant une expression du champ rétro-injecté telle que $+\gamma_{ext} E(t - \tau) \exp(i\omega(t - \tau))$. Le système des équations de Lang-Kobayashi devient alors :

$$\begin{aligned} \frac{dN(t)}{dt} &= \gamma_1(N_0 - N(t)) - BN(t)E^2(t) \\ \frac{dE(t) \exp(i\omega t)}{dt} &= [i\omega_c + \frac{1}{2}(BN(t) - \gamma_c)]E(t) \exp(i\omega t) + \gamma_{ext} E(t - \tau) \exp(i\omega(t - \tau)) \end{aligned} \quad (6.10)$$

Comme précédemment on exprime l'amplitude du champ électrique comme $E(t) \exp(i\omega t) = E_c(t) \exp(i\Phi_c t) \exp(i\omega t)$ puis en séparant les parties réelles des parties imaginaires du système ci-dessus, le système s'écrit alors :

$$\begin{aligned} \frac{dN(t)}{dt} &= \gamma_1(N_0 - N(t)) - BN(t)E_c^2(t) \\ \frac{dE_c(t)}{dt} &= \frac{1}{2}(BN(t) - \gamma_c)E_c(t) + \gamma_{ext} \cos[\Phi_c(t - \tau) - \Phi_c(t) - \omega\tau]E_c(t - \tau) \\ \frac{d\Phi_c(t)}{dt} &= \omega_c - \omega + \gamma_{ext} \sin[\Phi_c(t - \tau) - \Phi_c(t) - \omega\tau] \frac{E_c(t - \tau)}{E_c(t)} \end{aligned} \quad (6.11)$$

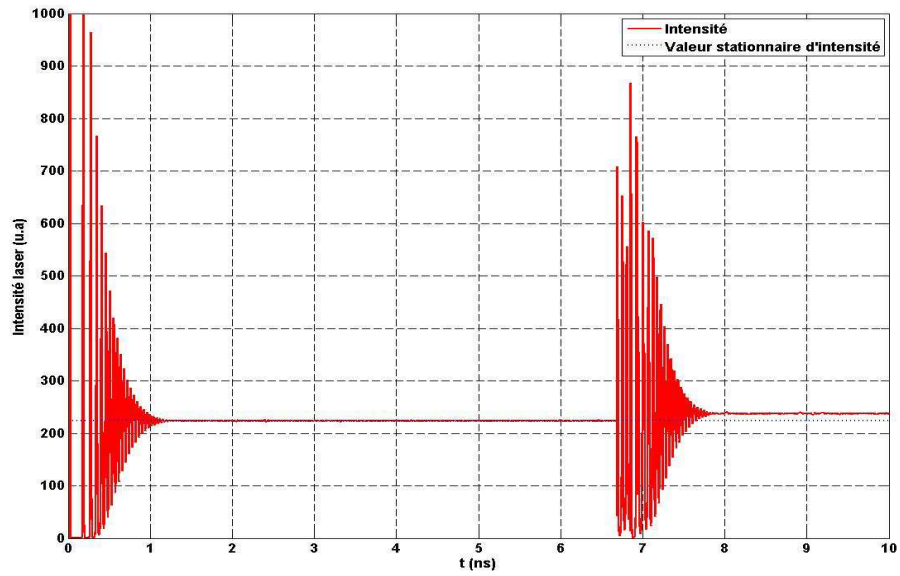
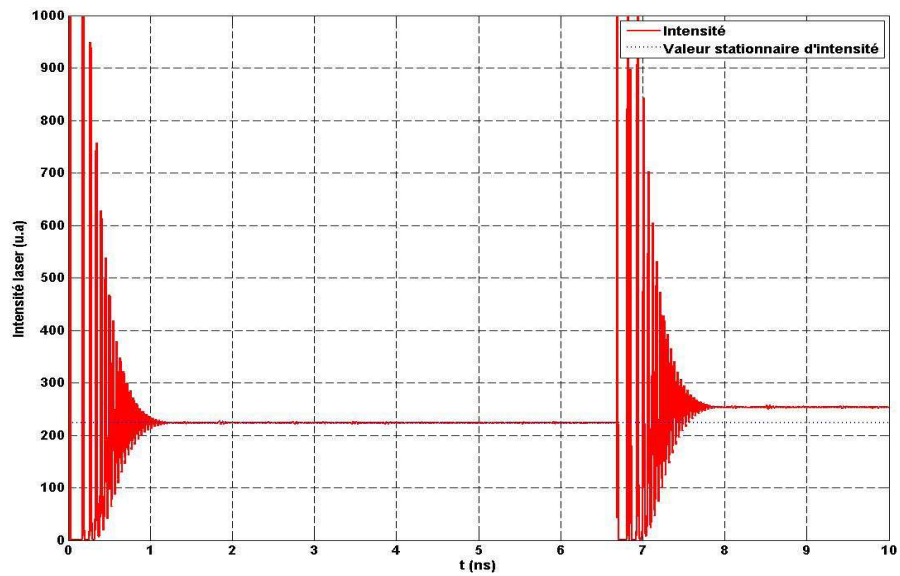
On se place dans l'hypothèse où la rétro-injection optique est faible, ce qui se traduit par $\gamma_{ext} \ll \gamma_c$. On évalue alors les termes stationnaires pour le champ électrique et l'inversion de population en écrivant que $E_c(t - \tau) = E_c(t) = E'_s$ et $\Phi_c(t - \tau) = \Phi_c(t) = \Phi'_s$. Ces nouveaux états stationnaires sont donnés par N'_s et E'_s :

$$\begin{aligned} N'_s &= \frac{\gamma_c - 2\gamma_{ext} \cos(\omega\tau)}{B} \\ E'^2_s &= E_s^2 \left(1 + \frac{2\eta}{\eta - 1} \frac{\gamma_{ext}}{\gamma_c} \cos(\omega\tau) \right) \end{aligned} \quad (6.12)$$

où l'expression E_s^2 correspond à l'expression du champ électrique stationnaire sans rétro-injection ($\gamma_{ext} = 0$). Le phénomène de rétro-injection à la même pulsation optique provoque donc une modification des états stationnaires établis précédemment. Ces nouveaux états stationnaires sont étroitement liés au coefficient de réflexion et à la position de la cible. En effet, on note que ces valeurs stationnaires dépendent à la fois de la position de la cible par le terme interférométrique $\cos(\omega\tau)$ mais également de sa nature avec le coefficient γ_{ext} .

Dans les figures 6.2 et 6.3, on s'intéresse à l'évolution de l'intensité d'un laser semi-conducteur soumis à la rétro-injection pour deux valeurs du coefficient de réflexion R_{eff} , respectivement fixées à 10^{-3} et 5.10^{-3} . Le temps de vol sur un aller-retour est fixé à $6,6 \text{ ns}$ (soit une distance aller-retour de 1 m) après le début de l'émission. Après stabilisation autour de la valeur stationnaire, la rétro-injection réexcite les oscillations pour tendre vers une nouvelle valeur stationnaire. On note une augmentation d'environ 7% de la valeur stationnaire après ré-excitation pour un coefficient de réflexion de 10^{-3} alors qu'elle croît de 20% pour une valeur de coefficient à 5.10^{-3} .

Pour un semi-conducteur ($\gamma_1 = 5.10^9 \text{ s}^{-1}$), comme en atteste ces courbes, le temps d'amortissement des oscillations est très court (environ 1 ns) devant l'échantillonnage des mesures d'intensité laser qui est typiquement de l'ordre de $10 \text{ }\mu\text{s}$. Aussi, les mesures expérimentales d'intensité seront sensibles uniquement aux niveaux des états stationnaires associés aux coefficients de surface de la cible.

FIGURE 6.2 – Intensité d'un laser semi-conducteur soumis à la rétro-injection $R_{eff} = 10^{-3}$ FIGURE 6.3 – Intensité d'un laser semi-conducteur soumis à la rétro-injection $R_{eff} = 5.10^{-3}$

A l'inverse, en considérant les caractéristiques d'une cavité micro-laser ($\gamma_1 = 4,3 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$), l'ordre de grandeur temporel de l'amortissement est beaucoup plus grand puisque t_{relax} est environ de $0,1 \text{ ms}$. C'est ce qu'illustrent les figures 6.4 et 6.5 en considérant des paramètres de cible identiques à ceux choisis pour le laser semi-conducteur. Expérimentalement, on observera donc la modulation de l'intensité et notamment les extrema d'amplitude se traduisant par une dynamique du signal très importante. L'intérêt du micro-laser réside dans sa sensibilité à la rétro-injection. Ceci se traduit par des amplitudes de modulation d'autant plus grandes que le signal rétro-injecté est fort. En effet, on montre dans la figure que l'amplitude des oscillations varie avec le taux de réflexion de la cible. Une variation de $R_{eff} = 10^{-3}$ à $R_{eff} = 5 \cdot 10^{-3}$ induit une augmentation d'amplitude d'environ 50%.

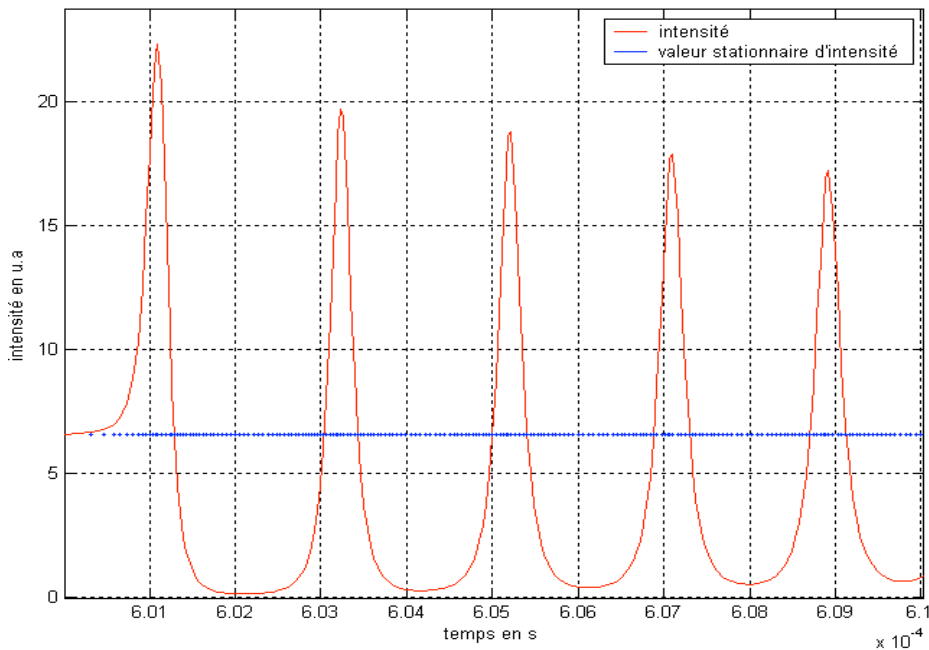


FIGURE 6.4 – Intensité d'un micro-laser soumis à la rétro-injection $R_{eff} = 10^{-3}$

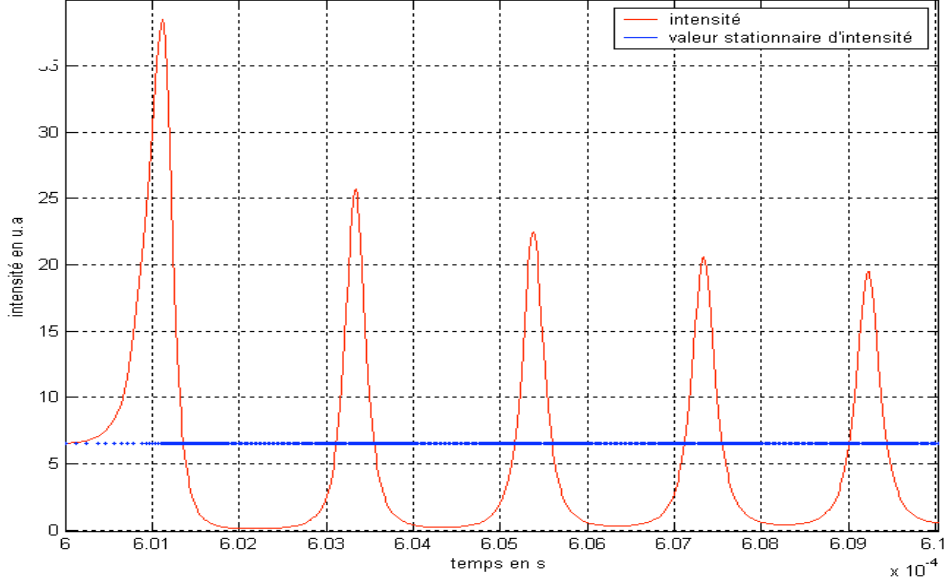


FIGURE 6.5 – Intensité d'un micro-laser soumis à la rétro-injection $R_{eff} = 5.10^{-3}$

6.3 Influence de la rétro-injection avec décalage en pulsation

On va maintenant décaler en pulsation optique le faisceau laser à la pulsation Ω .

6.3.1 Mise en évidence théorique de l'intérêt du décalage en pulsation

Considérons un champ rétro-injecté décalé en pulsation de Ω sur un aller-retour. On écrit son amplitude comme $E_{reinj} = E_c(t - \tau) \exp(i\Phi_c(t - \tau)) \exp(i(\omega + \Omega)(t - \tau))$. On écrit alors les équations de Lang-Kobayashi pour ce cas :

$$\begin{aligned}
 \frac{dN(t)}{dt} &= \gamma_1(N_0 - N(t)) - BN(t)E_c^2(t) & (6.13) \\
 \frac{dE_c(t)}{dt} &= \frac{1}{2}(BN(t) - \gamma_c)E_c(t) + \gamma_{ext} \cos[\Omega t - (\omega + \Omega)\tau - \Phi_c(t) + \Phi_c(t - \tau)]E_c(t - \tau) \\
 \frac{d\Phi_c(t)}{dt} &= \omega_c - \omega + \gamma_{ext} \sin[\Omega t - (\omega + \Omega)\tau - \Phi_c(t) + \Phi_c(t - \tau)] \frac{E_c(t - \tau)}{E_c(t)}
 \end{aligned}$$

De façon à simplifier les équations précédentes, on fait des hypothèses. La pulsation optique ω du champ n'est pas modifiée par la rétro-injection car elle est supposée faible. Cela conduit à écrire que $\omega \approx \omega_c$. Nous introduisons également l'approximation que le temps de vol est très inférieur à la période de décalage $\tau \gg \frac{1}{\Omega}$. On peut écrire $E_c(t-\tau) \approx E_c(t)$ et $\Phi_c(t-\tau) \approx \Phi_c(t)$.

On simplifie alors le système qui devient :

$$\begin{aligned} \frac{dN(t)}{dt} &= \gamma_1(N_0 - N(t)) - BN(t)E_c^2(t) \\ \frac{dE_c(t)}{dt} &= \frac{1}{2}(BN(t) - \gamma_c)E_c(t) + \gamma_{ext} \cos(\Omega t - \omega_c \tau - \Omega \tau)E_c(t) \\ \frac{d\Phi_c(t)}{dt} &= \gamma_{ext} \sin(\Omega t - \omega_c \tau - \Omega \tau) \end{aligned} \quad (6.14)$$

Les valeurs stationnaires sont semblables à celles calculées lorsqu'il n'y a pas de rétro-injection optique. Elles sont donc $N_s = \frac{\gamma_c}{B}$ et $E_s^2 = E_{sat}^2(\eta - 1)$. De plus, l'amplitude du champ électrique et de la phase est modulée à la pulsation Ω et proportionnelle au coefficient de couplage γ_{ext} . Pour résoudre le système on utilise à nouveau la méthode d'analyse des perturbations. Cela amène au système :

$$\begin{aligned} \frac{d\Delta N(t)}{dt} &= -(\gamma_1 + BE_s^2)\Delta N(t) - 2BN_sE_s\Delta E_c(t) \\ \frac{d\Delta E_c(t)}{dt} &= \frac{1}{2}BE_s\Delta N(t) + \gamma_{ext} \cos(\Omega t - \omega_c \tau - \Omega \tau)E_s \\ \frac{d\Delta \Phi_c(t)}{dt} &= \gamma_{ext} \sin(\Omega t - \omega_c \tau - \Omega \tau) \end{aligned} \quad (6.15)$$

En isolant $\Delta N(t)$ dans la seconde équation, et en substituant ce terme dans la première, on écrit pour le champ électrique une équation différentielle du second degré avec second membre sinusoïdal :

$$\frac{d^2\Delta E_c(t)}{dt^2} + \eta\gamma_1 \frac{d\Delta E_c(t)}{dt} + \gamma_1\gamma_c(\eta-1)\Delta E_c(t) = E_s\gamma_{ext}[\eta\gamma_1 \cos(\Omega t - \omega_c \tau - \Omega \tau) - \Omega \sin(\Omega t - \omega_c \tau - \Omega \tau)] \quad (6.16)$$

On résout cette équation différentielle du second ordre. Dans un premier temps, on s'intéresse à la résolution de l'équation homogène. Il s'agit alors d'un système dont les oscillations sont

décrites par la variable dynamique $\Delta E_c(t)$. Le système constitue un oscillateur harmonique amorti si $\Delta E_c(t)$ satisfait à l'équation différentielle :

$$\frac{d^2\Delta E_c(t)}{dt^2} + 2\lambda\frac{d\Delta E_c(t)}{dt} + \omega_r^2\Delta E_c(t) = 0 \quad (6.17)$$

où $\omega_r = \sqrt{\gamma_1\gamma_c(\eta - 1)}$ représente la pulsation propre du système que l'on nomme pulsation de relaxation du laser considéré. De même, $\lambda = \frac{\eta\gamma_1}{2}$ correspond au coefficient d'amortissement du laser considéré. La solution $\Delta E_c(t)$ décrit alors les oscillations libres et amorties du système. L'oscillateur évolue selon un régime transitoire libre du second ordre. D'un point de vue énergétique, à l'instant initial, l'excitation fournit une quantité d'énergie suffisante pour que le système entre en régime oscillant. Par des phénomènes de dissipation, l'énergie décroît ensuite en fonction du temps jusqu'à une valeur nulle. Cette équation se résout trivialement par la méthode de résolution des équations différentielles du second ordre linéaire et à coefficients constants.

$$\Delta E_c(t)_{homo} = G(0)e^{-\lambda t} \cos[\omega_1 t + \theta] \quad (6.18)$$

avec les différents termes suivants :

$$\begin{aligned} G(0) &= \sqrt{\Delta E_c(0) + \frac{\Delta' E_c(0) + \lambda\Delta E_c(0)}{\omega_1}} \\ \theta &= \arctan\left(\frac{\lambda\Delta E_c(0) - \Delta' E_c(0)}{\omega_1\Delta E_c(0)}\right) \\ \omega_1 &= \sqrt{\omega_r^2 - \lambda^2} \approx \omega_r \end{aligned}$$

Cette solution correspond à l'expression établie pour l'amortissement de l'intensité d'un laser de classe B après son démarrage dans la partie 6.1.2. Finalement, on trouve que la solution homogène nous conduit à une solution de type oscillateur harmonique amorti représentative du comportement d'un laser de classe B lors de sa mise en route.

Afin d'évaluer l'influence de la rétro-injection optique sur le laser au cours du temps il faut donc déterminer une solution particulière à l'équation différentielle. On admet que la solution

particulière est de la forme $A \cos(\Omega t - \omega_c \tau - \Omega \tau) + B \sin(\Omega t - \omega_c \tau - \Omega \tau)$, ce qui nous conduit à une solution que l'on met sous la forme $C \cos(\omega t + \phi)$ où $C = \sqrt{A^2 + B^2}$ et $\phi = \frac{B}{A}$ telle que :

$$\Delta E_c(t)_{part} = \gamma_{ext} \gamma_c E_s \sqrt{\frac{\gamma_1^2 \eta^2 + \Omega^2}{(\Omega^2 - \omega_r^2)^2 + \gamma_1^2 \eta^2 \Omega^2}} \cos[\Omega t - (\omega + \Omega) \tau + \arctan(\frac{\Omega(\Omega^2 - \omega_r^2 + \gamma_1^2 \eta^2)}{\omega_r^2 \gamma_1 \eta})] \quad (6.19)$$

Expérimentalement, la grandeur physique mesurable est l'intensité laser $I = |E|^2$ en sortie de cavité. On exprime alors $I(t)$ comme $I(t) = |E(t)|^2 = (E_s + \Delta E(t))^2 = E_s^2 + 2E_s \Delta E = I_s + \Delta I_s$ en négligeant les termes de second ordre. On a donc l'intensité laser exprimée au cours du temps avec une partie de l'intensité décalée en fréquence et rétro-injectée :

$$I(t) = I_s + 2\gamma_{ext} \gamma_c I_s \sqrt{\frac{\gamma_1^2 \eta^2 + \Omega^2}{(\Omega^2 - \omega_r^2)^2 + \gamma_1^2 \eta^2 \Omega^2}} \cos[\Omega t - (\omega + \Omega) \tau + \arctan(\frac{\Omega(\Omega^2 - \omega_r^2 + \gamma_1^2 \eta^2)}{\omega_r^2 \gamma_1 \eta})] \quad (6.20)$$

Il est également pertinent d'observer le comportement de la variation relative de l'intensité de sortie :

$$\frac{\Delta I(t, \Omega)}{I_s} = 2\gamma_{ext} \gamma_c \sqrt{\frac{\gamma_1^2 \eta^2 + \Omega^2}{(\Omega^2 - \omega_r^2)^2 + \gamma_1^2 \eta^2 \Omega^2}} \cos[\Omega t - (\omega + \Omega) \tau + \arctan(\frac{\Omega(\Omega^2 - \omega_r^2 + \gamma_1^2 \eta^2)}{\omega_r^2 \gamma_1 \eta})] \quad (6.21)$$

On note ici que lorsque le champ est rétro-injecté sans décalage ($\Omega = 0$), alors on retrouve les expressions des états stationnaires d'un laser rétro-injecté à la même pulsation. L'intensité du laser oscille à la pulsation de décalage Ω . En considérant que $\omega_r \gg \gamma_1$, il y a une résonance à $\omega_r = \Omega$ pour laquelle l'amplitude maximale est donnée par :

$$\left(\frac{\Delta I(t, \omega_r)}{I_s}\right)_{max} = \frac{2\gamma_{ext}}{\eta \gamma_1} = 2 \frac{\gamma_c}{\eta \gamma_1} \sqrt{R_{eff}} \quad (6.22)$$

Ce résultat est très important car il met en avant l'intérêt de l'utilisation du décalage fréquentiel avec une source micro-laser dont le rapport $\frac{\gamma_c}{\gamma_1}$ est égal à 10^6 plutôt qu'avec un semi-conducteur pour lequel $\frac{\gamma_c}{\gamma_1}$ vaut 10^3 . Cela représente donc une amplification très importante du signal rétro-injecté en provenance de la cible.

6.3.2 Simulations numériques

Des simulations numériques ont été réalisées sous Matlab pour regarder le comportement temporel d'un laser soumis au phénomène de rétro-injection avec décalage fréquentiel. Pour cela, on définit divers jeux de grandeurs relatives à un micro-laser et à un semi-conducteur. On entre les caractéristiques de la cible. Les valeurs des grandeurs intrinsèques pour les deux types de source sont répertoriées dans le tableau 6.1

TABLE 6.1 – Grandeurs intrinsèques pour un micro-laser et un semi-conducteur

Type de source	ω (Hz)	γ_c (Hz)	γ_1 (Hz)	η	ω_r (Hz)
Micro-laser ($\lambda = 1,55 \mu m$)	$1,94 \cdot 10^{14}$	$5 \cdot 10^9$	$4,3 \cdot 10^3$	2	$4,64 \cdot 10^6$
Semi-conducteur ($\lambda = 0,66 \mu m$)	$4,54 \cdot 10^{14}$	$1 \cdot 10^{12}$	$1 \cdot 10^9$	2	$1,58 \cdot 10^{11}$

Concernant la cible, on donne arbitrairement un coefficient de réflectivité à sa surface. On fera attention de rester dans le cadre d'une rétro-injection faible impliquant un coefficient très petit, typiquement $\gamma_{ext} = 0.001\%$. De plus, on choisit une distance laser-cible $D = 1 m$ qui détermine le temps de vol des photons en dehors de la cavité. Enfin, on définit une intensité stationnaire telle que $I_s = 1 u.a.$

Rétro-injection décalée dans un micro-laser et dans un semi-conducteur

Pour comparer la sensibilité d'une source micro-laser et d'une source semi-conductrice, on simule leurs comportements en rétro-injection avec décalage dans deux cas de figure :

- La pulsation de décalage Ω est éloignée de la pulsation de relaxation ω_r du laser telle que $\frac{\omega_r - \Omega}{\omega_r} \approx 10\%$. Les résultats sont représentés sur les figures 6.6 et 6.7.
- La pulsation de décalage Ω est à proximité de la pulsation de relaxation ω_r du laser telle que $\frac{\omega_r - \Omega}{\omega_r} \approx 1\%$. Le système est alors quasiment à la résonance. Les résultats sont représentés sur les figures 6.8 et 6.9.

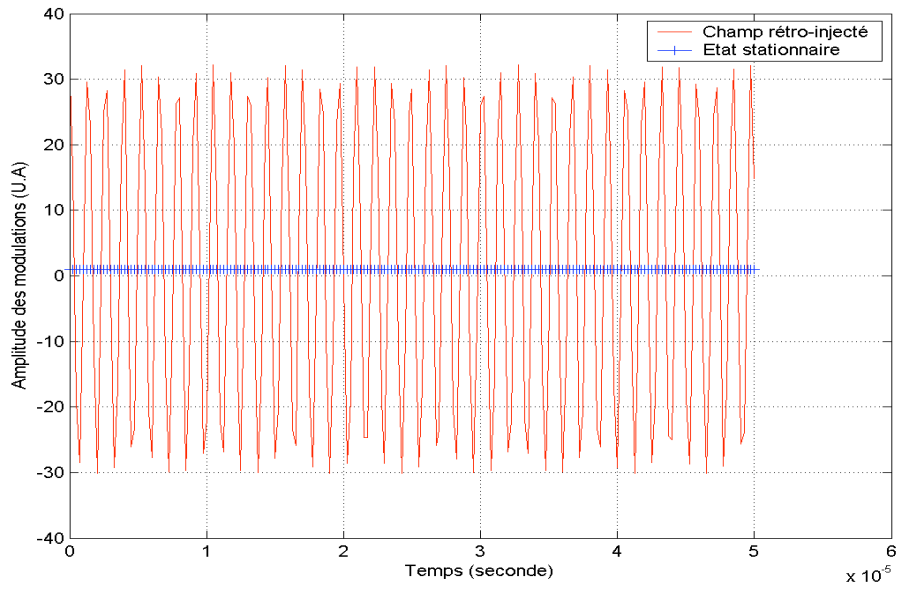


FIGURE 6.6 – Micro-laser : $\omega_r = 4,64 \text{ MHz}$ et $\Omega = 5,10 \text{ MHz}$

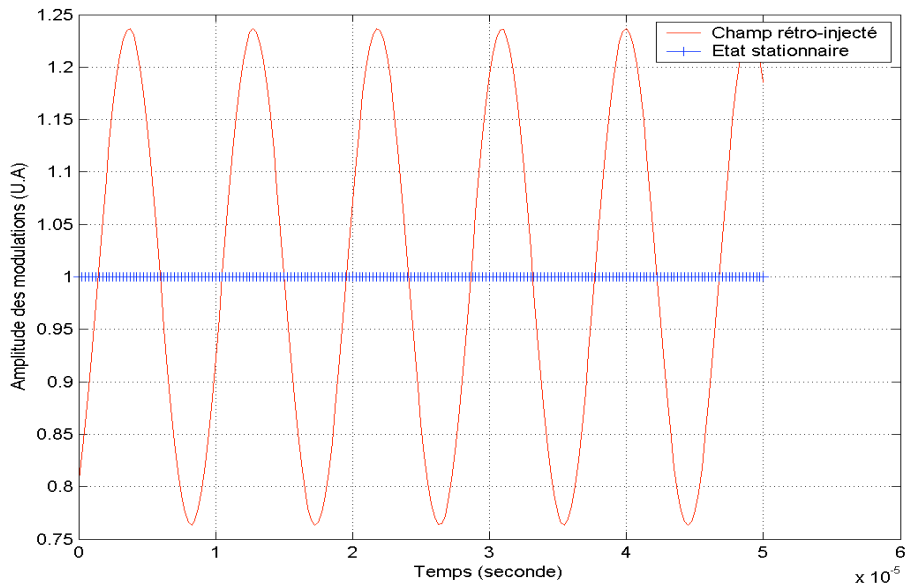
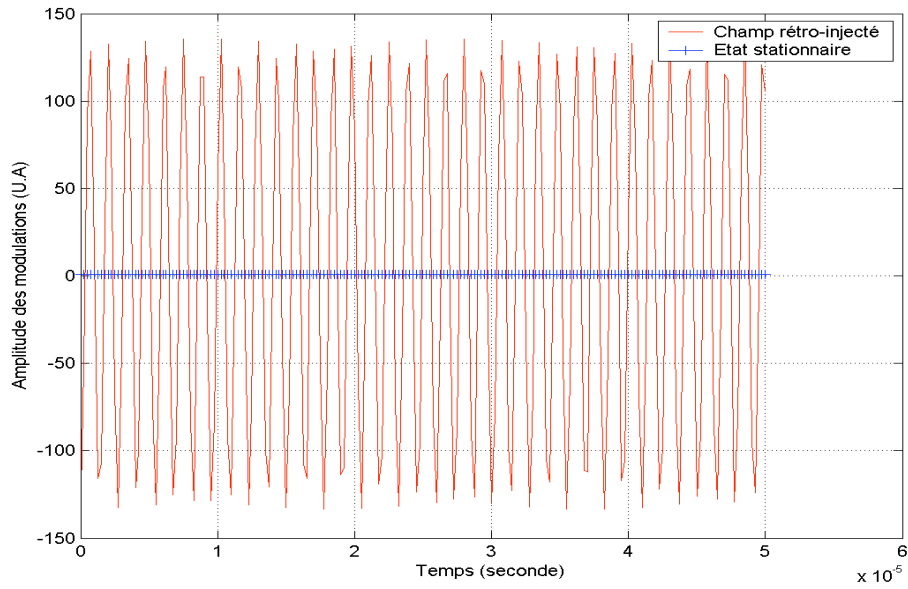
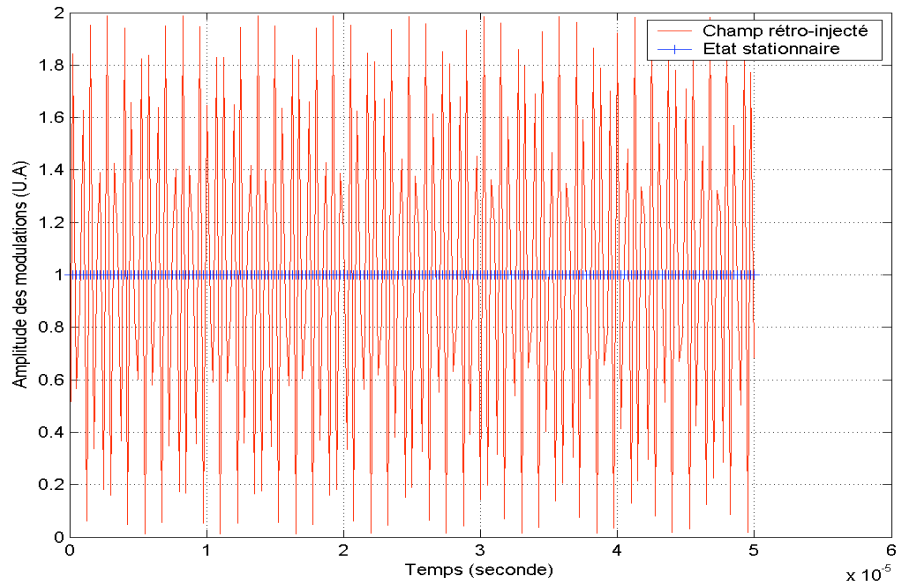


FIGURE 6.7 – Diode laser : $\omega_r = 158 \text{ GHz}$ et $\Omega = 174 \text{ GHz}$

FIGURE 6.8 – Micro-laser : $\omega_r = 4,64 \text{ MHz}$ et $\Omega = 4,69 \text{ MHz}$ FIGURE 6.9 – Diode laser : $\omega_r = 158 \text{ GHz}$ et $\Omega = 160 \text{ GHz}$

Ces figures mettent en avant l'intérêt d'une source micro-laser plutôt qu'un semi-conducteur car il y a une amplification plus importante du signal rétro-injecté provenant de la cible. On constate sur les figures 6.6 et 6.7 que l'amplitude de modulation est plus importante pour le micro-laser que pour le semi-conducteur. En effet, la modulation relative d'intensité est $\Delta I_{ML} = 60 \text{ u.a}$ pour le micro-laser et celle du semi-conducteur est de $\Delta I_{SC} = 0,4 \text{ u.a}$. Cette tendance reste identique sur les figures 6.8 et 6.9 où le système est proche de la résonance. Dans les deux cas, l'amplitude des modulations d'intensité a logiquement augmentée. Pour le cas du micro-laser, la modulation relative de l'intensité est égale à $\Delta I_{ML} = 240 \text{ u.a}$ alors qu'elle est de $\Delta I_{SC} = 2 \text{ u.a}$ pour le semi-conducteur. Ces derniers résultats sont traduits en terme de variation relative d'amplitude. On exprime cette variation en dB avec la relation :

$$\Delta I_{ML}(dB) = 10 \log(\Delta I) \quad (6.23)$$

Le calcul sur les courbes des figures 6.6 et 6.7 donne respectivement une variation relative de 18 dB pour la variation d'intensité associée au micro-laser et -4 dB pour le semi-conducteur. Le même calcul sur les courbes des figures 6.8 et 6.9 donne 24 dB et 3 dB .

Evolution de l'amplitude de modulation en fonction de la pulsation de décalage

Il est intéressant de regarder l'évolution des variations relatives d'amplitude en dB en fonction de la valeur de la pulsation de décalage. Pour toute une gamme de pulsations de décalage, incluant les valeurs proches de la résonance, on va évaluer le gain et comparer les résultats obtenus selon le type de source. Le taux de pompage η détermine la valeur de la pulsation de relaxation de la cavité. Pour la simulation illustrée sur la figure 6.10, on fixe quatre valeurs de ce taux, donnant des pulsations de relaxation variant entre 1 MHz et 5 MHz . La pulsation de décalage Ω varie entre 0 et $6,2 \text{ MHz}$. On constate une hausse considérable de l'amplitude relative de modulation au voisinage des quatre pulsations propres ω_r .

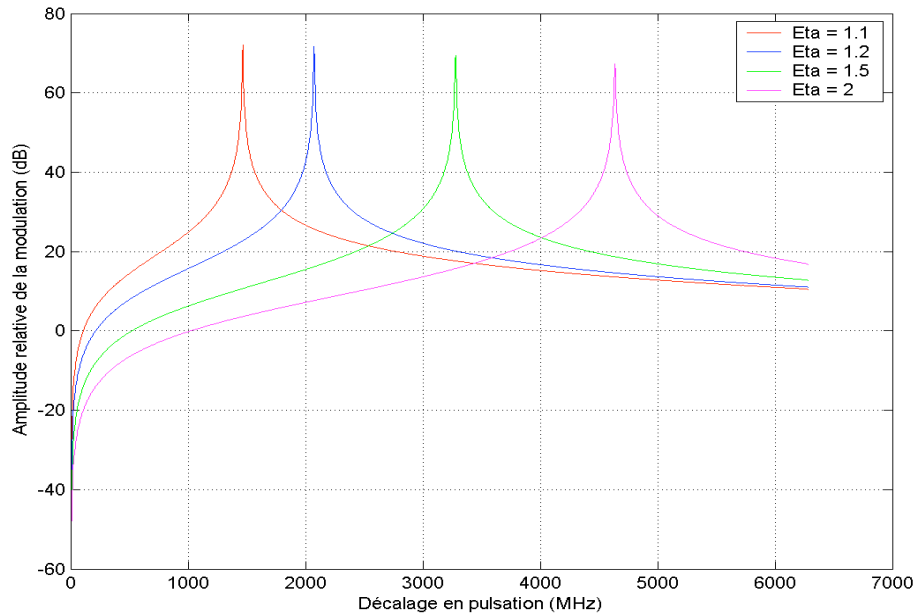


FIGURE 6.10 – Courbes d'évolution de l'amplitude de modulation en échelle logarithmique (dB) en fonction du décalage fréquentiel Ω en (MHz) pour différents taux de pompage

6.4 Bilan

On a montré théoriquement l'intérêt d'utiliser une source micro-laser pour les applications souhaitées. En effet, les expressions littérales développées et les illustrations associées laissent apparaître le fort potentiel de cette technique ; technique qui présente une amplification importante du signal rétro-injecté provenant d'une cible lorsque le faisceau rétro-injecté est décalé en fréquence à proximité de la fréquence de relaxation du laser. A titre indicatif, pour un taux de pompage de $\eta = 2$, la variation relative d'intensité est de l'ordre de 10% pour un coefficient de réflectivité égal à 10^{-14} . Cette valeur se situe bien en dessous des valeurs limites définissant une faible rétro-injection.

Chapitre 7

Résultats pour le système d'imagerie par rétro-injection laser

Dans le chapitre précédent relatif à la théorie des laser en rétro-injection, on a montré les avantages possibles des micro-laser en terme de sensibilité lorsqu'ils sont soumis à ce phénomène de retour optique. Ceci a constitué alors la base pour la mise en place d'un premier système d'imagerie. De plus, on a également mis en avant la possibilité d'accroître la sensibilité de ces laser lorsque la fréquence du champ rétro-injecté est proche de la fréquence de résonance du laser. Partant de ce résultat, un second système a été développé en intégrant un système de décalage en fréquence du faisceau laser au dispositif existant. A travers ce chapitre, on décrit les deux configurations du système d'imagerie et les moyens d'acquisition associés. Enfin, on met en avant les résultats obtenus pour chaque méthode, en les comparant et en discutant de leur pertinence.

7.1 Dispositif par rétro-injection

La figure 7.1 schématise le dispositif imageur par rétro-injection. A l'aide d'une lentille, le faisceau d'un laser de classe B type micro-laser est focalisé sur l'objet à imager. Sur le trajet,

le faisceau traverse soit des filtres neutres à densité optique variable soit une cuve remplie d'un brouillard artificiel. Un système de balayage est également mis en place pour réaliser des images de la cible. Une partie des photons émis est rétro-injectée dans la cavité laser et provoque des battements entre le champ intra-cavité et celui rétro-injecté. La lame séparatrice sert à prélever une partie de l'énergie de sortie qui est envoyée vers un détecteur. Le tout est synchronisé par l'intermédiaire d'un PC.

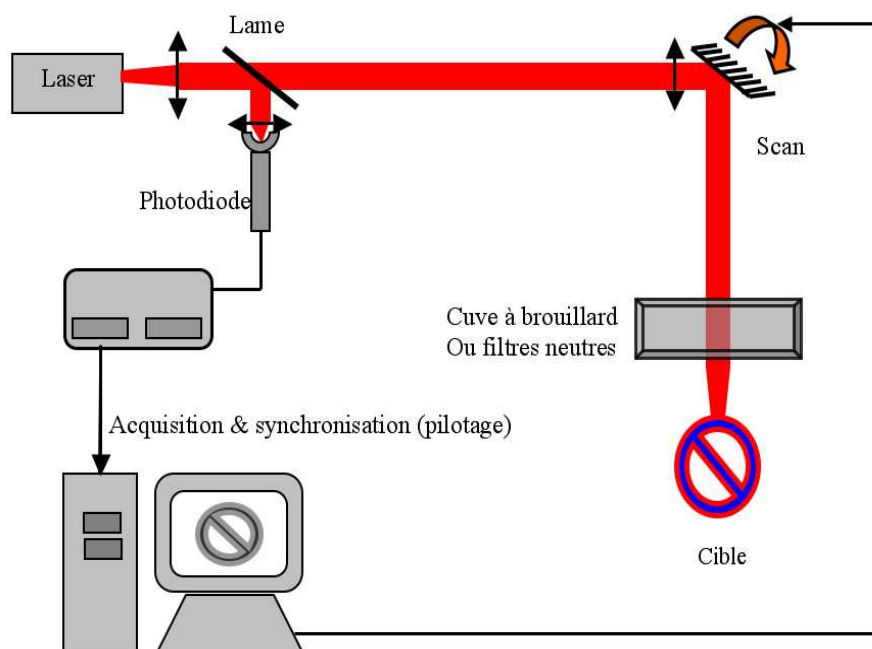


FIGURE 7.1 – Dispositif d'imagerie par rétro-injection

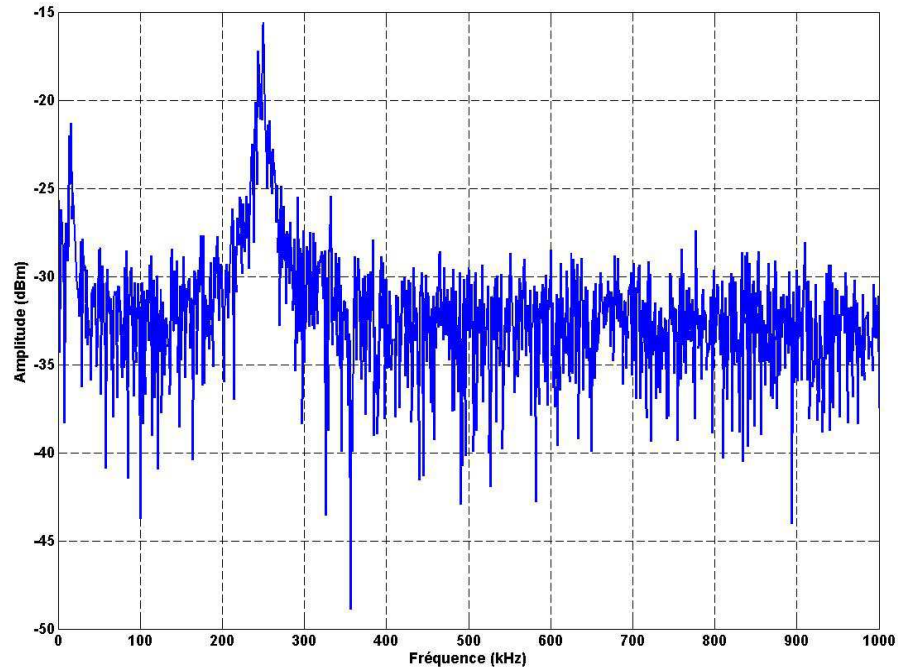
7.1.1 La source laser

Dans le dispositif d'imagerie par rétro-injection, la source laser représente l'élément essentiel du montage puisqu'elle joue à la fois le rôle d'émetteur et de récepteur. Théoriquement, on a montré l'avantage en terme de sensibilité d'un micro-laser par rapport à un semi-conducteur, sensibilité accrue dans le cas de la rétro-injection avec décalage en fréquence.

Une source micro-laser se compose d'une diode de pompe, d'un matériau (cristal ou verre) qui sert de milieu actif et d'une cavité résonante (miroirs déposés en couche en mince ou séparés du cristal). Les deux laser à notre disposition fonctionnent sur le même principe. Le milieu actif du matériau est pompé optiquement à l'aide d'une source de puissance contrôlée en température pour assurer une stabilité en longueur d'onde offrant un rendement optimal pour le matériau. Les deux sources laser disponibles pour ce montage sont montés à partir d'un :

- cristal de YVO_4 (vanadate d'yttrium) dopé néodyme émettant à $1,064 \mu m$. Les deux faces du matériau sont traitées avec des couches diélectriques de façon à avoir une face miroir avec un coefficient égal à 100% et l'autre face avec un coefficient proche de 100%. Le milieu absorbe la longueur d'onde de la diode de pompe et se désexcite dans la longueur d'onde de la raie caractéristique du milieu. En sortie du cristal, les deux longueurs d'onde sont séparées par un filtre interférentiel, ne laissant émerger que la longueur d'onde infrarouge. On obtient ainsi une source laser micro-chip monolithique (cristal et miroirs d'un seul bloc). Dans une plage de fonctionnement normal, la fréquence de résonance est centrée à $300 kHz$.
- verre (matrice de silice) codopé Yt^{3+}/Er^{3+} (ytterbium/erbium) émettant sur la raie de l'erbium à $1,55 \mu m$. Le pic de résonance est centrée à $240 kHz$. A titre indicatif, la figure 7.2 montre le spectre du micro-laser Yt/Er avec sa fréquence de résonance centrée à $240 kHz$ dans le cas d'un courant d'injection réglé à $1100 mA$. Expérimentalement, on observe la densité spectrale de la puissance laser à l'aide d'un analyseur de spectre. Cela permet une observation rapide du pic de fréquence.

Différents critères d'évaluation ont été mis en place afin de juger de la sensibilité de ces sources à la rétro-injection pour *in fine* opter pour le laser possédant la meilleure dynamique adaptée à l'application visée. Ces comparaisons font l'objet d'un paragraphe apparaissant plus loin.

FIGURE 7.2 – Spectre de l'intensité du micro-laser Yt/Er

7.1.2 La cible

Le choix de la cible à imager s'est porté sur un panneau de circulation routière de limitation de vitesse à 50 km/h . D'une part, en plus de l'aspect applicatif, cela fait référence au thème lié à la sécurité routière et l'assistance à la conduite. D'autre part, la texture du revêtement rétro-réfléchissant de classe II (type "nid d'abeille") du panneau et la présence des chiffres 5 et 0 en surface noire non réfléchissante permettent de considérer cette cible comme une mire sur laquelle des calculs de contraste sont alors possibles pour quantifier le système imageur. D'autres cibles de types rétro-réfléchissantes (panneaux de classe I , surface réfléchissante, etc) ont également été testées. Néanmoins, le panneau 50 reste notre référence.



FIGURE 7.3 – Photographie de la cible

7.1.3 Le balayage du faisceau laser à l'aide de miroirs galvanométriques

Pour l'imagerie de cibles sur de grandes distances, il est nécessaire d'utiliser un système de balayage très précis. Le LRPC d'Angers s'est équipé d'un système de balayage TURBOSCAN-KIT développé par la société allemande Raylase. Ce système comporte une tête de balayage constituée de deux miroirs perpendiculaires comme le montre la figure 7.4. Le balayage peut s'effectuer sur environ 45° dans les deux axes. Les positions des miroirs sont codées sur 16 bits permettant plus de 65536 pas dans chaque dimension. Ceci laisse supposer une résolution dans le déplacement des miroirs de 7.10^{-4} degré . La vitesse maximum de balayage sur 45° est théoriquement d'une centaine de microseconde. La figure 7.5 montre le déroulement du balayage. Il s'agit d'un balayage ligne à ligne, chaque fin de ligne étant suivie d'un saut sur la ligne du dessous. L'opération se répète ainsi jusqu'à ce que les limites de balayage, fixées par l'utilisateur, soient atteintes. Les moteurs retournent alors se positionner au point initial.

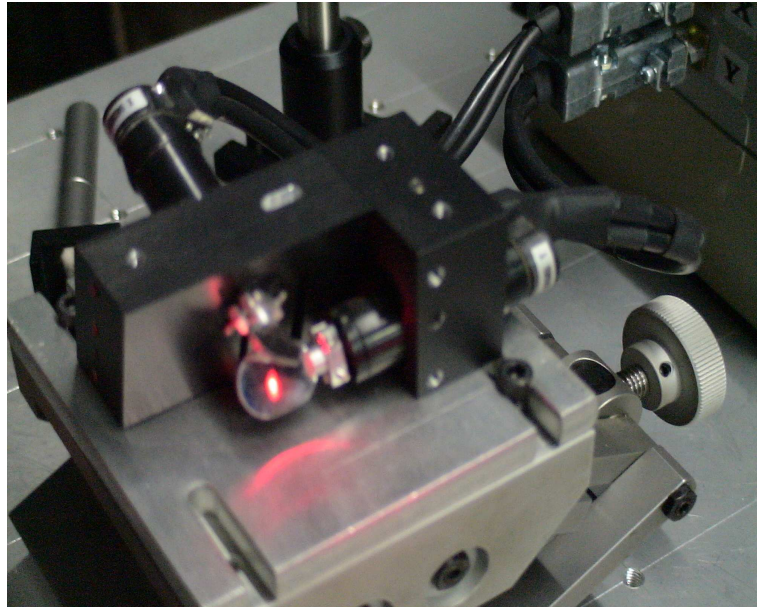
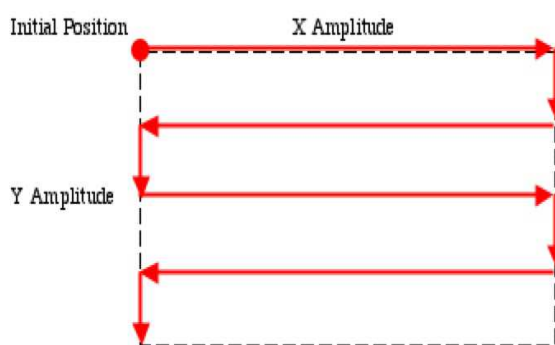


FIGURE 7.4 – Tête de balayage constituée de deux miroirs



(a) Schéma du balayage



(b) Déroulement du balayage

FIGURE 7.5 – Balayage

7.1.4 L'acquisition du signal

Avec une carte d'acquisition

La carte d'acquisition utilisée est une carte National Instrument 6052E fonctionnant au maximum à 333 kHz soit une acquisition de 1000 points toutes les 3 millisecondes. Un travail important a été de synchroniser l'enregistrement des données avec chaque ligne du balayage. Le signal de synchronisation est généré par la carte des miroirs. Celle-ci a été configurée pour envoyer un front montant à chaque début de ligne et un front descendant à chaque fin de ligne. Afin de synchroniser l'acquisition avec ces fronts, nous avons utilisé la technique du double buffering. Ceci consiste à remplir un buffer (une mémoire tampon) de façon cyclique et à transférer les données au fur et à mesure (figure 7.6). Les étapes se déroulent de la façon suivante :

- figure 7.6a : l'enregistrement des données commence dans le buffer de la carte d'acquisition. Le buffer de transfert est vide et en attente des premières données.
- figure 7.6b : la première moitié du buffer circulaire est remplie et le remplissage de la deuxième moitié commence. La première moitié est transférée dans le buffer de transfert.
- figure 7.6c : la deuxième moitié du buffer circulaire est remplie, les premières données sont écrasées mais ont déjà été transférées à l'étape précédente. La deuxième moitié est transférée dans le buffer de transfert.
- figure 7.6d : l'étape de transfert d'une moitié et enregistrement dans l'autre moitié se répète jusqu'à l'arrêt de l'acquisition.

Le démarrage de l'acquisition sur un front montant est classique. En revanche la difficulté est de stopper l'acquisition sur un front descendant, à la fin du balayage d'une ligne. Cette fonction d'arrêt n'est valide qu'une fois que le buffer a été rempli au moins une fois. Aussi, il faut prévoir à l'avance le nombre de points d'acquisition que l'on souhaite (connaissant la vitesse de balayage et la fréquence d'acquisition) pour définir un double buffer de taille adéquate. Une

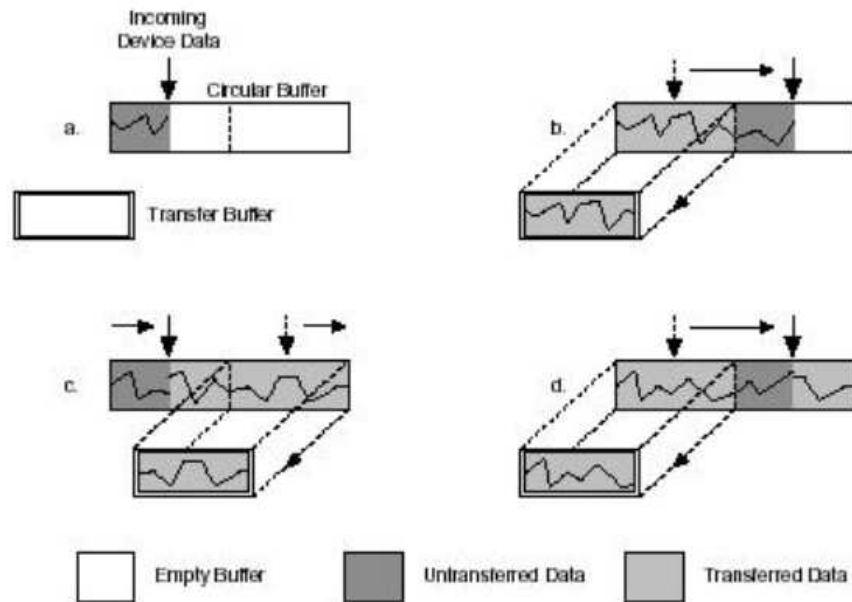


FIGURE 7.6 – Le double buffering et le transfert de données

fois cette étape résolue, nous avons donc accès au début de chaque ligne aux données issues de la ligne précédente. Une limitation observée lors des premiers tests a été que l'acquisition ne peut redémarrer qu'après un temps de latence de quelques millisecondes qui dépend du système d'exploitation (dûe a priori aux interruptions Windows). Aussi, afin de minimiser le temps de traitement pour afficher une image le plus rapidement possible, nous utiliserons des processus parallèles à l'acquisition (Multi-Threading) pour traiter les données. L'un de ces processus exécutera le traitement des lignes paires et l'autre celui des lignes impaires. A la fin du balayage, nous disposons alors d'une série de moyennes correspondant à chaque pixel de l'image désirée. L'affichage est alors réalisé sur 8 bits soit 256 niveaux de gris en normalisant les valeurs par rapports aux extremas de la série. Un exemple d'image obtenue avec un panneau de signalisation situé à 2 mètres du laser est présenté dans la figure 7.7. Le temps de balayage d'une ligne était fixé à 20 *ms* et la taille de l'image à 200 par 200 pixels, soit 200 lignes nécessitant 4 secondes d'acquisition-traitement simultanés plus environ la même durée dûe au temps de latence d'environ 20 *ms* par ligne. Le temps de balayage d'une ligne peut être réduit jusqu'à 1

ms diminuant le nombre de points de données mais permettant encore une bonne résolution. En revanche le temps de latence, qui n'est jamais inférieur à 20 ms entre chaque acquisition de ligne, est très pénalisant. En effet, le temps de réenclenchement de la carte est supérieur à celui d'enregistrement des données, limitant considérablement le déroulement du processus global. Une autre solution a été envisagée en mettant en œuvre un procédé d'acquisition par un oscilloscope numérique.



FIGURE 7.7 – Image (200×200) obtenue avec un temps de balayage par ligne de 20 ms

Avec un oscilloscope numérique

L'oscilloscope est un LeCroy WaveRunner 6100 de bande passante 1 GHz . Il est relié au PC de commande via le port réseau en câble LAN permettant la configuration des paramètres d'acquisition et le rapatriement des données. La première étape consiste à initialiser les paramètres de balayage et ceux de l'oscilloscope. On définit ensuite le nombre de points à enre-

gistrer pour chaque ligne : 500, 1000, 2000, 2500, 5000 ou 10000. De même, on définit le temps d'acquisition d'une ligne en ms : 1, 2, 5, 10, 20 ou 50. L'oscilloscope déclenche l'acquisition des données sur un front montant généré par la carte de pilotage des miroirs pour chaque ligne. La différence avec la carte National Instrument est que l'acquisition d'une ligne ne s'arrête pas sur un front descendant mais au bout d'un temps défini par l'utilisateur. Il faut donc veiller à faire correspondre le temps d'acquisition avec le temps de balayage d'une ligne. D'autre part, l'oscilloscope enregistre les données issues de chaque ligne de façon séquentielle et ces données ne sont disponibles qu'à la fin de la séquence. Aussi le rapatriement et le traitement des données ne peuvent plus se faire de façon simultanée comme avec la carte mais s'effectuent une fois le balayage terminé. Cela semble à priori pénalisant puisqu'il n'y a plus acquisition et traitement en parallèle. Le traitement étant relativement simple, il ne prend que quelques dizaines de millisecondes et ce temps est largement inférieur au temps d'attente imposé par le redéclenchement de la carte. En pratique, s'il faut plus de 8 secondes pour l'affichage d'une image type (200 par

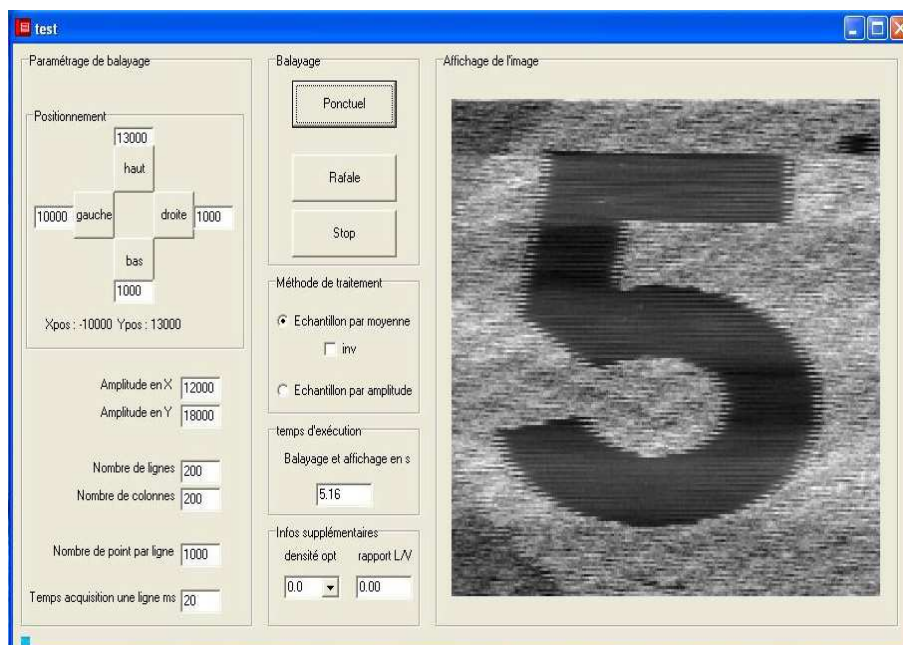


FIGURE 7.8 – Image type de 200×200 pixels

200 pixels) avec la carte d'acquisition, ce temps se réduit à une durée inférieure à 6 secondes avec l'oscilloscope. La figure 7.8 montre une image 200 par 200 pixel du 5 d'un panneau routier. Le résultat est obtenu en 5,16 secondes.

Bilan

Dans les deux cas, la synchronisation et l'initialisation de l'enregistrement des données (nombre de points, cadence) avec le balayage (vitesse, nombre de lignes) constituent l'élément central du processus. Les deux supports présentent chacun des avantages et des inconvénients. L'oscilloscope est mono-tâche puisqu'il enregistre toute la séquence de balayage puis la rapatrie vers le PC pour le traitement et l'affichage. A l'inverse, la carte permet un traitement des données en parallèle de l'acquisition via le multi-threading. Toutefois, contrairement à l'oscilloscope, l'acquisition s'effectue de façon séquentielle (ligne par ligne) impliquant pour la carte un re-démarrage d'une durée de 20 *ms* à chaque début de nouvelle ligne. En résulte un ralentissement significatif du processus global. Le choix du support d'acquisition pour le système se portera donc sur l'oscilloscope numérique.

7.1.5 Traitement des données et affichage

L'interface du code développé en C++ Builder pilotant l'ensemble du dispositif est présentée dans la figure 7.8. Ce code permet de paramétrer le balayage en synchronisation avec l'acquisition. Il exécute le traitement des données enregistrées et en fait un affichage.

Les données issues de l'oscilloscope numérique se présentent sous la forme d'un vecteur à 1 dimension. Par un tri qui dépend du nombre de lignes et de colonnes ainsi que du nombre de points, ces données sont remises en forme pour former une matrice "brute" de l'image. A l'affichage de cette matrice, chaque pixel correspond à la valeur d'un point acquis. Le graphe de la figure 7.9 représente le signal laser sur quatre lignes pour lesquelles 1000 points ont été enregistrés. Les fortes amplitudes correspondent à un signal rétro-injecté fort alors que les faibles

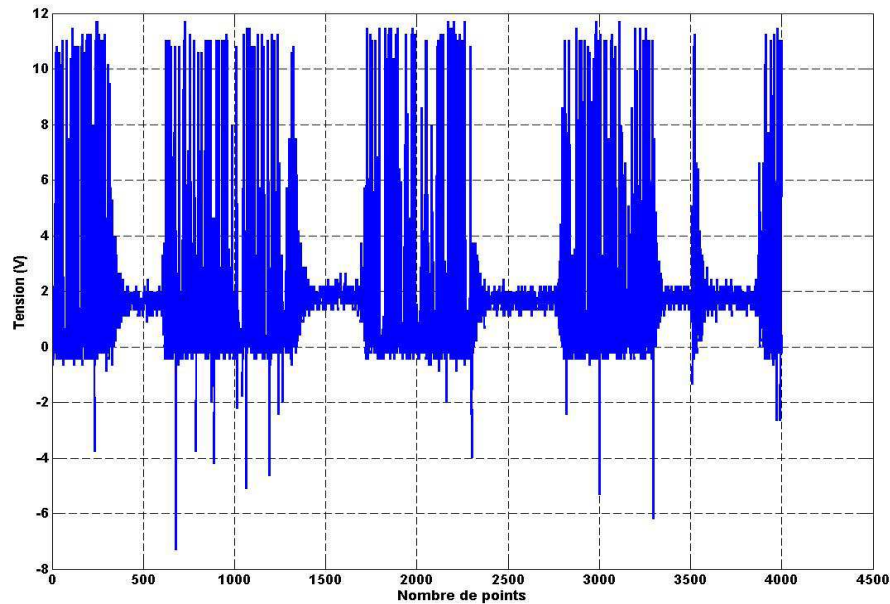


FIGURE 7.9 – Représentation d'un signal brut / Acquisition oscilloscope

modulations de tension sont représentatives d'un signal plus faiblement rétro-injecté. Ces oscillations autour d'une valeur stationnaire caractérisent le comportement d'un micro-laser soumis à la rétro-injection, corroborant les graphes de simulations de la partie théorique. L'information utile se trouve alors dans l'amplitude de modulation du signal. Toutefois, un traitement est également possible. Le traitement est relativement simple puisqu'il s'agit d'échantillonner les données d'une ligne en fonction du nombre de pixels désirés dans l'image finale. Un calcul d'écart-type sur chaque échantillon définit alors la valeur du pixel à afficher.

7.1.6 Simulation des effets du brouillard

Utilisation de filtres neutres

Dans un premier temps, pour simuler l'atténuation du brouillard sur le faisceau laser, on utilise des filtres neutres de densité optique variable. L'intensité lumineuse transmise I_T par

filtre de densité optique DO est donnée en fonction de l'intensité incidente I_0 par :

$$I_T = I_0 \times 10^{-DO} \quad (7.1)$$

Bien que leurs effets physiques d'atténuation-diffusion diffèrent de ceux du brouillard, leur utilisation nous a semblé pertinente afin d'avoir des résultats répétables et quantifiables en laboratoire. En première approche, cela revient à négliger la rétro-diffusion c'est-à-dire à simuler des brouillards à grosses gouttes, typiquement quelques μm , diffusant uniquement vers l'avant.

Création d'un brouillard artificiel

Comme le montre l'image de la figure 7.10, le brouillard artificiel est créé en laboratoire dans une cuve de plexiglass. Celle-ci est constituée d'un aquarium de 30 cm de côté ce qui

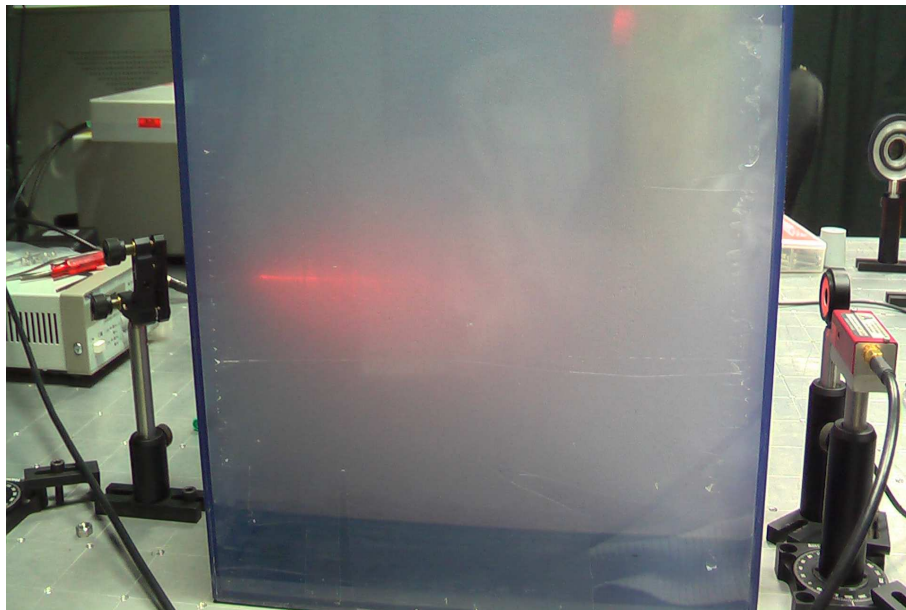


FIGURE 7.10 – Photographie de la cuve avec brouillard

correspond à la longueur de propagation des faisceaux. Le brouillard est généré par cavitation acoustique dans la cuve à l'aide d'un transducteur piézo-électrique en céramique plongé dans

l'eau. Les données constructeur annoncent une fréquence ultrasonore autour de 2 MHz correspondant à une production de gouttelettes d'eau d'environ 3 μm de diamètre, d'après le graphe de la figure 7.11. La production de brouillard par la cellule vibrante étant constante, la densité

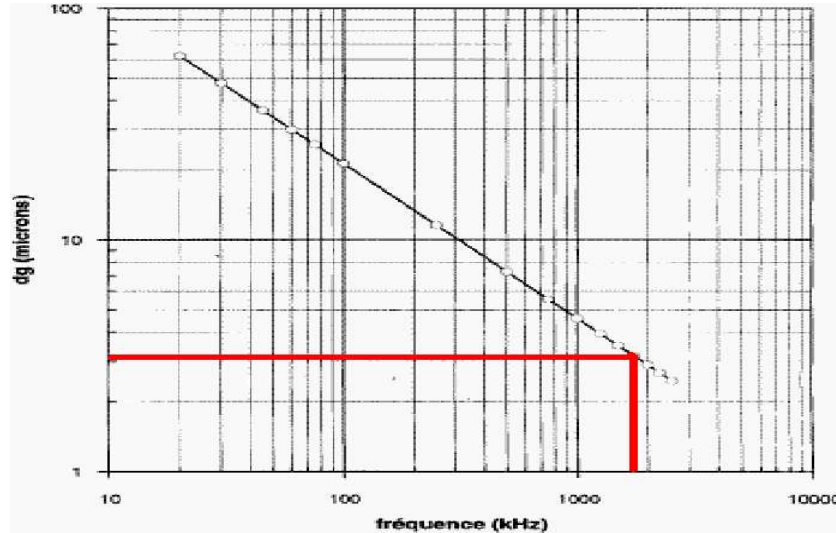


FIGURE 7.11 – Diamètre des gouttelettes produites en fonction de la fréquence de vibration du brouillard, i.e. ses effets d'extinction et de diffusion, varie en faisant varier le volume d'air. Ceci est rendu possible à l'aide d'un plafond amovible glissant le long des parois de la cuve. Un transmissiomètre sert à quantifier le brouillard. Il est composé d'une source laser $He - Ne$ placé d'un côté de la cuve et d'un wattmètre positionné de l'autre côté de la cuve. Connaissant expérimentalement la valeur incidente I_0 , et mesurant l'intensité du flux transmis I_T , la loi de Beer-Lambert permet de calculer l'extinction subie par le faisceau lors de sa propagation :

$$I_T = I_0 e^{-\mu_e L} \quad (7.2)$$

où μ_e est équivalent à $3/V$, ce qui conduit au rapport L/V tel que :

$$L/V = -\frac{\ln(I_T/I_0)}{3} \quad (7.3)$$

La densité maximale du brouillard artificiel pouvant être créée conduit à un rapport L/V d'environ 3.

Relation entre DO et L/V

En première approche, on peut établir un lien entre la densité optique (DO) des filtres et la visibilité météorologique caractéristique d'un brouillard. Par combinaison des équations 7.1 et 7.2 on aboutit à :

$$DO \approx 1,3 \times \frac{L}{V} \quad (7.4)$$

Cependant, on prendra soin de noter que cette relation est valable uniquement si l'intensité I_T représente seulement les photons n'ayant pas interagi avec le milieu. En effet, la loi de Beer-Lambert ne prend en compte que des photons balistiques, n'incluant pas les photons diffusés se propageant malgré tout vers l'avant.

7.1.7 Matériel de détection

Une partie du signal laser est prélevé par une lame séparatrice et mesuré à l'aide d'une photodiode *InGaAs* adaptée aux longueurs d'onde infrarouges des laser. Ce détecteur est relié ensuite au système d'acquisition. Le temps de montée de la photodiode se calcule à partir de la résistance de charge R_{load} et de la capacité ($C_j = 22 \text{ pF}$).

$$t_m = 2\pi \times 0,35 \times C_j R_{load}$$

La photodiode est chargée sous $1 \text{ M}\Omega$ conduisant à $t_m = 50 \mu s$, correspondant aux fréquences des oscillations que l'on cherche à observer. En jouant sur cette valeur de charge, le temps de montée peut être réduit.

7.2 Dispositif par rétro-injection décalée en fréquence

La figure 7.12 montre un schéma du dispositif semblable à celui de la figure 7.1 dans lequel est intégré un décaleur en fréquence. Cela constitue la seule différence entre les deux montages.

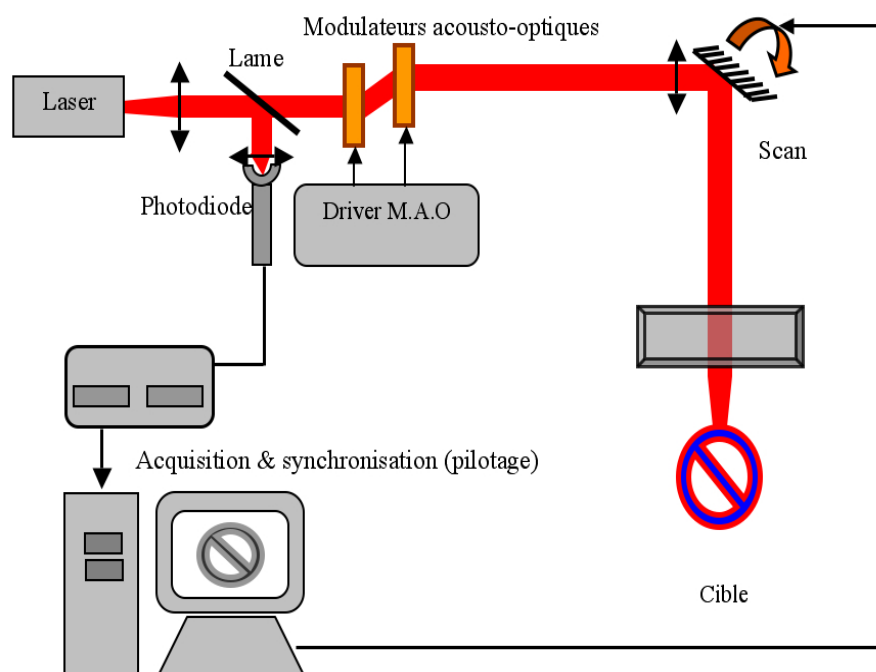


FIGURE 7.12 – Dispositif d'imagerie par rétro-injection décalée en fréquence

Nous avons vu théoriquement qu'un laser rétro-injecté décalé en fréquence présente un intérêt tout particulier, d'autant plus que la fréquence de décalage approche de la fréquence de résonance. Typiquement pour un micro-laser comme ceux utilisés ici, cette fréquence est de l'ordre de la centaine de kHz . Cette gamme fréquentielle est accessible en utilisant deux modulateurs acousto-optiques *MAO*.

7.2.1 Principe de fonctionnement d'un modulateur A.O

Un modulateur acousto-optique, appelé également cellule de Bragg, utilise l'effet acousto-optique pour diffracter et changer la fréquence du faisceau le traversant par une onde ultrasonore. De manière générale, la fréquence de modulation F varie de la dizaine à la centaine de MHz selon l'oscillateur (de $25 MHz$ à $400 MHz$).

En pratique, en positionnant en série deux modulateurs de ce type, on parvient à atteindre des fréquences de l'ordre de la centaine de kHz , atteignant ainsi les fréquences de relaxation des cavités laser utilisées. Comme l'illustre le schéma de la figure 7.13, la fréquence optique f du faisceau dévié à l'ordre +1 est décalée en fréquence de la fréquence acoustique F_1 . Le second

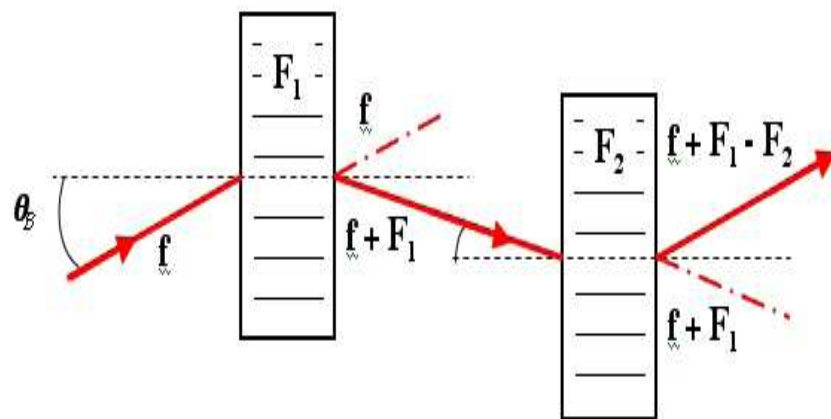


FIGURE 7.13 – Principe du décalage en fréquence

modulateur est réglé pour diffracter l'ordre -1 conduisant à un décalage total de $f + F_1 - F_2$. Sur un aller-retour, le décalage est doublé puisque l'effet est cumulatif. Ainsi le décalage ΔF vaut $2 \times (F_1 - F_2)$. A titre d'exemple, en considérant des valeurs typiques respectives pour F_1 et F_2 de $80 MHz$ et $80,2 MHz$ alors le décalage fréquentiel ΔF atteint $400kHz$.

7.2.2 Caractéristiques des couples de modulateurs A.O utilisés

Selon la longueur d'onde des sources laser, le type de verre ou cristal utilisé pour la cellule acousto-optique varie. Le tableau 7.1 donne le type de matériau, la puissance acoustique nécessaire ainsi que et les rendements théorique et expérimental en sortie du second modulateur pour les deux couples de MAO. Dans les deux cas, la fréquence acoustique type est centrée autour de 80 ± 1 MHz.

TABLE 7.1 – Caractéristiques des cellules AO

Longueur d'onde du faisceau incident (μm)	1,064	1,55
Puissance acoustique (W)	2,1	0,3
Type de matériau	TeO_2 (cristal)	$Ge_{33}As_{12}Se_{55}$ (verre)
Rendement théorique et expérimental (%)	88 et 35	56 et 25

7.3 Résultats

Cette partie regroupe les principaux résultats obtenus avec les deux montages décrits précédemment. Il s'agit en particulier d'images 2D obtenues en faisant varier la densité optique des filtres neutres ou encore pour différents coefficients d'extinction (ou L/V) d'un brouillard artificiel généré dans la cuve. Au préalable, on présente les résultats d'une étude réalisée pour le choix de la source.

7.3.1 Longueur d'onde optimale pour l'imagerie dans le brouillard

On a vu précédemment qu'en imagerie active dans des brouillards "standards", il n'y avait pas de gamme spectrale favorisée au regard des coefficients d'extinction et de rétro-diffusion. Toutefois, une étude expérimentale a été menée pour choisir la longueur d'onde la

mieux adaptée pour une application d'imagerie à travers le brouillard. Il s'agit de comparer les longueurs d'onde à $1,064 \mu m$ et à $1,55 \mu m$ ¹. Les expérimentations ont consisté à mesurer l'atténuation des différentes longueurs d'onde à travers une cuve de brouillard artificiel.

Prédiction du comportement en diffusion de Mie

En considérant les longueurs d'onde à notre disposition : Hélium Néon à 633 nm , Néodyme à $1,08 \mu m$ (assimilable pour cette expérience à $1,064 \mu m$) et Erbium à $1,55 \mu m$, le régime de diffusion dans le brouillard artificiel pourra être considéré comme de la diffusion de Mie. La longueur d'onde du visible correspond à la longueur d'onde pour le transmissiomètre servant à mesurer l'extinction du brouillard. A titre indicatif, le tableau 7.2 recense les différents indices de l'eau et les paramètres de taille relatifs aux trois longueurs d'ondes. Les diagrammes de

TABLE 7.2 – Indices de l'eau et paramètres de taille en fonction de la longueur d'onde

Longueur d'onde (μm)	Indice de l'eau	Paramètre de taille ($2\pi r/\lambda$)
0,63	$1,331 - i \times 1,640e^{-8}$	14,9
1,08	$1,327 - i \times 2,890e^{-6}$	8,7
1,55	$1,321 - i \times 2,000e^{-4}$	6,1

diffusion de la figure 7.14 indiquent que, pour les trois longueurs d'onde, la diffusion aura lieu majoritairement vers l'avant dans l'axe de propagation des faisceaux.

Mesures expérimentales de l'atténuation

Les mesures ont été réalisées à l'aide de trois wattmètres adaptés respectivement aux longueurs d'onde à détecter. La mesure sur le laser Hélium Néon sert de référence et permet

1. Elles correspondent aux longueurs d'onde disponibles pour la fabrication d'une source laser.

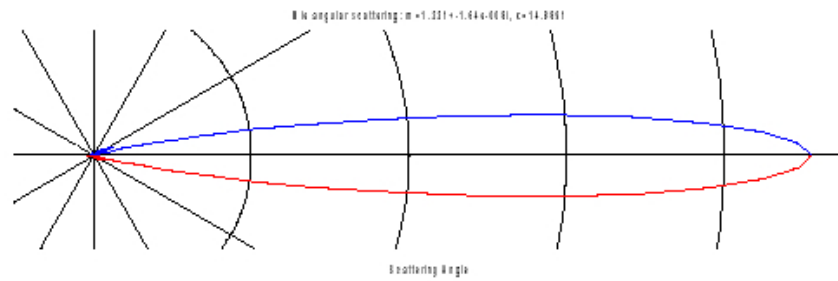
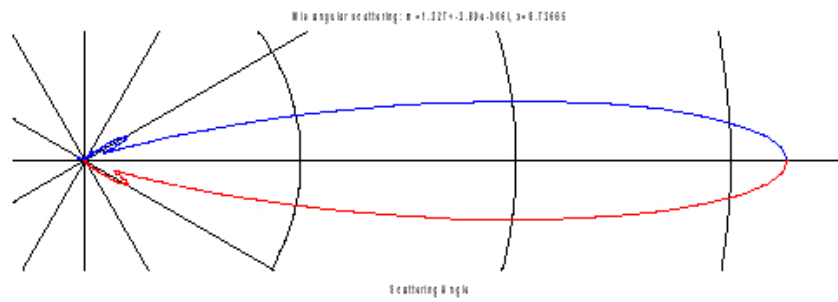
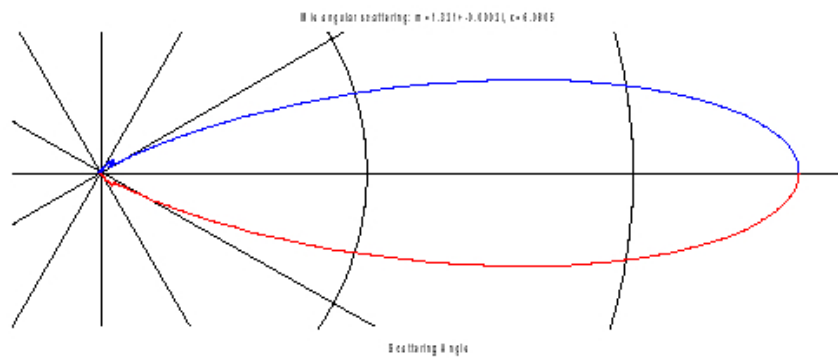
(a) $\lambda = 633 \text{ nm}$ (b) $\lambda = 1,08 \mu\text{m}$ (c) $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$

FIGURE 7.14 – Diagrammes de diffusion pour les trois longueurs d'onde

de calculer le rapport L/V . La figure 7.15 présente les mesures réalisées simultanément sur les faisceaux issus de l'Hélium Néon, du Néodyme et de l'Erbium.

Le point de départ correspond à une situation sans brouillard et les mesures s'arrêtent lorsque le brouillard a atteint un certain équilibre entre la production par les ultrasons et les pertes à l'interface avec l'eau. Dans les deux cas ci-dessus, on retrouve le même comportement : le $1,08 \mu m$ et le $1,55 \mu m$ sont sensiblement plus atténués que le visible ($633 nm$) en revanche on ne constate aucune différence sur l'atténuation entre ces deux longueurs d'onde.

Ces mesures ont été répétées aussi lors de la dissipation du brouillard c'est-à-dire lorsque la production par ultrasons est arrêtée. Les mesures sont reportées sur les graphes de la figure 7.16. Au temps initial, le brouillard est dense et à l'équilibre. Dans les deux dissipations, le faisceau visible est sensiblement moins atténué que les faisceaux infrarouges. Ensuite au cours de la dissipation les trois longueurs d'onde ont le même comportement. L'interprétation devient alors difficile, les courbes se croisent, on est alors dans des densités de brouillard faibles et l'homogénéité du brouillard est médiocre.

Bilan

Les longueurs d'onde infrarouges subissent une atténuation plus marquée par rapport au visible mais dans une proportion minime. D'autre part, elles ont des extinctions similaires dans ce style de brouillard. Bien que l'eau présente un pic d'absorption à $1,55 \mu m$ la diffusion joue un rôle prépondérant dans le cas du brouillard dense. Aussi pour la suite des expérimentations, nous privilégierons le laser Erbium à $1,55 \mu m$ qui permet d'être dans le domaine de sécurité oculaire et dont les composants optiques sont bien meilleur marché du fait des applications dans les télécommunications.

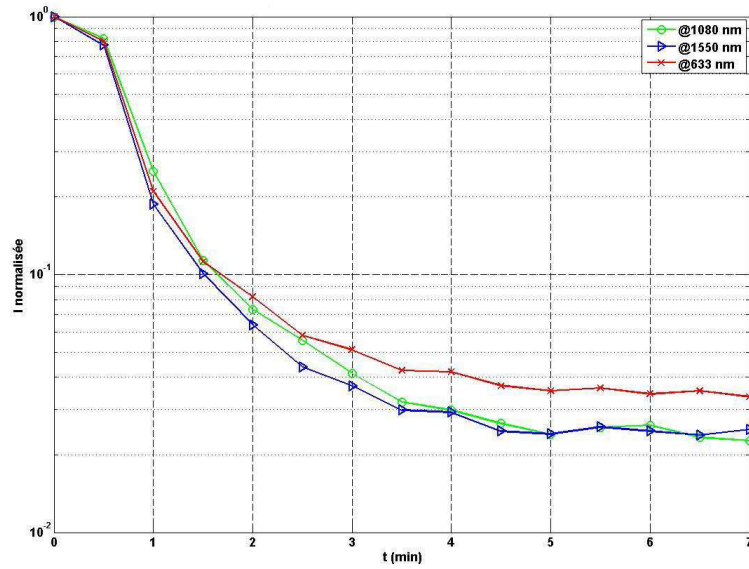
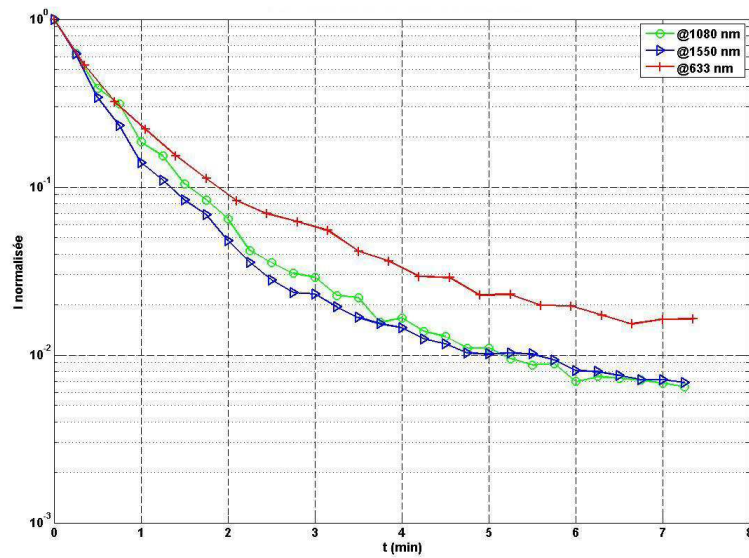
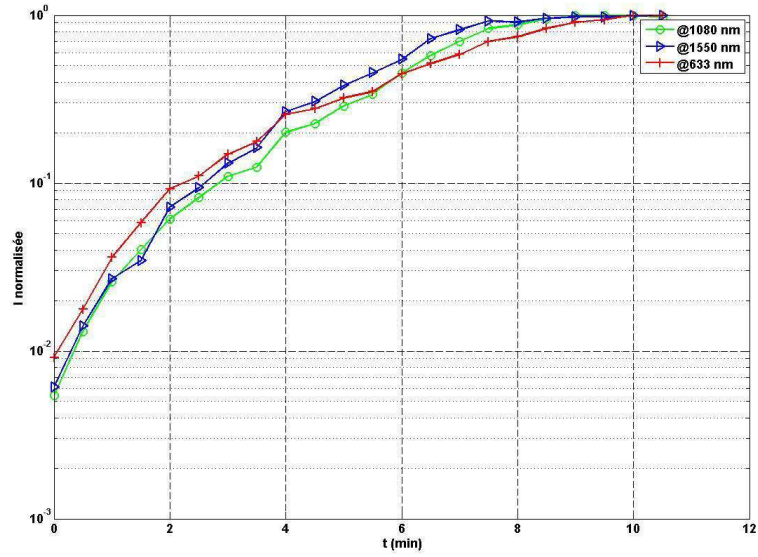
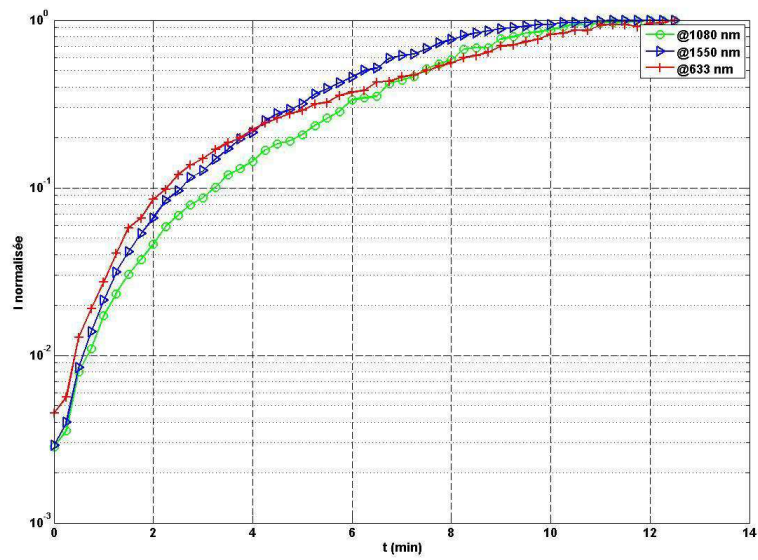
(a) Mise en saturation de la cuve $n^\circ 1$ (b) Mise en saturation de la cuve $n^\circ 2$

FIGURE 7.15 – Atténuation à travers la cuve de brouillard en saturation



(a) Dissipation $n^{\circ}1$



(b) Dissipation $n^{\circ}2$

FIGURE 7.16 – Atténuation à travers la cuve de brouillard en dissipation

7.3.2 Imagerie sans décalage fréquentiel

Le montage utilisé pour ces expérimentations est celui décrit dans la partie 7.1. Les premières expérimentations d'imagerie sont réalisées à travers des filtres puis à travers du brouillard. Des discussions apparaissent alors et mettent en avant différents résultats importants.

Critère d'estimation des performances du système

Les performances du système sont estimées en mesurant le contraste entre les zones blanches et les zones noires du panneau. Ce contraste est calculé sur l'image entière. La première zone que l'on nomme Z_B correspond à la surface noire non réfléchissante du 5. En première approximation, on considère qu'il n'y pas de réflexion sur cette surface. Tout le reste de l'image (le fond) correspond à la zone identifiée par Z_S . C'est la zone rétro-réfléchissante. Les valeurs de Z_B et Z_S sont établies à partir de l'écart-type des valeurs des pixels de chaque zone. La figure 7.17 montre sous quelle forme se présente les images réalisées.

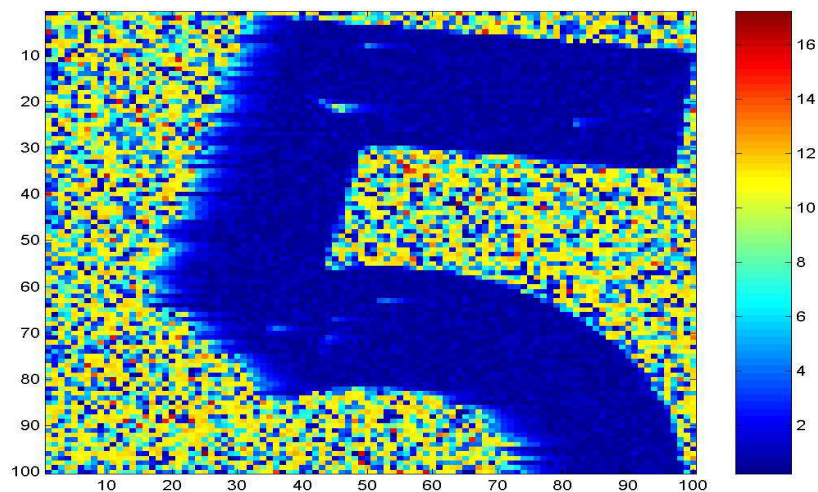


FIGURE 7.17 – Type d'image pour le calcul du contraste

Influence de la vitesse de balayage

Dans un premier temps, sans atténuer le signal, on regarde l'influence de la vitesse de balayage sur le dispositif. Les réglages du laser sont placés dans une plage de fonctionnement normal. Ainsi le courant d'injection du laser est réglé à $I = 800 \text{ mA}$ délivrant une puissance de 25 mW . Dans cette configuration, le micro-laser a une fréquence de relaxation de 200 kHz . D'après la figure 7.18, il semble que 10 ms par ligne soit la vitesse offrant au montage une

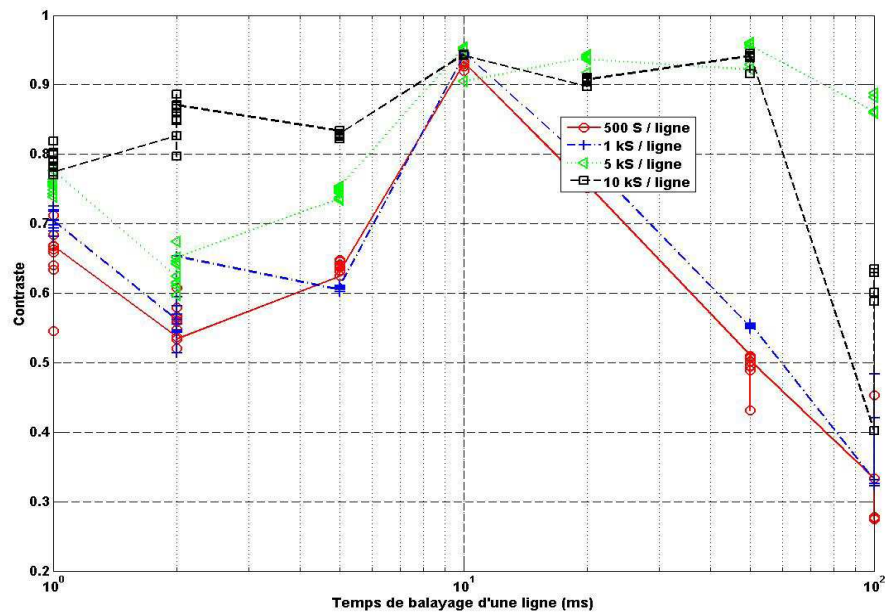


FIGURE 7.18 – Influence de la vitesse de balayage

sensibilité optimale. On constate que le nombre de points influe légèrement comme le montre les courbes. Pour des temps de balayage plus longs et pour un nombre de points importants, le contraste reste très bon. Néanmoins la rapidité d'exécution et l'affichage d'une image sont des paramètres importants pour un système d'imagerie. C'est pourquoi l'association d'un temps de balayage long avec beaucoup de points acquis sont laissés de côté au profit d'un balayage rapide avec moins de points, typiquement 10 ms par ligne pour 1000 points.

Imagerie à travers des filtres neutres

Le montage d'imagerie sans décalage est configuré pour fonctionner de manière optimale. Ainsi, le faisceau laser est focalisé sur la cible positionnée à 3 m du laser. Le laser est placé dans une plage normale de fonctionnement régulé en température. On réalise trois séries de mesures pour lesquelles le courant d'injection varie : $I = 1100, 800$ et 660 mA délivrant respectivement des puissances optiques en sortie de 48,25 et 5 mW. La fréquence de relaxation du laser est stabilisée respectivement à 240, 200 et 90 kHz.

L'évolution du contraste de l'image en fonction de DO pour les différentes puissances est illustrée dans le graphe de la figure 7.19.

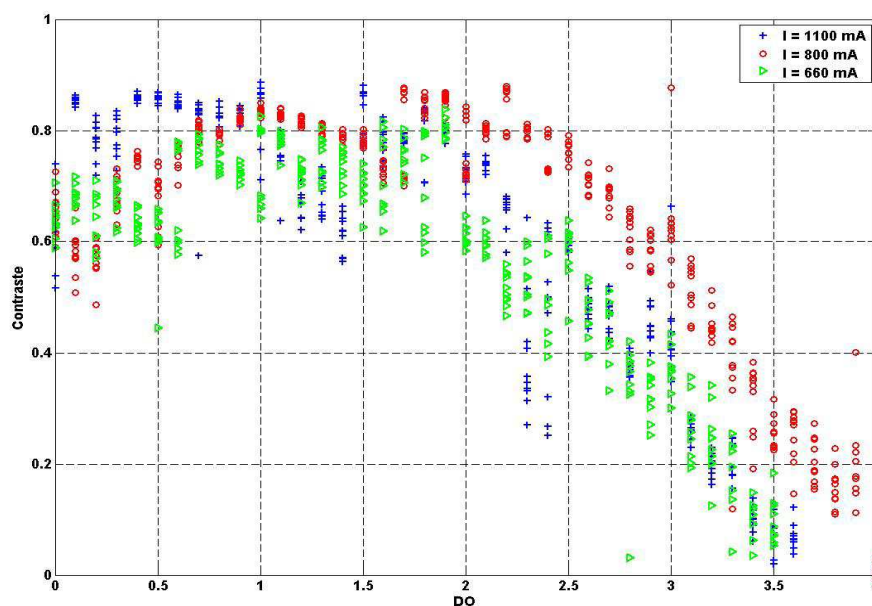


FIGURE 7.19 – Contraste en fonction de DO

Dans les trois cas, le contraste reste très bon ($C > 0,6$) jusqu'à une densité optique de 2. A ce stade, l'intensité laser a été atténuée d'un facteur 10^4 sur son trajet. Au delà d'une densité égale à 3, le contraste devient très dégradé. Toutefois, il semble qu'un réglage du courant d'injection

à $I = 800 \text{ mA}$ permette d'atteindre une limite de sensibilité supérieure puisque le contraste atteint 0 pour une densité égale à 4 soit une atténuation de 10^8 . Pour illustrer la décroissance du contraste de cette série, on affiche dans la figure 7.20 les images correspondantes. L'image supérieure gauche est une image où le faisceau n'est pas atténué. L'image en bas à droite correspond à l'image où $DO = 3.8$.

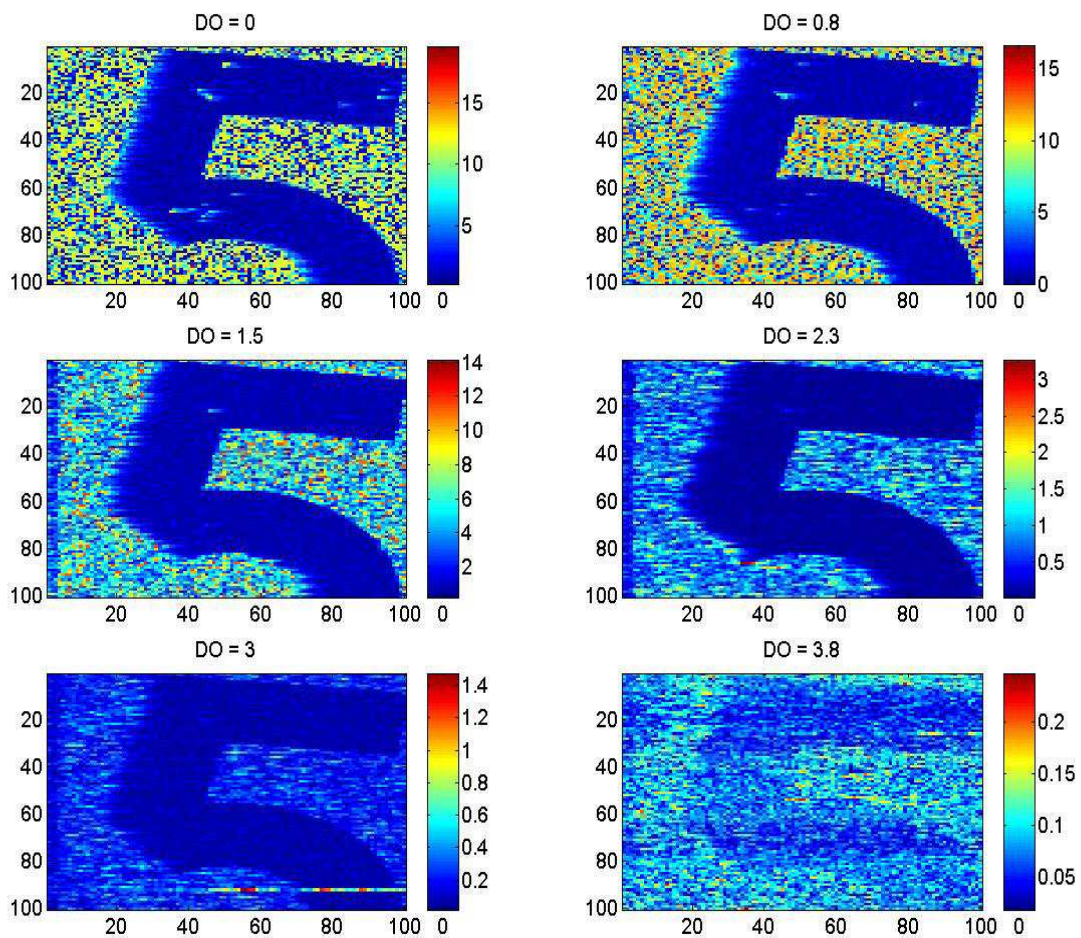


FIGURE 7.20 – Images pour six densités optiques différentes. En haut à gauche $DO = 0$. En bas à droite $DO = 3.8$

Imagerie à travers du brouillard artificiel

La même expérience est menée, non plus avec des filtres neutres mais avec la cuve de brouillard (figure 7.21). Le laser est placé dans la configuration offrant le maximum de sensibilité c'est-à-dire pour un courant d'injection réglé à 800 mA . Pour le transmissiomètre, l'intensité initiale I_0 est égale à $3,8 \text{ mW}$. La production de brouillard est telle que la plus petite intensité transmise mesurable sur le wattmètre est $I_T = 10 \mu\text{W}$.

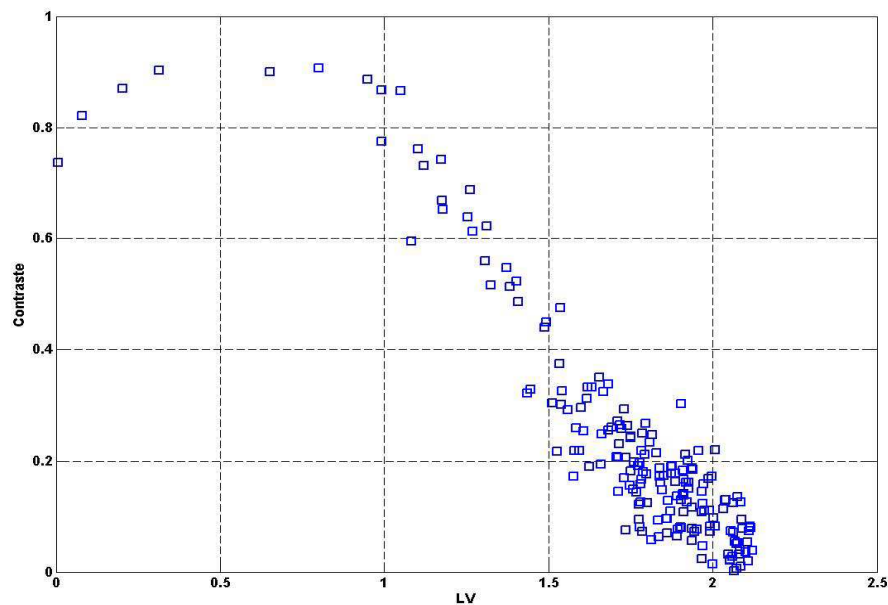


FIGURE 7.21 – Contraste en fonction de L/V mesuré

Le contraste est supérieur à $0,7$ jusqu'à $L/V = 1$ avec une tendance à augmenter du fait d'une saturation sur les premières images. Le contraste décroît alors à partir de $L/V = 1$ pour atteindre une valeur nulle lorsque $L/V = 2$. On cherche alors à comparer la décroissance du contraste provoquée par le brouillard et par les filtres. En utilisant la relation 7.4 liant L/V à DO , on représente sur un même graphe la décroissance du contraste en fonction de L/V pour les deux cas d'atténuation (figure 7.22). On constate que la courbe issue des images réalisées

à travers le brouillard chute avant celle tirée des mesures avec les filtres. Au delà des effets de rétro-diffusion négligés dans l'utilisation des filtres, l'écart entre les deux séries de données mène à une interrogation sur la mesure expérimentale du rapport L/V .

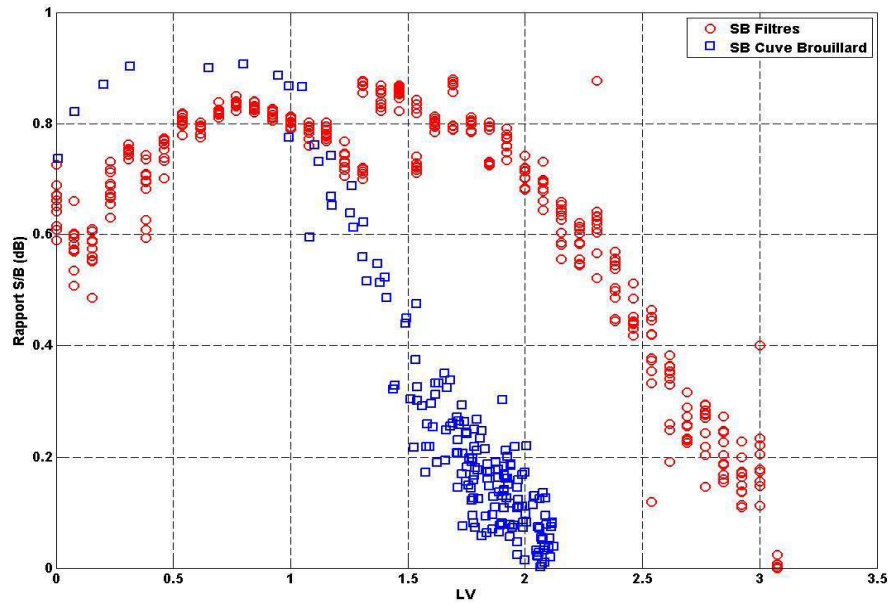


FIGURE 7.22 – Contrastes avec $DO = 1,3 \times LV$

Discussion sur la mesure expérimentale de L/V

Précédemment, on a établi l'équation 7.4 reliant L/V et DO . On a également pris soin de préciser que cette relation était tirée de la loi de Beer-Lambert, loi traduisant uniquement la quantité de photons balistiques transmis à travers le brouillard.

Or, en pratique, il est complexe de ne mesurer que l'intensité des photons balistiques lors d'une étude de propagation de la lumière dans une scène de brouillard. En effet, la cellule du wattmètre servant dans le dispositif de transmissiomètre est une surface étendue intégrant donc non seulement les photons balistiques mais également une quantité non-négligeable de photons

diffusés pour lesquels la direction privilégiée reste proche de la direction incidente. Cela revient donc à dire que la mesure du rapport L/V par un transmissiomètre comme celui utilisé ici sous-estime systématiquement ce rapport puisque la mesure prend en compte des photons n'entrant pas en jeu dans le calcul théorique du coefficient d'extinction par Beer-Lambert. Le coefficient de passage entre DO et L/V égal à 1,3 semble donc une valeur erronée d'un point de vue expérimental comme le démontre l'écart des courbes de la figure 7.22.

Une simulation avec un code Monte-Carlo permet de mieux appréhender ce problème. La figure 7.23 illustre la scène numérique imaginée pour cette simulation.

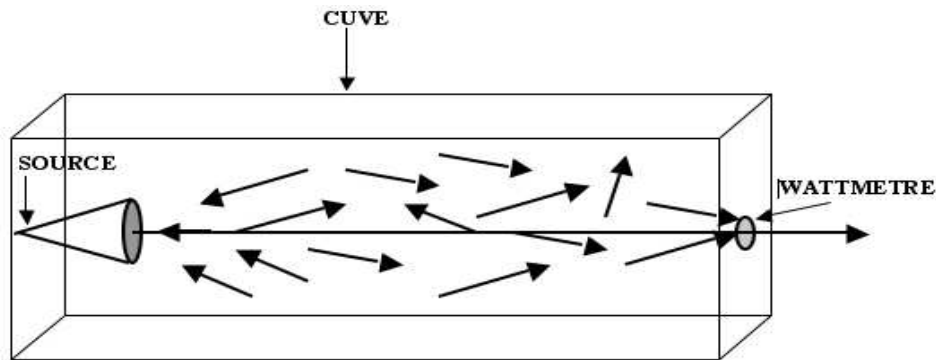


FIGURE 7.23 – Schéma de la scène simulée pour le calcul du nombre de photons transmis

Les paramètres de simulation sont les suivants :

- Définition d'un volume représentant la cuve de brouillard dont les dimensions correspondent à celle de la cuve. La distance de milieu traversé vaut $Z = 30 \text{ cm}$.
- Un brouillard de granulométrie centrée sur $r_0 = 1,5 \mu\text{m}$ est simulé. Il est supposé identique à celui recréé artificiellement. Sa densité est variable et reliée au coefficient d'extinction μ_{ext} .
- D'un côté de la cuve, on positionne une source d'ouverture 10 mrad représentant le laser et émettant 10^5 photons. Ce nombre de photons est expérimentalement assimilable à la valeur de l'intensité initiale $I_0 = 3,8 \text{ mW}$.

- Du côté opposé à la source se trouve un écran. Sur cet écran est placée une surface circulaire de rayon 5 mm censée représenter pratiquement la cellule du wattmètre. Cela permet de calculer le nombre de photons contribuant à l'éclairage du wattmètre lors d'une propagation à travers le brouillard. Ce nombre de photons est assimilable aux mesures I_T effectuées avec le transmissiomètre.

Les résultats de cette simulation sont affichés sur la courbe de la figure 7.24 où l'évolution du nombre de photons est exprimée en fonction du coefficient d'extinction μ_{ext} .

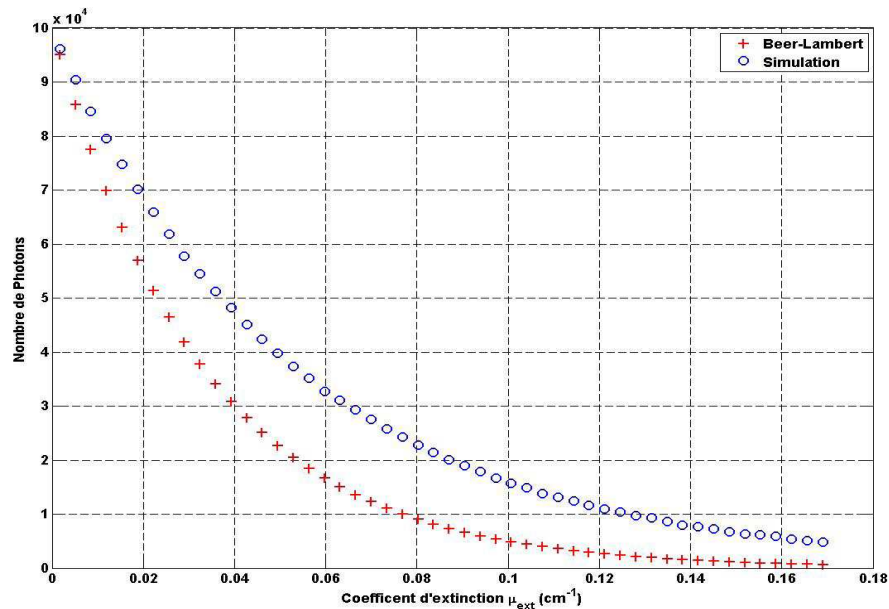


FIGURE 7.24 – Courbes théorique (loi de Beer-Lambert) et de simulation

La courbe (+) représente la prédiction par la loi de Beer-Lambert du nombre de photons transmis en fonction du coefficient d'extinction. Elle indique le nombre de photons qu'aurait perçu un capteur intégrant uniquement les photons balistiques. La courbe (o) représente les données numériques issues de la simulation c'est-à-dire les photons reçus sur la surface du wattmètre. Les deux courbes ont le même comportement, subissant une décroissance à mesure que le coefficient d'extinction augmente. Cependant, la courbe de simulation a une pente moins

forte que celle théorique. Pour un coefficient d'extinction donné, on voit nettement que la différence du nombre de photons est très importante. Cet écart illustre le fait que le wattmètre intègre non seulement les photons balistiques mais aussi ceux diffusés voire multi-diffusés qui atteignent malgré tout sa surface.

On peut donc expliquer le décalage des deux courbes de la figure 7.24 en tenant compte du fait que les $10 \mu W$ mesurés à saturation de la cuve correspondent à la courbe (o) plutôt qu'à Beer-Lambert. Cette intensité correspond à un coefficient d'extinction de $0,325 \text{ cm}^{-1}$ qui conduit à un nombre de photons balistiques $N_T = 6,773$. Par définition de la densité optique, le nombre de photons balistiques est défini comme $N_T = N_0 \times 10^{-DO}$, donnant alors $DO \approx 4,1$. Cette valeur corrobore les résultats expérimentaux de la figure 7.19. Finalement, pour nos expérimentations et le mode opératoire de mesure sur la densité de brouillard, le facteur de correspondance entre DO et L/V est alors de 2,2 et non pas de 1,3 comme le montre la superposition des courbes de contraste de la figure 7.25.

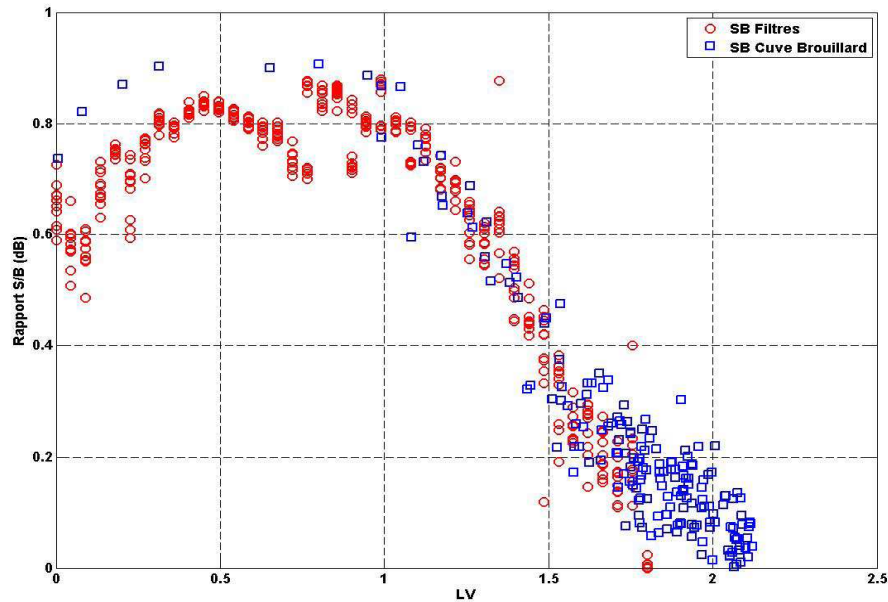


FIGURE 7.25 – Contrastes avec $DO = 2,2 \times LV$

Rapport signal à bruit et gain du système

L'interprétation du contraste en rapport signal à bruit permet d'évaluer le gain en dB du dispositif de rétro-injection sans décalage par rapport à un détecteur classique. Pour le montage développé ici, on donne les définitions expérimentales du signal et du bruit.

- Le signal correspond aux informations issues de la cible à observer. Le signal correspond donc aux informations issues de la zone rétro-réfléchissante désignée précédemment par Z_S . Finalement ce sont les amplitudes de modulation d'intensité lorsqu'il y a rétro-injection.
- Le bruit est composé :
 - Du bruit initial du laser (sans rétro-injection) approximé par la zone noire de la cible Z_B et correspondant pour le laser aux amplitudes de modulation d'intensité lorsqu'il n'y a pas de rétro-injection.
 - Des photons rétro-diffusés réintégrant la cavité.
 - Des photons diffusés vers l'avant après réflexion sur la cible et réintégrant la cavité.

Une rapide étude numérique couplée à des considérations géométriques de la source permet de mieux définir les contributions de chaque élément pour le bruit.

Dans un premier temps, en se basant sur une simulation identique à celle décrite dans le paragraphe précédent, on cherche à évaluer la proportion de photons rétro-diffusés réintégrés. Cette fois, la surface de détection des photons est centrée sur la position de la source. En considérant la taille de la face de sortie du micro-laser, la surface de détection des photons sera considérée inférieure au mm , rendant le système assimilable à un système confocal. Les résultats de cette simulation ont montré que pour des coefficients d'extinction allant de 0 à $0,16\text{ cm}^{-1}$, le nombre moyen de photons rétro-diffusés n'excède pas 5 pour un nombre initial de 10^5 . Donc la contribution des photons rétro-diffusés au bruit du système est négligeable.

Ces mêmes raisonnements ont été menés sur les photons diffusés vers l'avant après réflexion sur la cible. Les simulations ont montré que malgré tous les photons diffusés dans une direction

proche de la direction incidente, une quantité infime pénétrera dans la cavité. Là encore on retrouve les propriétés des systèmes confocaux. Ce résultat est montré sur la figure 7.26 où la courbe (o) comptabilisant les photons revenant sur la surface de détection des photons se superpose à celle de Beer-lambert (+).

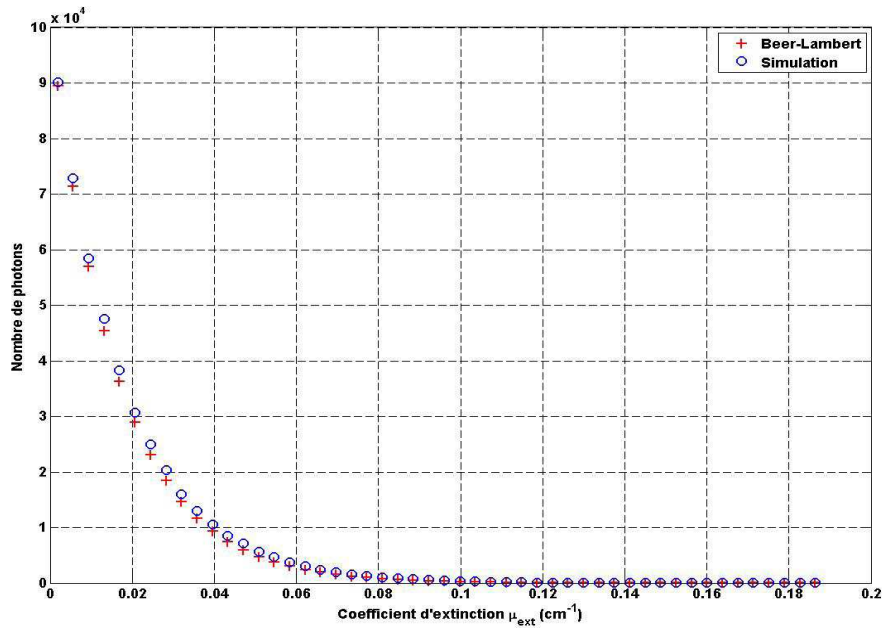


FIGURE 7.26 – Nombre de photons diffusés réintégrés sur un aller-retour

Finalement, pour le système d'imagerie par rétro-injection, les définitions du signal et du bruit sont respectivement les zones réfléchissante de la cible Z_S et noire Z_B . La courbe de la figure 7.27 montre l'évolution du rapport signal à bruit des images obtenues à travers la cuve de brouillard ainsi que le rapport signal à bruit prédit par le modèle analytique. Le rapport signal à bruit pour le système d'imagerie reste positif sur la gamme de L/V variant entre 0 et 2. A l'inverse, pour un système classique, le rapport signal à bruit décroît très rapidement. En effet, un détecteur classique est très rapidement ébloui par tous les photons rétro-diffusés dans son champ de vision. A $L/V = 1$, le système classique a un rapport S/B de -53 dB et le

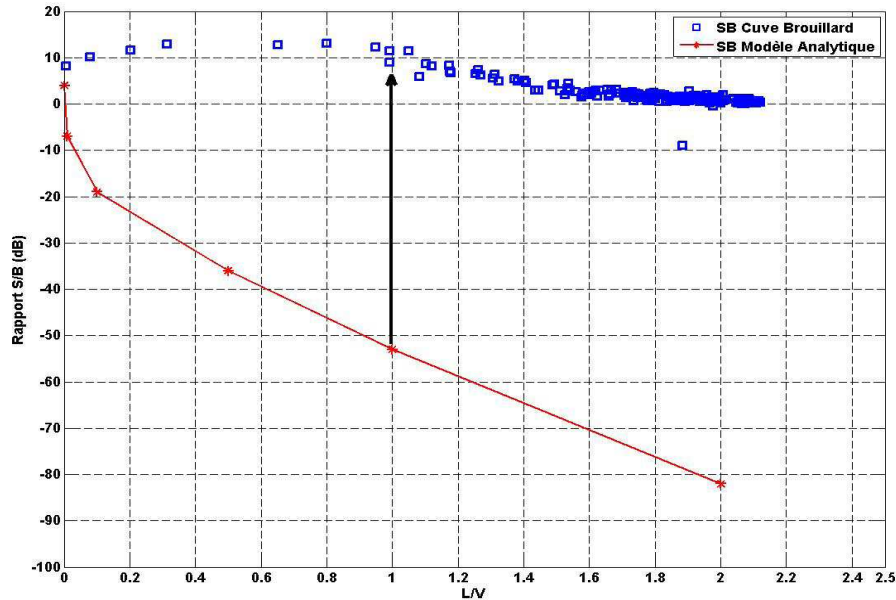


FIGURE 7.27 – Rapport S/B pour cuve de brouillard et modèle analytique

montage par rétro-injection de 10 dB . Le gain du montage est donc supérieur à 60 dB .

Bilan sur l'imagerie par rétro-injection sans décalage fréquentiel

Le gain d'un tel montage par rapport à un système classique est très net. La mise en parallèle des résultats expérimentaux avec les études numériques fait apparaître que le dispositif réalise une sélection spatiale des photons en éliminant les photons diffusés et rétro-diffusés. De plus, on a établi la relation entre les effets d'atténuation de densités optiques avec les mesures expérimentales de caractérisation du brouillard produit dans la cuve de laboratoire. Il reste maintenant à tester la dynamique du montage lorsque le signal rétro-injecté est décalé en fréquence.

7.3.3 Imagerie avec décalage fréquentiel

Le montage utilisé est celui décrit dans le paragraphe 7.2. Comme précédemment, la sensibilité du système est testée à travers des filtres et à travers la cuve de brouillard. Théoriquement, ce montage offre une dynamique plus importante que le montage étudié avant puisque le décalage fréquentiel permet d'atteindre des fréquences proches de la fréquence de relaxation permettant une amplification importante du signal. Une étude expérimentale préliminaire est menée pour déterminer une valeur de décalage optimale pour le système.

Influence de la fréquence de décalage

Les réglages du laser restent identiques à précédemment ($I = 800 \text{ mA}$ et $P = 25 \text{ mW}$). La fréquence de relaxation $f_R = 200 \text{ kHz}$ est visualisée à l'aide d'un analyseur de spectre. Les deux modulateurs en cascade ont un rendement global autour de 25% soit une puissance en sortie du second modulateur de $6,5 \text{ mW}$. Pour un aller-retour, cela signifie que la puissance rétro-injectée est au mieux de $1,5 \text{ mW}$ s'il n'y a pas d'atténuation et si la cible a un coefficient de réflexion de 1. La fréquence de décalage est fixée à 280 kHz . On se place dans une configuration expérimentale où l'atténuation est déjà forte de façon à observer les variations de contraste en fonction de la fréquence à laquelle le signal est rétro-injecté. Ainsi, un filtre d'atténuation de $DO = 2$ est placé sur le chemin du faisceau.

On constate sur la figure 7.28 que le contraste varie nettement en fonction de la fréquence de décalage. Le meilleur contraste est obtenu lorsque la fréquence de décalage est à proximité de la fréquence de relaxation à $\pm 70 \text{ kHz}$. On remarque une chute significative du contraste lorsque l'on approche de la résonance. Les oscillations du laser sont alors amplifiées, augmentant d'autant le bruit. Pour les expérimentations suivantes, la fréquence de décalage sera de 260 kHz .

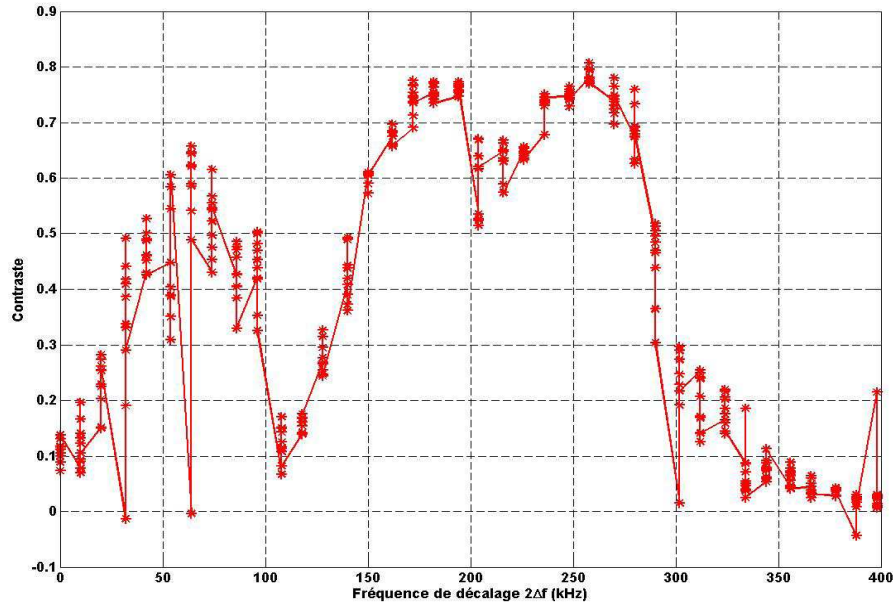
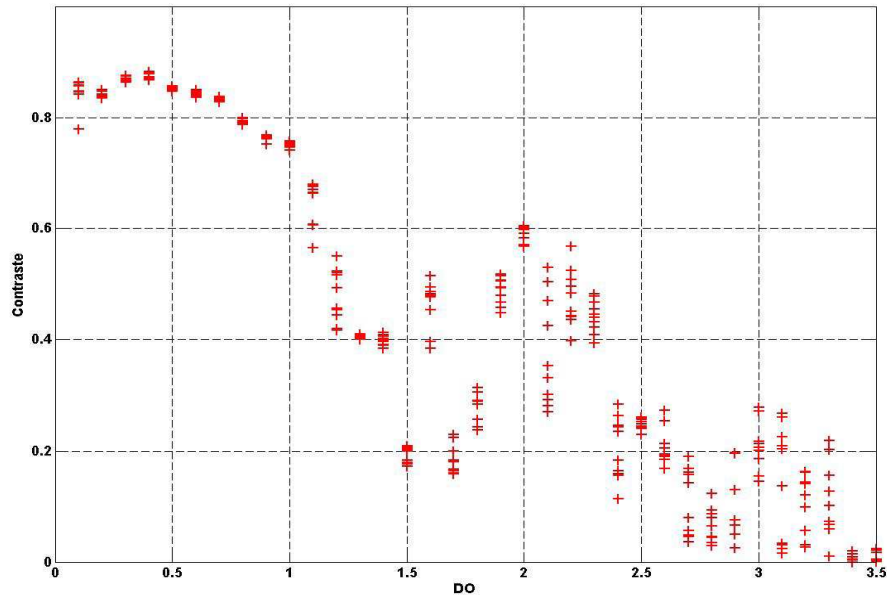


FIGURE 7.28 – Influence du décalage en fréquence

Imagerie à travers des filtres neutres

On réalise une expérimentation d'imagerie en faisant varier la densité optique des filtres. Le contraste est affiché dans la figure 7.29. Il reste bon jusqu'à une densité de 2 mais connaît des écarts importants à partir de 1,5. A partir de $DO = 2,5$ le contraste devient inférieur à 0,2 avec une limite de sensibilité à $DO = 3$. Des essais en approchant de la résonance n'apportent pas de gain au montage lorsque la densité est supérieure à 3. La limite de sensibilité est donc atteinte pour $DO = 3$. Des tests d'imagerie à travers la cuve conduiraient donc à une limite de sensibilité en terme de rapport L/V autour de 1,35 selon les critères définis dans le paragraphe 7.3.2.

Les résultats obtenus avec le décalage en fréquence sont inattendus. En effet, la rétro-injection décalée augmente théoriquement la sensibilité comme on l'a démontré auparavant. En pratique, cela ne s'avère pas être le cas. On suppose que les conditions expérimentales de mesure limitent beaucoup la sensibilité du système. L'essence même du dispositif impose une certaine rapidité

FIGURE 7.29 – Contraste en fonction de DO

d'exécution du processus. Le système repose sur des temps d'intégration relativement courts (typiquement $50 \mu s$) défavorisant une bonne acquisition au profit d'un balayage rapide. Ces résultats sont d'ailleurs comparables à des résultats obtenus en chambre de brouillard par l'équipe du Laboratoire de Spectrométrie Physique de Grenoble [48]. En effet, des essais "grandeur nature" avec un système portable ont été réalisés dans le tunnel du LRPC de Clermont-Ferrand (rapport en cours) conduisant à des résultats en terme de sensibilité identiques à ceux obtenus ici.

Afin de vérifier expérimentalement l'apport du décalage en fréquence, la sensibilité du dispositif est évaluée sans balayage. L'expérience en statique est menée à travers la cuve de brouillard et non plus à travers les filtres neutres.

Sensibilité du micro-laser en présence de brouillard

On évalue le sensibilité du micro-laser Erbium en présence de brouillard. On cherche à établir la limite de détection de l'intensité rétro-injectée en fonction du rapport L/V du brouillard. Pour ce faire, on choisit un point sur la zone rétro-réfléchissante Z_S et un point sur la zone noire du panneau Z_B .

Le laser Erbium est utilisé dans la configuration offrant un maximum de sensibilité. Le pic pour la fréquence de relaxation du laser est à 200 kHz . La fréquence de décalage est fixée juste à côté de ce pic à 260 kHz . Afin de s'affranchir des interfaces de l'aquarium, un polariseur et une lame quart d'onde à 45° ont été disposés avant les modulateurs acousto-optiques. De plus, pour optimiser le signal provenant du panneau rétro-réfléchissant, le faisceau est focalisé sur la cible. L'acquisition des valeurs du signal s'effectue à l'aide d'un analyseur de spectre délivrant les amplitudes du pic de rétro-injection. L'analyseur intègre les signaux sur des temps très longs (1 s) et renvoie une valeur moyenne de la hauteur du pic de résonance. On mesure les amplitudes de référence sans brouillard dans la cuve :

- Mesure sur Z_S : 220 mV .
- Mesure sur Z_B : 5 mV .
- Mesure sur $Z_B + \text{eau}$: 1 mV .

On utilise ici une cuve d'eau pour absorber le faisceau à $1,55\ \mu\text{m}$. Cela définit alors précisément le bruit de notre laser. Précédemment, on avait estimé que le bruit du laser était le signal lorsqu'il y avait réflexion sur Z_B . L'approximation reste donc valable au regard des valeurs annoncées ici.

La figure 7.30 représente l'allure du pic de fréquence détecté en fonction de la densité de brouillard. Le rapport L/V atteint $1,9$ ce qui correspond à un brouillard dense. Dans cette situation, le signal de rétro-injection chute pour ensuite rester à un seuil autour de 1.10^{-2} . Dans la gamme de L/V variant de $1,8$ à 2 un nuage de point se situe en dessous de cette valeur. Cela est dû à l'insertion d'une cuve d'eau absorbant fortement à $1,55$. La limite de détection

du micro-laser n'est donc pas atteinte. Ces chutes de signal sont encore plus visibles sur la

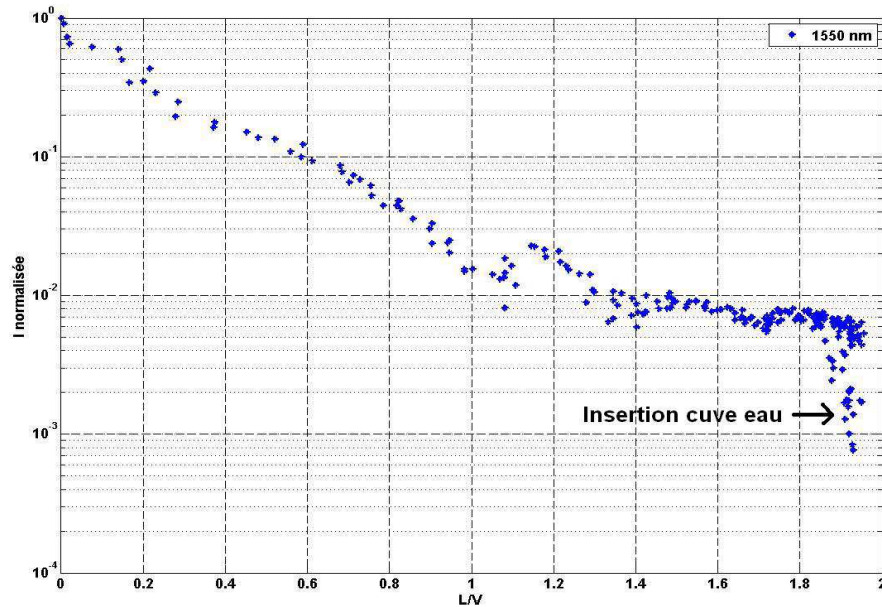


FIGURE 7.30 – Signal de rétro-injection décalée en fréquence en fonction de L/V

figure 7.31 qui montre l'évolution temporelle du signal détecté et de la référence. L'insertion de la cuve d'eau survient à partir de $t = 350$ s provoquant par trois fois une chute du signal.

Le micro-laser est encore sensible alors que la cuve est saturée à $L/V = 1,9$. Pour évaluer la sensibilité maximale du dispositif, une série de mesures identique a été réalisée avec un brouillard plus dense. En jouant sur le volume d'air dans la cuve, la densité du brouillard atteint un rapport $L/V = 2,8$. Expérimentalement, au delà de cette valeur, la mesure devient difficile puisque l'intensité du signal à 633 nm est en limite de bruit du capteur. On place le système à la résonance. Cela a pour effet d'augmenter le signal à détecter mais cela génère également un bruit plus important contribuant donc à augmenter très peu le contraste et le rapport signal à bruit comme l'indique la figure 7.32.

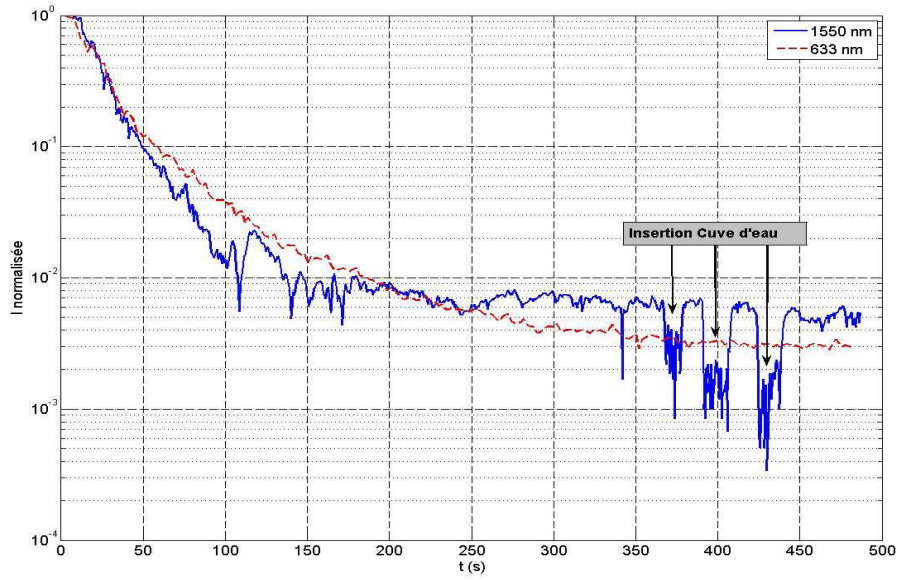


FIGURE 7.31 – Signal de rétro-injection et signal de référence

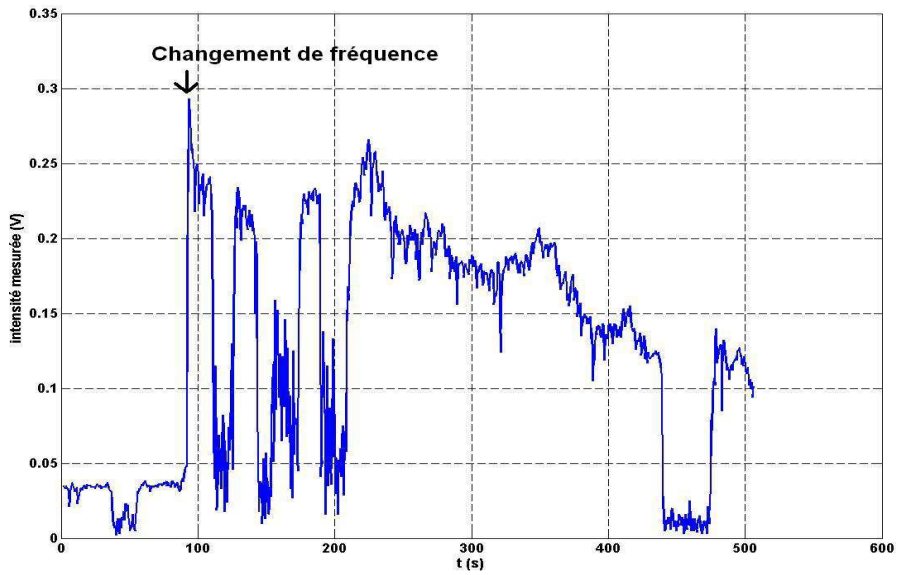


FIGURE 7.32 – Evolution du signal de rétro-injection à $LV = 2,8$

Bilan sur l'imagerie par rétro-injection avec décalage fréquentiel

Les expérimentations menées sur un système d'imagerie avec décalage en fréquence conduisent à différentes conclusions.

Expérimentalement, on a montré que la limite de détection du laser est atteinte à $L/V = 2,8$ pour des mesures statiques. Il s'agit d'une valeur caractérisant les brouillards très denses puisque cela peut être assimilé à une densité optique de 6. L'apport du décalage en fréquence est alors indéniable au regard de la sensibilité lorsqu'il n'y a pas de décalage. Néanmoins, on a également mis en avant les limites que présentent le système en décalage lorsque l'on effectue un balayage. Dans ce cas, la sensibilité est nettement moins importante du fait des conditions expérimentales d'acquisition du signal.

7.3.4 Bilan

A travers les différentes expérimentations menées sur le dispositif par rétro-injection, la faisabilité d'un système d'imagerie basé sur ce principe a été montrée. La technique possède un fort potentiel exploitable pour des applications de vision dans le brouillard.

L'étude du système sans décalage fréquentiel conduit à des résultats intéressants. En effet, la sensibilité du montage est encore bonne pour des densités de brouillard denses. En comparaison avec une détection classique lorsque $L/V = 1$, le gain apporté est supérieur à 50 dB , répondant ainsi aux objectifs fixés par la simulation. Parallèlement à ces résultats, une étude numérique inspirée des résultats expérimentaux met en avant la bonne adaptabilité d'un système d'imagerie par rétro-injection pour des mesures dans des brouillards typiques de celui créé dans la cuve. La granulométrie du brouillard couplée à la géométrie du micro-laser apporte un crédit certain à ce dispositif puisque le montage réalise un filtrage spatial. Cela a pour effet de limiter le bruit dû à la rétro-diffusion et permet une amplification de l'intensité laser par les photons balistiques, rendant leur détection plus simple.

L'étude du système en statique avec décalage fréquentiel conduit à une limite de sensibilité

pour un brouillard dont le L/V est égal à 2,8. Il s'agit là d'un brouillard extrêmement dense jamais rencontré dans la réalité. Ce résultat démontre donc à la fois la forte dynamique du micro-laser soumis à une rétro-injection décalée en fréquence et l'intérêt à utiliser ce type de dispositif pour de la vision à travers le brouillard. Toutefois, comme le montre les expérimentations, la sensibilité chute de manière significative dès que l'on réalise des images dans des conditions de balayage raisonnables pour un système d'imagerie comme celui-ci.

Chapitre 8

Conclusion et perspectives

Comme nous l'avons décrit tout au long de ce mémoire, les milieux diffusants ont deux effets sur le rapport S/B d'un système d'imagerie : l'extinction et la rétro-diffusion. La combinaison de ses deux effets contribue à diminuer le contraste des objets observés. Ainsi, un détecteur *classique* tel que l'oeil n'est plus capable de discriminer la luminance de l'objet de la luminance du fond puisque la rétro-diffusion devient prépondérante par rapport au signal utile. Concrètement, ces mécanismes contribuent à la perte de visibilité d'un conducteur évoluant dans un environnement routier plongé dans le brouillard. Partant de ce constat, trier les photons lors des prises de vue apparaît être une solution intéressante.

En début de mémoire, des techniques d'imagerie effectuant une sélection des photons ont été présentées. La plupart de ces systèmes opérants en milieu diffusant trouvent leurs applications dans l'imagerie des tissus biologiques. Cependant, elles connaissent certaines limites notamment en terme de profondeur de milieu diffusant ausculté. De même, nous avons également recensé les techniques d'aide à la conduite développées aujourd'hui puisque c'est dans ce cadre que s'inscrivent les travaux de thèse présentés ici. La plupart de ces dispositifs s'avèrent performants de façon générale mais sont très rapidement limités dès lors que les conditions météorologiques se dégradent.

La suite du manuscrit décrit un modèle analytique que nous avons développé pour prédire la luminance rétro-diffusées en présence de brouillard. Ce modèle repose sur la théorie de Mie de la diffusion de la lumière et tient compte de la granulométrie du milieu diffusant et des différents paramètres optiques du système imageur envisagé (puissance, longueur d'onde, ouverture du capteur et position de la source par rapport au capteur). Les résultats de ce modèle analytique ont été comparés avec succès à des résultats obtenus avec le logiciel *PROF* utilisant la méthode de Monte-Carlo et ont été validés par des mesures expérimentales réalisées dans une chambre de brouillard. A travers la mise en place du modèle, il ressort que les systèmes passifs et actifs développés par les équipementiers actuels ne sont pas adaptés à des applications dans le brouillard. Il apparaît également que la distance séparant l'émetteur du récepteur est un facteur non négligeable à prendre en compte dans les calculs. Enfin, ce modèle permet de chiffrer le gain que doivent posséder les systèmes d'imagerie pour être opérants et performants lorsque la densité de brouillard est importante. Ceci définit alors les performances souhaitées pour chacune des deux techniques étudiées ici.

Les deux systèmes d'imagerie réalisés au cours de ces travaux de thèse utilisent la tomographie par cohérence optique plein-champ (OCT) et la rétro-injection dans une cavité laser avec balayage point par point. Dans les deux cas, l'intérêt réside dans la sélection des photons balistiques de manière à s'affranchir au maximum du bruit de rétro-diffusion lors de la prise d'images. La méthode OCT permet d'éliminer complètement le bruit lié à la rétro-diffusion rendant le rapport signal à bruit du système théoriquement limité par le bruit du détecteur tandis que la méthode de rétro-injection optique permet d'amplifier le signal utile augmentant également le rapport signal à bruit.

Pour la méthode OCT, le couplage avec un cristal photo-réfractif (PRC) associé à un mode de lecture holographique quasi temps réel permet d'éliminer les photons responsables de la pollution lumineuse. Le rapport signal à bruit est alors expérimentalement supérieur à 40 *dB*. Ceci montre l'intérêt d'un système de vision OCT-PRC puisqu'il permet d'améliorer de façon

très conséquente le contraste et le rapport signal à bruit d'objets à observer en milieu fortement bruyé. Cela démontre le fort potentiel d'un montage imageur de ce type pour des applications à la vision dans le brouillard. A ce titre, un dépôt de brevet est en cours pour valoriser cette méthode. Actuellement, les limites du montage dépendent du bruit intrinsèque de la caméra et de la puissance lumineuse provenant de l'objet. Aussi, des expérimentations en présence de brouillard seraient à mener en utilisant notamment une source laser plus puissante et un capteur de meilleure qualité avec un bruit plus faible. Une autre solution envisagée serait d'introduire la technique de décalage de phase pendant la lecture de l'hologramme.

Après avoir décrit le comportement des lasers micro-chip et semi-conducteur soumis au principe de rétro-injection, on s'est intéressé au gain possible offert par une technique d'imagerie fondée sur ce phénomène optique. Déjà existant, ce dispositif a été adapté à nos besoins et étudié selon deux modes : rétro-injection avec et sans décalage en fréquence dans un micro-laser. Dans les deux cas, le système s'avère performant en présence de brouillard puisque ce genre de système reste opérant alors que la densité de brouillard est très élevée. Nous avons présenté des résultats démontrant la faisabilité et la bonne adaptabilité du dispositif pour de l'imagerie moyenne distance dans des brouillards rédhibitoires pour l'utilisation d'un détecteur classique. On prendra soin de noter que les bons résultats obtenus sans décalage fréquentiel laissent à penser qu'un montage simple peut être conçu et opérant pour les applications visées.

Bibliographie

- [1] O. Bouchet and D. Pace, “Liaisons optiques atmosphériques : la boucle locale dans les télécommunications,” *REE Revue de l’électricité et de l’électronique* **5**, pp. 93–97, 2002.
- [2] W. E. K. Middleton, “Vision through the atmosphere,” 1952.
- [3] T. Wilson, *Confocal microscopy*, London : Academic Press, 1990.
- [4] J. M. Schmitt, A. Knutell, and M. Yadlowsky, “Confocal microscopy in turbid media,” *Journal of Optical Society of America* **11**, pp. 2226–2235, 1994.
- [5] M. Minsky, *Microscopy apparatus*, US Patent 3013467, 1957.
- [6] D. K. Hamilton and T. Wilson, “Surface profile measurement using the confocal microscope,” *Journal of Applied Physics* **53**, pp. 5320–5322, 1982.
- [7] G. Jarry, S. Ghesquiere, J. Maarek, F. Fraysse, S. Debray, Bui-Mong-Hung, and D. Laurent, “Imaging mammalian tissues and organs using laser collimated transillumination,” *Journal of Biomedical Engineering* , 1984.
- [8] O. David, N. K. Kopeika, and B. Weizer, “Range gated active night vision system for automobiles,” *Applied Optics* **45**, p. No.28, 2006.
- [9] F.Christnacher, Y.Lutz, and D.Monnin, *Systèmes d’imagerie active portables et embarquables dans différents vecteurs d’observation*, OPTRO 2005, Paris, 2005.
- [10] M. Laurenzis, F. Christnacher, and D. Monnin, “Long-range three-dimensional active imaging with superresolution depth mapping,” *Optics Letters* **32**, p. No.21, 2007.

- [11] E. Belin, F. Christnacher, F. Taillade, and M. Laurenzis, “Display of an analytical model for backscattered luminance and a full-field range gated imaging system for vision in fog,” *Proceedings SPIE Optics and Photonics*, 2008.
- [12] G. LeTolguenec, F. Devaux, and E. Lantz, “Two-dimensional time-resolved direct imaging through thick biological tissues : a new step toward noninvasive medical imaging,” *Optics Letters* **24**, pp. 1047–1049, 1999.
- [13] D. Huang, E. Swanson, C. Lin, J. Schuman, W. Stinson, W. Chang, M. Hee, T. Flotte, K. Gregory, C. Puliafito, and F. Fujimoto, “Optical coherent tomography,” *Science* **254**, p. 1178–1181, 1991.
- [14] J. Izatt, M. Kulkarni, S. Yazdanfar, J. Barton, and A. Welch, “In vivo bidirectional color doppler flow imaging of picoliter blood volumes using optical coherence tomography,” *Optics Letters* **22**, p. 1439–1441, 1997.
- [15] E. Beaurepaire, A. Boccara, M. Lebec, L. Blanchot, and H. Saint-Jalmes, “Full-field optical coherence microscopy,” *Optics Letters* **23**, pp. 244–246, 1998.
- [16] A. Dubois, L. Vabre, A. Boccara, and E. Beaurepaire, “High-resolution full-field optical coherence tomography with a linnik microscope,” *Applied Optics* **41**, pp. 805–812, 2002.
- [17] L. Vabre, A. Dubois, and A. Boccara, “Thermal-light full-field optical coherence tomography,” *Optics Letters* **27**, pp. 530–532, 2002.
- [18] A. Pololeanu, J. Rogers, D. Jackson, and S. Dunne, “Three dimensional oct images from retina and skin,” *Optics Express* **7**, pp. 292–298, 2000.
- [19] F. Feldchtein, G. Gelikonov, V. Gelikonov, R. Kuranov, A. Sergeev, N. Gladkova, M. Ourunita, J. W. Jr., and D. Reitze, “In vivo oct imaging of hard and soft tissue of the oral cavity,” *Optics Express* **3**, p. 239–250, 1998.
- [20] B. Colston, U. Sathyam, L. DaSilva, M. Everett, P. Stroeve, and L. Otis, “Dental oct,” *Optics Express* **3**, pp. 230–238, 1998.

- [21] S. Hyde, N. Barry, R. Jones, J. Dainty, P. French, M. Klein, and B. Wechsler, "Depth-resolved holographic imaging through scattering media using photorefraction," *Optics Letters* **20**, p. 1331, 1995.
- [22] F. LeClerc, L. Collot, and M. Gross, "Numerical heterodyne holography with twodimensional photodetector arrays," *Optics Letters* **25**, pp. 716–718, 2000.
- [23] J. Selb, *Source virtuelle acousto-optique pour l'imagerie des milieux diffusants*, Thèse de Doctorat de l'Université de Paris XI, 2002.
- [24] R. Labayrade, *Détection générique, robuste et rapide d'obstacles routiers par stéréovision embarquée*, Thèse de Doctorat, 2004.
- [25] P. Lamaty, *Opérateurs de niveau intermédiaire pour le traitement d'images en flot de données et en temps réel*, Thèse de Doctorat, 2001.
- [26] E. Belin and F. Taillade, "An analytical model for backscattered luminance in fog : comparisons with monte-carlo computation and experimental results," *Meas. Sci. Technol - MST* **19**, 2008.
- [27] D. Deirmendjian, "Scattering and polarization properties of water clouds and hazs in the visible and infrared," *Applied Optics* **3**, p. 187, 1964.
- [28] C. F. Bohren and D. R. Huffman, *Absorption and Scattering of Light by Small Particles*, ed. Wiley, 1983.
- [29] W. Wiscombe, "Improved mie scattering algorithms," *Applied Optics* **19**, p. 1505, 1980.
- [30] B. J. Brinkworth, "Calculation of attenuation and back-scattering in cloud and fog," *Atmospheric environment Pergamon Press* **5**, pp. 605–611, 1971.
- [31] E. J. McCartney, *Optics of the Atmosphere Scattering by Molecules and Particles*, John Wiley and sons, New York, 1976.

- [32] E. Dumont, "Semi-monte-carlo light tracing applied to the study of road visibility in fog," in *Monte-Carlo and Quasi Monte-Carlo Methods*, Spanier and Niederreiter, eds., p. 177, Springer-Verlag, 1998.
- [33] J. P. Briton, B. Maheu, G. Grehan, and G. Gouesbet, *Monte Carlo Simulation of Multiple Scattering in arbitrary 3-D geometry*, Particle and Particle Systems Characterization 9(1-4) :5258, 1993.
- [34] Y. W. P. Dutre, E. Lafortune, "Monte carlo light tracing with direct computation of pixel intensities," *In Proceedings of Computer Graphics* , p. 128, 1993.
- [35] V. Lauer, "New approach to optical diffraction tomography yielding a vector equation of diffraction tomography and a novel tomographic microscope," *J. Microscopy* **205**, pp. 165–176, 2002.
- [36] C. M. Vest, *Holographic interferometry*, C.Wiley.E, New-York, 1979.
- [37] P. K. Rastogi, *Holographic interferometry : Principles and Methods*, Vol. 68 of Springer Series in Optical Sciences // Springer-Verlag, Berlin, 1994.
- [38] P. Smigielski, *Holographie industrielle*, Teknea, Toulouse, 1994.
- [39] M. P. Georges and P. C. Lemaire, "Phase-shifting real-time holographic interferometry that uses bismuth silicon oxide crystals," *Applied Optics* **34**, pp. 7497–7506.
- [40] J. P. Huignard, J. P. Herriau, and T. Valentin, "Time average holographic interferometry with photoconductive electrooptic bso crystals," *Applied Optics* **16**, pp. 2796–2798.
- [41] A. Marrakachi, J. P. Huignard, and J. P. Herriau, "Application of phase conjugation in bso crystals to mode pattern visualisation of diffuse vibrating structures," *Opt. Commun.* **34**, pp. 15–18.
- [42] R. C. Troth and J. C. Dainty, "Holographic interferometry using anisotropic self-diffraction in bso," *Optics Letters* **16**, pp. 53–55, 1991.

-
- [43] M. P. Petrov, S. V. Miridonov, S. I. Stepanov, and V. V. Kulikov, "Light diffraction and nonlinear image processing in electro-optic bso," *Opt. Commun.* **31**, pp. 301–304, 1979.
- [44] A. Ashkin, G. D. Boyd, J. M. Dziedzic, R. G. Smith, A. A. Ballman, J. J. Levinstein, and K. Nassau, "Optically induced refractive index inhomogeneities in Ino and Ito," *Appl. Phys. Lett.* **9**, pp. 72–74, 1966.
- [45] B. Pouet and S. Krishnaswamy, "Dynamic holographic interferometry by photorefractive crystals for quantitative deformation measurements," *Applied Optics* **35**, pp. 787–794, 1996.
- [46] R. Day, *Une nouvelle technique d'imagerie laser basée sur la réinjection décalée en fréquence. Laser Optical Feedback Imaging (LOFI)*, Université Joseph Fourier, Grenoble, 2000.
- [47] R. Day, E. Lacot, F. Stoeckel, and F. Berge, "Three-dimensional sensing based on a dynamically focused laser optical feedback imaging technique," *Applied Optics* **40**, pp. 1921–1924, 2001.
- [48] E. Lacot, R. Day, F. Stoeckel, and J. Pinel, "Laser relaxation oscillation frequency imaging," *Optics Letters* **26**, pp. 1483–1485, 2001.
- [49] R. Lang and K. Kobayashi, "External optical feedback effects on semiconductor injection laser properties," *IEEE J. Quantum Electron.* **16**, pp. 347–335, 1981.
- [50] A. Siegman, *Lasers*, University Science, Mill Valley California, 1986.