



HAL
open science

Emission laser impulsionnelle et traitements temps-fréquence en vibrométrie par lidar à détection cohérente

Julien Totems

► **To cite this version:**

Julien Totems. Emission laser impulsionnelle et traitements temps-fréquence en vibrométrie par lidar à détection cohérente. Traitement du signal et de l'image [eess.SP]. Institut National Polytechnique de Grenoble - INPG, 2011. Français. NNT: . tel-00610531

HAL Id: tel-00610531

<https://theses.hal.science/tel-00610531>

Submitted on 22 Jul 2011

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

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

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

Spécialité : **Signal, Image, Parole et Télécoms**

Arrêté ministériel : 7 août 2006

Présentée par

Julien TOTEMS

Thèse dirigée par **Nadine MARTIN**

préparée au sein du **Département Optique Théorique et Appliquée de l'Onera** et du **Gipsa-Lab : Laboratoire de l'image, de la parole, du signal et de l'automatique de Grenoble** dans l'**École Doctorale Electronique, Electrotechnique, Automatique, Télécommunications et Signal**

Emission laser impulsionnelle et traitements temps-fréquence en vibrométrie par lidar à détection cohérente

Thèse soutenue publiquement le **15 Février 2011**,
devant le jury composé de :

M. André FERRARI

Professeur à l'Université de Nice-Sophia Antipolis, Rapporteur

M. François GOUDAIL

Professeur à l'Institut d'Optique, Palaiseau, Examineur

Mme. Véronique JOLIVET

Ingénieur de recherche à l'Onera, Palaiseau, Encadrante

Mme. Nadine MARTIN

Directeur de recherche au Gipsa-Lab, Grenoble, Directrice de thèse

M. Jean-Louis MEYZONNETTE

Professeur à l'Institut d'Optique, Palaiseau, Rapporteur

M. Bruno TORRESANI

Professeur à l'Université de Provence, Président



**UNIVERSITE DE GRENOBLE
INSTITUT POLYTECHNIQUE DE GRENOBLE**

THESE

pour obtenir le grade de

**DOCTEUR DE L'Université de Grenoble
délivré par l'Institut polytechnique de Grenoble**

Spécialité : « Signal, Image, Parole et Télécoms »

préparée au **Département Optique Théorique et Appliquée de l'Onera**

et au **GIPSA-lab**, Laboratoire de l'image, de la parole, du signal et de l'automatique de Grenoble

dans le cadre de **l'Ecole Doctorale**

« Electronique, Electrotechnique, Automatique, Télécommunications et Signal »

présentée et soutenue publiquement par

Julien Totems

le 15 Février 2011

Emission laser impulsionnelle et traitements temps-fréquence
en vibrométrie par lidar à détection cohérente

Directeur de thèse : Nadine Martin

JURY

M. Bruno Torrèsani,	Président
M. Jean-Louis Meyzonnette,	Rapporteur
M. André Ferrari,	Rapporteur
Mme. Nadine Martin,	Directeur de thèse
Mme. Véronique Jolivet,	Encadrante
M. François Goudail,	Examineur



Remerciements

Je souhaite ici remercier tous ceux sans qui cette thèse n'aurait pas été possible.

Au premier rang vient mon encadrante Véronique Jolivet. En plus de m'avoir beaucoup appris et d'avoir persévéré dans ses mises au point et corrections, elle a tout fait pour me montrer mes apports et me remonter au sommet lorsque, comme tout thésard périodiquement, j'ai failli tomber au fond. De même, je suis très reconnaissant envers ma directrice de thèse Nadine Martin de m'avoir montré comment orienter et présenter rigoureusement mes recherches. Je remercie Jean-Philippe Ovarlez pour son aide dans le domaine de l'estimation en radar ainsi que pour sa grande sympathie.

J'apprécie à sa juste valeur la contribution de la DGA, qui a financé ces recherches, et je remercie en particulier mon correspondant Bruno Desruelles dont je tiens à souligner la proximité avec les doctorants.

J'exprime ma gratitude aux membres du jury qui m'ont fait l'honneur d'évaluer cette thèse : M. Ferrari, M. Torrèsani, ainsi que mes estimés professeurs de SupOptique, Jean-Louis Meyzonnette et François Goudail, auxquels j'ai été très fier de montrer les fruits de leur enseignement.

Parmi l'unité SLS du Département Optique Théorique et Appliquée de l'Onera, il m'est indispensable de remercier Claudine Besson qui m'a accueilli pour cette thèse et a insisté pour me garder ensuite dans son équipe, mais aussi mes collègues ayant participé à ces travaux, à savoir Xavier Délen, Didier Goular, Didier Fleury, Béatrice Augère, et Matthieu Valla. Je remercie Guillaume Canat et Laurent Lombard pour leur aide concernant les limites des sources lasers à fibre, et évidemment les doctorants « sourciers » : Adrian, Claire, Mathieu, Erik et William ; du haut de leur troisième étage, ils font la vie sociale de l'unité. Une mention spéciale à Pierre Bourdon pour ses conseils en jeux et séries très appréciés et ses cartons jaunes, mais surtout à ma chère co-bureau Baya Bennai qui m'a soutenu tout au long de la thèse, au prix modique de quelques cartes postales. Je note la contribution pragmatique de sa relève, Julien Le Gouët, sur les corrections de mes encadrants.

J'adresse par ailleurs « many thanks » à Chris Hill, pour ses travaux qui ont guidé les miens, ses conseils avisés et son enthousiasme en toutes circonstances.

Je me dois aussi de remercier les médiateurs scientifiques du Palais de la Découverte, notamment le fameux Professeur de Botton, Kamil Fadel, David, Yohann, Ana et Hajer. Le Palais m'avait déjà insufflé la passion des sciences étant jeune. En m'acceptant parmi eux, ils m'ont permis de l'entretenir, ce qui a été indispensable pour mener cette thèse à son terme.

Pour terminer, j'exprime ma profonde gratitude envers ma famille, notamment mes parents et grands-parents, qui m'ont poussé tout au long de mes études et de cette thèse en particulier, afin que je suive jusqu'au bout mes ambitions scientifiques. Et évidemment j'ai une pensée pour mes amis, dont Célia et Solange, ainsi que pour Zeh-Ty, qui, en plus de me soutenir au plus près depuis si longtemps, de me supporter chaque jour et de me faire découvrir le monde, fait tout pour épicer mon quotidien (sinon, ce serait trop facile !).

« Mais pourquoi la concurrence des vibrations, c'est-à-dire leur direction dans le même sens, et la propriété de recommencer fréquemment ensemble, est-elle une si grande source de plaisir? »

Jean le Rond d'Alembert

TABLE DES MATIERES

TABLE DES NOTATIONS.....	IX
INTRODUCTION GENERALE	1
CHAPITRE I – INTRODUCTION A LA VIBROMETRIE PAR LIDAR COHERENT	
INTRODUCTION.....	6
1 MESURE DE VIBRATION	6
2 VIBROMETRIE PAR LIDAR COHERENT HETERODYNE	10
3 VIBROMETRIE EN REGIME D’EMISSION IMPULSIONNEL.....	14
4 MODELE DU SIGNAL EN VIBROMETRIE PAR LIDAR COHERENT HETERODYNE.....	20
CONCLUSION.....	29
CHAPITRE II – MODELISATION ET SIMULATION DU SIGNAL EN VIBROMETRIE	
INTRODUCTION.....	32
1 MOYENS EXPERIMENTAUX.....	32
2 ETUDE DU BRUIT DE PHASE LASER	35
3 ETUDE DES BRUITS DU A LA TURBULENCE ATMOSPHERIQUE.....	41
4 SIMULATION DU SIGNAL PAR PRODUIT DE PHASEURS.....	59
CONCLUSION.....	62
CHAPITRE III – ETAT DE L’ART DES FORMES D’ONDES ET DU TRAITEMENT DU SIGNAL	
INTRODUCTION.....	64
1 DEFINITION DES PARAMETRES UTILISES	64
2 ETAT DE L’ART DES FORMES D’ONDES UTILISABLES EN VIBROMETRIE.....	67
3 ETAT DE L’ART DES METHODES DE TRAITEMENT DU SIGNAL EN VIBROMETRIE	78
CONCLUSION.....	90
CHAPITRE IV – BORNE DE CRAMER-RAO ET ESTIMATEUR DU MAXIMUM DE VRAISEMBLANCE	
INTRODUCTION.....	94
1 ETUDE DES PERFORMANCES THEORIQUES DES MULTIPLETS D’IMPULSIONS.....	94
2 ESTIMATEUR DU MAXIMUM DE VRAISEMBLANCE DE LA FREQUENCE INSTANTANEE D’UN MULTIPLET D’IMPULSIONS	108
CONCLUSION.....	123

CHAPITRE V – EXTRACTION DE LA VIBRATION DANS LE PLAN TEMPS-FREQUENCE

INTRODUCTION.....	126
1 INTERET D’UNE ESTIMATION AVEC HYPOTHESE DE CONTINUTE EN VIBROMETRIE PAR LIDAR COHERENT.....	126
2 EXTRACTION DE VIBRATION SUR UNE REPRESENTATION TEMPS-FREQUENCE.....	129
3 SIMULATIONS COMPARATIVES POUR L’ATTENUATION DE L’IMPACT DU « FADING »	139
CONCLUSION.....	146

CHAPITRE VI – ETUDE COMPARATIVE DES METHODES DE TRAITEMENT DU SIGNAL EN VIBROMETRIE CONTINUE ET IMPULSIONNELLE

INTRODUCTION.....	150
1 CARACTERISTIQUES DES SIGNAUX CONSIDERES	150
2 COMPARAISON DES PERFORMANCES SUR SIGNAUX SIMULES.....	151
3 VALIDATION EXPERIMENTALE EN PRESENCE DE FORT BRUIT DE SPECKLE	164
CONCLUSION.....	170

CHAPITRE VII – APPLICATION A LA PREDICTION DES PERFORMANCES D’UN LIDAR VIBROMETRE FIBRE A 1,55 μM

INTRODUCTION.....	172
1 CHOIX DES FORMES D’ONDES POUR UN LIDAR VIBROMETRE FIBRE A 1,55 μM	172
2 APPLICATION A L’IDENTIFICATION DE CIBLES AERIENNES.....	176
3 APPLICATION AU DIAGNOSTIC STRUCTUREL POST-SISMIQUE.....	185
CONCLUSION.....	191

CONCLUSION GENERALE	193
---------------------------	-----

ANNEXES

1 PHYSIQUE DE LA MESURE.....	196
2 PROPAGATION DES CHAMPS OPTIQUES ET OSCILLATEUR LOCAL RETROPROPAGE	205
3 DISTRIBUTIONS TEMPS-FREQUENCE ET EMPLOI EN VIBROMETRIE	207
4 INVERSION DE LA MATRICE DE COVARIANCE DU SIGNAL HETERODYNE REDUIT	209
5 CALCUL D’UN NOYAU DE LISSAGE DE LA RTF TRADUISANT L’HYPOTHESE DE CONTINUTE	211
6 REMARQUES SUR L’EXPERIENCE DE VIBROMETRIE IMPULSIONNELLE.....	213

BIBLIOGRAPHIE	217
---------------------	-----

TABLE DES PRINCIPALES NOTATIONS

Opérateurs

$\langle x \rangle$	espérance mathématique de la variable x
\bar{x}	moyenne temporelle de la variable x
\hat{x}	estimée de la variable x
$\arg(x)$	argument de la variable x
$\operatorname{argmax}_x[f(x)]$	position en x du maximum de la fonction f de x
$\text{TF}[x]$	transformée de Fourier de x
σ_x	écart-type de la variable x
Γ_x	fonction d'autocorrélation de la variable x
\mathbf{Q}_x	matrice de covariance de la variable x
DSP_x	densité spectrale de puissance de x
$\mathbf{M}^T / \mathbf{M}^H$	transposée / transposée hermitienne de la matrice \mathbf{M}
$\det(\mathbf{M})$	déterminant de la matrice \mathbf{M}
$\text{tr}(\mathbf{M})$	trace de la matrice \mathbf{M}
$\exp(\mathbf{M})$	matrice composée des exponentielles des éléments de \mathbf{M}
\circ	produit terme à terme de vecteurs ou de matrices
$*$	produit de convolution
\otimes	intercorrélacion

Variables (Unités)

α	(.)	coefficient de décroissance du bruit coloré de fréquence laser
A	(.)	fonction d'ambiguïté
A_R	(m^2)	surface de la pupille de réception
B_a	(Hz)	largeur de la bande d'analyse
B_m	(Hz)	largeur de la bande de modulation de fréquence
B_{speckle}	(Hz)	largeur de la bande de bruit multiplicatif dû au speckle
B_{turb}	(Hz)	- - - - - dû à la turbulence atmosphérique
β	(.)	indice de modulation
$\beta_{a,\pi}$	(m^{-1})	coefficient de rétrodiffusion des aérosols atmosphériques
c	($3 \cdot 10^8 \text{ m/s}$)	vitesse de la lumière
C_n^2	($\text{m}^{-2/3}$)	constante de structure de la turbulence d'indice
$\text{CNR}, \text{CNR} _B$	(.) ou (dB)	rapport porteuse à bruit dans la bande d'éch., dans la bande B
CNR_{wf}	(.) ou (dB)	rapport porteuse à bruit associé à une forme d'onde
γ	(.)	facteur de recouvrement des ondes aller et retour lors de leur propagation
γ_{atm}	(m^{-1})	coefficient d'extinction atmosphérique
D	(m)	distance à la cible sur l'axe z
D_{amb}	(m)	plage non-ambiguë en distance
$\text{DSP}_{\delta v,0}$	(Hz^2/Hz)	composante blanche de la d. s. p. du bruit de fréquence laser
DSP_{vib}	($\text{m}^2/\text{s}^2/\text{Hz}$)	d. s. p. de la vitesse de vibration

$\delta D, \delta V$	(m),(m/s)	résolution en distance, en vitesse
δv_{laser}	(Hz)	bruit en fréquence à l'émission laser
Δ	(m)	différence de marche (optique)
$\Delta v_{\text{Doppler}}$	(Hz)	décalage fréquentiel dû à l'effet Doppler
Δv_{laser}	(Hz)	largeur à mi-hauteur du spectre de l'émission laser
$\Delta \phi_{\text{laser}}$	(rad)	bruit de phase laser à la détection hétérodyne
E_p	(J)	énergie d'impulsion
$\eta_{\text{het}}, \eta_{\text{turb}}$	(.)	rendement hétérodyne, rendement lié à la turbulence atmosphérique
f	(Hz)	fréquence (en bande de base)
f_{inst}	(Hz)	fréquence instantanée
f_{vib}	(Hz)	fréquence de vibration
g_B	(m/W)	gain par l'effet Brillouin
h	(m)	altitude
i_a	(A)	courant parasite dû à la rétrodiffusion des aérosols atmosphériques
i_b	(A)	courant de bruit de détection, additif
$i_{\text{det}}, i_{\text{het}}$	(A)	photocourant issu du détecteur, courant hétérodyne
i_s	(A)	signal analytique recentré, reconstitué à partir du photocourant i_{det}
j	(.)	$\sqrt{-1}$
k	(m^{-1})	vecteur d'onde ($2\pi/\lambda$)
K	($\text{Hz}^{\alpha-1}$)	coefficient de la composante colorée du bruit de fréquence laser
L	(.)	fonction de vraisemblance
$L_{\text{eff}}, L_{\text{tot}}$	(m)	longueur effective, totale de la fibre optique d'émission
Λ	(.)	fonction de log-vraisemblance
λ	(m)	longueur d'onde
m	(.)	bruit multiplicatif complexe
M	(.)	nombre de modes de vibration
μ	(.)	modulation de l'émission
n	(.)	indice de réfraction
N_p	(.)	nombre d'impulsions par forme d'onde multiplets
N_w	(.)	nombre de formes d'ondes considérées pour le suivi de fréq. inst.
ν	(Hz)	fréquence (optique)
ν_{MAO}	(Hz)	décalage fréquentiel artificiel dû au modulateur acousto-optique
ν_{laser}	(Hz)	fréquence laser (c/λ)
ω, ω_0	(m)	rayon à 1/e du faisceau laser, waist du faisceau laser
Ω	(rad/s)	vitesse angulaire de rotation de la cible
$P_{\text{las}}, P_{\text{OL}}, P_r$	(W)	puissance laser émise, de l'oscillateur local, puissance reçue
PRF	(Hz)	fréquence de répétition des impulsions
r	(m)	position dans le plan transverse à la propagation
r_0, S_0	(m)	paramètre de Fried, rayon de cohérence après propagation turbulente
s	(.)	vecteur signal formé par les impulsions successives moyennées
S_{vib}	(m/s)	module de la T.F. de la vitesse de vibration
SNR	(.) ou (dB)	rapport signal à bruit sur le spectre de vibration mesuré
σ_b	(A)	écart-type du bruit de détection
$\sigma_D, \sigma_f, \sigma_v$	(Hz),(m/s)	écart-type de l'erreur de distance, fréquence instantanée, vitesse
σ_t	(s)	extension temporelle effective de la forme d'onde
t_p	(s)	durée d'une impulsion
T	(s)	période de répétition de la mesure de vitesse / des formes d'ondes
T_m	(s)	durée de la mesure de vitesse / des formes d'ondes

TABLE DES NOTATIONS

T_{mes}	(s)	durée totale de la mesure de vibration
T_S	(s)	séparation des impulsions
θ	(.)	vecteur de paramètres
U	(V/m)	champ électrique
Φ_p	(m)	diamètre de pupille
φ	(rad)	phase
φ_{turb}	(rad)	« piston » de la turbulence atmosphérique
χ	(.)	terme de fluctuations de log-amplitude de la turbulence atmosphérique
V_{vib}, V_{max}	(m/s)	vitesse vibratoire sur l'axe z, amplitude de vitesse vibratoire
V_{amb}	(m/s)	plage non-ambiguë en vitesse
$V_{(z)}, V_{g,(z)}$	(m/s)	vitesse de la cible (proj. sur l'axe z), vitesse globale (proj. sur l'axe z)
$V_{//}, V_{\perp}$	(m/s)	vitesse radiale, transverse du vent
x, y, z	(m)	coordonnées spatiales
WRF	(Hz)	fréquence de répétition des formes d'ondes
Z_{vib}, Z_{max}	(m)	déplacement vibratoire sur l'axe z, amplitude du déplacement vibratoire
Z_R	(m)	distance de Rayleigh

INTRODUCTION

La mesure de vibrations par interférométrie optique est depuis longtemps utilisée pour le contrôle non intrusif, notamment dans l'industrie. De la conformité des pièces mécaniques à la maturité des fruits, de la stabilité d'un pont suspendu aux points de décollement d'une fresque antique à restaurer, beaucoup d'informations peuvent être tirées des vibrations d'un objet.

La technique la plus répandue utilise l'effet Doppler-Fizeau, qui induit un décalage de la fréquence d'un laser émis vers la cible, rétrodiffusé et reçu, lui permettant de mesurer sa vitesse. Elle est appelée vibrométrie laser Doppler.

Fondée sur ce même principe mais encore en développement, la vibrométrie à longue distance par lidar (radar laser) à détection cohérente hétérodyne multiplie aujourd'hui les réussites dans d'autres domaines. Des vibrations jusqu'au micron par seconde en vitesse peuvent ainsi être mesurées à plusieurs kilomètres de distance. Il s'agit là d'une prouesse qui ne manque pas d'applications.

Elle a ainsi été mise en œuvre avec succès, dans le domaine militaire, pour le repérage de mines enfouies sur un large terrain [1], pour la détection de véhicules camouflés dans un fouillis végétal [2] ou même derrière des obstacles [3], ou encore pour l'écoute à distance [4].

Les applications les plus impressionnantes sont également les plus ardues, pour lesquelles de multiples points durs restent à résoudre. Parmi elles, citons d'abord l'identification de cibles aériennes, hors de portée des systèmes d'imagerie [5]. On peut en effet recourir à la vibrométrie pour mesurer les fréquences modales de vibration de la structure d'un avion à plusieurs dizaines de kilomètres. Ceci constitue une signature qui permet de l'identifier. Un autre exemple, dans le domaine civil, est le diagnostic structurel de bâtiments à distance de sécurité [6]. Du fait des excitations ambiantes, un bâtiment vibre également à ses fréquences modales, qui dépendent de sa structure. Un endommagement invisible de l'extérieur, dû à un séisme par exemple, peut être détecté à distance par vibrométrie, sans mettre en danger des vies humaines.

Remarquons que dans ces deux cas, une difficulté majeure provient des fluctuations d'amplitude et de phase qui affectent l'onde laser, parmi d'autres perturbations. Ces phénomènes sont une spécificité du lidar cohérent.

Le développement instrumental fait aussi l'objet de progrès continus. Dès 1993, le passage à des architectures entièrement réalisées en fibres optiques et composants issus de l'industrie des télécommunications a ouvert la voie à des instruments robustes et compacts [7], qui pourront à terme être embarqués à bord de plates-formes mobiles. L'unité Sources Lasers et Systèmes Lidar Cohérents de l'Onera, cadre de la présente thèse, a justement pour activité le développement des lasers à fibre adaptés aux applications lidar.

Par ailleurs, on observe l'apparition, notamment aux Etats-Unis, de lidars vibromètres à émission laser impulsionnelle, qui tirent parti de la longue expertise des radars Doppler pulsés. C'est le type d'instruments qui nous intéresse ici.

Dans ce cas, le décalage Doppler en fréquence dû à la vibration est mesuré sur des formes d'ondes de type doublets ou multiplets d'impulsions, qui concentrent l'énergie émise [8]. Cette alternative à l'émission continue plus classique est particulièrement intéressante pour plusieurs raisons. D'abord, elle permet des instruments multifonctions capables d'une télémétrie simultanée par mesure du temps de vol des impulsions. Ensuite, elle facilite la simplification des architectures (optique unique pour l'émission et la réception) car elle est, sous certaines conditions, insensible à tous les échos parasites (aérosols atmosphériques). Il est même évoqué la possibilité d'une portée supérieure pour une même énergie émise. Enfin, avec moins d'échantillons de signal à collecter, elle peut être traitée beaucoup plus rapidement. Ce régime impulsionnel est donc avantageux voir indispensable pour certaines applications.

Cependant, des inconvénients majeurs ont été relevés en vibrométrie impulsionnelle à formes d'ondes courtes (doublets), les plus prometteuses à longue portée [9]. N'étant pas adéquates pour mesurer les vitesses de vibration les plus faibles et, dans le même temps, sujettes à des ambiguïtés pour les plus fortes, leur dynamique de mesure est réduite. Par ailleurs, le faible nombre de mesures de vitesse, par rapport au régime continu, ne permet pas de moyennner aussi efficacement les perturbations typiques du lidar cohérent.

Le régime impulsionnel ne répondant pas actuellement aux besoins opérationnels, en particulier dans les cas où il serait le plus avantageux, ces difficultés doivent être résolues. Nous proposons ici de nouvelles solutions dans ce but.

La clé est une meilleure prise en compte des connaissances des bruits et de la vibration. Les techniques issues du domaine du radar actuellement utilisées ne sont pas adaptées à la vibrométrie par lidar cohérent. Ainsi, il reste des degrés de liberté sur les paramètres des formes d'ondes, qui peuvent encore être optimisées en fonction des conditions spécifiques de bruit. D'autre part, des stratégies de traitement du signal existent pour travailler avec un modèle plus évolué, lors de l'estimation du décalage Doppler, et obtenir de meilleures performances.

L'objectif de cette thèse est donc de proposer des formes d'ondes et traitements de signal innovants en vibrométrie laser impulsionnelle par lidar cohérent, en utilisant les informations disponibles sur les bruits affectant la mesure et la vibration à estimer. Ceci nécessite une modélisation réaliste du signal de mesure et des sources de bruit.

La démarche suivie s'articule en sept parties.

Dans un premier chapitre, nous détaillons l'utilité et le principe de la mesure de vibration à grande distance par lidar cohérent. Le modèle du signal est présenté, ainsi que les sources de bruit et leurs paramètres caractéristiques. Un état de l'art de la vibrométrie en régime impulsionnel permet de revoir ses avantages et les difficultés spécifiques rencontrées, dont découle notre problématique.

Au chapitre II, nous étudions théoriquement et expérimentalement les bruits de phase et d'amplitude spécifiques qui affectent le signal en lidar cohérent, dus à l'émission laser et à la turbulence atmosphérique. Cela nous permet de construire un simulateur modulaire et rapide du signal de mesure, qui prend en compte de manière réaliste les différentes sources de bruit. Un tel simulateur est indispensable pour qualifier les stratégies de formes d'ondes et de traitement envisagées.

Les chapitres III à VI portent sur l'optimisation des formes d'ondes et du traitement du signal. Une spécificité de notre étude est de prendre du recul par rapport aux contraintes liées à une technologie ou une autre, en rapportant les performances de la mesure de vibration à une énergie émise donnée. De même, la méthodologie de traitement du signal est ouverte à des possibilités plus élaborées qu'une série d'estimations rapides et indépendantes du décalage Doppler au cours du temps.

D'abord, le chapitre III fait l'inventaire des différentes formes d'ondes lidar utilisables en vibrométrie et de leurs caractéristiques, ainsi que des méthodes pertinentes de traitement du signal provenant de la littérature de l'estimation de fréquence instantanée, des radars et des lidars.

Au chapitre IV, nous calculons la fonction de vraisemblance du signal en présence de bruits multiplicatifs. Elle est dans un premier temps appliquée à la prédiction des performances ultimes de formes d'ondes multiplets par la borne de Cramér-Rao, qui permet de fixer les règles de leur optimisation. Ensuite, nous en dérivons un estimateur du maximum de vraisemblance de la fréquence instantanée applicable aux multiplets d'impulsions. Il est caractérisé et son apport est quantifié sur des signaux générés par le simulateur décrit au chapitre II.

L'objet du chapitre V est l'étude de méthodes d'estimation de la fréquence instantanée qui tirent parti de la propriété de continuité de la fréquence Doppler recherchée. Nous mettons en évidence l'avantage de techniques appliquées sur une représentation temps-fréquence du signal. Une comparaison de leurs performances sur des signaux simulés permet de connaître leur apport et leurs limites.

Le chapitre VI expose tout d'abord les résultats de la comparaison, toujours sur signaux simulés, des méthodes de traitements existantes et proposées, appliquées à trois différents formats de modulation : doublets, multiplets et régime continu. L'impact des forts niveaux de bruit additif et multiplicatif, et autres perturbations typiques de la vibrométrie sur cible mobile à longue portée, sont étudiés. Par la suite, ces résultats sont validés sur des signaux réels issus d'une expérience de vibrométrie en régime impulsionnel, en laboratoire.

Nous concluons ce travail au chapitre VII avec le dimensionnement et la simulation des performances de deux lidars vibromètres employant la technologie fibrée à 1,55 μm . L'un est dédié à l'identification de cibles aériennes à longue portée, l'autre au diagnostic structurel de bâtiments à moyenne portée.

CHAPITRE I : INTRODUCTION A LA VIBROMETRIE PAR LIDAR COHERENT

INTRODUCTION.....	6
1 MESURE DE VIBRATION	6
1.1 INTERETS DE LA MESURE DE VIBRATION.....	6
1.2 METHODES DE MESURE DE VIBRATION	7
1.3 APPLICATIONS DE LA VIBROMETRIE A LONGUE PORTEE	8
2 VIBROMETRIE A GRANDE DISTANCE PAR LIDAR COHERENT.....	10
2.1 SYSTEMES LIDARS.....	10
2.2 PRINCIPE	11
2.3 PARAMETRES CARACTERISTIQUES.....	13
3 VIBROMETRIE EN REGIME D’EMISSION IMPULSIONNEL.....	14
3.1 APPORTS ATTENDUS.....	15
3.2 ETAT DE L’ART ET DIFFICULTES RENCONTREES EN REGIME IMPULSIONNEL	16
4 MODELE DU SIGNAL EN VIBROMETRIE PAR LIDAR COHERENT	20
4.1 SOURCES DE BRUIT ET AUTRES PERTURBATIONS DE LA MESURE	20
4.2 CHAINE DE TRAITEMENT DU SIGNAL	23
4.3 EXPRESSION DU SIGNAL	25
4.4 ORDRES DE GRANDEUR	26
CONCLUSION.....	29

INTRODUCTION

Dans ce premier chapitre, nous présentons le contexte de notre étude, en rappelant brièvement les techniques de mesure de vibration, ainsi que le cadre d'application de la vibrométrie par lidar cohérent hétérodyne, à travers deux exemples d'applications concrètes étudiées à l'Onera.

Après une présentation des systèmes lidar, nous expliquons le principe de la vibrométrie par lidar cohérent hétérodyne. La vibrométrie en régime d'émission impulsif est ensuite introduite. A travers un rapide état de l'art du domaine, nous récapitulons les avantages de cette technique et les difficultés à résoudre pour l'implémenter, ce qui pose les enjeux et la problématique de ce travail de thèse.

Pour finir, nous détaillons les différentes sources de bruit et perturbations de la mesure, ainsi que la chaîne générique de traitement du signal employée. Une expression générique du signal hétérodyne, dont le traitement est au cœur du problème abordé, est établie.

1 MESURE DE VIBRATION

Nous commençons par exposer l'intérêt de la mesure de vibration, puis replaçons la vibrométrie par lidar cohérent hétérodyne parmi les autres méthodes existantes. Deux démonstrations de ses applications étudiées à l'Onera sont présentées.

1.1 INTERETS DE LA MESURE DE VIBRATION

Les vibrations, ondes mécaniques de déformation, sont omni-présentes dans tous les milieux solides déformables. Elles sont parfois problématiques, exerçant des contraintes sur des mécaniques fragiles en ingénierie spatiale, ou dangereuses, lorsqu'il s'agit d'ondes sismiques. Pourtant, elles sont toujours porteuses d'informations.

Mesurées sur toute la surface d'un solide, elles sont par exemple capables de révéler les discontinuités internes à celui-ci, qu'il s'agisse de la structure du manteau terrestre établie grâce aux ondes sismiques, ou d'un défaut dans une pièce mécanique.

Un solide possède par ailleurs des modes privilégiés de vibration : il s'agit d'ondes de déformation qui interfèrent constructivement avec elles-mêmes au cours de leur propagation de part et d'autre du solide, résonnent et deviennent stationnaires. Un modèle simple de système vibratoire est une masse m accrochée à un ressort de raideur k (en N/m), qui possède la fréquence propre de vibration f_{vib} (encore appelée fréquence de résonance) :

$$f_{vib} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k}{m}} \quad (I.1)$$

associée au déplacement vibratoire sinusoïdal $z_{vib}(t)$, d'élongation maximale z_{max} et de phase φ :

$$z_{vib}(t) = z_{max} \sin(2\pi f_{vib} t + \varphi) \quad (I.2)$$

ou encore en termes de vitesse de vibration $v_{vib}(t)$, dérivée de $z_{vib}(t)$, de vitesse maximale v_{max} :

$$v_{vib}(t) = v_{max} \cos(2\pi f_{vib} t + \varphi) = 2\pi f_{vib} z_{max} \cos(2\pi f_{vib} t + \varphi) \quad (I.3)$$

La fréquence de vibration propre à un système est donc spécifique à sa structure (forme, matériaux constitutifs). La mesure du déplacement vibratoire ou de la vitesse de vibration peut ainsi renseigner sur la structure du solide quelle que soit l'excitation qui ait été appliquée.

Dans cette thèse, nous étudions une méthode de mesure des vibrations de surface d'un objet à distance. Le but de cette mesure est souvent la détermination des fréquences propres de vibration du solide, lorsqu'il est excité sur une large bande de fréquences. Dans d'autres cas, une excitation harmonique transmise à l'objet est la donnée d'intérêt.

1.2 METHODES DE MESURE DE VIBRATION

Les méthodes de mesure de vibration sont multiples. Elles peuvent être distinguées par leur fonctionnement avec et sans contact avec l'objet étudié, par leur domaine d'applicabilité ainsi que par les échelles d'amplitudes et de fréquences mesurables. On en trouvera une comparaison détaillée dans [10], ou [11] pour les méthodes optiques. La Table I. 1 résume simplement les domaines d'application des techniques les plus utilisées.

Méthode	Distance	Quantité mesurée	Axes (x,y,z)	Plage de mesure	Bande passante	Réf
Transducteur piézo-électrique	Contact	Déplacement	1	10^{-9} à 10^{-6} m	10^4 à 10^8 Hz	[11]
Capteur électrostatique	Millimétrique	Déplacement	1	10^{-8} à 10^{-3} m	0 à 10^4 Hz	[10]
Vélocimètre (électromagnétique)	Contact	Vitesse	1 à 3	10^{-6} à 10^{-1} m/s	0 à 10^3 Hz	[12]
Accéléromètre (ex : à capteur piézo)	Contact	Accélération	1 à 3	10^{-4} à 10^5 m/s ²	1 à 10^4 Hz	[10]
Interférométrie classique	Métrique	Déplacement	1	10^{-9} à 10^{-6} m	0 à 10^8 Hz	
Interférométrie de Speckle Electronique	Métrique	Déplacement (carte 2D)	1	10^{-7} à 10^{-5} m	0 à 10^4 Hz	[13]
Holographie	Métrique	Vitesse	1	10^{-6} à 10^{-2} m/s	0 à 10^4 Hz	[11]
Interf. hét. Doppler (commerce - LDV)	Décamétrique	Vitesse	1	10^{-6} à 10^{-1} m/s	0 à 10^4 Hz	[14]
Interf. hét. Doppler (recherche - lidar)	Kilométrique					[10]

Table I. 1 : domaines d'application de différentes méthodes de mesure de vibration. NB : les plages de mesure et bandes passantes données sont les ordres de grandeur atteignables par au moins un capteur du type indiqué.

Les méthodes de mesure de vibration par contact, avec un transducteur piézo-électrique, un vélocimètre ou un accéléromètre, peuvent être très sensibles et accéder à une large bande de fréquences. Cependant une mesure sans contact leur est souvent préférée car elle permet une étude à distance, sans perturber le système. Elle est réalisée par des méthodes optiques, parmi lesquelles l'interférométrie (interférence d'une onde réfléchie par l'objet avec une onde de référence) est la plus répandue ; les quelques méthodes à distance présentées ici sont toutes fondées sur ce principe.

Outre l'interférométrie classique, on peut citer l'interférométrie de speckle électronique, qui consiste non pas à faire interférer des ondes mais à soustraire les images successives de l'objet sous éclairage cohérent, car les figures de tavelures (« speckle » en anglais) qui apparaissent alors à la surface de l'objet contiennent une information sur la phase de l'onde rétrodiffusée. On peut alors étudier la déformée modale sur toute la surface de l'objet [15].

En vibrométrie par holographie dans un cristal [10], on fait interférer l'onde réfléchie par l'objet étudié avec son enregistrement dans le cristal holographique quelques instants auparavant. Elle mesure ainsi la vitesse de vibration et demeure robuste à toute déformation de l'onde par l'objet.

Enfin, l'interférométrie hétérodyne (expliquée en section 2) est aussi sensible à la vitesse de vibration. A courte portée, on parle de vibrométrie laser Doppler (LDV, Laser Doppler Vibrometry). Fonctionnant à distance, sensible à une large gamme de vitesses (du $\mu\text{m/s}$ au m/s), cette méthode est largement appliquée dans l'industrie, notamment avec les instruments développés par Polytec [14] pour le contrôle non destructif. C'est aussi le principe employé par les lidars cohérents hétérodynes, qui grâce à une puissance laser supérieure atteignent des portées plus importantes.

Les deux premières techniques évoquées ci-dessus ont l'avantage d'être insensibles aux déformations du front d'onde réfléchi par l'objet, mais nécessitent une forte puissance réfléchie. C'est l'inverse pour la vibrométrie par lidar cohérent. Elle est la seule à permettre la mesure de vibrations à longue portée, jusqu'à plusieurs dizaines de kilomètres. En contrepartie, son rapport signal à bruit est affecté par un rendement hétérodyne (défini plus loin) qui diminue lorsque l'onde reçue est déformée par rapport à l'onde émise.

1.3 APPLICATIONS DE LA VIBROMETRIE A LONGUE PORTEE

En effet, la mesure de vibration à longue portée (>100 mètres) possède de nombreuses applications, à la fois dans le domaine civil et dans le domaine militaire.

Dans le domaine civil, il s'agit par exemple de la sismographie à distance [16] ou du diagnostic structurel de bâtiments [6]. Dans le domaine militaire, citons la détection de mines [1], l'écoute à distance [4] ou encore la détection, la reconnaissance et l'identification de véhicules civils et militaires [2,3,5,17].

Nous présentons, à titre d'exemples, une application dans chaque domaine, qui ont déjà fait l'objet d'expérimentations à l'Onera.

Dans le domaine civil, le diagnostic structurel à distance de sécurité d'un bâtiment potentiellement endommagé est une application prometteuse. Une fissure importante dans la structure porteuse d'un bâtiment est en effet susceptible de modifier ses fréquences modales de vibration. Il est donc possible de détecter un endommagement en comparant les fréquences de vibration d'un bâtiment sous le seul effet des excitations environnementales, avant et après un évènement. Un lidar vibromètre de portée kilométrique pourrait ainsi diagnostiquer un certain nombre de bâtiments importants d'une ville touchée par un séisme, à partir d'un même point haut ; cela se ferait en peu de temps, et surtout sans risquer de vies humaines.

L'utilisation d'un lidar vibromètre fibré à $1,55 \mu\text{m}$ dans ce but a été validée à l'Onera en 2006 [6]. Sur un immeuble de grande hauteur, les vibrations ont pu être mesurées et les résultats comparés aux mesures de vélocimètres (Figure I. 1). La distance de mesure était de 150 mètres.

Dans cette application, la principale difficulté consiste à pouvoir détecter des vibrations de vitesse maximale de l'ordre du $\mu\text{m/s}$, à la limite de sensibilité des systèmes actuels. Les fréquences de vibration significatives se trouvent dans une bande de 0 à 20 Hz. Un système optimisé et des mesures de longue durée sont donc indispensables afin d'atténuer les bruits (de mesure et de vibration environnementale) et d'obtenir la résolution fréquentielle nécessaire.

L'augmentation de la portée de la vibrométrie sur bâtiment (qui n'a jusqu'ici été menée qu'à 150 m de distance) est aujourd'hui à l'étude, ainsi que la possibilité d'un balayage afin de déterminer la carte modale de la vibration, qui ferait apparaître les discontinuités.

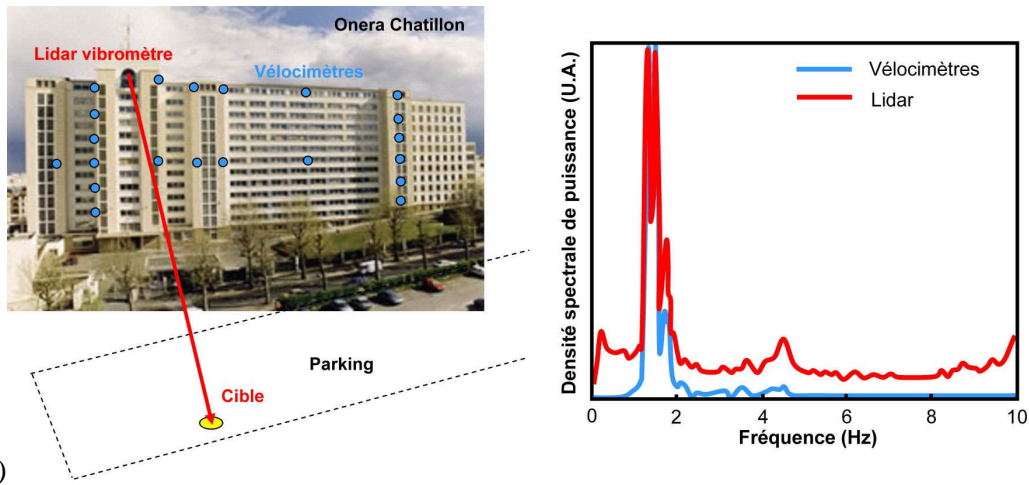


Figure I. 1 : démonstration de la vibrométrie pour le diagnostic structural de bâtiments, à l’Onera [6] : a) ligne de visée et implantation des vélocimètres de référence, b) concordance des spectres de vibration obtenus par le lidar vibromètre et les vélocimètres.

D’autres applications porteuses se trouvent dans le domaine militaire, pour la détection et l’identification de véhicules ou d’aéronefs. La capacité d’un lidar vibromètre à détecter des véhicules camouflés, ou cachés dans un fouillis végétal ou un environnement urbain, a été plusieurs fois démontrée [2,3]. La détection de vibrations périodiques, issues du moteur des véhicules et transmises à l’environnement, permet en effet de conclure à la présence d’un véhicule, dans des cas où celui-ci n’est tout simplement pas visible. La détection de leurres (ne vibrant pas) est aussi directe [1].

Un enjeu plus ardu pour les lidars vibromètres est l’identification de cibles à une distance telle que les systèmes imageurs n’ont plus la résolution suffisante, ou sont gênés par un camouflage. Cela suppose en effet de pouvoir déterminer, à très longue portée ou dans des conditions difficiles, les fréquences de vibration d’une cible, et de les comparer à une base de données afin de l’identifier. Les travaux dans ce domaine sont nombreux depuis les années 1990 [5].

Cette technique a été plusieurs fois éprouvée sur des véhicules terrestres, pour lesquels on étudie les fréquences de vibration associées à leur motorisation. Par exemple, comme le résume la Figure I. 2, la faisabilité de la mesure de vibrations à plus de 2 km de distance par un lidar vibromètre fibré, ainsi que la stabilité des fréquences relevées sur la totalité d’un véhicule, ont été vérifiées récemment à l’Onera [17].

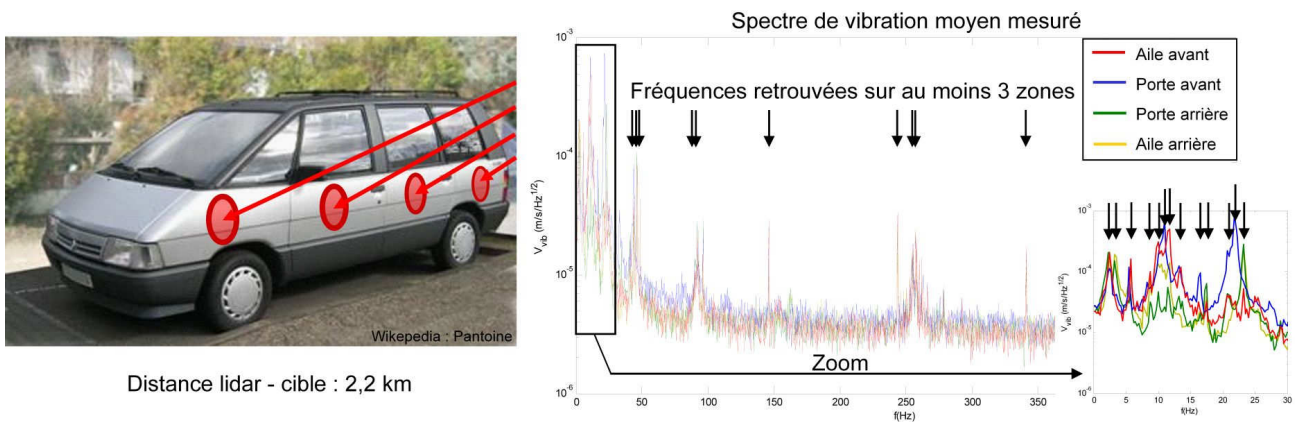


Figure I. 2 : vibrométrie sur véhicule à longue portée (2,2 km), et vérification de la stabilité des vibrations sur la surface du véhicule, en vue de l’identification de cibles par vibrométrie, à l’Onera [17]

Mais l'une des applications les plus intéressantes demeure l'identification de cibles aériennes, puisque la portée d'un lidar cohérent visant en altitude dépasse en théorie celle des systèmes d'imagerie classiques. Démontrée à moyenne portée à l'Onera [18], celle-ci reste cependant très ardue à grande distance. Des difficultés proviennent notamment du mouvement d'ensemble de la cible, des fluctuations du signal reçu dues au passage à travers la turbulence atmosphérique, du mélange des signaux provenant de parties de la cible vibrant indépendamment, et de la faiblesse du signal par rapport au bruit de détection et aux parasites (aérosols atmosphériques ...).

Nous nous concentrons dans cette thèse sur ce type d'application à grande distance, qui nécessite encore un certain développement avant d'être opérationnelle.

2 VIBROMETRIE A GRANDE DISTANCE PAR LIDAR COHERENT

2.1 SYSTEMES LIDARS

Le terme « lidar » (light detection and ranging) ou « ladar » (laser detection and ranging), désigne tout dispositif émetteur et récepteur d'ondes électromagnétique appartenant au domaine lumineux au sens large, des infrarouges (IR) aux ultraviolets (UV), pour la détection et la mesure des caractéristiques d'une cible. Dans son principe, le lidar est très similaire au radar (radio detection and ranging), qui utilise des ondes radio.

Les avantages à recourir aux longueurs d'ondes optiques, approximativement 10^6 fois plus courtes que celles des radars, soit de l'ordre du micron et non du mètre, sont variés. Quelques exemples en sont la sensibilité en vitesse et la directivité de l'émission (qui évoluent comme l'inverse de la longueur d'onde) ou encore l'accès à des cibles microscopiques (particules aérosols ou molécules) sur lesquelles les ondes radar se réfléchissent peu. Dans un lidar, la source de l'émission est un laser, la cohérence et la forte luminance de l'émission étant indispensables pour retrouver les mêmes possibilités de mesure qu'avec un radar.

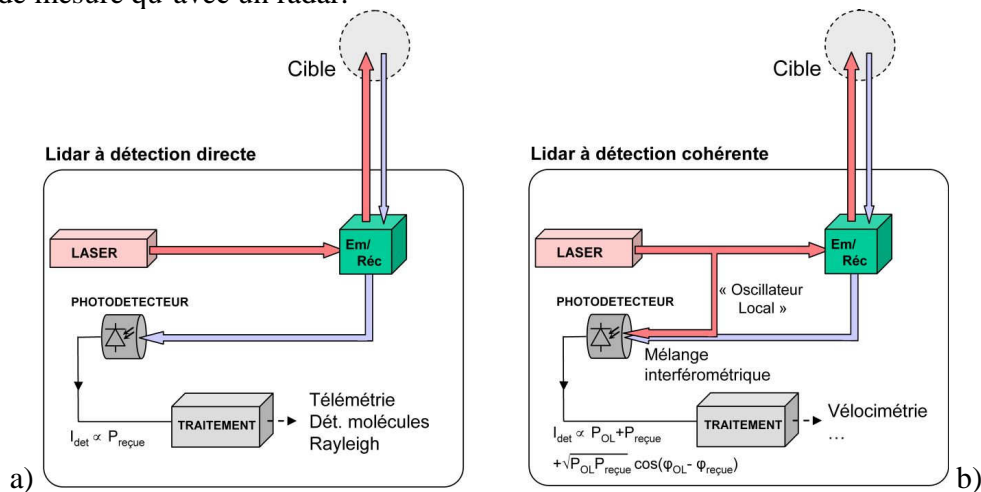


Figure I. 3 : a) schéma d'un lidar à détection directe (dit « incohérent »), b) schéma d'un lidar à détection cohérente (dit « cohérent »)

On distingue deux grandes familles de lidars : les lidars à détection directe, dits « incohérents », et les lidars à détection cohérente, dits « cohérents ».

En détection directe (Figure I. 3 a), la rétrodiffusion du faisceau laser par la cible est directement collectée et focalisée sur un photodétecteur, qui transforme le flux lumineux reçu en courant électrique. De ce fait, toute information sur la phase de l'onde laser est perdue. Les lidars

incohérents sont employés pour la télémétrie, la profilométrie et la réflectométrie, mais aussi, par analyse spectrale du flux reçu, pour la détection de molécules dans l’atmosphère avec les DIAL (Differential Absorption Lidar), ou l’anémométrie à haute altitude avec les lidars Rayleigh.

A l’inverse, le lidar à détection cohérente conserve tout ou partie de l’information de phase de l’onde en réalisant un mélange interférométrique entre l’onde rétrodiffusée et une onde de référence, sur le photodétecteur (Figure I. 3 b). Une fraction de l’onde émise est prélevée pour cette onde de référence, aussi appelée « oscillateur local ». L’interférence des deux ondes est captée par le détecteur et constitue le signal. Le spectre optique de l’onde rétrodiffusée est ainsi transposé dans le domaine radio-fréquence et peut être analysé. Les lidars cohérents trouvent leurs applications principales dans la mesure de vitesse à distance ; l’anémométrie sur les aérosols comme la vibrométrie sur cibles solides en font partie.

2.2 PRINCIPE

Le principe de la mesure de vitesse d’une cible par lidar cohérent hétérodyne est illustré en Figure I. 4. Une source laser produit deux faisceaux laser, l’un étant émis vers la cible, et l’autre, l’oscillateur local, étant mélangé au flux reçu pour la détection cohérente. Un décalage en fréquence artificiel (« hétérodynage ») est appliqué sur l’un ou l’autre de ces faisceaux. Ici, nous prendrons la voie d’émission. Un Modulateur Acousto-Optique (MAO) décale la fréquence de l’émission à $v_{laser} + v_{MAO}$, la fréquence de la voie oscillateur local étant v_{laser} .

L’effet Doppler produit un décalage en fréquence supplémentaire $\Delta v_{Doppler}$ de l’onde rétrodiffusée par la cible, proportionnellement à la vitesse de celle-ci suivant l’axe de visée, relativement à l’observateur. La fréquence de l’onde retour est donc $v_{laser} + v_{MAO} + \Delta v_{Doppler}$, avec :

$$\Delta v_{Doppler} = 2V_z / \lambda \tag{I.4}$$

où λ est la longueur d’onde du laser et V_z la vitesse projetée suivant l’axe de visée \vec{z} .

En vibrométrie, cette vitesse se décompose en une vitesse globale de la cible $V_{g,z}(t)$ (vitesse de son centre de gravité) et une vitesse de vibration $v_{vib}(t)$, bornée, de moyenne nulle, petite devant $V_{g,z}(t)$ dont un exemple simple (sinusoïdal) a été donné en équation (I.3).

$$V_z(t) = V_{g,z}(t) + v_{vib}(t) \tag{I.5}$$

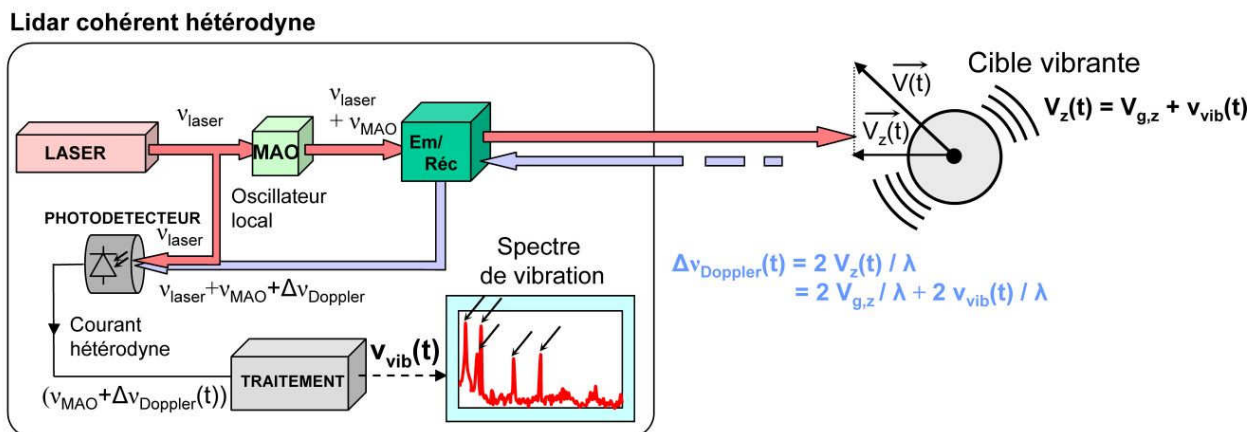


Figure I. 4 : schéma de principe d’un lidar cohérent hétérodyne pour la mesure de vitesse, utilisé pour la vibrométrie (MAO : modulateur acousto-optique, appliquant un décalage fréquentiel artificiel v_{MAO})

Le photocourant en sortie du détecteur, proportionnel au flux incident, s'exprime comme la somme des courants directs dus aux flux reçus et oscillateur local, I_r et I_{OL} , et d'un terme variable dû à l'interférence des deux ondes, appelé courant hétérodyne, et noté i_{het} :

$$I_{det}(t) = I_r + I_{OL} + i_{het}(t) \quad (I.6)$$

Le courant hétérodyne est proportionnel au produit des amplitudes des champs électriques de l'onde reçue et de l'onde oscillateur local, toutefois affecté par un rendement hétérodyne η_{het} qui qualifie la qualité du recouvrement entre les deux ondes. Sa phase est la différence de celles des deux ondes (et sa fréquence la différence des fréquences) :

$$i_{het}(t) \propto \sqrt{\eta_{het} P_r P_{OL}} \cos(\varphi_r - \varphi_{ol}) = \sqrt{\eta_{het} P_r P_{OL}} \cos(2\pi(v_{MAO} + \Delta v_{Doppler})t) \quad (I.7)$$

où P_r , φ_r et P_{OL} , φ_{OL} sont respectivement la puissance et la phase de l'onde reçue, et la puissance et la phase de l'onde « oscillateur local ». Nous pouvons noter la dépendance de ce signal à la racine carrée de la puissance d'oscillateur local, ce qui améliore le bilan de liaison par rapport à la détection directe de l'onde rétrodiffusée par une cible éloignée.

Pour le cas étudié d'une cible en vibration, nous avons, pour une émission continue et une vitesse identique des points sondés par le faisceau laser, un courant hétérodyne de la forme:

$$i_{het}(t) = i_0 \cos\left(2\pi v_{MAO}t + 2\pi \int \frac{2}{\lambda} V_z(t) dt + \varphi_0\right) \quad (I.8)$$

où i_0 est son module et φ_0 une phase constante. C'est en estimant la fréquence instantanée du courant hétérodyne que l'on mesure la vitesse de la cible. La fréquence instantanée, définie par $f_{inst}(t) = 1/2\pi d\varphi/dt$, où $\varphi(t)$ est sa phase, s'écrit en tenant compte de (I.5) :

$$f_{inst}(t) = v_{MAO} + \frac{2}{\lambda} V_{g,z}(t) + \frac{2}{\lambda} v_{vib}(t) \quad (I.9)$$

Remarquons que le spectre du courant hétérodyne est centré autour de $v_{MAO} + 2V_{g,z}/\lambda$. L'hétérodynage, c'est à dire le décalage artificiel du signal d'interférence autour de la fréquence non nulle connue v_{MAO} , permet principalement de ne pas confondre les vitesses positives et négatives de valeur absolue égale, ce qui serait le cas si le spectre était centré autour de la fréquence nulle. Il autorise aussi la réjection des forts bruits localisés à basse fréquence.

D'autre part, aux longueurs d'ondes micrométriques employées par les lidars, les vibrations de la surface d'une cible produisent un décalage mesurable de la fréquence du courant hétérodyne au cours du temps. Le courant hétérodyne est ainsi modulé en fréquence proportionnellement à la vitesse de vibration de la surface de la cible. Il est équivalent de dire qu'il est modulé en phase par le déplacement vibratoire.

Après une suppression du décalage fréquentiel lentement variable dû à la vitesse globale de la cible, le traitement du signal vise dans un premier temps à déterminer la vitesse de vibration, c'est-à-dire à démoduler le courant hétérodyne en fréquence. Dans les cas où l'on s'intéresse aux fréquences modales de vibration, la vitesse de vibration estimée est ensuite analysée spectralement à son tour, afin de connaître les fréquences de vibration privilégiées de la cible (par exemple fléchées sur la Figure I. 4). Elles peuvent être dues aux vibrations de la cible à ses fréquences modales, mais aussi à une excitation forcée ou externe (moteur, turbulence).

2.3 PARAMETRES CARACTERISTIQUES

Nous définissons ici les paramètres importants du signal en vibrométrie. Plusieurs sont dérivés du vocabulaire de la radio-transmission FM, car l'information d'intérêt en vibrométrie laser est également portée par la modulation de fréquence d'une porteuse optique.

Indice et bande de modulation

C'est notamment le cas pour l'indice et la bande de modulation. Supposons une vibration sinusoïdale simple (I.2) et une vitesse globale constante, qui induisent la modulation de fréquence :

$$f_{inst}(t) = v_{MAO} + \frac{2}{\lambda} V_{g,z} + \frac{2}{\lambda} v_{max} \cos(2\pi f_{vib} t + \varphi) = v_{MAO} + \frac{2}{\lambda} V_{g,z} + \frac{4\pi z_{max} f_{vib}}{\lambda} \cos(2\pi f_{vib} t + \varphi) \quad (I.10)$$

La fréquence instantanée du signal, dans le « formalisme FM » s'écrit de manière similaire :

$$f_{inst}(t) = f_{port} + \beta f_m \cos(2\pi f_m t + \varphi) \quad (I.11)$$

avec f_{port} la fréquence porteuse, β l'indice de modulation, f_m la fréquence modulante. $v_{MAO} + 2V_{g,z}/\lambda$ est donc la fréquence porteuse, et l'indice de modulation β est donné par :

$$\beta = \frac{2v_{max}}{\lambda f_{vib}} = \frac{4\pi z_{max}}{\lambda} \quad (I.12)$$

L'excursion fréquentielle maximale Δf_{max} et la bande de modulation B_{mod} occupée par le signal, de par la règle de Carson, sont respectivement :

$$\Delta f_{max} = \beta f_{vib} = \frac{2v_{max}}{\lambda} = \frac{4\pi z_{max} f_{vib}}{\lambda} \quad (I.13)$$

$$B_{mod} = (2\beta + 1) f_{vib} \quad (I.14)$$

En plus de donner la bande occupée par le signal, l'indice de modulation caractérise un aspect fondamental pour le traitement des signaux en vibrométrie : leur non-stationarité (cf chapitre III).

Rapport porteuse à bruit : CNR

Toujours dans le vocabulaire de la radiotransmission FM, le CNR (Carrier-to-Noise Ratio, rapport porteuse à bruit) est le rapport de puissance entre le signal hétérodyne et le bruit de détection (dont les sources sont décrites en section 4), avant démodulation. Il caractérise la qualité du signal lidar, dont va ultérieurement dépendre la qualité de la mesure.

Le CNR, illustré en Figure I. 5 a), s'exprime, dans une bande passante B incluant le signal :

$$CNR|_B = \frac{\langle i_{het}^2 \rangle}{\langle i_b^2 \rangle} = \frac{i_0^2}{2 \langle i_b^2 \rangle} \quad (I.15)$$

avec $\langle i_b^2 \rangle$ la variance du courant de bruit de détection filtré dans cette bande.

Rapport signal à bruit sur le spectre de vibration mesuré: SNR

Quant au rapport signal à bruit SNR (Signal-to-Noise Ratio), il est le rapport de puissance entre le signal démodulé (ici, la vibration) et le bruit après démodulation. Calculé sur la densité spectrale de puissance de la vibration mesurée, il est un paramètre pertinent pour caractériser la qualité de la

mesure. La probabilité de juste identification des pics dus aux vibrations périodiques est en effet croissante avec le SNR.

En utilisant la densité spectrale de puissance de la vitesse mesurée, dont une estimation (par le périodogramme) est :

$$D\hat{S}P_v(f) = |TF\{\hat{v}_{vib}(t)\}|^2 T_{mes} \tag{I.16}$$

où T_{mes} est la durée de la mesure de vibration, nous définissons le SNR à la fréquence f_{vib} de la manière suivante, illustrée en Figure I. 5 b) :

$$SNR = \frac{1/\delta f \int_{f_{vib}-\delta f/2}^{f_{vib}+\delta f/2} DSP_v(f)df - DSP_{v,bruit}}{DSP_{v,bruit}} \tag{I.17}$$

avec δf un voisinage en fréquence et $DSP_{v,bruit}$ la densité spectrale de puissance moyenne du bruit hors du voisinage δf .

Une donnée importante pour l'optimisation du traitement du signal en vibrométrie est ainsi la caractéristique SNR en fonction du CNR.

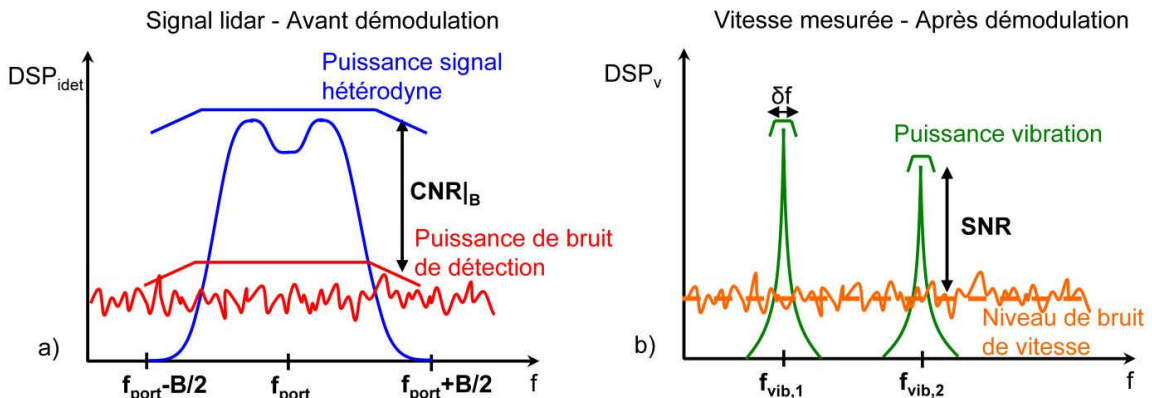


Figure I. 5 : illustrations de a) le rapport porteuse à bruit (CNR) mesuré sur le signal hétérodyne et b) le rapport signal à bruit (SNR) mesuré sur le spectre de vitesse obtenu

3 VIBROMETRIE EN REGIME D'EMISSION IMPULSIONNEL

Un lidar vibromètre peut aussi se concevoir avec un laser impulsionnel. Une modulation $\mu(t)$ est alors appliquée à l'amplitude de l'onde émise ; cette modulation étant directement reproduite sur le courant hétérodyne, l'équation (I.8) du signal hétérodyne devient :

$$i_{her}(t) = \mu(t)i_0 \cos\left(2\pi\nu_{MAO}t + 2\pi\int\frac{2}{\lambda}V_z(t)dt + \varphi_0\right) \tag{I.18}$$

Si les impulsions concentrent l'énergie émise, elles imposent aussi un échantillonnage de la vibration. On définit le concept de « forme d'onde » comme le motif répété périodiquement à l'émission sur $\mu(t)$, et dont le traitement fournit typiquement une estimation de vitesse instantanée.

Dans cette section, nous exposons pour commencer les raisons poussant à envisager un régime impulsionnel en vibrométrie par lidar cohérent. Puis un état de l'art sommaire permet de présenter les formes d'ondes utilisées et les méthodes de traitement du signal associées, ainsi que les difficultés rencontrées. La problématique et la démarche du présent travail de thèse sont ensuite introduites.

3.1 APPORTS ATTENDUS

Le passage à une émission impulsionnelle est envisagé pour quatre raisons majeures [8,19]:

- la possibilité d'une télémétrie simultanée, par mesure du temps de vol des impulsions,
- l'élimination des signaux parasites provenant d'autres éléments que la cible.
- l'efficacité de collection et traitement des données avec un signal composé d'un petit nombre d'impulsions par opposition à un grand nombre d'échantillons en régime continu.
- une « probabilité de détection accrue » selon [8], liée à la forte puissance crête des impulsions.

En premier lieu, la mesure du temps de vol d'impulsions suffisamment courtes permet une télémétrie simultanée de la cible. Pour une cible plus grande que le faisceau laser (« résolue »), un balayage reconstitue une image 3D de la cible [20]. Pour une cible non résolue, la donnée de différents échos constitue une mesure profilométrique [21], utile pour son identification. A l'heure actuelle, les applications militaires favorisent des lidars multifonctions, qui combinent ces capacités en un seul appareil.

L'utilisation de formes d'ondes courtes permet également l'élimination des signaux parasites provenant d'éléments diffuseurs résolus en distance par rapport à la cible, comme illustré en Figure I. 6. Ainsi, le signal faible provenant d'une cible éloignée pourra être séparé temporellement des signaux parasites produits par les aérosols atmosphériques proches du lidar (poussières, fumées, brouillards en suspension).

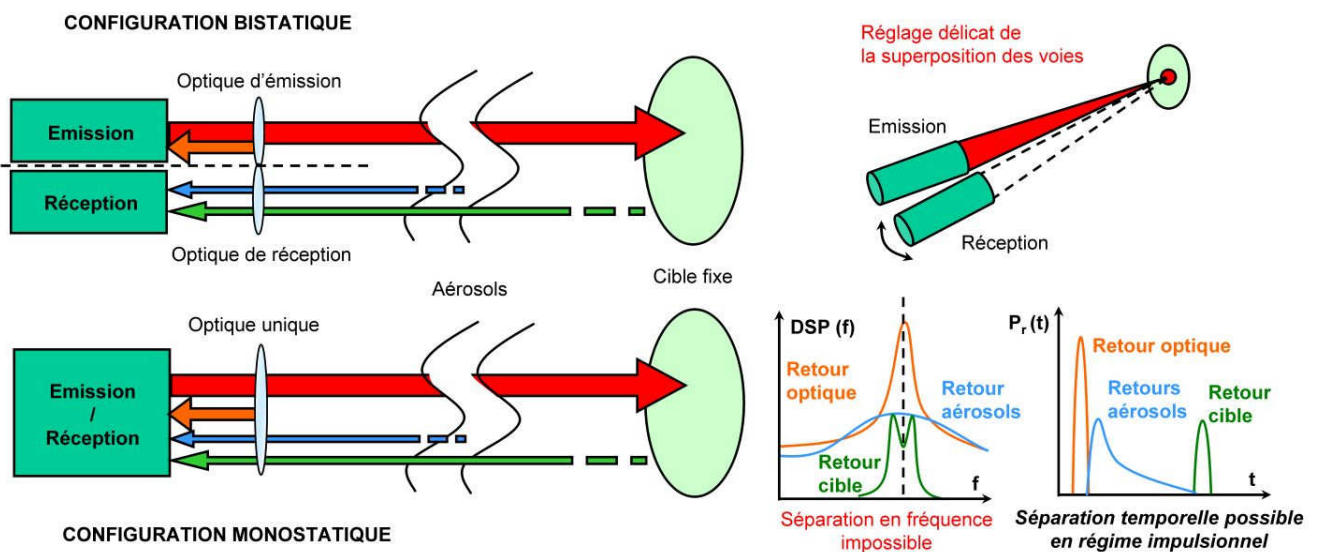


Figure I. 6 : configurations monostatique et bistatique (quasi-monostatique, strictement parlant) et limitations.

D'autre part, la mesure peut alors être effectuée sur une cible fixe avec une configuration comprenant une seule et même optique pour l'émission et la réception [18]. Cette configuration est dite monostatique, par opposition à bistatique lorsque l'émission et la réception sont séparées. Une configuration bistatique est en effet plus encombrante et difficile à régler, surtout au niveau de la superposition du faisceau émis et du cône de réception sur la cible. Elle permet pourtant de s'affranchir des retours parasites issus de l'optique d'émission et des diffuseurs atmosphériques non inclus dans la zone de superposition des voies. Une configuration monostatique est plus compacte et pratique, mais il existe toujours un fort retour parasite issu de la réflexion de l'émission sur l'optique commune. Si la

cible est mobile, le décalage Doppler du signal rétrodiffusé peut permettre de le séparer des parasites dans le domaine fréquentiel. Toutefois, si elle est fixe, le signal utile est noyé dans les parasites, ce qui rend la mesure impossible en régime continu. Par contre, en régime impulsionnel, une séparation dans le domaine temporel est possible si l'impulsion est suffisamment courte.

Un autre attrait pratique de l'émission impulsionnelle est le faible nombre d'échantillons à collecter et traiter [8]. En effet, malgré la haute fréquence d'échantillonnage nécessaire pour acquérir les impulsions, l'acquisition peut être déclenchée à l'instant supposé du retour sur une durée réduite, limitant ainsi la quantité de données. Ceci entraîne un avantage en temps de traitement d'autant plus important que le nombre d'impulsions émises est réduit.

Enfin, le dernier argument avancé est une « probabilité de détection » et donc une portée accrue grâce au fort CNR crête des impulsions [8]. Hill et al. [9] confirment que la vibrométrie impulsionnelle implémentée donne des mesures individuelles plus précises du décalage Doppler, pour la même puissance moyenne émise. Cependant, ils tempèrent ce constat en rappelant qu'en régime continu, le plus grand nombre de mesures Doppler moyennées peut apporter un SNR identique.

Concrètement, l'utilisation d'une émission impulsionnelle est donc indispensable pour la vibrométrie sur cible fixe en architecture monostatique. Elle présente plusieurs avantages importants pour la réalisation d'instruments compacts et multi-fonctions, et potentiellement pour l'augmentation de la portée de la mesure de vibration.

3.2 ETAT DE L'ART ET DIFFICULTES RENCONTREES EN REGIME IMPULSIONNEL

Coherent Technologies Inc. (CTI) a initialement introduit la vibrométrie en régime impulsionnel avec des formes d'ondes à multiplets d'impulsions [8]. La variante la plus simple et la plus usitée [8,9,19,22,23,24] en est le doublet d'impulsions, dont les paramètres sont indiqués sur la Figure I. 7.a). t_p désigne la durée des impulsions, T_s l'écart entre les impulsions du doublet et T la période de répétition de la forme d'onde. Nous notons WRF (Waveform Repetition Frequency) l'inverse de T . Nous abandonnons en cela la dénomination Pulse Repetition Frequency abusivement utilisée dans les références citées.

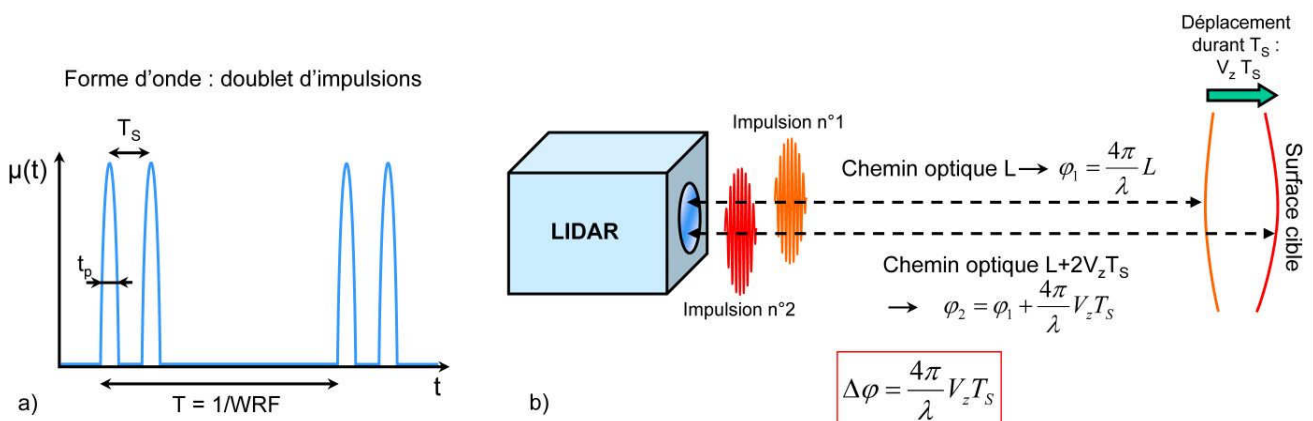


Figure I. 7 : a) paramètres des formes d'ondes doublets [8] - $\mu(t)$: modulation, t_p : durée des impulsions, T_s : temps de séparation, T et WRF, respectivement période et fréquence de répétition des formes d'ondes ; b) principe de la mesure de vitesse avec les doublets d'impulsions : le déphasage entre les signaux à l'intérieur des deux impulsions du doublet reçu est proportionnel à la vitesse radiale de la surface visée.

Cette forme d'onde provient du domaine des radars météorologiques [25], qui emploie un traitement par différence de phase entre des impulsions successives afin de connaître la vitesse des précipitations. Pour chaque doublet, une estimation de la vitesse instantanée de la cible est en effet obtenue grâce à la mesure du déphasage entre les signaux HF des impulsions à la réception, qui lui est proportionnel, comme expliqué sur la Figure I. 7.b) :

$$\Delta\varphi(t) = \frac{4\pi}{\lambda} V_z(t) T_s \tag{I.19}$$

Toutefois, la valeur du déphasage n'étant mesurable qu'à 2π près, la vitesse est ambiguë à $V_{amb} = \lambda/2T_s$ près.

Le choix des paramètres des doublets est critique à plusieurs égards :

- La fréquence de répétition des doublets, WRF, fixe la fréquence d'échantillonnage de la vibration. Elle doit donc respecter le critère de Shannon : $WRF \geq 2 f_{vib,max}$, où $f_{vib,max}$ est la fréquence de vibration maximale attendue, sous peine de repliement du spectre de vibration.
- La séparation des impulsions T_s influe sur l'erreur de la mesure de vitesse (inversement proportionnelle à T_s). Il faut également qu'elle soit assez petite pour que la vitesse maximale de vibration ne provoque pas d'ambiguïté, comme nous venons de le voir.
- La durée t_p doit enfin être suffisamment courte pour que les retours parasites soient séparables du signal rétrodiffusé par la cible.

Par exemple, afin de mesurer des fréquences de vibration inférieures à 500 Hz, avec une vitesse maximale de ± 1 cm/s, pour une cible par ailleurs fixe, les paramètres des impulsions seront (à $\lambda = 1,55 \mu m$) : $WRF \geq 2 f_{vib,max} = 1$ kHz, $T_s < \lambda/4v_{max} = 38,7 \mu s$ et t_p typiquement inférieur à $1 \mu s$. Si ces conditions sont respectées, la vitesse de vibration est correctement retrouvée, et son traitement ultérieur se déroule comme en vibrométrie continue.

L'architecture d'émission employée par CTI dans [8,19,22,23] consiste en un laser injecté à extraction de cavité (« injection seeded cavity dumping »), qui permet de répéter quelques impulsions courtes ($t_p \sim 7$ ns) de forte énergie (250 μJ), avec une séparation largement variable, et une fréquence de répétition des formes d'ondes de l'ordre du kHz. Le problème d'un tel laser, cependant, semble être que les impulsions ont une phase très variable, et doivent être contrôlées. L'injecteur laser doit également être stabilisé [23].

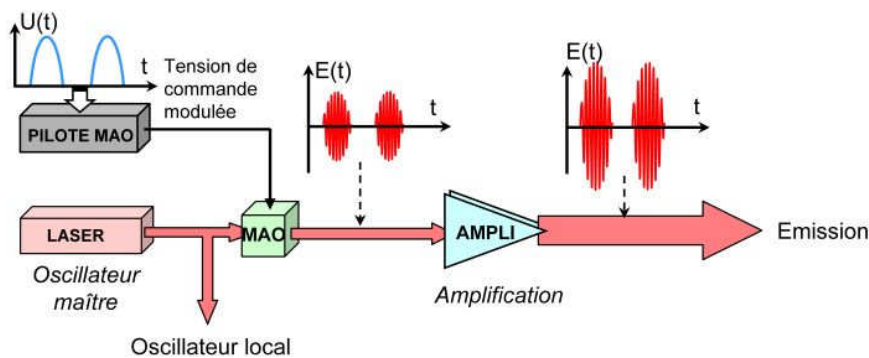


Figure I. 8 : architecture MOPA (master oscillator power amplifier), utilisée en technologie fibrée [9,22,20]

Aujourd'hui, l'architecture MOPA (Master Oscillator Power Amplifier) présentée en Figure I. 8, plus simple, est majoritairement utilisée en vibrométrie. Elle consiste en une amplification de l'émission après la modulation. Très classique en technologie fibrée à $1,55 \mu m$ (amplificateurs à fibre

dopée erbium issus de l'industrie des télécoms) elle permet surtout de produire des impulsions de phase stable et contrôlable.

Les formes d'ondes employées ont évolué, car l'architecture MOPA est mieux adaptée à une émission régulière d'impulsions. Des trains d'impulsions (présentés en Figure I. 9) sont désormais privilégiés par CTI [26], notamment par le lidar multi-fonction « S³ » développé en 2006 [20]. Une modulation de phase intra-impulsion permet d'accroître les performances en télémétrie.

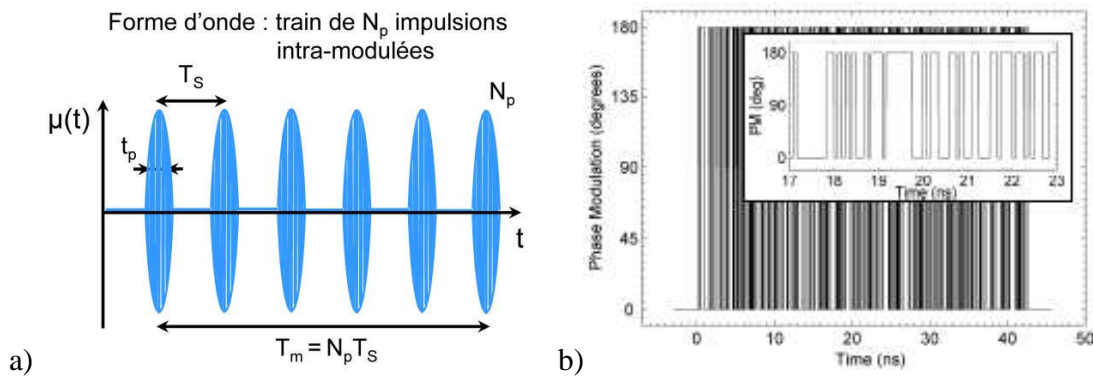


Figure I. 9 : paramètres des trains d'impulsions utilisés dans [20], a) $\mu(t)$: modulation, t_p : durée des impulsions, T_S : temps de séparation, N_p : nombre d'impulsions. b) Intra-modulation de phase

Les performances du laser du « Super-resolution Sensor System » sont présentées par Buck et al. [20]. Il atteint les limites des lasers à fibre en émettant des trains ininterrompus d'impulsions de 37 μJ à une fréquence de 300 kHz. La modulation de phase intra-impulsion profite des meilleures performances des systèmes de télécommunications optiques, avec 15 GHz de bande de modulation, et une acquisition échantillonnant à 40 GHz. Les performances télémétriques qui en découlent sont impressionnantes, avec une résolution en distance de l'ordre du cm. Le système permet de plus une imagerie de la cible. Pour le traitement du signal en vibrométrie, Gatt et al. [26] appliquent dans ce cas le filtrage adapté, universellement utilisé dans le domaine des radars (cf. chapitre III).

Dans [26], l'accent est mis sur la résolution en vitesse accrue grâce à des trains d'impulsions au lieu de doublets. Toutefois, si les contraintes sur le choix des paramètres sont évoquées, les performances ou les limitations liées à l'émission impulsionnelle ne sont pas discutées. Notons cependant que le traitement et les performances de l'émission d'impulsions ininterrompue choisie doivent être, au final, identiques à ceux de la vibrométrie continue.

Les points durs spécifiques à la vibrométrie par lidar cohérent à doublets d'impulsions ont été relevés pour la première fois par Hill et al. [9].

La première difficulté provient de l'étroitesse de la plage de non-ambiguïté de la mesure de vitesse, donnée par $V_{\text{amb}} = \lambda/2T_S$. Hill et al. montrent qu'en conséquence le domaine de vitesse correctement sondé est réduit. Puisque les vitesses faibles sont au dessous de la résolution et que les vitesses proches de l'ambiguïté causent des repliements en présence de bruit, seules les vitesses autour de $V_{\text{optimale}} = \lambda/\pi T_S$ ne sont pas sujettes à une forte erreur relative. Or en pratique, il est impossible d'adapter le paramètre T_S sans a priori sur la cible, ou si les vitesses de vibration s'échelonnent sur plusieurs ordres de grandeur. Une conséquence non moins importante est la très forte contrainte de précision sur la suppression du décalage Doppler non vibratoire, avant la démodulation.

Plusieurs autres difficultés rencontrées en vibrométrie impulsionnelle à multiplets découlent de la faible fréquence de répétition des mesures de vitesse (WRF \sim kHz), par rapport au régime continu.

Hill et al. étudient notamment l'impact de multiples vibrateurs indépendants sondés par le faisceau laser. Dans ce cas, la vibrométrie impulsionnelle par doublets d'impulsions mesure une vitesse

de vibration très perturbée. Ils expliquent ce phénomène, nommé « co-channel interference » dans le domaine des radiotransmissions, par les variations très rapides de la phase du signal, qui sont ambiguës pour les doublets d'impulsions. La vitesse mesurée présente alors beaucoup de valeurs aberrantes, qui ne sont pas moyennées comme en régime continu. L'étude de Jameson et al. [24] confirme ce fort impact. Une grande sensibilité aux bruits d'amplitude et de phase typiques du lidar est aussi prévue.

Il est remarqué en conclusion de [9] que le traitement du signal peut encore être grandement amélioré en vibrométrie en prenant en compte les caractéristiques des bruits et en utilisant les connaissances a priori sur la forme de la vibration.

La Table I. 2 résume les avantages et les inconvénients relevés dans la littérature pour la vibrométrie par lidar cohérent en régime impulsionnel, *dans le cas des doublets d'impulsions*.

Avantages	Limitations
- Télémétrie possible	- Sensibilité aux ambiguïtés Doppler
- Config. monostatique facilitée	- Faible dynamique de mesure (et difficulté d'adaptation à la cible)
- Séparation de cibles en distance	- Faible fréquence de répétition des mesures : sensibilité vibrateurs multiples, aux bruits d'amplitude et phase, aux hautes fréquences de vibration
- Potentiellement meilleur à longue portée	
- Rapidité traitement / Faible volume	

Table I. 2 : récapitulatif des avantages et difficultés en vibrométrie par lidar cohérent à émission impulsionnelle à formes d'ondes courtes (doublets d'impulsions)

En conclusion, malgré ses avantages pratiques supposés, les limitations de la vibrométrie impulsionnelle à doublets sont évidentes par rapport au régime continu. Elles la rendent très difficile à implémenter dans le cadre de ses applications les plus ambitieuses, pour la mesure de vibrations à longue portée sur des cibles mobiles. Il semble notamment indispensable de réduire l'impact des bruits d'amplitude et de phase (cf. 4.1) et des autres perturbations telle que la présence de vibrateurs indépendants sous le faisceau laser, qui sont très importants dans ce cas. D'ailleurs, les méthodes de traitement du signal issues des radars jusqu'alors employées n'y sont pas adaptées.

A l'opposé, le régime d'émission impulsionnelle ininterrompue nouvellement adoptée par CTI se rapproche fortement du régime continu. Si les capacités de télémétrie sont conservées, les autres avantages du régime impulsionnel tels que la haute puissance crête, le faible volume de données ou la capacité de séparation des cibles en distance peuvent être perdus.

Or plusieurs questions ne sont pas traitées dans la littérature présentée. A mi-chemin entre ces deux types d'émission impulsionnelle, les performances des multiplets de quelques impulsions ne sont pas connues. Bien que la résolution en vitesse augmente avec la durée des formes d'ondes [26], un gain en portée est pourtant suggéré par [9] pour les formes d'ondes courtes à fortes puissances crêtes. On ne connaît pas non plus le comportement de la vibrométrie impulsionnelle vis-à-vis des bruits d'amplitude et de phase, en fonction des formes d'ondes employées. Celles-ci peuvent d'ailleurs être choisies hors du cadre des multiplets utilisés jusqu'ici, à séparation identique entre les impulsions.

3.3 DEMARCHE

L'objectif de ces travaux est de rendre la vibrométrie par lidar cohérent en régime impulsionnel opérationnelle dans des applications actuellement difficiles, notamment à grande distance, sur cibles

mobiles. Dans cette thèse, nous cherchons à répondre à une problématique majeure de ce régime impulsif : minimiser les défauts d’une émission et d’une mesure discontinues, tout en gardant leurs avantages.

La démarche que nous mettons à l’œuvre dans ce but explore les multiples questions laissées en suspens par les précédentes études. Elle consiste à :

- optimiser les paramètres des multiplets d’impulsions ou des autres formes d’ondes plus généralement utilisables, en fonction des conditions spécifiques rencontrées en lidar cohérent. Nous nous démarquons des travaux antérieurs qui utilisent pour cela les méthodes des radars, dont la problématique est différente [26].
- choisir ou développer des méthodes de traitement du signal optimales (en performances mais aussi en temps de calcul), adaptées à ces formes d’ondes et aux forts bruits de phase et d’amplitude. Comme suggéré par Hill et al. [9], il faut utiliser les connaissances sur les bruits et le signal, ce qui n’est pas le cas actuellement.
- comparer ensuite les performances en fonction des régimes d’émission, à savoir continu, doublets et multiplets optimisés, ainsi que des méthodes de traitement sélectionnées. Une comparaison exhaustive n’avait jamais été menée.

Nous ne tenons pas compte des contraintes instrumentales dans un premier temps, et évaluons les performances des différents régimes d’émission à puissance moyenne égale. A la fin de ce travail, nous considérons les contraintes liées à la technologie fibrée à 1,55µm.

Pour la totalité de cette étude, il est nécessaire de modéliser correctement le signal et de pouvoir le simuler de manière réaliste et rapide.

4 MODELE DU SIGNAL EN VIBROMETRIE PAR LIDAR COHERENT

Nous définissons ici le modèle du signal que nous allons utiliser. A la suite d’un bref rappel des différentes sources de bruit perturbant la mesure, le modèle du signal est proposé, puis la statistique des bruits et les ordres de grandeur des paramètres importants sont précisés.

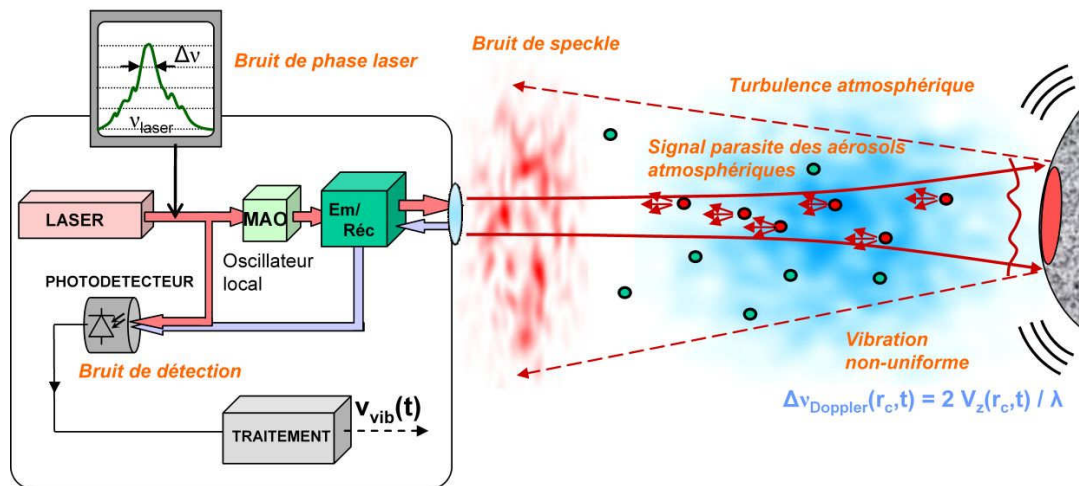


Figure I. 10 : sources de bruit en vibrométrie par lidar cohérent hétérodyne (en italique).

4.1 SOURCES DE BRUIT ET AUTRES PERTURBATIONS DE LA MESURE

Une explication détaillée de la physique de la mesure se trouve en référence [18]. Elle est résumée en Annexe 1. Nous nous contentons ici de mettre en évidence les phénomènes perturbant la

mesure, au fil de la propagation de l'onde émise, qui sont récapitulés en Figure I. 10. Il est important de remarquer qu'en lidar cohérent, en plus du bruit de détection, additif, il existe plusieurs sources de bruit d'amplitude et de phase, notamment liés à l'émission laser, à la turbulence atmosphérique et au phénomène de speckle. Pour une quantification sommaire de leur impact en vibrométrie, on se référera à l'étude [22].

Bruits de phase et d'amplitude de l'émission laser

Les sources laser employées en vibrométrie par lidar cohérent ont en commun leur stabilité et leur finesse spectrale. Ce point fondamental provient de la nécessité de réaliser, lors de la détection cohérente hétérodyne, un mélange entre une onde de référence (oscillateur local) et une onde rétrodiffusée qui, malgré la longue propagation de cette dernière, demeurent cohérentes¹ entre elles.

Toute source laser, même monomode, possède en effet une largeur spectrale $\Delta\nu$ finie autour de sa fréquence centrale ν_{laser} . Ainsi, la phase de l'onde n'est stable que sur une durée typique $1/\Delta\nu$. Si l'onde émise se propage sur une distance supérieure à $c/\Delta\nu$, nommée « longueur de cohérence » du laser et notée L_{coh} , sa phase change significativement par rapport à sa valeur initiale.

φ_{laser} désignant les fluctuations de phase de l'émission laser, d'après l'équation (I.7), le bruit de phase à la détection cohérente s'exprime :

$$\Delta\varphi_{\text{laser}}(t) = \varphi_{\text{laser}}(t + \Delta/c) - \varphi_{\text{laser}}(t) \quad (\text{I.20})$$

où Δ est la différence de marche entre les deux voies, typiquement égale à $2D$. Lorsque $\Delta > L_{\text{coh}}$, la variance du bruit de phase laser dépasse 2π . On dit que les deux ondes ont été « décorréélées ». Ce phénomène élargit le pic spectral correspondant au signal et rend plus difficile la détermination précise de la fréquence Doppler [22,27].

Pour mesurer de faibles décalages Doppler à grande distance, on emploie donc des sources de faible largeur spectrale $\Delta\nu$, qui ont une grande longueur de cohérence. Les efforts de stabilisation en fréquence de lasers à fibre et de diodes laser ont récemment produit des sources laser commerciales de seulement quelques kHz de largeur de raie. Pour une longueur d'onde d'émission $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$, cette largeur est à comparer à la fréquence centrale correspondante $\nu_{\text{laser}} = 193 \text{ THz}$, soit une finesse de quelques 10^{-11} . Cela correspond à une longueur de cohérence L_{coh} de l'ordre de 50 km.

Le bruit de phase laser est d'accroissement gaussien (fréquence instantanée de distribution gaussienne centrée). Sa statistique dynamique est étudiée en détail au chapitre II.

Notons qu'il existe également une fluctuation d'amplitude de l'émission laser, appelée Relative Intensity Noise ou RIN. Ce bruit a deux impacts : d'une part, les variations de puissance de l'onde oscillateur local produisent un bruit blanc s'ajoutant au bruit de détection. D'autre part, il induit des pics spectraux secondaires décalés à la fréquence de « relaxation » de la cavité laser, de part et d'autre du pic hétérodyne.

Les effets du RIN peuvent être supprimés grâce à une configuration de détection dite « équilibrée », à deux détecteurs [7,28]. Par ailleurs, les injecteurs lasers fibrés utilisés actuellement possèdent un RIN suffisamment faible et concentré à des fréquences de relaxation telles qu'il peut être négligé. Pour ces raisons, nous ne le considérerons pas dans la suite.

¹ La cohérence temporelle d'une onde est liée à la largeur spectrale de la source. En pratique, aucune onde n'est réellement monochromatique et un train d'onde a une longueur finie inversement proportionnelle à sa largeur spectrale. Si la différence de marche est supérieure au train d'onde, les interférences sont de phase aléatoire.

Rétro-diffusion par les aérosols atmosphériques

Outre l'atténuation de la puissance transmise, l'interaction avec les particules de l'atmosphère est à l'origine d'un signal parasite. En effet, les aérosols rétrodiffusent une part non-négligeable de la puissance émise, qui peut aisément perturber la réception d'un signal faible provenant d'une cible éloignée. Elle est proportionnelle au coefficient de *rétro*-diffusion des aérosols noté $\beta_{a,\pi}$.

La présence d'un signal parasite, noté $i_a(t)$, issu des aérosols est donc à prendre en compte dans la couche limite de l'atmosphère (de 0 à 2 km d'altitude), où leur abondance est la plus importante. Elle diminue en effet avec l'altitude suivant une loi exponentielle.

Nous nous référons pour la modélisation de ce signal parasite à [29,Ch. 2].

Propagation à travers la turbulence atmosphérique

La turbulence atmosphérique, causée par les gradients de température dans l'atmosphère et les phénomènes de convection turbulente qu'ils induisent, provoque des fluctuations spatiales et temporelles de l'indice de l'air. Une onde optique se propageant dans cette turbulence d'indice voit son front d'onde déformé par les retards et avances de phase introduits par les bulles d'indice.

Les perturbations dues à la turbulence ont finalement trois conséquences pour la mesure lidar :

- L'élargissement et la déviation du faisceau.
- La diminution de la qualité du mélange avec l'onde de référence, à cause de la déformation du front d'onde. Le calcul de la valeur moyenne du recouvrement des champs a été mené par Frehlich [30], qui montre qu'un facteur $\eta_{\text{turb}} < 1$ dépendant de l'échelle de cohérence du champ diminue le rendement hétérodyne introduit en (I.7).
- Le décalage global de la phase de l'onde retour (dit mode « piston » de la turbulence atmosphérique), qui est vu comme une modification de la distance à la cible, et provoque un bruit sur l'estimation de vitesse.

La variation temporelle de la turbulence à travers laquelle se propage le faisceau est à l'origine de fluctuations de l'amplitude et de la phase du champ optique reçu au cours du temps. La dynamique de ce bruit est importante dans notre cas. Encore mal caractérisée, elle fait l'objet d'une étude approfondie au chapitre II.

Bruit de speckle

Sous un éclairage cohérent, l'interférence des ondelettes rétrodiffusées par les rugosités d'une cible génère une répartition aléatoire d'amplitude et de phase pour le champ rétrodiffusé, phénomène appelé « speckle » (tavelures, en français, ou encore granularité laser). Etant la somme complexe d'un grand nombre de variables aléatoires de densité de probabilité identique, le champ (complexe) possède une distribution qui tend vers la loi normale (théorème de la limite centrale). Cependant, la pupille est typiquement occupée par un unique « grain de speckle », au sein duquel le champ est relativement uniforme, ce qui permet la mesure de l'évolution de la phase malgré sa répartition spatiale aléatoire.

La présence de speckle a pour premier effet de dégrader les performances de la détection hétérodyne, du fait que le champ reçu n'est pas parfaitement uniforme dans la pupille de réception. Le rendement hétérodyne est diminué d'un facteur $\eta_{\text{speckle}} < 1$.

Par ailleurs, dès qu'il existe un mouvement relatif entre la cible et le lidar, la figure de speckle rétrodiffusée évolue au cours du temps. En sont responsables le renouvellement des diffuseurs élémentaires lors d'un déplacement de la tache laser à la surface de la cible, tout comme la modification du chemin optique parcourus par chaque ondelette en cas de rotation de la cible. Le résultat est principalement un défilement de la figure de speckle devant la pupille de réception. Comme pour la turbulence, cela entraîne des fluctuations d'amplitude et de phase du champ reçu et donc du courant hétérodyne. La statistique spatiale du champ rétrodiffusé qui défile se retrouve directement

dans les fluctuations temporelles du champ au niveau de la pupille de réception. Ainsi, le champ reçu au cours du temps suit une loi normale, et sa fonction d'autocorrélation est gaussienne.

On appelle bande de speckle l'inverse du temps de cohérence du champ reçu, B_{speckle} . Elle est particulièrement élevée dans le cas d'une cible en rotation. Pour une cible mobile, le bruit de speckle est donc souvent prédominant. Son effet en vibrométrie a été étudié par Hill et al. [31] entre autres.

Vibration non-uniforme sous la tache laser

Etant donné l'élargissement du faisceau laser du fait de la diffraction et de la turbulence atmosphérique, il est courant, dans le cas d'une cible à grande distance, que des éléments de la cible possédant des vitesses différentes soient sondés en même temps par le faisceau.

On a alors un signal hétérodyne à composantes multiples, chacune possédant un décalage Doppler différent. Ceci est susceptible d'affecter fortement la mesure de vitesse, effet étudié dans [18,Ch. 2, 24].

Bruit de détection

Le bruit de détection i_b , additif au signal, est gaussien centré et considéré comme blanc dans la bande d'intérêt autour de ν_{MAO} . Il est la somme de contributions électroniques et optiques.

Le bruit électronique est composé du bruit du détecteur, du bruit d'amplification, et du bruit thermique au niveau de la résistance de charge :

$$\langle i_{b,\text{elec}}^2 \rangle = (S \text{ NEP})^2 + \frac{4Fk_B T}{R_c} B \quad (\text{I.21})$$

où S est la sensibilité du détecteur (en A/W), NEP (Noise Equivalent Power) est le flux équivalent au bruit du détecteur (en W), F est le facteur de bruit de la chaîne d'amplification, k_B est la constante de Boltzmann ($1,38 \cdot 10^{-23}$ J/K), T la température (en Kelvins), R_c la résistance de charge du détecteur (en Ohms) et B la bande passante du traitement du signal.

Les sources de bruit optique sont le bruit de photons sur le détecteur et le bruit d'amplitude (RIN, relative intensity noise) du laser sur la voie oscillateur local. Ce dernier est toutefois négligé ici. Le bruit de photons est lié à la statistique d'arrivée des photons sur le détecteur. Le bruit en courant qui y correspond est dit bruit de Schottky ou de « shot » (bruit de grenaille). A fort nombre de photons incidents, ce dernier est gaussien, blanc, de variance dans une bande passante B donnée :

$$\langle i_{b,\text{shot}}^2 \rangle = 2 e S P B = 2 e S (P_r + P_{OL}) B \approx 2 e S P_{OL} B \quad (\text{I.22})$$

où S est la sensibilité du détecteur en A/W, e est la charge élémentaire, $P = P_r + P_{OL}$ est le flux incident sur le détecteur, dominé en pratique par le flux de l'oscillateur local P_{OL} .

La variance du bruit de détection $i_{b,\text{det}}$ est la somme des variances des bruits cités ci-dessus. Toutefois, pour un système bien dimensionné, le bruit électronique est minimisé et le bruit de détection est principalement dû à la seule source de bruit non suppressible, le bruit de shot :

$$\langle i_{b,\text{det}}^2 \rangle \approx \langle i_{b,\text{shot}}^2 \rangle \approx 2 e S P_{OL} B \quad (\text{I.23})$$

4.2 CHAINE DE TRAITEMENT DU SIGNAL

La chaîne de traitement depuis la détection cohérente jusqu'à l'obtention du spectre de vibration de la cible visée est schématisée en Figure I. 11.

Le filtrage du courant de détection, pour rejeter les termes constants et garder le courant hétérodyne, est suivi d'un mélange électronique afin de passer à une fréquence intermédiaire moins élevée que v_{MAO} . Ainsi, l'acquisition du signal, pour traitement numérique, peut se faire à une fréquence d'échantillonnage réduite.

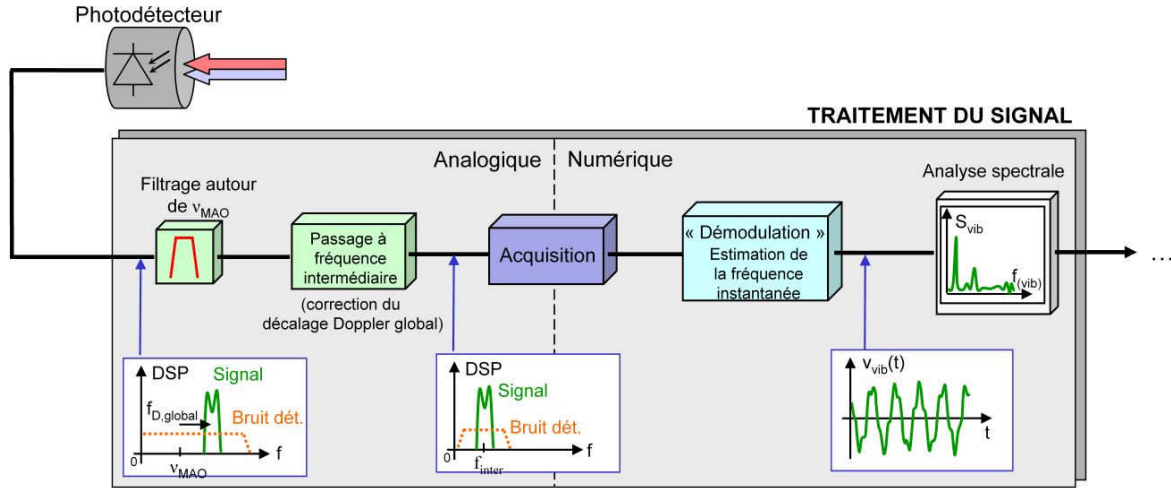


Figure I. 11 : schéma-bloc de la chaîne de traitement classique. En cas de cible mobile, une correction du décalage Doppler global avant l'acquisition du signal est nécessaire.

Il est à noter que dans le cas d'une cible mobile, le décalage Doppler supplémentaire dû à la vitesse globale de la cible, qui peut être important par rapport à la bande passante de l'acquisition, doit être supprimé à ce stade. Il peut être estimé en temps réel (« boucle Doppler ») ou sa donnée peut provenir de la vélocimétrie du radar employé pour viser la cible. Une « dérive Doppler » résiduelle due à la variation de vitesse globale au cours de la mesure peut néanmoins subsister.

On procède ensuite à la « démodulation de fréquence » du signal numérisé (estimation de fréquence instantanée), puis à l'analyse spectrale de la vitesse de vibration obtenue.

La « démodulation » (obtention de la vitesse de vibration à partir du signal acquis) est au cœur de notre problématique. Dans la suite de cette thèse, nous considérons le signal analytique recentré autour de la fréquence nulle, noté $i_s(t)$. Il s'exprime à partir de $i_{det}(t)$, partie variable du signal $I_{det}(t)$ issu du détecteur, dans le cas où les conditions de Bedrosian sont respectées :

$$i_s(t) = (i_{det}(t) + j\mathcal{H}\{i_{det}(t)\}) \exp\left(-j2\pi(v_{MAO}t + 2/\lambda \int \hat{V}_{g,z}(t') dt')\right) \tag{I.24}$$

où \mathcal{H} désigne la transformée de Hilbert et $\hat{V}_{g,z}(t)$ est la vitesse globale estimée. $i_s(t)$ est complexe, et d'après (I.9), si $\hat{V}_{g,z}(t) = V_{g,z}(t)$, sa fréquence instantanée est directement proportionnelle à la vitesse de vibration, ce qui facilite l'écriture et le calcul. Il est échantillonné à la fréquence B, bande passante du traitement du signal. Sa durée est T_{mes} .

En pratique, $i_s(t)$ peut être obtenu soit numériquement à l'issue de l'acquisition, soit analogiquement. Il est en effet possible de choisir une fréquence intermédiaire nulle en employant une démodulation I/Q. Celle-ci consiste à mélanger le signal avec un signal sinusoïdal à la fréquence centrale, en phase ou en quadrature, puis en un filtrage passe-bas. Les deux signaux réels I et Q issus de ces deux mélanges (I : en Phase, Q : en Quadrature) sont acquis et reconstituent $i_s(t) = I(t)+jQ(t)$.

4.3 EXPRESSION DU SIGNAL

En ajoutant les sources de bruit présentées et la modulation d'amplitude $\mu(t)$ à l'expression du courant hétérodyne (I.8), on écrit la partie variable du courant issu du détecteur, $i_{\text{det}}(t)$:

$$i_{\text{det}}(t) = \mu(t)i_0(t) \cos\left(2\pi\nu_{MAO}t + \frac{4\pi}{\lambda}D(t) + \frac{4\pi}{\lambda}z_{\text{vib}}(t) + \varphi(t)\right) + i_{b,\text{det}}(t) + i_a(t) \quad (\text{I.25})$$

Dans cette expression, les bruits d'amplitude et phase sont inclus dans les termes $i_0(t)$ et $\varphi(t)$. $D(t)$ est la distance du lidar à la cible et $z_{\text{vib}}(t)$ est le déplacement vibratoire, dont une forme sinusoïdale simple a été donnée en (I.2). $i_{b,\text{det}}(t)$ est le bruit de détection et $i_a(t)$ est le signal parasite des aérosols.

A l'issue du prétraitement du signal, on obtient le signal analytique recentré autour de la fréquence nulle, $i_s(t)$, qui s'exprime quant à lui, dans un cas simple, avec une suppression parfaite du décalage Doppler global, une vibration d'ensemble de la cible (signal mono-composante) et sans signal parasite :

$$\begin{aligned} \underline{i}_s(t) &= i_0(t) \exp\left(j\frac{4\pi}{\lambda}z_{\text{vib}}(t) + j\varphi(t)\right) + \underline{i}_b(t) \\ &= I_0 \underline{m}(t) \exp\left(j\frac{4\pi}{\lambda}z_{\text{vib}}(t)\right) + \underline{i}_b(t) \end{aligned} \quad (\text{I.26})$$

en regroupant les fluctuations d'amplitude $i_0(t)$ et de phase $\varphi(t)$ dans $\underline{m}(t) = i_0(t) e^{j\varphi(t)}$, terme de bruit multiplicatif complexe.

Trop dépendants des conditions de la mesure (vitesse et accélération de la cible, visée, profil de vent en altitude, ...), le décalage Doppler résiduel, la vibration d'éléments indépendants, le signal parasite des aérosols sont omis dans ce modèle simple. Leurs impacts sont toutefois discutés ponctuellement au cours de la thèse.

Explicitons les différents termes du modèle du signal (I.26).

- I_0 est le module moyen du courant hétérodyne, tel que sa puissance moyenne corresponde à celle donnée par le bilan de liaison lidar de Frehlich [30] :

$$\frac{I_0^2}{2} = \langle i_{\text{het}}^2 \rangle = 4S^2 T_{\text{inst}} T_{\text{atm}} (D)^2 P_{\text{laser}} P_{\text{OL}} \rho \frac{A_R}{D^2} \eta_{\text{het}} \quad (\text{I.27})$$

T_{inst} étant la transmission combinée des optiques du lidar incluant les pertes par troncature des faisceaux (~60%), T_{atm} la transmission atmosphérique, $A_R = \pi R_p^2$ l'aire de la pupille de réception de rayon R_p , P_{laser} et P_{OL} les puissances respectives du laser et de l'oscillateur local, et ρ l'albédo moyen de la cible. Le rendement hétérodyne *moyen* η_{het} est donné, par le produit des rendements liés au speckle, à la différente polarisation des ondes mélangées, et à la turbulence atmosphérique :

$$\begin{aligned} \eta_{\text{het}} &= \eta_{\text{speckle}} \eta_{\text{polar}} \eta_{\text{turb}} \\ \eta_{\text{speckle}} &\approx 0,5 \quad 0,5 < \eta_{\text{polar}} < 1 \quad \eta_{\text{turb}} = \frac{1}{1 + \frac{R_p^2}{S_0^2(D)} + \frac{k^2 R_p^4}{4D^2}} \end{aligned} \quad (\text{I.28})$$

avec S_0 le rayon de corrélation de la turbulence atmosphérique, et $k = 2\pi/\lambda$ le vecteur d'onde. Cette expression du rendement de turbulence est valide pour un système à une seule optique d'émission et de réception (monostatique) à faisceau collimaté.

- Nous avons regroupé dans le terme $m(t)$ les bruits multiplicatifs complexes, à savoir les fluctuations de couplage et de phase causées par la turbulence atmosphérique, le bruit de speckle et le bruit de phase laser :

$$\underline{m}(t) = \underline{m}_{\text{speckle}}(t) \underline{m}_{\text{turb}}(t) e^{j\Delta\varphi_{\text{laser}}(t)} \quad (\text{I.29})$$

avec $\underline{m}_{\text{speckle}}(t)$ (complexe) traduisant le bruit de speckle, $\underline{m}_{\text{turb}}(t)$ (complexe) caractérisant les fluctuations de phase et d'amplitude dues à la turbulence atmosphérique, et $\Delta\varphi_{\text{laser}}(t)$ le bruit de phase laser. La séparation des variables $\underline{m}_{\text{turb}}$, φ_{turb} et $\underline{m}_{\text{speckle}}$ est discutée dans la section 4 du chapitre II. De par la normalisation effectuée avec I_0 , la variance de $\underline{m}(t)$ est l'unité.

$\underline{m}_{\text{speckle}}$ est une variable aléatoire complexe, gaussienne, centrée, circulaire, de variance unité, et colorée (spectre non-blanc). Sa fonction d'autocorrélation est en effet gaussienne, de la forme :

$$\Gamma_{\text{speckle}}(\tau) = \exp(-B_{\text{speckle}}^2 \tau^2) \quad (\text{I.30})$$

$\underline{m}_{\text{turb}}(t)$ est également complexe, mais sa distribution dépend des conditions de mesure (distance, turbulence,...). A grande distance toutefois, il s'agit d'une variable aléatoire gaussienne centrée, circulaire et colorée, comme le bruit de speckle. On parle d'ailleurs de « speckle de turbulence ». Son spectre est cependant différent, et de bande passante plus faible que celle du speckle.

$\Delta\varphi_{\text{laser}}(t)$ est d'accroissement gaussien. Sa dérivée possède une distribution gaussienne centrée, dont la densité spectrale de puissance peut être déduite des caractéristiques du laser.

- $z_{\text{vib}}(t)$ est le déplacement vibratoire. Dans le cas d'une vibration comportant N modes propres, on écrit $z_{\text{vib}}(t)$ et sa dérivée $v_{\text{vib}}(t)$ sont écrits :

$$z_{\text{vib}}(t) = \sum_{n=1}^N z_{\text{max},n} \sin(2\pi f_{\text{vib},n} t + \varphi_n) \quad \text{et} \quad v_{\text{vib}}(t) = \sum_{n=1}^N v_{\text{max},n} \cos(2\pi f_{\text{vib},n} t + \varphi_n) \quad (\text{I.31})$$

- $\underline{i}_b(t)$ est un bruit additif, gaussien complexe, centré, circulaire et blanc. \underline{i}_b est obtenu à partir de $i_{b,\text{det}}$ par même transformation (I.24) que celle appliquée au courant hétérodyne. La variance de \underline{i}_b est notée σ_b^2 et est égale au double de celle de $i_{b,\text{det}}$, donnée en (I.23).

Le traitement du signal en vibrométrie par lidar cohérent consiste donc en une estimation de fréquence instantanée en présence de bruit multiplicatif complexe, en plus du bruit additif plus classique. Ce bruit supplémentaire reste corrélé (non-blanc), mais il est domageable en ce qu'il affecte directement la phase du signal, qui contient l'information d'intérêt, et provoque des évanouissements du signal (« fading », en anglais). Concrètement, il élargit le spectre et peut temporairement affaiblir le signal, qui est alors noyé dans le bruit.

N.B. : dans toute la suite de cette thèse, nous étudions exclusivement le signal analytique recentré autour de la fréquence centrale, $i_s(t)$. Pour simplifier l'écriture, nous ne noterons plus la barre lorsqu'une valeur est complexe. $\underline{i}_s(t)$, $\underline{m}(t)$, $\underline{i}_b(t)$ deviennent $i_s(t)$, $m(t)$, $i_b(t)$, mais n'en demeurent pas moins complexes.

4.4 ORDRES DE GRANDEUR

Nous donnons pour terminer quelques ordres de grandeurs des paramètres importants du signal.

Rapport porteuse à bruit : CNR

On retrouve dans l'expression du CNR moyen le bilan de liaison lidar (I.27) et la puissance du courant de bruit (I.23). Si le bruit de détection est bien dominé par le bruit de photons, il s'exprime, dans une bande B plus large que celle occupée par le signal :

$$\langle \text{CNR} \rangle_B = \frac{\langle i_{het}^2 \rangle}{\langle i_b^2 \rangle} \approx \frac{2S}{eB} \eta_{het} T_{inst} T_{atm} (D)^2 P_{laser} \rho \frac{A_R}{D^2} \tag{I.32}$$

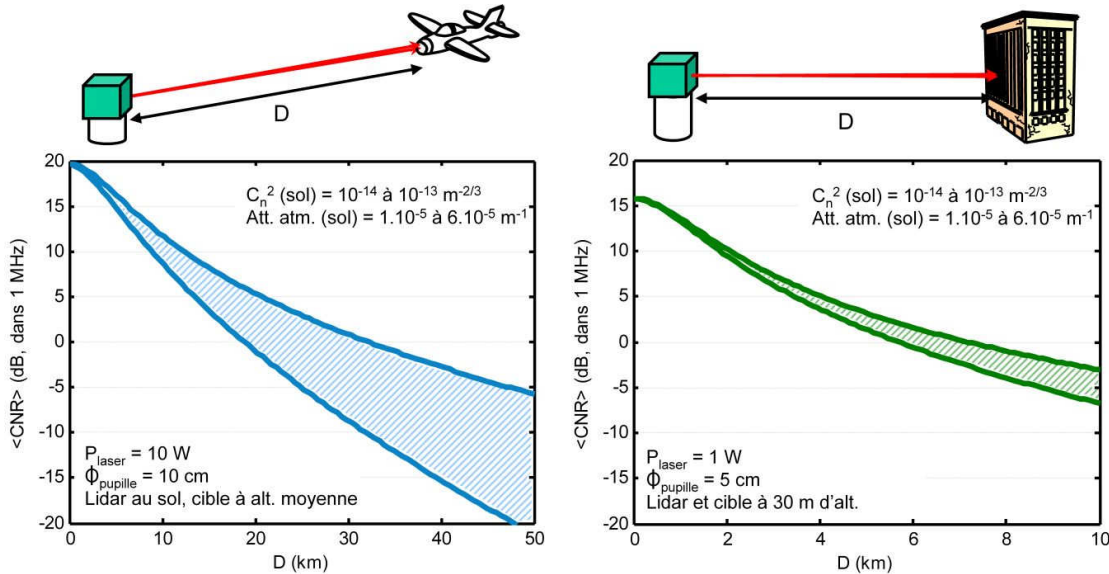


Figure I. 12 : exemples d'évolution du CNR en fonction de la distance pour deux applications à longue portée : identification de cible sol-air (gauche), diagnostic post-sismique de bâtiments (droite). La variabilité typique suivant les conditions atmosphériques est représentée sous la forme d'une zone hachurée.

En Figure I. 12, pour évaluer le domaine de variation du CNR, nous traçons l'évolution de celui-ci en fonction de la distance de la cible, en prenant en compte la variabilité des paramètres atmosphériques (force de la turbulence et atténuation), pour les deux exemples d'applications déjà présentés : l'identification de cibles à longue portée et le diagnostic structurel de bâtiments.

Dans une bande de 1 MHz (bande d'acquisition typique), nous constatons que le CNR varie de +20 à -20 dB dans la zone d'intérêt, pour un exemple d'application en identification de cible sol-air, avec un lidar très longue portée de puissance 10 W et de pupille de 10 cm de diamètre. Du fait de la longue propagation, on note une grande variabilité (~15dB à 50km) suivant les conditions atmosphériques. Pour une application à plus faible portée comme le diagnostic structurel de bâtiments, en choisissant une puissance de 1 W et une pupille de 5 cm de diamètre, nous obtenons un CNR allant de +16 à -6 dB dans la zone d'intérêt. La variabilité est plus faible.

Remarquons que ces valeurs ne sont qu'indicatives et sont appelées à changer suivant les configurations de mesure. Cependant, la plage que nous considérerons dans notre étude ne dépassera pas [-30 dB ; +30 dB] dans la bande de référence de 1 MHz.

Décalages fréquentiels

Le décalage fréquentiel artificiel v_{MAO} imposé pour l'hétérodynage est de l'ordre de 100 MHz.

Dans le cas d'une cible fixe (bâtiment, véhicule à l'arrêt), le décalage Doppler global est nul.

Afin de donner un ordre de grandeur des décalages Doppler mis en jeu pour une cible mobile, considérons une cible se s'approchant de l'observateur à $V_{g,z} = 10 \text{ m/s}$ (36 km/h), et une vitesse

maximale de vibration v_{\max} inférieure à 1 cm/s. Pour un lidar opérant à 1,55 μm , le décalage Doppler global correspondant est de 12,9 MHz alors que la bande de modulation associée à la vibration est inférieure à 26 kHz.

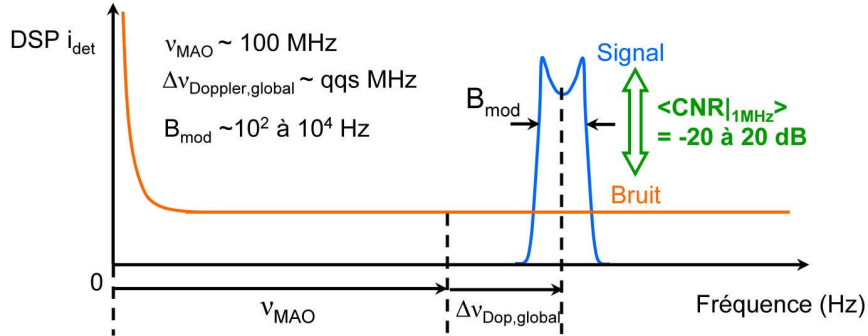


Figure I. 13 : allure de la densité spectrale de puissance du signal issu du détecteur (i_{det}) et ordres de grandeur des décalages fréquentiels mis en jeu.

Fréquences et vitesses de vibration, indice de modulation, excursion fréquentielle

Une distinction majeure est faite pour les vibrations engendrant des indices de modulation inférieurs ou proches de 1, et celles engendrant des indices de modulation très supérieurs à 1. On parle de signaux à bande étroite ou à bande large (devant la fréquence de vibration modulante). Par exemple, dans les deux exemples d’applications évoqués, les ordres de grandeur sont tout à fait différents.

Pour les vibrations de bâtiments, on a pu mesurer :

$$v_{\max} \sim \text{qqs } \mu\text{m/s}, f_{\text{vib}} \sim \text{qqs Hz}, z_{\max} \sim 1 \mu\text{m}$$

Ce qui implique (pour $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$) :

$$\beta \sim 8, \Delta f_{\max} \sim \text{qqs } 10 \text{ Hz}$$

Alors qu’en vibrométrie sur véhicules, on a :

$$v_{\max} \sim \text{qqs cm/s}, f_{\text{vib}} \sim \text{qqs } 10 \text{ Hz}, z_{\max} \sim 1 \text{ mm}$$

Ce qui implique :

$$\beta \sim 8000, \Delta f_{\max} \sim \text{qqs } 10 \text{ kHz}$$

Lorsque $\beta < 10$, le signal est fortement non-stationnaire : l’excursion de fréquence Δf_{\max} n’est pas grande devant la fréquence de vibration f_{vib} . Ceci rend la démodulation difficile ; c’est notamment la raison pour laquelle les longueurs d’ondes radar ne permettent pas de résoudre les décalages Doppler induits par des vibrations.

Bruits multiplicatifs

La bande spectrale occupée par les bruits multiplicatifs est un paramètre pertinent pour qualifier leur impact.

D’après [33], la bande du bruit de speckle est fixée de manière dominante par le défilement de la figure de speckle causé par la rotation de la cible. Elle s’exprime alors :

$$B_{\text{speckle}} \approx 2\Omega D / \omega_0 \tag{I.33}$$

où Ω est la vitesse de rotation de la cible en rad/s, et ω_0 le waist du faisceau laser émis (cf. Annexe I). Les mouvements de lacet, roulis ou tangage d’un avion pouvant causer un speckle de très large bande sont encore mal caractérisés. Par contre, une borne inférieure du speckle est donnée par la variation de l’angle d’observation de la cible par le lidar, lorsque celle-ci se déplace transversalement à l’axe de visée. Ainsi pour une vitesse transverse $V_{g,\perp}$ de la cible, on a $B_{\text{speckle}} \geq V_{g,\perp} / \omega_0$. En supposant une

vitesse transverse de 300 km/h pour un avion en approche de biais et une pupille de 10 cm, on a alors : $B_{\text{speckle}} \geq 4,7 \text{ kHz}$. Ceci explique la prédominance du bruit de speckle

Par extension, on peut définir une bande pour le bruit de phase laser ainsi que pour le bruit induit par la turbulence atmosphérique. Elles sont calculées à l'issue de l'étude de ces phénomènes au chapitre II. Dans le cas d'une cible mobile, elles sont souvent négligeables devant celle du speckle.

Toutefois, leur impact n'est pas nul. Pour une turbulence forte, le signal peut s'évanouir (phénomène de « fading ») sur une durée inversement proportionnelle à la fréquence de coupure du bruit multiplicatif de turbulence (étudiée au chapitre II), de l'ordre de quelques millisecondes.

La Figure I. 14 conclut ce chapitre en présentant l'allure de la répartition dans le plan temps-fréquence de l'énergie du signal, qui met en évidence les paramètres évoqués.

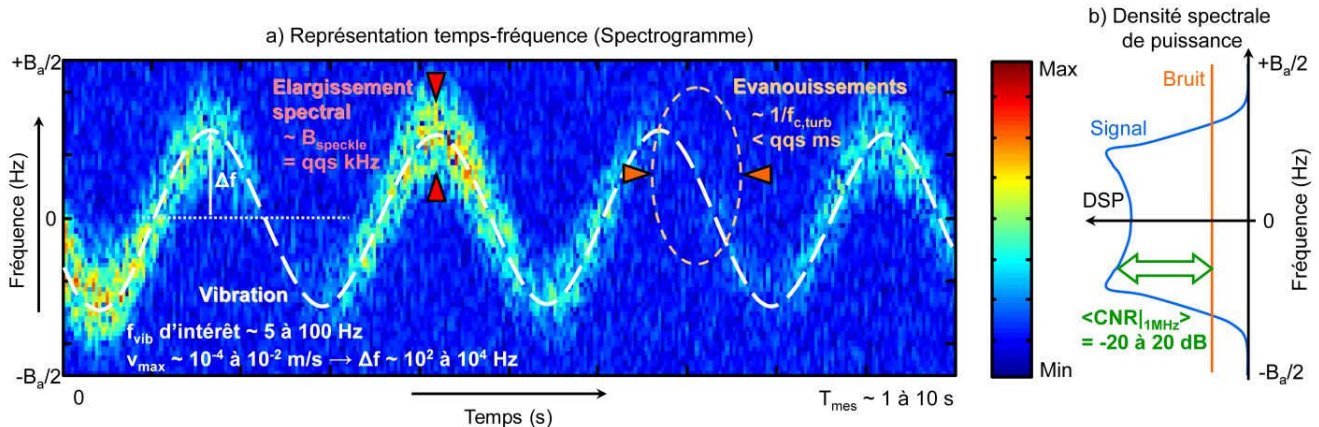


Figure I. 14 : a) représentation temps-fréquence et b) densité spectrale de puissance d'un exemple de signal (continu) en vibrométrie pour identification de cibles mobiles à grande distance, mettant en évidence les ordres de grandeur discutés. Bruit de phase laser faible ($D \ll L_{\text{coh}}$). $f_{c,\text{turb}}$: fréquence de coupure du bruit de turbulence.

CONCLUSION

Nous avons dans ce chapitre introduit la vibrométrie par lidar cohérent. Parmi les nombreuses méthodes de mesure de vibration, elle est la seule capable d'effectuer la mesure à grande distance. Ceci la destine à des applications ambitieuses telles que le diagnostic structurel de bâtiments à l'échelle d'une ville, après un séisme par exemple, ou l'identification de cibles aériennes par leurs modes de vibration.

Après le principe de la mesure, la vibrométrie en régime impulsionnel a été introduite. Ses intérêts en terme de simplification des architectures, de multifonctionnalité, et d'augmentation de portée ont été revus, ainsi que ses implémentations antérieures. Nous avons montré en quoi la démarche de la thèse répond à une problématique fixée par les limitations du régime impulsionnel classique, à doublets d'impulsions, mises en évidence dans la littérature. Nous souhaitons en effet minimiser ces problèmes tout en conservant les avantages d'une émission discontinue, ce qui n'est pas le cas avec l'émission ininterrompue d'impulsions nouvellement adoptée par CTI.

Une optimisation des formes d'ondes et des techniques de traitement du signal adaptées semble indispensable dans ce cadre. Le modèle du signal avant l'étape de démodulation (estimation de fréquence instantanée) a été établi, en tenant compte des sources de bruit multiplicatif complexe particulières au lidar cohérent, qu'il faut pour certaines mieux caractériser.

CHAPITRE II : MODELISATION ET SIMULATION DU SIGNAL EN VIBROMETRIE

INTRODUCTION.....	32
1 MOYENS EXPERIMENTAUX.....	32
1.1 ARCHITECTURE DU LIDAR VIBROMETRE FIBRE A LONGUE PORTEE.....	32
1.2 CONDITIONS EXPERIMENTALES.....	35
2 ETUDE DU BRUIT DE PHASE LASER	35
2.1 THEORIE ET METHODE DE SIMULATION.....	36
2.2 ETUDE EXPERIMENTALE DU BRUIT DE PHASE LASER	38
3 ETUDE DES BRUITS DUS A LA TURBULENCE ATMOSPHERIQUE	41
3.1 THEORIE ET PRISE EN COMPTE ACTUELLE EN LIDAR COHERENT.....	41
3.2 SIMULATION DYNAMIQUE DES EFFETS DE LA TURBULENCE ATMOSPHERIQUE.....	45
3.2.1 Calcul du signal lidar	46
3.2.2 Propagation par écrans de phase.....	47
3.2.3 Description du modèle pour le calcul du courant hétérodyne	48
3.2.4 Résultats	49
3.3 ETUDE EXPERIMENTALE DES BRUITS DUS A LA TURBULENCE ATMOSPHERIQUE	53
3.3.1 Fluctuations d’amplitude du courant hétérodyne.....	54
3.3.2 Piston de la turbulence atmosphérique	56
3.4 PROPOSITION D’UNE MODELISATION PAR PRODUIT DE PHASEURS.....	58
4 SIMULATION DU SIGNAL PAR COMBINAISON DE PHASEURS.....	59
4.1 STRUCTURE DU SIMULATEUR.....	60
4.2 GENERATION DES BRUITS MULTIPLICATIFS	61
CONCLUSION.....	62

INTRODUCTION

La première étape de notre travail est le développement d'un simulateur rapide (temps de génération du signal inférieur à la seconde) et modulaire (pour le choix des bruits appliqués) mais réaliste du signal, afin de qualifier formes d'ondes et méthodes de traitement du signal.

Il doit être réaliste surtout en ce qui concerne les bruits de phase, qui affectent particulièrement le régime impulsif [9], qui ont pour origine le speckle, le laser et la turbulence atmosphérique. Le bruit de speckle est bien caractérisé, car souvent prédominant [31,33]. Par contre, le bruit de phase laser, bien connu théoriquement [28,34-36] est jusqu'ici seulement considéré en vibrométrie via l'élargissement de la bande du signal [18] ou le bruit de vitesse [22,36] qu'il produit. D'autre part, l'impact de la turbulence atmosphérique n'est habituellement considéré en lidar qu'en termes de dégradation du rendement hétérodyne [30]. Sa dynamique est très peu étudiée, sauf dans [22,28,37], qui en donnent des modélisations très différentes.

Or l'effet des bruits produits par le laser et la turbulence est critique dans plusieurs cas. D'abord, sur cible immobile, à bruit de speckle nul, ils sont tous deux dominants, et limitent la portée des instruments. Sur cible mobile, même s'ils s'ajoutent à un bruit de speckle fort, à très grande distance l'élargissement spectral dû au laser est finalement toujours prépondérant et la turbulence provoque des évanouissements longs. Ici, nous étudions théoriquement et expérimentalement les bruits de phase et d'amplitude provoqués par le laser et la turbulence atmosphérique.

Dans un premier temps, nous présentons nos moyens expérimentaux qui nous ont permis de caractériser ces bruits lors d'une campagne de mesure à 2 km de distance.

Notre étude des bruits est ensuite présentée. Pour le bruit de phase laser, nous montrons que la mesure du spectre du signal hétérodyne à grande différence de marche permet d'estimer ses paramètres pour simuler le bruit de phase laser à toute distance. En ce qui concerne la turbulence, nous étudions grâce à une simulation de propagation laser par écrans de phase, le bruit d'amplitude et de phase (piston de la turbulence). Ce travail original, validé expérimentalement, permet de choisir entre les modèles contradictoires proposés dans la littérature.

Pour finir, nous développons notre simulateur. Plus rapide qu'une simulation de la propagation complète des ondes optiques, nous montrons qu'il respecte les caractéristiques du signal relevées expérimentalement.

1 MOYENS EXPERIMENTAUX

Le lidar vibromètre fibré « Devisage » [17], à émission continue, a été développé afin de valider la faisabilité de la mesure de vibration de véhicules à grande distance. Nous l'avons adapté pour étudier le bruit de phase laser et les effets de la turbulence atmosphérique dans une situation réelle.

1.1 ARCHITECTURE DU LIDAR VIBROMETRE FIBRE A LONGUE PORTEE

La Figure II. 1 a) présente l'architecture mise en place. La sortie d'un injecteur laser fibré de longueur d'onde $1,55 \mu\text{m}$, de puissance maximale 20 mW et de largeur spectrale approximative 30 kHz est divisée en une voie d'émission et une voie « oscillateur local » par un coupleur. La voie « oscillateur local », envoyée vers la détection, peut être allongée à l'aide d'une succession de trois lignes à retard (fibres optiques) de 1 km de longueur. La voie d'émission est constituée d'un modulateur acousto-optique décalant la fréquence d'émission de 40 MHz, suivi d'un amplificateur à fibre dopée Erbium pompée par diode, qui porte la puissance à sa sortie à environ 2 W au maximum.

ARCHITECTURE LIDAR VIBROMETRE DEVISAGE

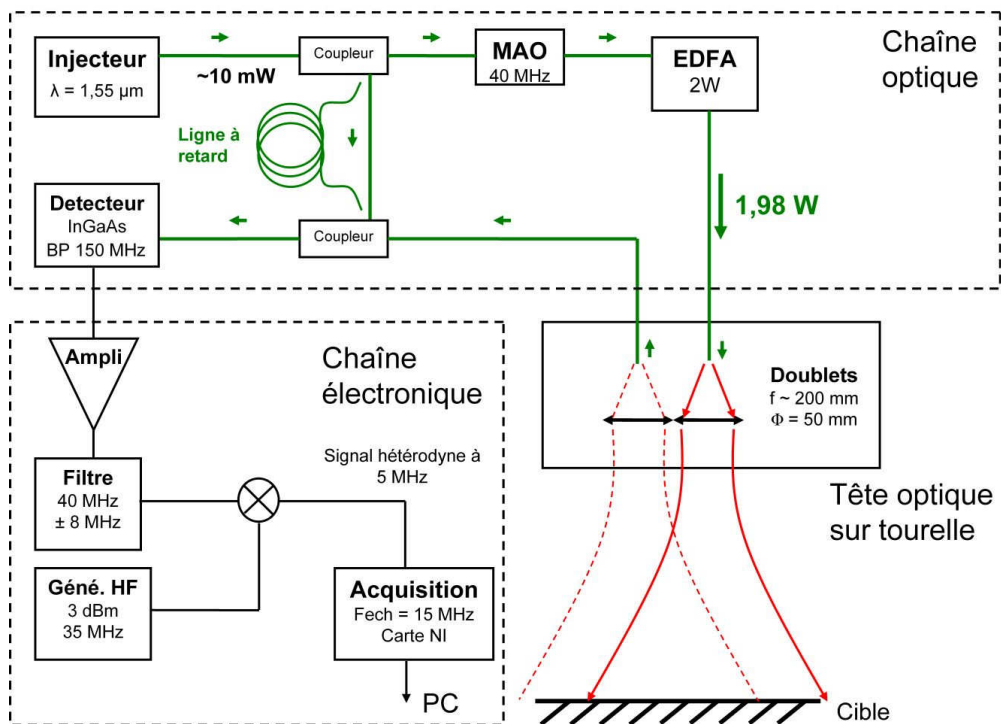
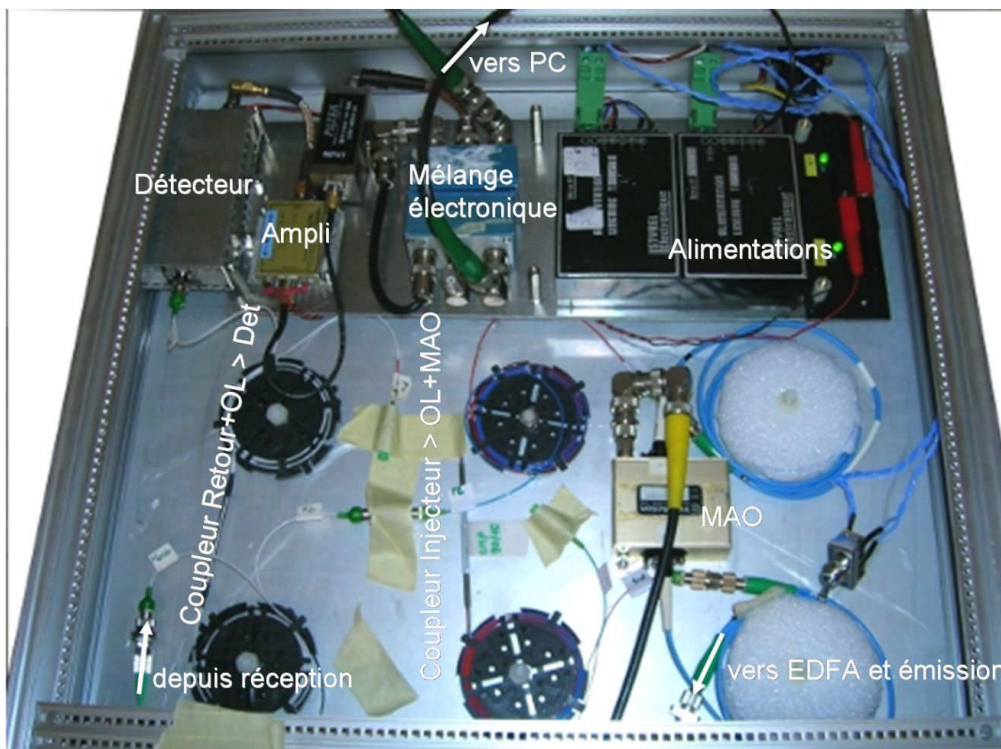


Figure II. 1 a) schéma de l'architecture du lidar vibromètre employé (système « Devisage ». MAO : Modulateur Acousto-Optique, EDFA : Erbium Doped Fiber Amplifier, NI : National Instruments).

MISE EN RACK



b) mise en rack de l'architecture du lidar vibromètre employé

Les télescopes d'émission et de réception, accolés sont posés sur une tête optique sur tourelle. Leurs optiques sont des doublets de diamètre 50 mm. En émission collimatée, le diamètre du faisceau laser émis au niveau de la cible, éloignée d'environ 2200 m, est de 30 cm environ. Le recouvrement du faisceau émis et de la zone conjuguée à la fibre de réception est alors assuré si les axes optiques des deux télescopes sont parallèles. Ce réglage est effectué grâce à un réglage fin de la position transversale de la fibre de réception, éventuellement en envoyant par les deux télescopes un faisceau laser rouge peu puissant pour que l'opérateur sur site vérifie que tous deux émettent dans sa direction.

La voie de réception est couplée à la voie « oscillateur local » sur un détecteur Hamamatsu en InGaAs de bande passante 150 MHz, qui transforme le battement optique à 40 MHz en signal électronique. Le rack contenant l'architecture est montré en Figure II. 1 b).

Le signal est amplifié et filtré, avant d'être décalé à une fréquence intermédiaire de 5 MHz, convenable pour une acquisition par une carte National Instruments de bande passante 15 MHz. La large bande passante a été choisie pour permettre l'étude ultérieure de cibles mobiles. Dans notre cas, sur cibles fixes, ce n'est toutefois pas nécessaire.

La Figure II. 2 décrit le traitement du signal mis en place sur PC après l'acquisition. Le signal est replacé autour de 100 kHz et traité sous Matlab. La démodulation est faite par barycentre circulaire des colonnes d'un spectrogramme (méthode exposée au chapitre III §3.1). On obtient au final le spectre de la vibration. Pour l'étude de la turbulence, la durée d'acquisition est de 4 à 6 secondes, et la vibration est échantillonnée à 4 kHz.

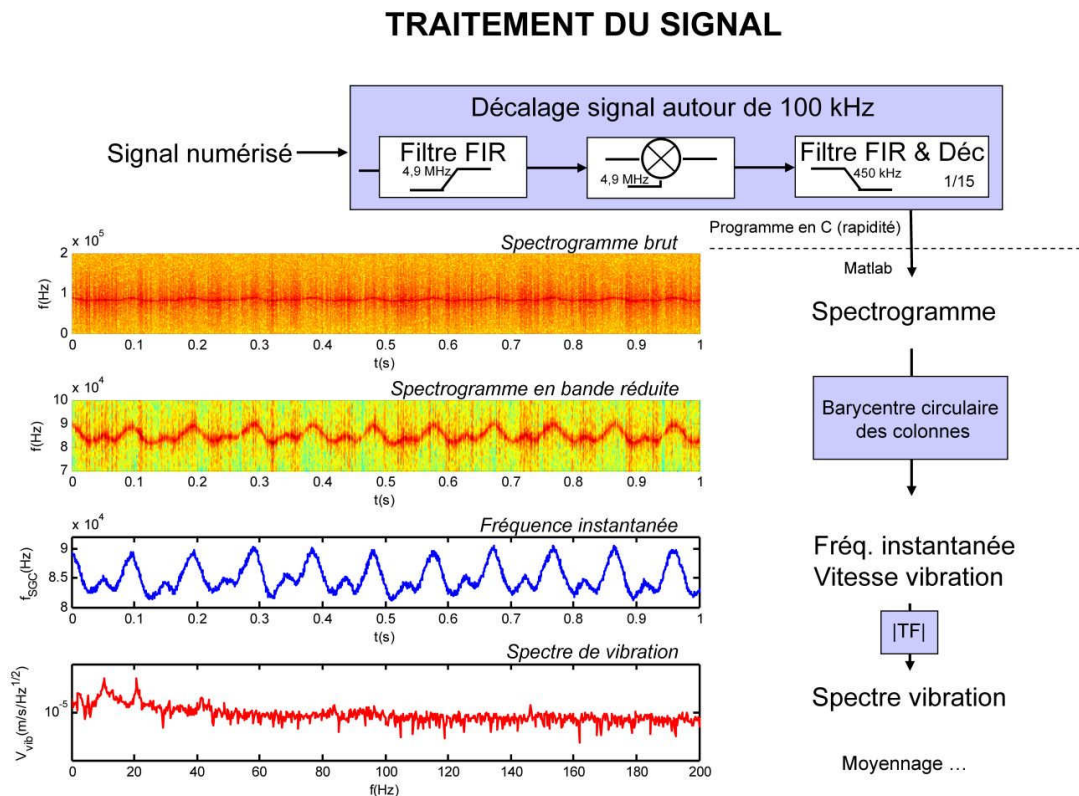


Figure II. 2 : traitement du signal du vibromètre Devisage, avec un exemple de signal obtenu à 2200 m sur un véhicule. FIR : Finite Impulse Response i.e. Réponse Impulsionnelle Finie, Déc. : décimation.

1.2 CONDITIONS EXPERIMENTALES

Le lidar vibromètre Devisage a été placé dans le Laboratoire de Visée Radar de l’Onera Palaiseau (15 mètres au dessus du sol, 170 mètres d’altitude). Une tête optique sur tourelle a permis son pointage à quelques 0,1 mrad de précision (Figure II. 3 a-b). Comme montré en Figure II. 3 c), les cibles visées, supposées fixes, se trouvent à une distance approximative de 2,2 km. Il s’agit de véhicules, d’un préfabriqué en tôle, et du sol, dans un champ visible en vue plongeante (visée dite « Champ »), ainsi que du toit d’un bâtiment (visée dite « Temple »).

Afin de connaître, en parallèle de la mesure, les conditions de turbulence (caractérisées par la constante de structure C_n^2) et de vent, nous avons employé un scintillomètre Scintec, visible en partie à droite de la Figure II. 3 a). Il capte les scintillations sur la lumière émise par une borne à placer près de la cible, afin de mesurer la constante de structure C_n^2 et le vent transverse V_{\perp} , en moyenne sur le trajet du faisceau. De fait, il n’est possible de connaître ces conditions de mesure que pour la visée « Champ », puisque le bâtiment de la visée « Temple » est inaccessible. Il présente cependant de meilleures conditions de mesure (vent plus important, cible très stable). Nous disposons également de l’anémométrie diffusée par la base météorologique de l’aéroport d’Orly, que nous utiliserons pour la visée « Temple » ainsi que pour corroborer les mesures du scintillomètre.

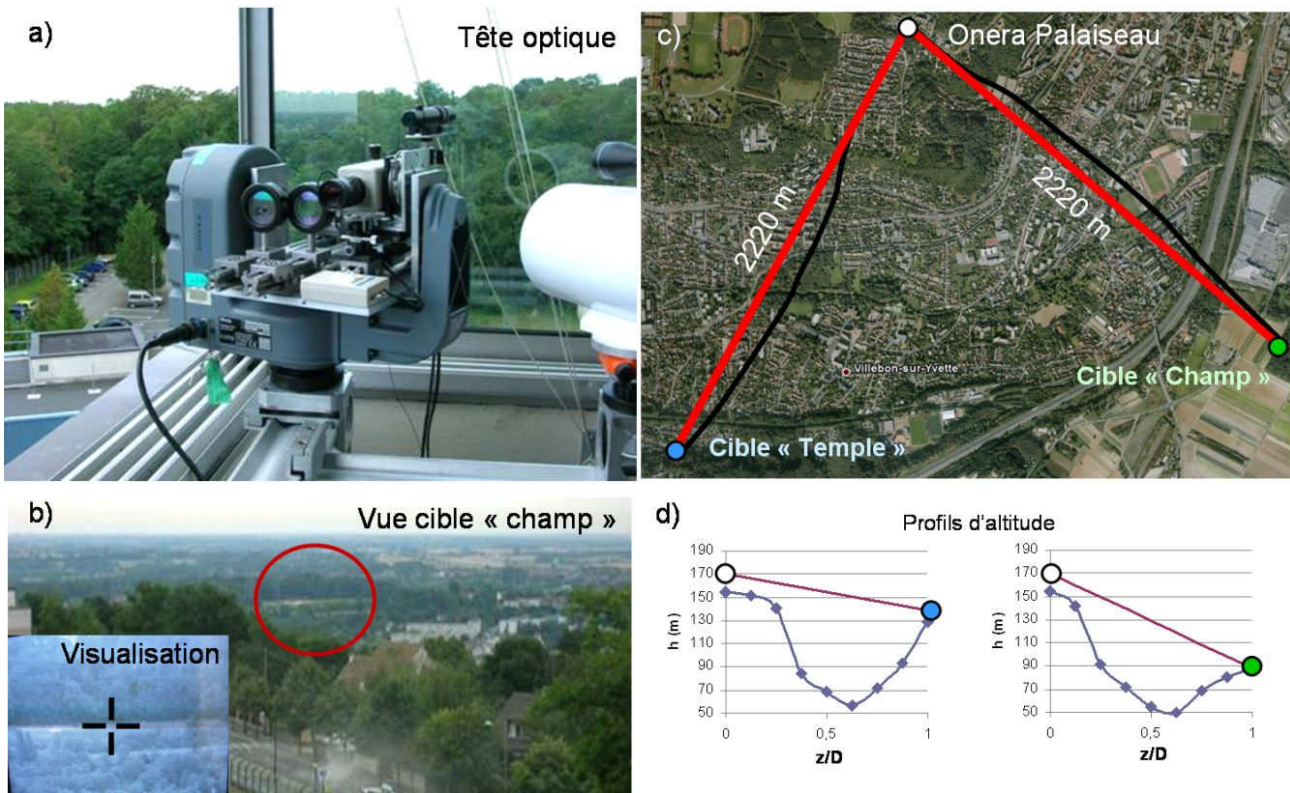


Figure II. 3 : conditions expérimentales : a) tête avec optiques d’émission et de réception, b) vue du site « champ », c) disposition des cibles par rapport au site d’observation, d) profils de visée en altitude pour les deux cibles.

2 ETUDE DU BRUIT DE PHASE LASER

Les études précédentes du bruit de phase laser en vibrométrie modélisent ses effets sur le spectre du signal hétérodyne [18,27] ou sur l’erreur de vitesse commise [22,36], sous nombre de conditions simplificatrices, ce qui n’est pas suffisant pour caractériser les méthodes de traitement du

signal proposées dans cette thèse. Nous souhaitons le simuler complètement pour les injecteurs laser à notre disposition.

Pour cela, nous reprenons dans un premier temps la théorie du bruit de phase laser et proposons sa simulation à partir des paramètres du bruit en fréquence à l'émission. Ensuite, nous montrons expérimentalement sur le lidar vibromètre « Devisage » que ces paramètres peuvent être évalués sans montage particulier afin de prévoir le bruit de phase laser à toute distance. Nous étudions également les écarts à ce modèle.

2.1 THEORIE ET METHODE DE SIMULATION

Physiquement, c'est le couplage de photons émis spontanément par le milieu à gain, ou encore de phonons d'origine thermique, à l'émission stimulée qui provoque des fluctuations de la phase/fréquence (ainsi que de l'amplitude) de l'onde laser émise et limite sa finesse spectrale. Il a été constaté dès l'invention des lasers que, suite à ces phénomènes, la fréquence émise au cours du temps est un processus aléatoire stationnaire gaussien centré autour de ν_{laser} : $\nu(t) = \nu_{laser} + \delta\nu(t)$. La densité spectrale de puissance $DSP_{\delta\nu}(f)$ peut en être mesurée, ce qui permet de le caractériser totalement. Elle se compose généralement d'une composante de bruit blanc, due à l'émission spontanée, et d'une composante de bruit basse fréquence (en $1/f$ ou en $1/f^2$).

On peut déduire le profil spectral de l'émission à partir de la DSP du bruit en fréquence à l'émission [34]. La composante de bruit blanc $DSP_{\delta\nu,0}$ donne lieu à un spectre d'émission (DSP du champ laser émis U_{laser}) lorentzien, de type :

$$DSP_{U_{laser}}(\nu) = 2U_0^2 \frac{\pi DSP_{\delta\nu,0}}{(\nu - \nu_{laser})^2 + (\pi DSP_{\delta\nu,0})^2} \tag{II.1}$$

et de largeur à mi-hauteur $\Delta\nu = \pi DSP_{\delta\nu,0}$. La composante basse-fréquence, si sa largeur de bande effective est faible devant l'écart-type du bruit en fréquence qu'elle engendre, donne lieu à un spectre gaussien, de type :

$$DSP_{U_{laser}}(\nu) = \frac{U_0^2}{\sqrt{\sigma_{\delta\nu}^2}} \exp\left(-\frac{(\nu - \nu_{laser})^2}{4\sigma_{\delta\nu}^2}\right) \tag{II.2}$$

de largeur $\Delta\nu = [8\ln(2)]^{1/2} \sigma_{\delta\nu}$, où $\sigma_{\delta\nu}$ est l'écart-type du bruit en fréquence à basse fréquence.

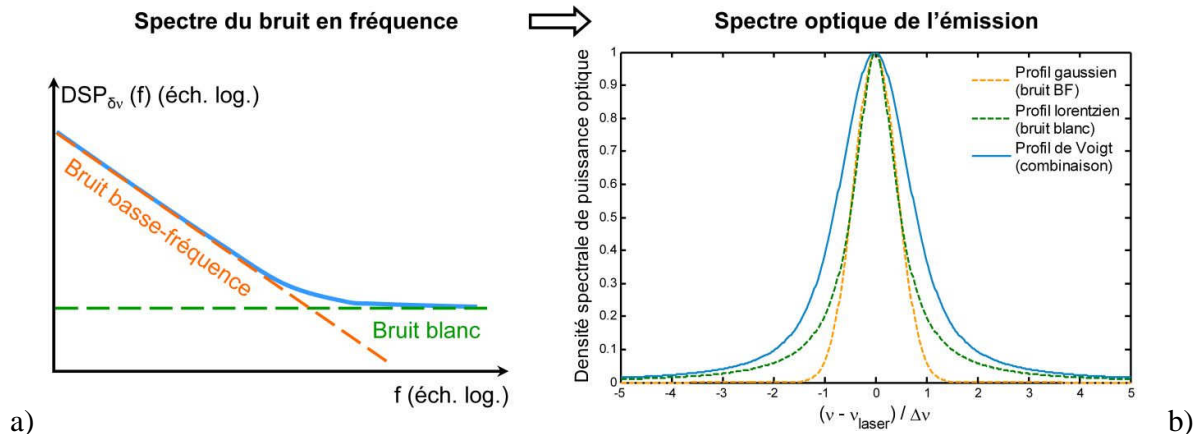


Figure II. 4 : densité spectrale de puissance du bruit en fréquence typique d'une source laser monomode et profil de Voigt de l'émission laser associée, qui peut se retrouver par le calcul précédent.

Le profil réel de l'émission laser est ainsi approximativement la convolution d'un profil gaussien et d'un profil lorentzien, comme le montre la Figure II. 4. Ce profil, dit de Voigt, est aussi celui obtenu pour le signal hétérodyne lorsque les ondes de mesure et d'oscillateur local sont totalement décorréliées.

On s'intéresse maintenant au bruit de phase laser affectant le signal hétérodyne.

Il a été dit qu'il s'exprime, avec Δ la différence de marche entre les deux voies (mesure et oscillateur local) : $\Delta\phi_{\text{laser}}(t) = \phi_{\text{laser}}(t+\Delta/c) - \phi_{\text{laser}}(t)$, avec ϕ_{laser} telle que $\delta\nu_{\text{laser}} = 1/2\pi d\phi_{\text{laser}}/dt$. On sait que la variance de ce bruit de phase est égale à la variance d'Allan¹ de l'oscillateur laser, évaluée pour le retard Δ/c [34] : $\langle \Delta\phi_{\text{laser}}^2 \rangle = \sigma_{\phi}^2(\Delta/c)$, mais ceci n'est pas suffisant pour le caractériser.

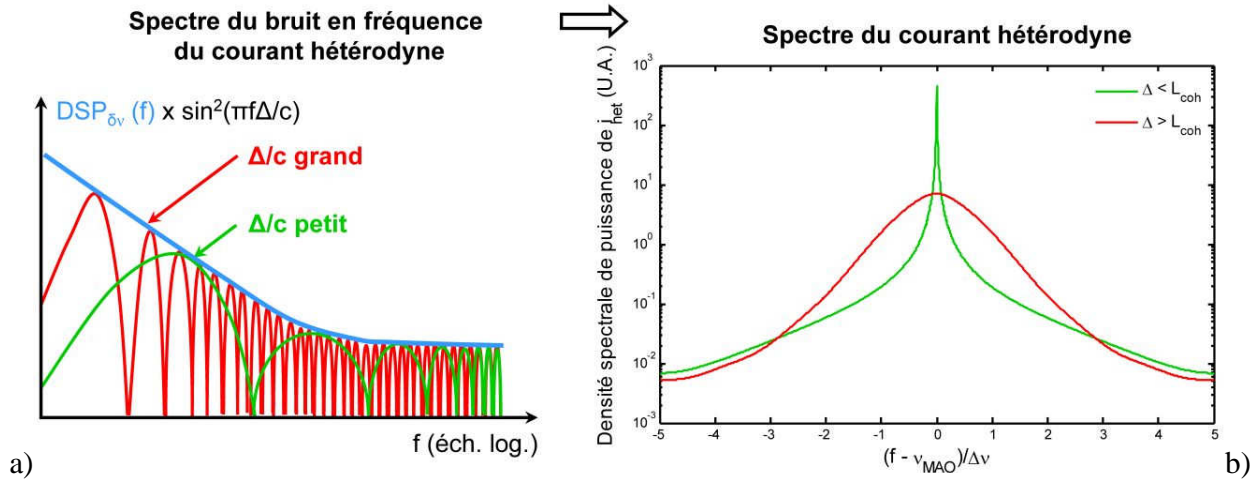
Par contre, il est possible de déterminer le spectre du bruit en fréquence sur le signal hétérodyne, ainsi que le spectre du signal hétérodyne, toujours en fonction de celui du bruit en fréquence à l'émission. Tout d'abord, pour le bruit en fréquence du signal hétérodyne, noté $\delta f_{\text{inst}}(t)$ ($=1/2\pi d\Delta\phi_{\text{laser}}/dt$) on a :

$$\delta f_{\text{inst}}(t) = \delta\nu(t + \Delta/c) - \delta\nu(t) \tag{II.3}$$

D'où, en prenant le module au carré de la transformée de Fourier de (II.3), on a [36] :

$$DSP_{\delta f_{\text{inst}}}(f) = DSP_{\delta\nu}(f) |e^{-j2\pi f\Delta/c} - 1|^2 = 4DSP_{\delta\nu}(f) \sin^2(\pi f\Delta/c) \tag{II.4}$$

Le spectre du bruit en fréquence est modulé par une sinusoïde de période c/Δ (Figure II. 5 a)).



Concernant le spectre du courant hétérodyne, on a :

$$\Gamma_{i_{\text{het}}}(\tau) \propto \langle U_{\text{laser}}(t+\tau)U_{\text{laser}}(t+\Delta/c)U_{\text{laser}}^*(t)U_{\text{laser}}^*(t+\tau+\Delta/c) \rangle \tag{II.5}$$

ce qui amène grâce à (II.4), d'après [35], à :

¹ La variance d'Allan est fréquemment utilisée pour estimer la stabilité dans le temps de la fréquence des oscillateurs, y compris les lasers. Elle n'a de sens que si l'on précise la durée sur laquelle on l'a estimée. Son estimation pour une plage de durées étendues permet de déterminer le type de bruits affectant l'oscillateur en question et de prévoir son comportement à court, moyen ou long terme.

$$DSP_{i_{het}}(f) \propto \int_{-\infty}^{+\infty} \exp(-S(\tau, \Delta)) \exp(-j2\pi(f - \nu_{MAO})\tau) d\tau \quad (II.6)$$

avec :

$$S(\tau, \Delta) = 8 \int_0^{+\infty} \sin^2(\pi f \tau) \sin^2(\pi f \Delta / c) \frac{DSP_{\delta v}(f)}{f^2} df \quad (II.7)$$

Avec cette expression, nous voyons apparaître, en Figure II. 5 b), pour deux valeurs différentes de Δ , un spectre dans un cas « corrélé » ($\Delta < L_{coh}$), avec un pic de Dirac à la fréquence centrale, et un spectre dans un cas « décorrélé » ($\Delta > L_{coh}$).

La simulation du bruit de phase laser peut finalement être réalisée en deux étapes, en disposant du spectre du bruit en fréquence à l'émission, qui d'après [35] peut être modélisé sous la forme :

$$DSP_{\delta v}(f) = DSP_{\delta v,0} + K / f^\alpha \quad (II.8)$$

où $DSP_{\delta v,0}$ est la composante de bruit blanc, et K/f^α la composante de bruit croissant à basse fréquence. Il semble en effet nécessaire de laisser la constante d'échelle du bruit en fréquence libre, car elle varie entre 1 et 2 pour les injecteurs laser communément utilisés.

Différence de deux processus gaussiens centrés, le bruit de fréquence instantanée du courant hétérodyne l'est aussi, et sa densité spectrale de puissance :

$$DSP_{\delta_{inst}}(f) = 4(DSP_{\delta v,0} + K / f^\alpha) \sin^2(\pi f \Delta / c) \quad (II.9)$$

permet de totalement le caractériser et de le simuler en filtrant une variable aléatoire gaussienne centrée blanche (cf. 4.2). On obtient ensuite le bruit de phase par intégration du bruit de fréquence instantanée.

2.2 ETUDE EXPERIMENTALE DU BRUIT DE PHASE LASER

Grâce au lidar vibromètre présenté en section 1, nous cherchons dans un premier temps à déterminer si notre modèle pour le bruit de phase laser permet de prédire le profil spectral du courant hétérodyne à une distance quelconque, à partir des 3 paramètres du modèle de DSP du bruit en fréquence : $DSP_{\delta v,0}$, K et α .

Pour estimer ces paramètres, un interféromètre en quadrature est généralement utilisé, afin que les fluctuations de fréquence soient transcrites sur l'intensité sortant de l'un des bras. Un analyseur de spectre électronique branché en sortie d'un détecteur fournit directement le spectre du bruit en fréquence. Ne disposant pas d'un tel montage, nous proposons d'utiliser le lidar vibromètre lui-même, en configuration « auto-hétérodynage ». Nous ajustons les paramètres du modèle de DSP de bruit en fréquence en $DSP_{\delta v}(f) = DSP_{\delta v,0} + K/f^\alpha$ pour correspondre au profil spectral du signal hétérodyne, lorsqu'une très grande différence de marche est introduite dans l'une des voies. Une fibre optique de 50 km est utilisée pour cela. Le montage employé et le résultat obtenu sont présentés en Figure II. 6.

La largeur à -3dB du spectre observé est approximativement de 56 kHz, ce qui correspond au doublement d'une largeur de raie laser initiale de 28 kHz, un résultat cohérent avec la largeur donnée de 30 kHz. Nous notons qu'un bruit en fréquence en $1/f^{1.5}$ prédominant est nécessaire pour reproduire le profil observé. Les paramètres obtenus sont alors $DSP_{\delta v,0} \sim 0,5 \text{ Hz}^2/\text{Hz}$, $K = 9.10^8 \text{ Hz}^{2.5}$.

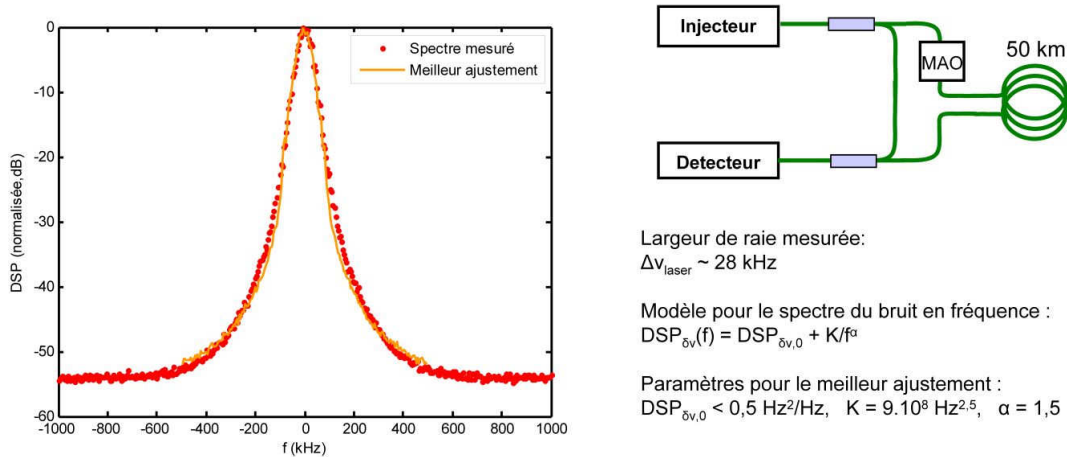


Figure II. 6 : ajustement du profil spectral obtenu en auto-hétérodynage (par un analyseur de spectre) pour la détermination de la loi du spectre de bruit en fréquence du laser. La largeur de raie estimée est bien de l'ordre de 30kHz. Le bruit à basse fréquence est prédominant et doit suivre une loi en $f^{-1,5}$ pour rendre compte du profil observé, ni gaussien, ni lorentzien.

Lors de notre campagne de mesures sur des cibles à 2,2 km de distance du lidar, le bruit de phase laser est le bruit multiplicatif dominant et élargit notablement le spectre du signal hétérodyne. Il rend la mesure des vibrations des véhicules ciblés très difficile. Seules les plus fortes vibrations ne sont pas noyées dans le bruit. En ajoutant une ligne à retard dans la voie « oscillateur local », la largeur spectrale du signal diminue fortement et le CNR pic augmente, sur une cible fixe. La Figure II. 7 montre le schéma du montage et les profils spectraux enregistrés et prévus par notre modèle pour les paramètres de bruit en fréquence mesurés. La concordance étant très bonne, nous concluons qu'il est possible de prédire la largeur spectrale du signal hétérodyne due au bruit de phase laser, avec un simple ajustement du spectre obtenu à grande différence de marche.

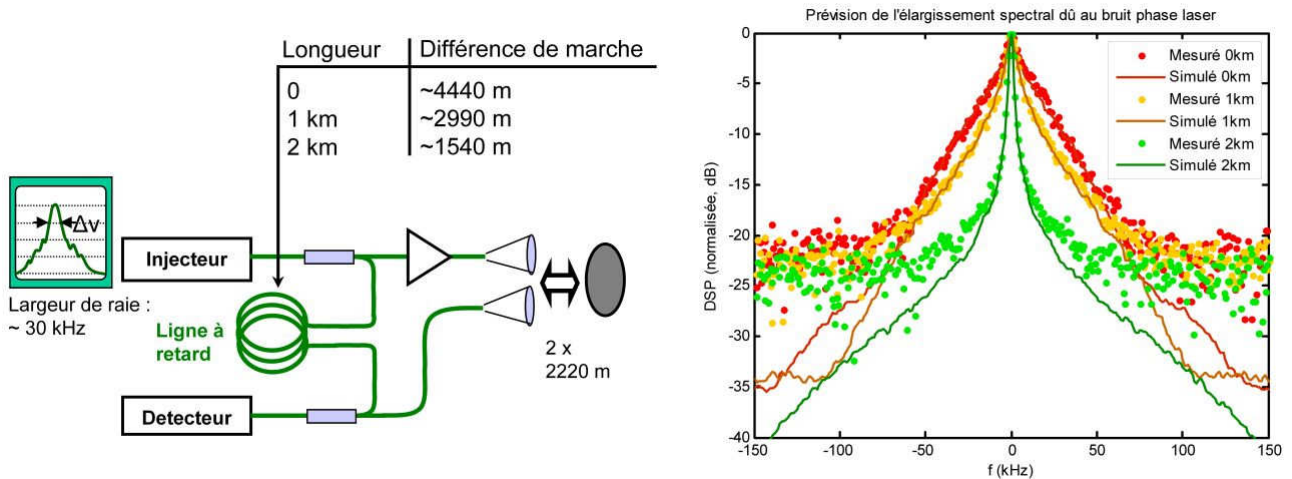
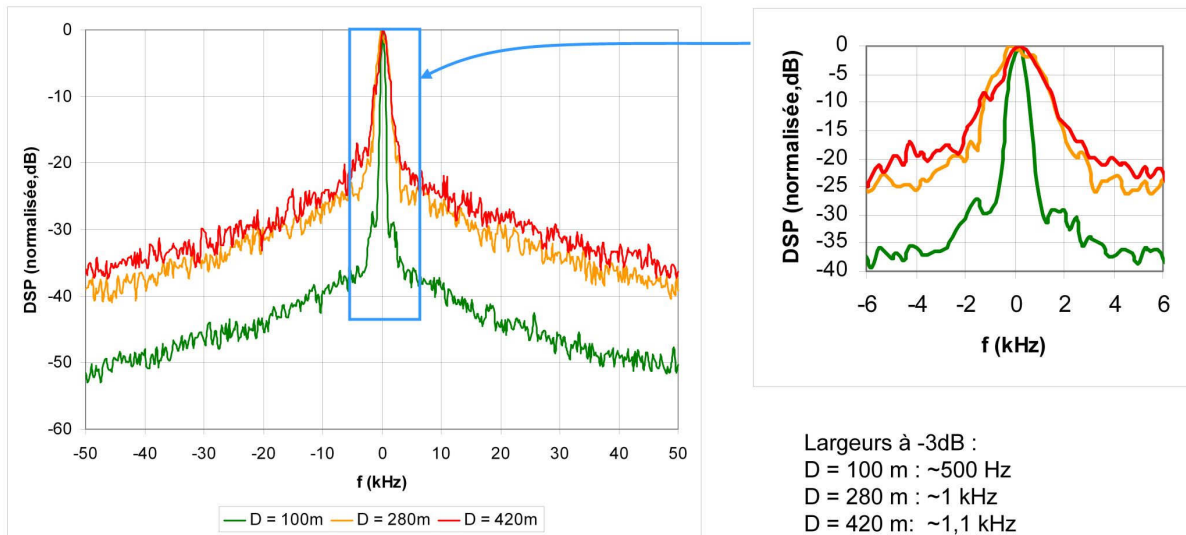


Figure II. 7 : comparaison du spectre du signal hétérodyne mesuré (analyseur de spectre placé en sortie du détecteur) aux profils prévus pour différentes longueurs de ligne à retard, en visée sur cible champ (sol, fixe).

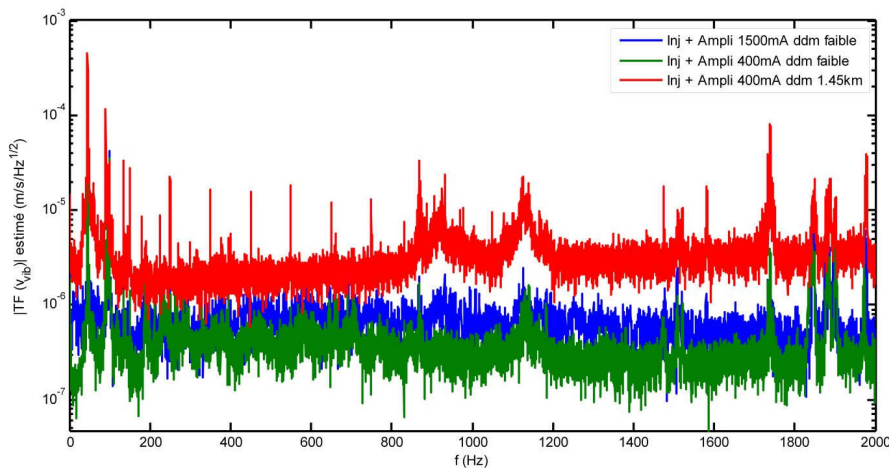
Nous avons par la suite étudié la largeur spectrale résiduelle du pic central à différence de marche faible. En effet, Richter et al. [39], entre autres, montrent qu'il est commun, même dans ce cas, de trouver un élargissement spectral résiduel du signal hétérodyne liée à un jitter lent (~kHz) de la fréquence émise par le laser. Par ailleurs, les autres éléments du montage (MAO, EDFA) peuvent

également apporter du bruit de phase sur la voie d'émission, qui se reporte entièrement sur le signal hétérodyne.

Nous travaillons d'abord sur des cibles fixes proches, sans ligne à retard. En visant des bâtiments proches dont la distance est mesurée grâce à des jumelles télémétriques, nous constatons en effet qu'une largeur de raie bien plus importante que la résolution de l'analyseur de spectre subsiste. Ces mesures sont présentées en Figure II. 8 a). L'augmentation de la largeur avec la distance semble indiquer un élargissement majoritairement dû à l'injecteur.



a)



b)

Figure II. 8 : a) largeur résiduelle à différence de marche faible (qqs 100m) devant la longueur de corrélation (10km), probablement due à un jitter sur la fréquence émise par l'injecteur. b) spectre du bruit de vitesse résiduel en boucle fermée, à différence de marche faible ou forte et différentes puissances de pompe de l'EDFA.

Le lidar est reconfiguré en boucle fermée, à l'aide d'un atténuateur reliant directement l'émission et la réception. Un spectre du pseudo-bruit de vitesse est mesuré grâce au traitement de vibrométrie, et tracé en Figure II. 8 b). Dans tous les cas étudiés, nous constatons la présence de pics à des fréquences fixes, qui doivent correspondre à des modulations périodiques de la fréquence émise (notamment à 45 Hz et ses trois premières harmoniques, 50 Hz et ses harmoniques impaires, autour de 900 et 1150 Hz, et à 1740 et 1970 Hz). Dans un premier temps, nous évaluons la contribution de l'EDFA en augmentant significativement sa puissance de pompe (alimentation passant de 400 mA à

2,5 A). Nous constatons une augmentation modérée du bruit de fond (d'un facteur approximatif 2,5), sans amplification des pics, ce qui indique qu'ils ne sont pas dus à l'EDFA. Par ailleurs, lorsque nous ajoutons une ligne à retard d'un kilomètre, le spectre de bruit de vitesse est globalement multiplié par 10, et les pics par un facteur 30, qui correspond au rapport des différences de marches avant (environ 45 m à cause de la fibre amplificatrice de l'EDFA) et après (environ 1,45 km). Cela indique clairement une décorrélation de l'onde en amont de la séparation des deux voies du lidar, et donc une origine des pics au niveau de l'injecteur laser. Connaissant la différence de marche, nous concluons que ces modulations périodiques lentes de la fréquence émise doivent atteindre des amplitudes de ± 600 kHz, même si elles sont ensuite considérablement atténuées du fait de l'hétérodynage à faible différence de marche.

Une mesure à l'accéléromètre de l'environnement vibratoire de l'injecteur n'a pu mettre en évidence les fréquences observées, à part à 50 Hz et ses harmoniques. Nous mettons donc en cause l'alimentation de l'injecteur laser, dont l'instabilité a déjà été détectée par le passé. Une étude plus poussée détaillerait les raisons de ces modulations de fréquence émise et les moyens d'y remédier. Nous nous contenterons ici d'émettre une mise en garde sur la stabilité de l'alimentation d'un laser destiné à une expérience de vibrométrie.

3 ETUDE DES BRUITS DUS A LA TURBULENCE ATMOSPHERIQUE

3.1 THEORIE ET PRISE EN COMPTE ACTUELLE EN LIDAR COHERENT

Les gradients de température dans l'atmosphère engendrent des écoulements de masses d'air à caractère turbulent. Ce phénomène, dénommé turbulence atmosphérique, impacte la propagation de toute onde optique à travers l'atmosphère, puisqu'il induit une variation dans l'espace et dans le temps de la densité et de la température de l'air, et donc de l'indice de réfraction qui en dépend directement.

La turbulence atmosphérique, abondamment étudiée dans la littérature (depuis, par exemple, [40]), est en général correctement décrite par la théorie de Kolmogorov, qui donne les propriétés statistiques de la vitesse d'un écoulement turbulent, caractérisé par l'apparition de tourbillons. L'écoulement est toutefois supposé localement homogène et isotrope, ce qui est également vrai pour l'indice de réfraction de l'air, au sein de « bulles d'indice » où il est constant. Un processus de dissipation énergétique est à l'œuvre entre les tourbillons d'échelle décroissante. L'énergie induite par les fluctuations de température à une grande échelle de turbulence L_0 se propage dans un processus en cascade jusqu'aux « bulles » homogènes de faible taille l_0 , où elle se dissipe finalement sous forme de chaleur. L'ordre de grandeur de la grande échelle de turbulence L_0 est de quelques mètres à quelques centaines de mètres, tandis que la petite échelle de turbulence l_0 , taille des bulles d'indice, est de l'ordre du centimètre.

Dans le domaine dit « inertiel » entre ces deux échelles, la statistique des fluctuations d'indice résultantes est caractérisée par la fonction de structure proposée par Kolmogorov :

$$D_n(\vec{r}) = \left\langle \left(n(\vec{r}' - \vec{r}) - n(\vec{r}) \right)^2 \right\rangle_{\vec{r}'} = C_n^2 r^{2/3} \text{ pour } l_0 \ll r \ll L_0 \quad (\text{II.10})$$

où C_n^2 est la constante de structure de la turbulence d'indice, \vec{r} est le vecteur position dans l'espace à 3 dimensions de norme r , et n est le champ d'indice. On peut également déduire de la fonction de structure la densité spectrale de puissance (spectre spatial) des fluctuations d'indice :

$$\Phi_n(\vec{K}) = 0,033 C_n^2 K^{-11/3} \quad (\text{II.11})$$

où \vec{K} est le vecteur d'onde spatial et K sa norme. Ce spectre de Kolmogorov n'est toutefois valable que dans le domaine inertiel de longueurs d'ondes comprises entre l_0 et L_0 , dans lequel ses hypothèses sont valides. Le modèle de Von Karman introduit empiriquement ces fréquences de coupure afin de généraliser le résultat de Kolmogorov à l'ensemble du domaine spectral :

$$\Phi_n(\vec{K}) = 0,033 C_n^2 \exp\left(- (Kl_0 / 2\pi)^2\right) \left(K^2 + 4\pi^2 / L_0^2\right)^{-11/6} \tag{II.12}$$

D'autres modèles plus complexes ont été développés [41,42], mais celui de Von Karman permet de rendre compte de la majorité des observations.

La constante de structure de la turbulence d'indice C_n^2 reste le paramètre majeur permettant de caractériser la « force » de la turbulence. Exprimé en $m^{-2/3}$, sa valeur varie fortement suivant l'altitude et les conditions météorologiques, comme illustré par la Figure II. 9. Sa dépendance en altitude (h en mètres) est typiquement $C_n^2(h) = C_n^2(1m) h^{-4/3}$ dans la couche limite de l'atmosphère, en journée, ce qui représente une décroissance rapide. Au milieu d'une journée ensoleillée, le C_n^2 est de l'ordre de $10^{13} m^{-2/3}$ à 1 m du sol, alors qu'il est plutôt de l'ordre de $10^{-14} m^{-2/3}$ la nuit.

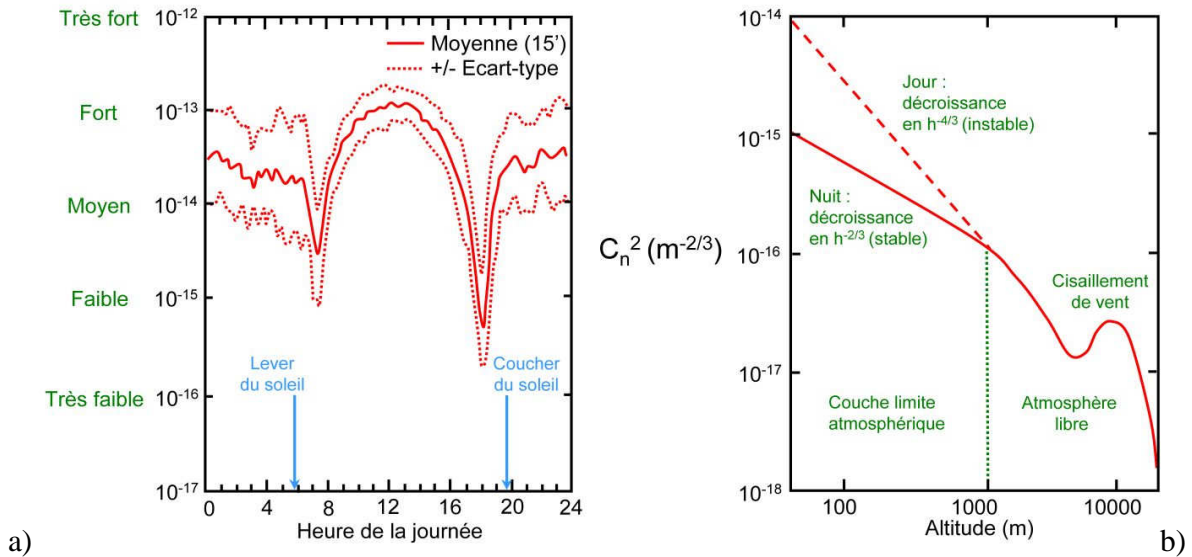


Figure II. 9 : évolution de la constante de structure de turbulence d'indice C_n^2 au cours de la journée (désert, au sol), à gauche, et en fonction de l'altitude, à droite [43].

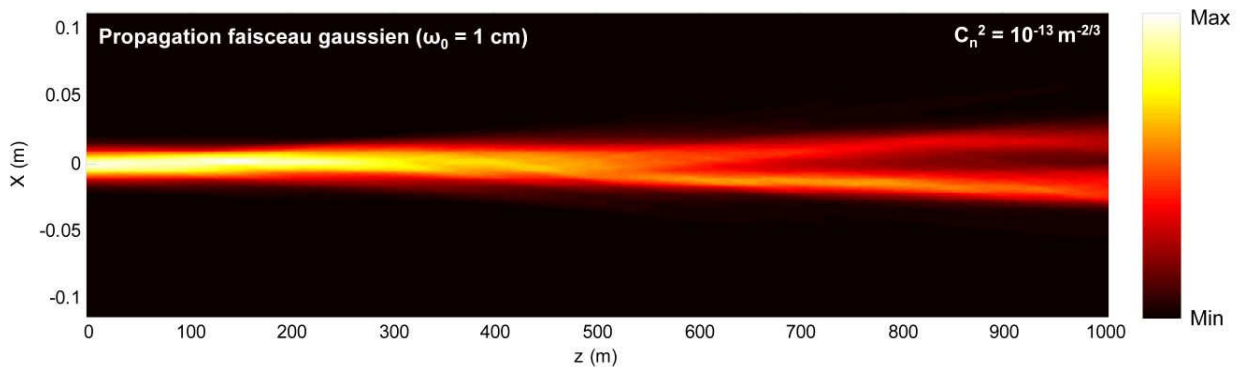


Figure II. 10 : profil d'un faisceau laser perturbé par la turbulence atmosphérique (intensité intégrée dans la dimension transversale y). Simulation par écrans de phase, turbulence de Von Karman sous un C_n^2 de $10^{-13} m^{-2/3}$.

Une onde optique se propageant dans la turbulence d'indice voit son front d'onde déformé par les retards et avances de phase introduits par les bulles d'indice. Le rayon de cohérence du front d'onde, aussi nommé paramètre de Fried, est donné pour une onde sphérique s'étant propagée sur une distance D par :

$$r_0 = \left(0,423k^2 \int_0^D (z/D)^{5/3} C_n^2(z) dz \right)^{-3/5} \quad (\text{II.13})$$

En lidar cohérent, ce phénomène agit sur les propagations aller et retour de l'onde laser. Dès l'aller, pour des portées supérieures à 1 km, la répartition de l'éclairement de la cible est modifiée, comme l'illustre la Figure II. 10.

Les perturbations dues à la turbulence ont finalement trois conséquences pour la mesure lidar :

- l'élargissement et la déviation aléatoire du faisceau au cours du temps (« beam wander »).
- la diminution du rendement hétérodyne, à cause de la déformation du front d'onde.
- le décalage global de la phase de l'onde retour (dit mode « piston » de la turbulence atmosphérique), qui est vu comme une modification de la distance à la cible, et provoque un bruit additif sur la mesure de vitesse, concentré à basse fréquence.

La variation temporelle de la turbulence à travers laquelle se propage le faisceau provoque donc des fluctuations de l'amplitude et de la phase du signal hétérodyne au cours du temps. Les moments statistiques des fluctuations sont bien connus [30]. Par contre, leur dynamique est peu étudiée en lidar cohérent, en particulier pour le bruit de phase, qui n'est finalement dommageable que pour la mesure de très faibles vitesses.

Pour prévoir cette dynamique, l'hypothèse simplificatrice de Taylor est nécessaire. Elle invoque le fait que l'évolution temporelle de la turbulence traversée est principalement due à la translation par le vent des couches turbulentes perpendiculairement à la ligne de visée. On parle de turbulence figée (« frozen turbulence »), déplacée par le vent. La statistique temporelle des fluctuations d'amplitude et de phase de l'onde reçue découle donc directement de la statistique spatiale de l'indice.

Clifford [44] et Ishimaru [45] ont étudié les fluctuations d'amplitude et de phase sur le trajet d'un faisceau à travers la turbulence, dans le cas de faibles perturbations, de turbulence et de vent uniformes. En écrivant le champ à l'issue de la propagation :

$$U(t) = \langle U^2 \rangle^{1/2} \exp(\chi_{\text{turb}}(t) + j\phi_{\text{turb}}(t)) \quad (\text{II.14})$$

ils montrent que le logarithme des fluctuations d'amplitude $\chi_{\text{turb}}(t)$ suit une loi normale, de variance $\sigma_\chi^2 = 0,124 C_n^2 k^{7/6} D^{11/6}$. Avec V_\perp la vitesse du vent projetée perpendiculairement à la ligne de visée, et $f_0 = V_\perp / (2\pi\lambda D)^{1/2}$, la DSP de χ_{turb} possède par ailleurs les formes asymptotiques suivantes :

$$\begin{aligned} DSP_{\chi_{\text{turb}}}(f) &\xrightarrow{f \rightarrow 0} 0,8506 \frac{C_n^2}{V_\perp} k^{2/3} D^{7/3} \\ DSP_{\chi_{\text{turb}}}(f) &\xrightarrow{f \rightarrow \infty} 2,192 \frac{C_n^2}{V_\perp} k^{2/3} D^{7/3} \left(\frac{f}{f_0} \right)^{-8/3} \end{aligned} \quad (\text{II.15})$$

où $k = 2\pi/\lambda$ est le vecteur d'onde optique, et D la distance de propagation. Les deux asymptotes se coupent à $f_c = 2,60 f_0$. On constate que la variance des fluctuations d'amplitude est proportionnelle au C_n^2 mais indépendante de la vitesse du vent transverse. Un vent rapide provoque par contre un élargissement de la bande des fluctuations. Rappelons que ces fluctuations de l'amplitude du champ ne sont valables que sur le trajet aller, et ne permettent pas de connaître directement celles du signal

hétérodyne. Par ailleurs, de légères divergences vis-à-vis de ce modèle ont été notées expérimentalement [46], notamment quant au coefficient de décroissance en $-8/3$.

En ce qui concerne les fluctuations de phase $\varphi_{\text{turb}}(t)$, aussi appelées « piston de la turbulence atmosphérique » Ridley [37] montre qu'elles sont d'accroissement gaussien. La DSP de φ_{turb} possède par ailleurs les formes asymptotiques suivantes sur un trajet, toujours d'après [44,45] :

$$\begin{aligned} DSP_{\varphi_{\text{turb}}}(f) &\xrightarrow{f \ll f_0} K_{\varphi} C_n^2 D V_{\perp}^{5/3} k^2 f^{-8/3} \\ DSP_{\varphi_{\text{turb}}}(f) &\xrightarrow{f \gg f_0} 0,5 K_{\varphi} C_n^2 D V_{\perp}^{5/3} k^2 f^{-8/3} \end{aligned} \quad (\text{II.16})$$

où $f_0 = V_{\perp} / (2\pi\lambda D)^{1/2}$, et la constante K_{φ} fixant la force du bruit vaut 0,0322. La valeur de K_{φ} est importante car elle fixe les limites de portée de la vibrométrie sur bâtiment. Nous avons vérifié avoir la même définition de la DSP que Clifford [44], telle que $\int_0^{+\infty} DSP_b(f)df = \sigma_b^2$ pour une variable aléatoire b quelconque.

La mesure lidar comporte deux trajets (aller et retour) ; dans ce cas les fluctuations d'amplitude et de phase peuvent être différentes. Ce cas est notamment étudié dans [22,37,38,47].

Tout d'abord, les résultats théoriques et expérimentaux de [39,47] concordent à montrer que l'intensité (carré de l'amplitude) du champ reçu est le produit d'un terme à distribution gamma, quasiment log-normale comme prévu par [44,45], et d'un terme à distribution exponentielle décroissante, lié au speckle de la cible. Le résultat est une K-distribution :

$$p_I(I) = \frac{2}{\Gamma(\alpha)} \left(\frac{\alpha}{\langle I \rangle} \right)^{(\alpha+1)/2} I^{(\alpha-1)/2} K_{\alpha-1} \left(2\sqrt{\alpha \frac{I}{\langle I \rangle}} \right) \quad (\text{II.17})$$

où α est un paramètre réel supérieur à 1, Γ est la fonction gamma, et $K_{\alpha-1}$ est la fonction de Bessel modifiée d'ordre $\alpha-1$. La K-distribution tend vers une distribution exponentielle lorsque α est grand devant 1. La DSP des fluctuations d'amplitude est par contre peu étudiée.

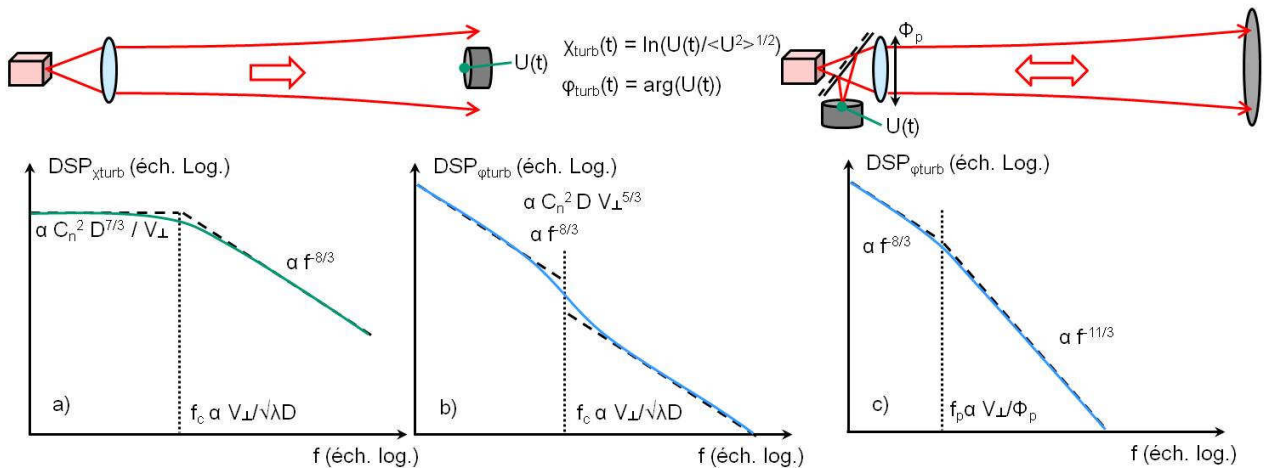


Figure II. 11 : DSP des fluctuations a) de log-amplitude et b) de phase de l'onde reçue (et du courant hétérodyne) dues à la turbulence atmosphérique (trajet aller) d'après [44,45] et c) de phase en lidar cohérent d'après [38].

Karr [38] a par ailleurs calculé la DSP des fluctuations de phase sur le trajet aller-retour d'un faisceau issu d'une pupille de diamètre Φ_p donné. Il introduit l'effet du trajet retour par un facteur γ qui vaut 4 dans le cas monostatique et 2 dans le cas bistatique. Il apparaît alors une coupure du spectre liée au diamètre de la pupille :

$$\begin{aligned}
DSP_{\varphi_{turb}}(f) &\xrightarrow{f \ll f_p} \gamma K_\varphi C_n^2 D V_\perp^{5/3} k^2 f^{-8/3} \\
DSP_{\varphi_{turb}}(f) &\xrightarrow{f \gg f_p} \gamma K_\varphi C_n^2 D V_\perp^{5/3} k^2 f_p f^{-11/3}
\end{aligned}
\tag{II.18}$$

où $f_p = 0,2702 V_\perp / \Phi_p$ est la fréquence de coupure pupillaire et $K_\varphi = 0,0322$ a la même valeur que dans [44,45]. Son expression a d'ailleurs été reformulée pour correspondre au format utilisé par Clifford.

La Figure II. 11 présente l'allure des DSP des fluctuations d'amplitude et de phase dues à la turbulence atmosphérique. En a) et b), les résultats de Clifford et Ishimaru [44,45] pour un trajet unique sont représentés. En c), il s'agit du résultat de Karr [38] pour le trajet aller-retour d'une mesure lidar.

Les fluctuations d'amplitude et de phase de l'onde reçue se retrouvent directement sur le courant hétérodyne. Le piston de la turbulence atmosphérique induit notamment un bruit de vitesse à basse fréquence dont la DSP est, toujours d'après [38] :

$$DSP_{v_{turb}}(f) \approx \left(\frac{\pi f}{k} \right)^2 DSP_{\varphi_{turb}}(f)
\tag{II.19}$$

Or, Gatt et al. [22] donnent une version simplifiée du bruit de vitesse qui correspond à leurs mesures expérimentales, mais se trouve être différente de la prédiction de [38] :

$$DSP_{v_{turb}}(f) = K_v \gamma C_n^2 D V_\perp^{5/3} f^{-2/3} \Leftrightarrow DSP_{\varphi_{turb}}(f) = K_\varphi \gamma C_n^2 D V_\perp^{5/3} k^2 f^{-8/3}
\tag{II.20}$$

avec $K_v = 0,80$, et $K_\varphi = K_v / \pi^2 = 0,081$, soit un impact de la turbulence 3 fois plus fort que celui prévu par Karr, et sans fréquence de coupure pupillaire. A noter que Ridley et al. [37] observent quant à eux une DSP exponentielle décroissante, qu'ils attribuent à la violation de l'hypothèse de turbulence figée.

Au final, il n'existe pas dans la littérature d'expression pour la DSP des fluctuations d'amplitude du courant hétérodyne, et les résultats sur le bruit de vitesse dû au piston de la turbulence atmosphérique sont contradictoires. Aucun modèle temporel du courant hétérodyne en cas de turbulence n'est donc disponible.

Pour y remédier, nous avons réalisé une simulation dynamique de la mesure à l'aide d'une propagation par écrans de phase, ainsi qu'une campagne expérimentale de mesure à longue portée.

3.2 SIMULATION DYNAMIQUE DES EFFETS DE LA TURBULENCE ATMOSPHERIQUE

L'intérêt de cette simulation est de pouvoir traiter le cas de faisceaux réels (gaussiens tronqués, collimatés ou non), d'utiliser un modèle avancé de turbulence (Von Karman, Hill, ...), de considérer des profils de vents non triviaux, et de prendre également en compte le speckle de cible. Elle permet par ailleurs d'étudier la statistique dynamique du courant hétérodyne sous sa forme analytique (complexe), pour aller plus loin que les résultats cités qui se limitent l'amplitude ou de la phase du champ.

Elle repose sur la détermination du signal i_s , en calculant numériquement les champs émis et d'oscillateur local rétropropagé au niveau de la cible, et leur recouvrement. La propagation des champs à travers la turbulence jusqu'à la cible se fait grâce à un modèle par écrans de phase que nous introduisons dans un second temps.

3.2.1 Calcul du signal lidar

D'après [18], dont les résultats sont résumés en Annexe 1, le courant hétérodyne est rigoureusement donné par le recouvrement des champs au niveau du détecteur. Il en est de même pour le signal analytique $i_s(t)$ défini au chapitre I (§4.3) qui s'écrit :

$$i_s(t) = \frac{S}{Z_0} \int_D U_r(\vec{r}_D, t) U_{ol}(\vec{r}_D, t)^* d\vec{r}_D + i_a(t) + i_b(t) \quad (\text{II.21})$$

où S est la sensibilité en A/W, Z_0 est l'impédance caractéristique du vide ($376,73 \Omega$), U_r est le champ électrique de l'onde reçue, U_{ol} est le champ d'oscillateur local, r_D est la coordonnée sur le détecteur. $i_a(t)$ et $i_b(t)$ sont respectivement les courants parasites et de bruit de détection.

Pour aller plus loin, il est utile de recourir au formalisme de l'oscillateur local « rétropropagé ». La propagation des champs optique grâce à la fonction de Green, à sa base, est rappelée en Annexe 2, et le formalisme de l'oscillateur local rétropropagé y est justifié.

Il est ainsi possible d'imaginer un champ fictif U_{olrp} (oscillateur local rétro-propagé) duquel serait issu le champ oscillateur local au niveau du détecteur. Le calcul du terme d'interférence $\int U_{em/r} \cdot U_{olrp}^*$ peut donc être fait dans n'importe quel plan au cours de la propagation aussi bien que sur le détecteur. Les plans utiles de la propagation et les notations employées sont définis en Figure II. 12.

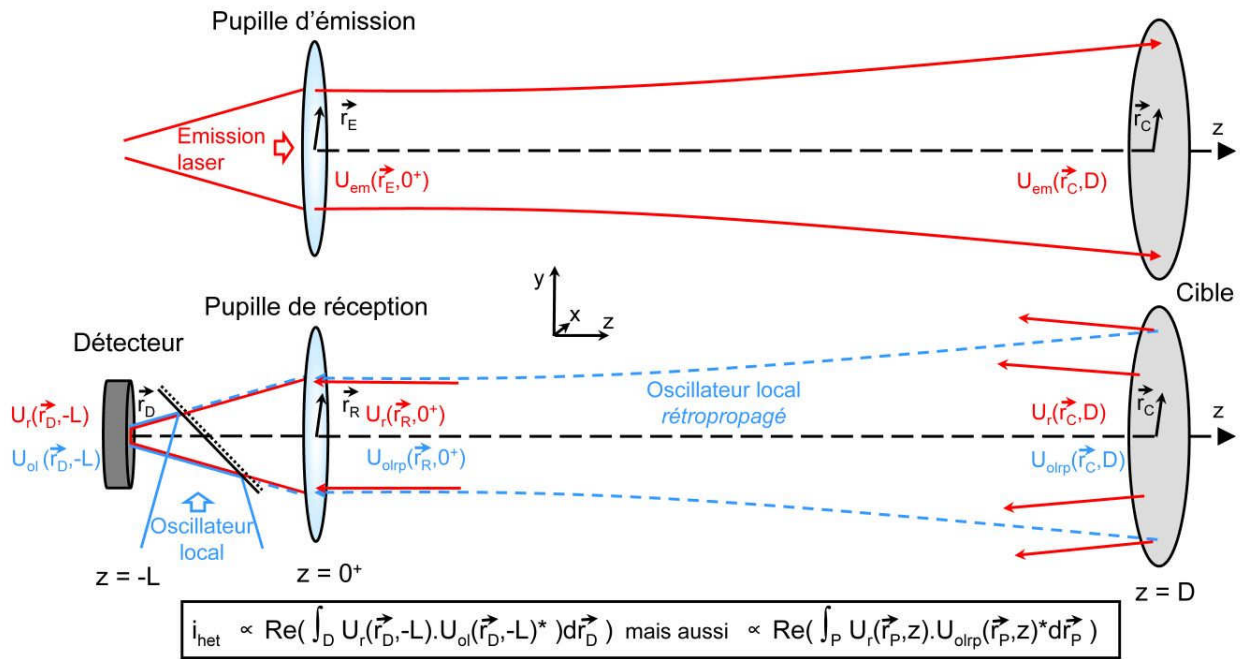


Figure II. 12 : principe et notations du formalisme d'oscillateur local rétropropagé. L'interférence entre les deux ondes, reçue et oscillateur local, peut-être calculée sur le détecteur mais aussi dans tout plan P de la propagation, en considérant un champ oscillateur local virtuel rétropropagé. En haut, trajet aller, en bas, trajet retour.

Nous nous plaçons dans le plan de la cible C. Si l'on peut déterminer les champs émis et d'oscillateur local rétropropagé au niveau de la cible, le signal sera rigoureusement donné par :

$$i_s(t) \propto \int_C U_{em}(\vec{r}_C, z, t) U_{olrp}(\vec{r}_C, z, t)^* e^{j\phi_{vib}(\vec{r}_C, t)} d\vec{r}_C + i_a(t) + i_b(t) \quad (\text{II.22})$$

où $\varphi_{\text{vib}}(r_c, t)$ est la modulation de phase produite par les vibrations de la cible. Elle sera considérée nulle dans cette étude consacrée aux effets de la turbulence.

3.2.2 Propagation par écrans de phase

La modélisation de la turbulence d'indice sous forme d'écrans de phase est très utilisée en lidar cohérent. Son principe, schématisé en Figure II. 13, est de séparer le milieu turbulent en tranches. Dans chaque tranche, la turbulence est modélisée par un écran qui perturbe la phase, et une propagation en espace libre par convolution avec la fonction de Green permet de passer d'une tranche à la suivante. Pour une séparation Δz assez petite entre deux tranches :

$$U(\vec{r}, z + \Delta z, t + \Delta z / c) \approx g(\vec{r}, \Delta z) * e^{j\psi(\vec{r})} U(\vec{r}, z, t) \tag{II.23}$$

où g est la fonction de Green. Cette approximation est valide si l'on se place dans le cadre de l'approximation de Fresnel : entre deux plans suffisamment rapprochés, la lumière se propage en ligne droite, la turbulence ne l'influençant que peu (cf Annexe 2).

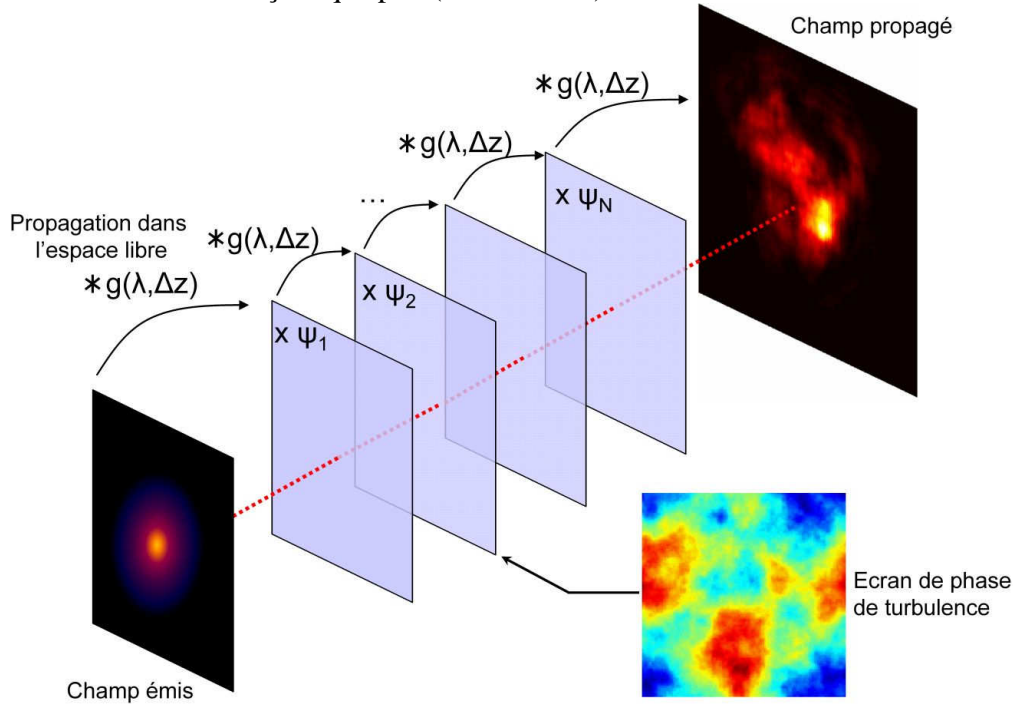


Figure II. 13 : schéma de principe de la propagation par écrans de phase

La perturbation de phase ramenée sur un écran correspondant à une tranche d'atmosphère d'épaisseur Δz s'écrit :

$$\psi(\vec{r}) = k \int_{\Delta z} n_1(\vec{r}, z) dz \tag{II.24}$$

où n_1 représente les fluctuations d'indice, pour lesquelles nous adoptons le spectre de Von Karman (II.12). Belmonte [48] montre que le spectre des écrans de phase en 2 dimensions s'écrit :

$$DSP_{\psi}(K_x, K_y, z) = 2\pi k^2 \Delta z \Phi_n(K_x, K_y, 0, z) \tag{II.25}$$

Nous avons repris un programme de propagation par écrans de phase écrit sous Matlab et éprouvé pour le calcul du rendement hétérodyne en lidar anémomètre [29,Ch.3]. La génération des écrans de phase ψ est faite par filtrage d'une variable aléatoire gaussienne. Deux écrans de phase ψ_1 et ψ_2 sont obtenus par Transformée de Fourier Discrète (TFD) inverse d'un tableau X de $N \times M$ variables aléatoires gaussiennes complexes centrées indépendantes :

$$\psi_1 = \text{Re}(TFD^{-1}(X)) \quad \text{et} \quad \psi_2 = \text{Im}(TFD^{-1}(X)) \quad (\text{II.26})$$

Afin de vérifier la statistique de Von Karman, chaque élément X_{nm} de X a pour variance, avec Δx le pas d'échantillonnage du maillage spatial pour l'écran de phase, et F_{nm} le maillage de fréquences spatiales correspondant :

$$\text{var}(X_{nm}) = 2NM \left(\frac{2\pi}{\Delta x} \right)^2 \text{DSP}_{\psi}(2\pi F_{nm}, z) \quad (\text{II.27})$$

D'un plan à l'autre, la propagation se fait par convolution sous forme de multiplication dans l'espace de Fourier :

$$U(\vec{r}, z + \Delta z) = TFD^{-1} \left(g(\vec{r}, \Delta z) TFD(U(\vec{r}, z, t) e^{j\psi(\vec{r})}) \right) \quad (\text{II.28})$$

Le principal avantage d'une telle propagation par écrans de phase à l'aide de TFD rapides est la rapidité du calcul. Par contre, elle présente deux inconvénients. D'une part, la méthode de génération génère des écrans de phase périodiques, comme on le voit sur l'exemple d'écran montré en Figure II. 13. Cela impose de n'utiliser qu'un quart de la surface de l'écran pour obtenir des perturbations de phase réalistes. D'autre part, le maillage spatial doit être identique tout au long de la propagation du faisceau, alors que la taille de celui-ci peut fortement varier du fait de la diffraction ou en cas de focalisation. Le nombre de points doit alors être important, ce qui ralentit le calcul.

Δz , la taille des tranches de turbulence intégrées, est un paramètre déterminant, puisqu'il fixe le nombre d'écrans à employer pour la propagation et donc la rapidité du calcul. Belmonte [48] pose deux limites : Δz doit être supérieur à la grande échelle de turbulence L_0 pour ne pas couper les basses fréquences spatiales, mais assez petit pour que le régime de faibles fluctuations soit satisfait pour l'intensité lumineuse après propagation dans la tranche. Un critère simple est défini pour cela : la variance de la log-amplitude $\sigma_{\chi}^2 = 0,124 C_n^2 k^{7/6} \Delta z^{11/6}$ doit être très inférieure à 1, donc inférieure à 0,1. On obtient alors :

$$L_0 \approx 10\text{m} < \Delta z < 0,089 \lambda^{7/11} (C_n^2)^{-6/11} \approx 820\text{m} (C_n^2 / 10^{-14} \text{m}^{-2/3})^{-6/11} \quad (\text{II.29})$$

3.2.3 Description du modèle pour le calcul du courant hétérodyne

La Figure II. 14 détaille le modèle complet employé pour simuler l'effet conjoint de la turbulence et du speckle de cible. Reprenant l'hypothèse de Taylor de la turbulence figée, l'évolution temporelle du modèle consiste simplement en la translation des écrans de phase au cours du temps, à la vitesse du vent transverse V_{\perp} choisie. C'est-à-dire que les champs émis et oscillateur local rétropropagés sont propagés à travers une fenêtre carrée glissante sur ces écrans de phase, se déplaçant d'un élément dx en x par incrément de temps dt , dt ayant été choisi pour avoir $dt = dx/V_{\perp}$. Pour compléter le modèle et inclure le speckle de cible, nous simulons la rugosité de celle-ci par un dernier écran formé de variables aléatoires gaussiennes complexes indépendantes.

Pour chaque instant $t = k dt$, avec $k = 0, \dots, T_{mes}/dt$, les champs sont propagés jusqu'à la cible. Nous enregistrons le champ reçu au centre de l'écran, ainsi que le recouvrement des champs auquel le signal est proportionnel, avec et sans écran de speckle.

Nous prenons des écrans de phase de taille 128×128 , dont les dimensions sont suffisantes (2 fois la taille maximale du faisceau) pour éviter tout problème d'aliasing. Un écran de phase est utilisé pour simuler chaque $\Delta z = 100$ mètres de propagation lorsque $C_n^2 = 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$, et chaque $\Delta z = 50$ mètres lorsque $C_n^2 = 10^{-13} \text{ m}^{-2/3}$.

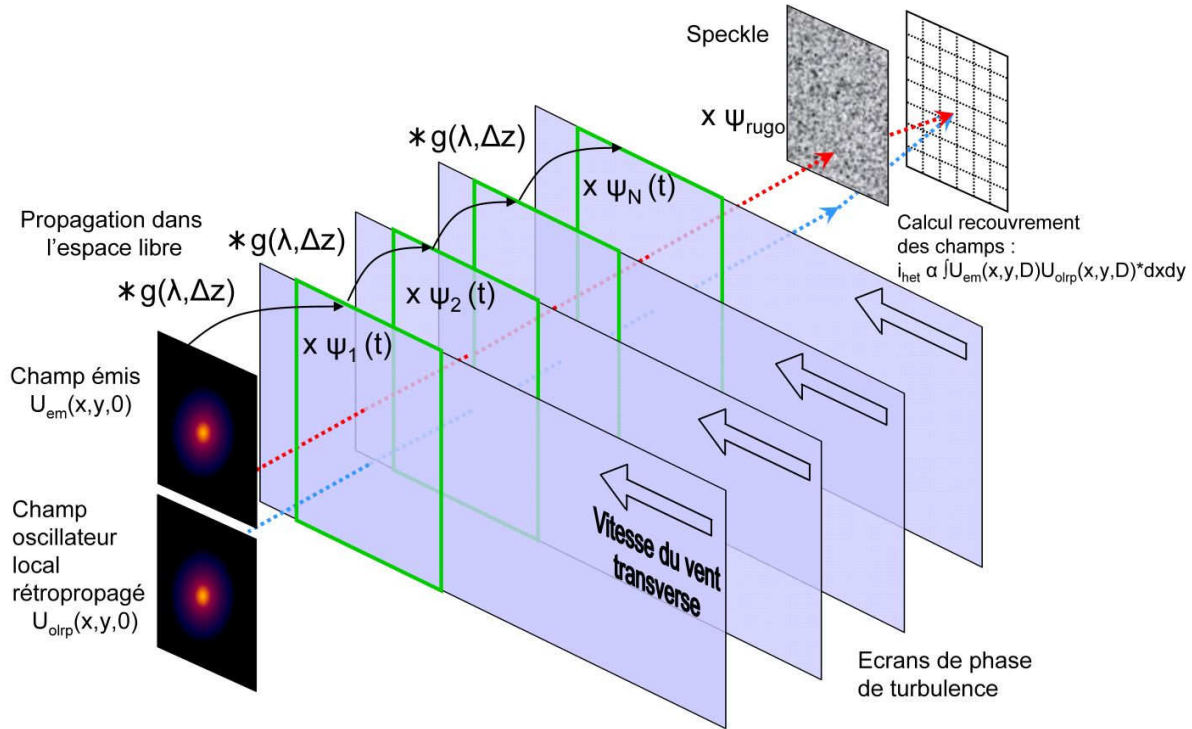


Figure II. 14 : modèle de propagation employé pour le calcul du courant hétérodyne. NB : les écrans de phase traversés par les deux faisceaux sont identiques. Nous nous plaçons en configuration monostatique

3.2.4 Résultats

Les visualisations des écrans de phase, de l'éclairement de la cible, de la phase du champ propagé, et du recouvrement des champs émis et OL rétropropagé contribuant au signal hétérodyne sans et avec speckle, sont données en Figure II. 15. La configuration est monostatique.

La taille transversale des fenêtres est de $3\Phi_p = 15$ cm. Dans les conditions choisies ici, à savoir une propagation sur 500 m et un C_n^2 égal à $10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$, nous voyons que le faisceau conserve un profil quasiment gaussien, mais qu'il est sujet au « beam wander » et au « beam spreading ». Un début d'éclatement apparaît pour la même distance de propagation avec $C_n^2 = 10^{-13} \text{ m}^{-2/3}$.

Validation sur les fluctuations du champ sur un trajet aller

Nous étudions dans un premier temps la statistique du champ au niveau de la cible, pour la confronter à la théorie abondamment éprouvée, et celle du courant hétérodyne sans rugosité de cible, c'est-à-dire sans speckle. Les résultats sont donnés en Figure II. 16. La durée de mesure est $T_{mes} = 0,5$ s. Nous nous plaçons à $D = 500$ m, $V_{\perp} = 3$ m/s, et $C_n^2 = 10^{-14}$ ou $10^{-13} \text{ m}^{-2/3}$, en monostatique.

L'amplitude du champ au centre de la cible suit bien une loi log-normale, dont l'écart-type correspond à la théorie de Ishimaru, prévoyant $\sigma_\chi = (0,124 C_n^2 k^{7/6} D^{11/6})^{1/2}$. Le spectre de la log-amplitude présente une fréquence de coupure à environ 100 Hz, ce qui correspond également à $f_c = 2,6 V_\perp / (2\pi\lambda D) = 111,8$ Hz. Sa décroissance suit quasiment la prévision en $f^{8/3}$, qui comme montré en [46], n'est qu'une borne supérieure. Ceci valide notre modèle de propagation par écrans de phase.

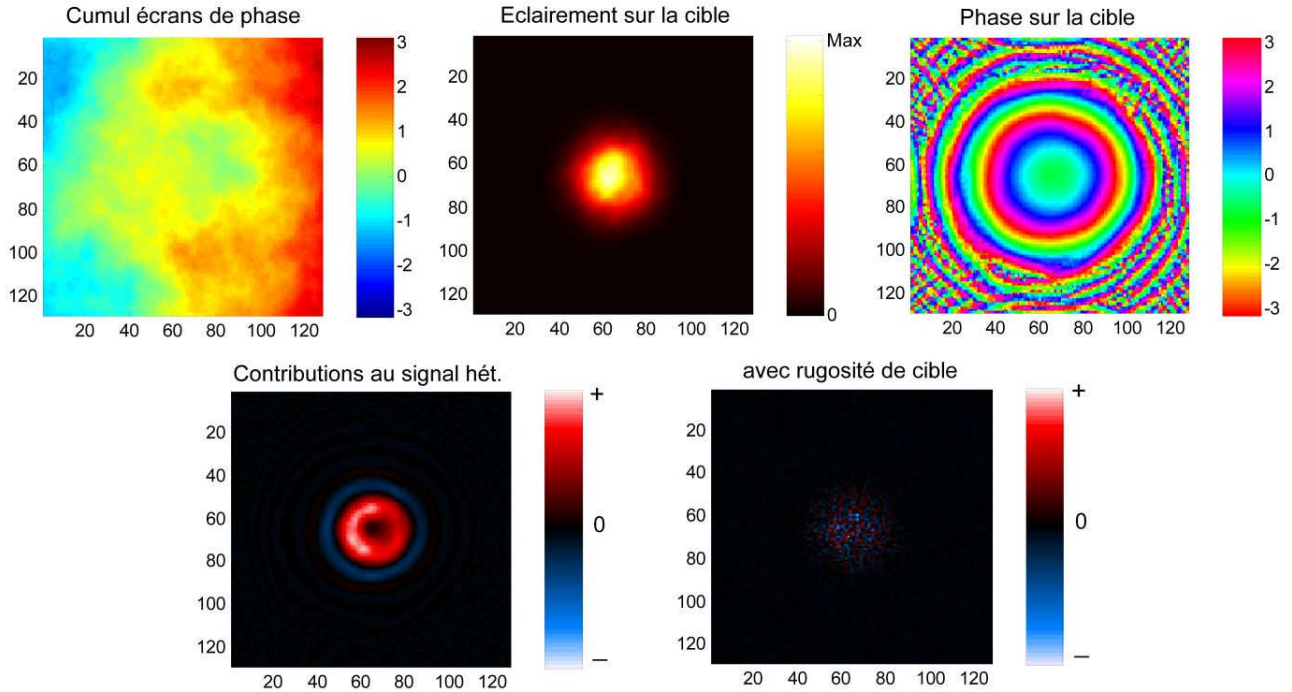


Figure II. 15 : résultats de la simulation (à t donné) (faisceau collimaté, $D = 500$ m, $C_n^2 = 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$, $V_\perp = 3$ m/s)

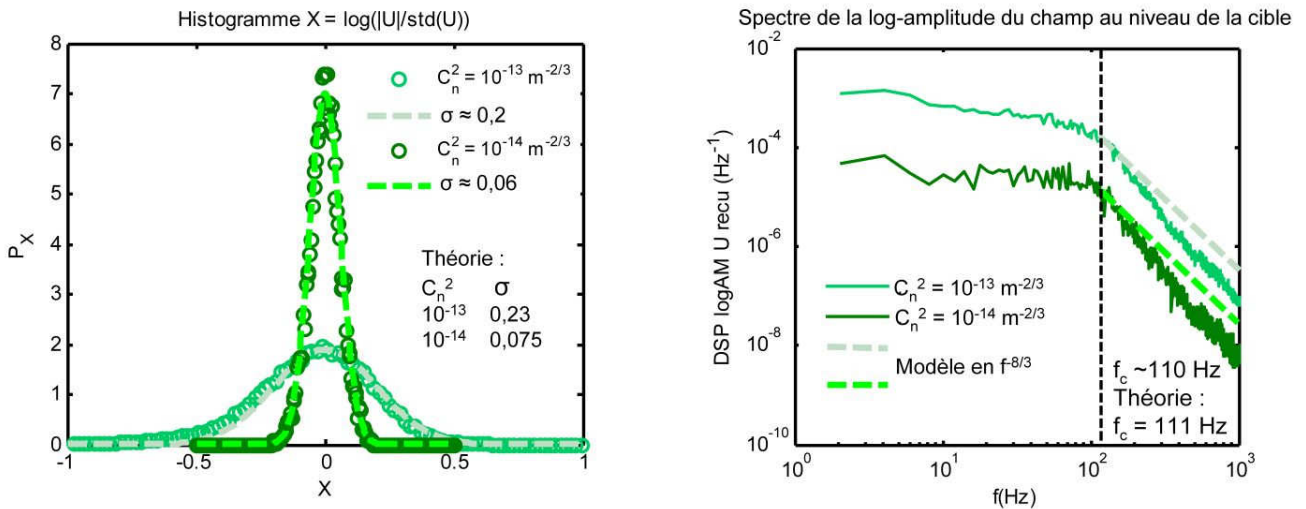


Figure II. 16 : champ au niveau de la cible : distributions et spectres, pour $C_n^2 = 10^{-13} \text{ m}^{-2/3}$ (forte turbulence) et $C_n^2 = 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$ (turbulence moyenne). $D = 500$ m, $V_\perp = 3$ m/s. L'accord des résultats (ampleur de la scintillation, fréquence de coupure) aux prédictions théoriques permet de valider la simulation.

Etude du signal hétérodyne

Nous étudions maintenant le signal hétérodyne, et dans un premier temps la distribution de son module carré (puissance instantanée).

Sans rugosités de cible, le module carré du signal suit une loi gamma de paramètre dépendant de la force de la turbulence, et plus précisément du rapport entre le rayon de corrélation du champ donné par le paramètre de Fried r_0 et le diamètre de la pupille Φ_p . Ceci suit les prévisions théoriques. En effet, lorsque $r_0 \gg \Phi_p$, une seule zone de cohérence du champ est dans la pupille, et son intensité suit une loi log-normale. Lorsque $r_0 < \Phi_p$, plusieurs zones de cohérence du champ sont moyennées dans la pupille. Le signal hétérodyne, en tant que somme de variables aléatoires complexe de phases centrales différentes, tend à avoir une distribution gaussienne centrée. Une distribution exponentielle de son module carré est donc attendue. Le paramètre de la loi gamma diminue ainsi avec r_0/Φ_p , typiquement en $(r_0/\Phi_p)^2$.

Pour le modèle complet incluant les rugosités de la cible, on constate tout d'abord que le signal est réparti plus largement et fluctue plus rapidement que dans le cas sans rugosités (à cause de l'éclairement changeant des rugosités de la cible dû au beam-wander, un speckle dynamique apparaît). Différents régimes sont mis en évidence, suivant le rapport r_0/Φ_p , en Figure II. 17 a). Toutefois, la distribution observée n'est pas la K-distribution prévue théoriquement.

Le spectre du signal hétérodyne complet (amplitude et phase) a également été étudié, et est tracé pour différentes conditions en Figure II. 17 b). Il présente un plateau et une décroissance rapide en f^{-5} environ. Il est intéressant de noter que la fréquence de coupure du spectre du courant hétérodyne (distincte de celle de l'amplitude en (II.15)), et donc la bande du signal, est proportionnelle à $V_{\perp} (C_n^2 D)^{1/2}$. Une étude plus poussée nous permet, dans ce cas, d'établir la bande du bruit multiplicatif dû à la turbulence :

$$f_c \approx (6,1 \pm 0,5) \frac{V_{\perp}}{\lambda} \sqrt{\gamma C_n^2 D} \text{ et } B_{turb} \approx \pi f_c \tag{II.30}$$

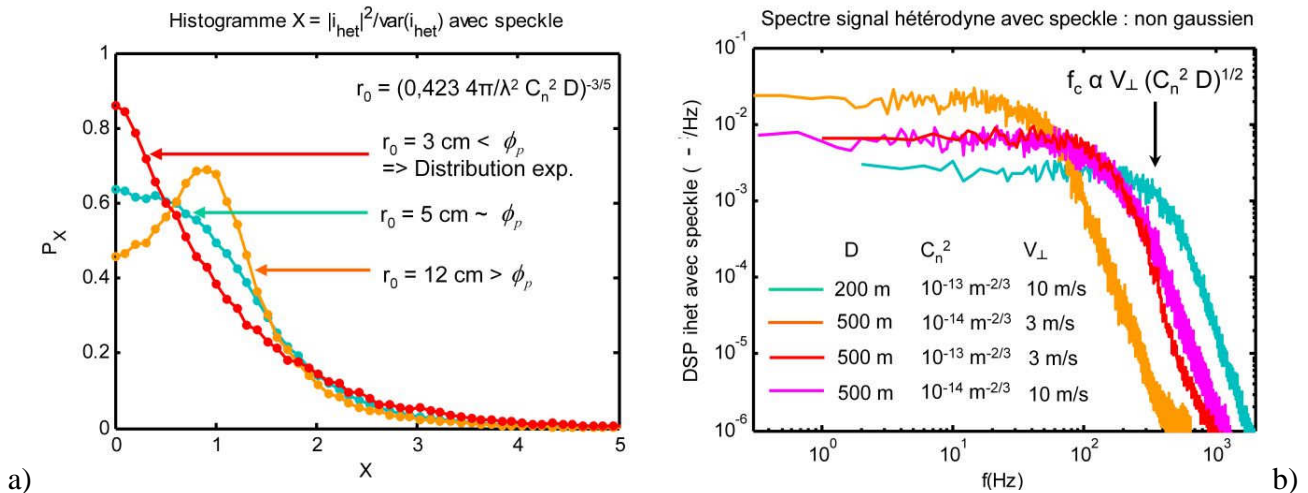


Figure II. 17 : distributions du module carré et spectres du signal hétérodyne en présence de rugosités de cible, dans différentes conditions. Une distribution exponentielle du module carré du signal hétérodyne est atteinte lorsque le paramètre de Fried r_0 est inférieur à la taille de la pupille. Le spectre n'est pas gaussien, mais en plateau et décroissance en f^{-5} environ. La bande du signal est proportionnelle à $V_{\perp} (C_n^2 D)^{1/2}$.

Cependant, dans le même temps, le spectre des modulations d'amplitude du signal garde pour fréquence de coupure $f_c = 2,6 V_{\perp} / (2\pi\lambda D)^{1/2}$ (qui ne dépend pas du C_n^2) et une décroissance en $f^{-8/3}$. Il

serait donc possible de mesurer conjointement V_{\perp} et C_n^2 en étudiant le spectre du signal hétérodyne et celui de son amplitude.

Etude du piston de la turbulence atmosphérique

Nous nous intéressons pour terminer au bruit de phase sur le signal hétérodyne dû au « piston » de la turbulence atmosphérique, et étudions sa DSP.

Les dépendances des modèles (II.17) et (II.19) avec les conditions en distance, en vent et $C_n^2 D$ font consensus et sont vérifiées dans nos simulations. Toutefois, afin de valider l'un de ces modèles, nous traçons en Figure II. 18 la densité spectrale de puissance, en valeur absolue, de la phase et de la fréquence instantanée (rappel : $DSP_f(f) = f^2 DSP_{\phi}(f)$), avec et sans rugosités de cible, pour différentes conditions de vent et un C_n^2 intermédiaire.

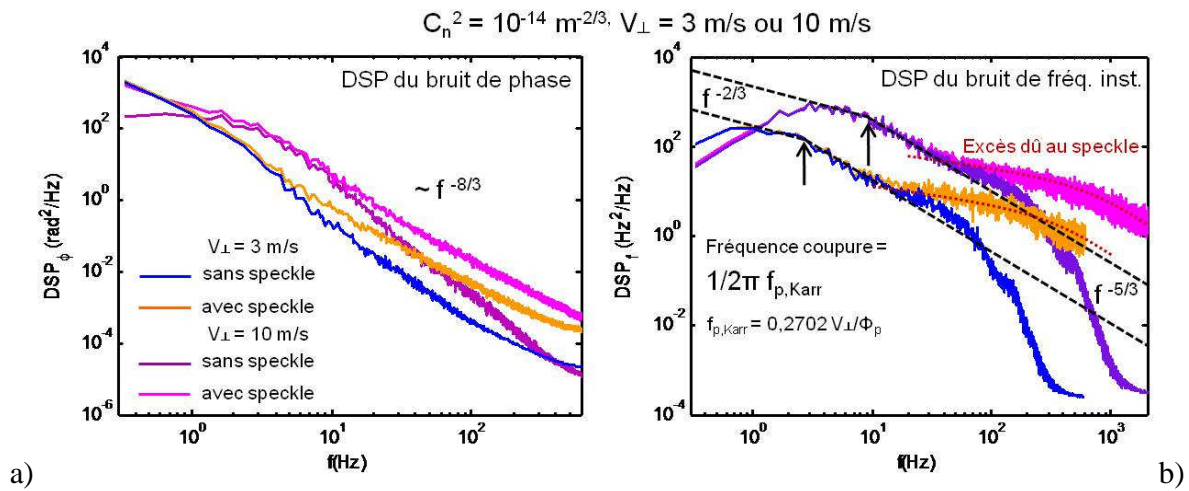


Figure II. 18 : étude des densités spectrales de puissance du bruit de phase et de fréquence, pour différentes conditions de vitesse de vent transverse, avec et sans speckle de cible.

Comme le montre la Figure II. 18 a), la DSP de la phase suit approximativement dans tous les cas la décroissance prévue en $f^{-8/3}$. Toutefois, avec speckle de cible, les DSP décroissent plus lentement que $f^{-8/3}$.

Pour une étude plus précise, nous passons en Figure II. 18 b) à la fréquence instantanée, à laquelle le bruit de vitesse est proportionnel par un facteur $\lambda/2$. D'après Karr, la DSP de la fréquence instantanée devrait principalement décroître en $f^{-2/3}$, puis en $f^{-5/3}$.

Sans rugosités de cible, c'est uniquement le cas jusqu'à une fréquence de coupure proportionnelle à V_{\perp} , la décroissance s'accroissant par la suite, en $f^{-5/3}$. Cela pourrait correspondre au modèle de Karr (II.18). Par contre la fréquence de coupure prévue par Karr étant donnée la taille de la pupille (5 cm) n'est pas respectée. La fréquence relevée est inférieure d'un facteur 2π environ. On note également que la grande échelle de turbulence, introduite par le biais du spectre de Von Karman, induit une coupure à basse fréquence ($\sim 3V_{\perp}/L_0$).

Avec rugosités de cible, un excès de bruit est mis en évidence à haute fréquence. Il est dû au speckle dynamique créé par le beam wander. La DSP ne suit donc un modèle en $f^{-2/3}$ puis $f^{-5/3}$ qu'à basse fréquence.

Pour finir, la Figure II. 19 compare quantitativement les modèles de la littérature aux données simulées dans un cas précis. Cependant, les mêmes résultats sont obtenus dans tous les cas simulés. Le modèle théorique de Karr prévoit une force du piston de la turbulence atmosphérique bien inférieure à la réalité, cependant sa tendance correspondrait aux résultats sans rugosités. Le modèle de Gatt,

probablement ajusté sur des données expérimentales, est celui qui s'accorde le mieux aux spectres simulés. Des divergences existent toutefois par rapport à la pente constante en $f^{-2/3}$.

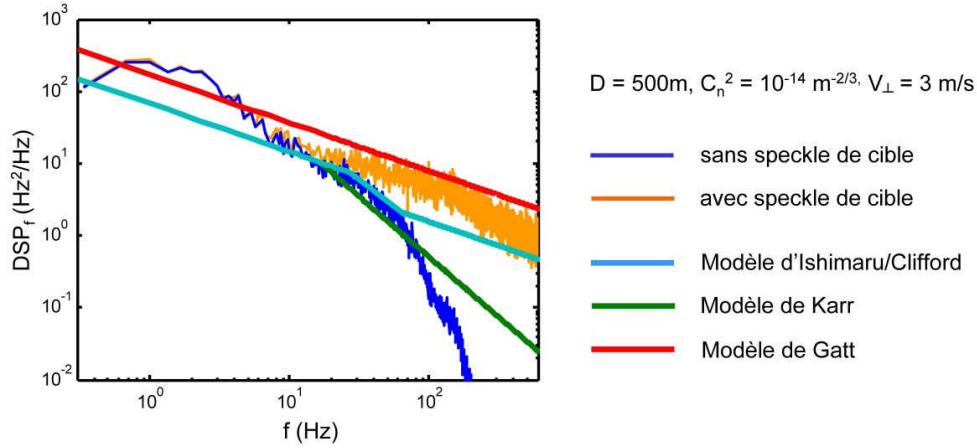


Figure II. 19 : DSP du bruit en fréquence : comparaison des modèles de la littérature à la simulation, dans des conditions précises. Le modèle d'Ishimaru/Clifford n'est normalement valable que pour un trajet aller et est ici extrapolé en considérant que les fluctuations de phase sont simplement doublées pour un trajet aller-retour.

Nous proposons finalement un modèle empirique, à logarithme linéaire par morceau, pour le bruit de vitesse directement dû au piston de la turbulence atmosphérique. Il se décompose comme suit :

$$\begin{aligned}
 DSP_{v_{urb}}(f) &\xrightarrow{f \ll V_{\perp} / L_0} 0 \\
 DSP_{v_{urb}}(f) &\xrightarrow{V_{\perp} / L_0 \ll f \ll f_p'} K_v C_n^2 D V_{\perp}^{5/3} f^{-2/3} \\
 DSP_{v_{urb}}(f) &\xrightarrow{f \gg f_p'} K_v C_n^2 D V_{\perp}^{5/3} f_p' f^{-5/3}
 \end{aligned} \tag{II.31}$$

avec $f_p' = 0,2702/(2\pi) (V_{\perp}/\Phi_p)$ une fréquence de coupure et, K_v une constante de l'ordre de $1 \pm 0,1$.

En conclusion de cette étude en simulation par écrans de phase, il nous faut noter la grande diversité des statistiques obtenues suivant les configurations (focalisé ou non, monostatique ou non) et les régimes (faible ou forte turbulence, haute ou basse fréquence). A cause du temps de calcul important pour moyenner un nombre correct de simulations, il nous a d'ailleurs été difficile d'identifier le régime permettant de retrouver les résultats analytiques connus (collimaté, faible turbulence, très basse fréquence). Comme il a été dit dans [47], les résultats de la littérature ne sont valables que dans des régimes extrêmes mais pas dans les cas intermédiaires. Il en résulte un regain d'intérêt pour des simulations telles que celle que nous avons développée, qui permettent, dans un cas opérationnel intermédiaire ou non trivial, de prévoir précisément les effets de la turbulence atmosphérique.

3.3 ETUDE EXPERIMENTALE DES BRUITS DUS A LA TURBULENCE ATMOSPHERIQUE

Nous utilisons également le vibromètre décrit en section 1 afin d'étudier les effets de la turbulence atmosphérique. Pour cela, toutefois, nous réduisons notablement le bruit de phase laser grâce à une ligne à retard de 3 km qui annule quasiment la différence de marche entre la voie de mesure et la voie oscillateur local.

La Table II. 1 récapitule les conditions lors des mesures des effets de la turbulence atmosphérique. Nous ne disposons de la scintillométrie que sur la visée « champ ». Dans ce cas, les

cibles ont varié suivant la disponibilité d'une surface fixe bien visible et relativement normale à la ligne de visée.

Il est à noter que le C_n^2 n'a pas dépassé $10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$ même au cours de l'après-midi d'une journée chaude. Ceci est dû à l'altitude de la ligne de visée. En effet, en supposant une constante de structure C_n^2 égale à $10^{-13} \text{ m}^{-2/3}$ à 1 m du sol et une décroissance en $h^{-4/3}$, on ne pouvait s'attendre qu'à un C_n^2 moyen sur le trajet du faisceau de l'ordre de $2 \cdot 10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$ (visée « Temple ») et $5 \cdot 10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$ (visée « Champ »), ce qui est du même ordre que les observations. La faiblesse de la turbulence atmosphérique rend évidemment plus difficile la quantification de son impact.

Date	Visée	Durée (min)	C_n^2 scinti. ($\cdot 10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$)	V_{\perp} scinti. (m/s)	V_{\perp} Orly (m/s)
28/08	Temple	40	(Fort)	-	5,7
31/08	Champ/Véh. fixe	21	7,9 ± 1,5	-	1,8
02/09	Champ/Sol	19	8 ± 3,5	5,2 ± 1	5,1
12/10	Champ/Sol	25	4,9 ± 1	-3 ± 2	-1,4
15/10	Champ/Bât	40	9,2 ± 1	-6 ± 2,5	-5,8
19/10	Temple	21	(Moy)	-	-6,1
20/10	Temple	8	(Faible)	-	-2,2

Table II. 1 : tableau récapitulatif des mesures, et des données obtenues par scintillométrie et par consultation de la station météorologique d'Orly (~10 km à l'Est-Nord-Est du point d'observation). La vitesse du vent est donnée positive si le vent est vers la droite et négative si le vent est vers la gauche, du point de vue de l'observateur.

La variabilité attendue étant donné celle des conditions météorologiques (30°C le 31/08, 12°C le 20/10) n'est pas non plus constatée ; cela illustre également la stabilité de l'atmosphère à cette altitude. Les mesures de vent transverse par scintillométrie donnent des résultats tout à fait cohérents avec ceux de la station météo de l'aéroport d'Orly. Cela valide la mesure et nous permet d'utiliser l'un ou l'autre comme référence dans notre étude.

3.3.1 Fluctuations d'amplitude du courant hétérodyne

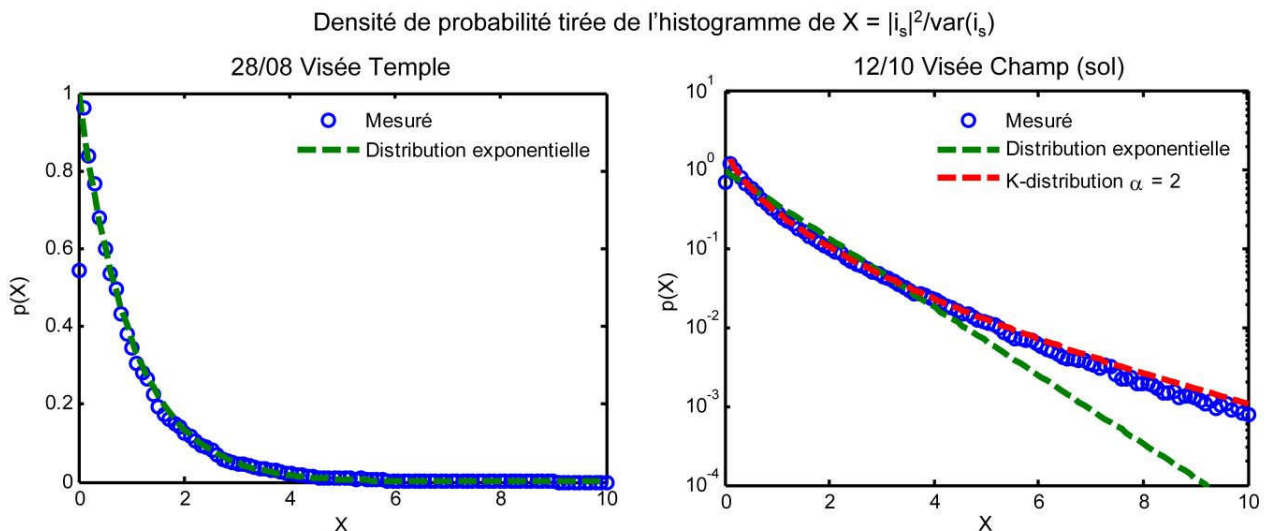


Figure II. 20 : distribution du module carré du courant hétérodyne (intensité reçue), suivant une loi quasi-exponentielle. A droite, en échelle log, mise en évidence d'une K-distribution de paramètre $\alpha \sim 2$ pour la visée champ du 12/10 (visée sur sol).

La Figure II. 20 donne deux exemples de distribution de puissance normalisée du signal capté. Dans la plupart des cas, la distribution est quasiment exponentielle. Toutefois, dans quelques cas, une K-distribution est relevée, caractéristique d'un speckle multiplié par la distribution log-normale de l'intensité incidente sur la cible (II.17). Nous ne l'avons pas observée en simulation.

Nous avons en général $\alpha > 10$ (distribution exponentielle) sauf pour une visée « Champ » sur le sol, pour laquelle nous avons $\alpha \sim 2$. Ceci est dû à une turbulence faible au moment de la mesure.

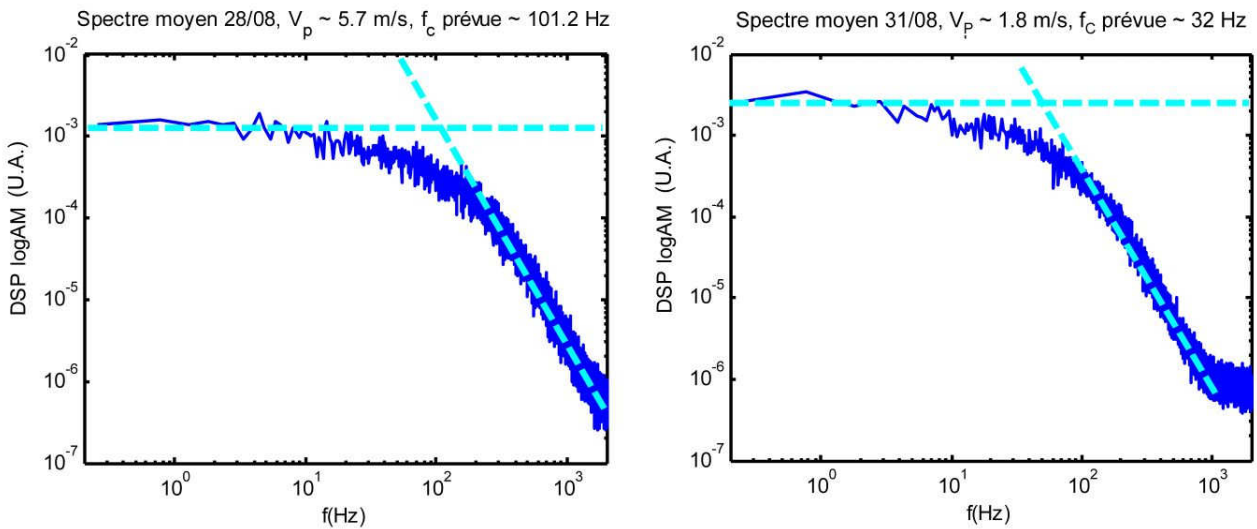


Figure II. 21 : densités spectrales de puissance de la log-amplitude χ du courant hétérodyne, et ajustement d'un modèle en $f^{-8/3}$ à fréquence de coupure.

Deux exemples de DSP des fluctuations de log-amplitude sont présentés en Figure II. 21. Nous retrouvons dans quasiment tous les cas la fréquence de coupure prédite par Ishimaru et Clifford [44,45] : $f_c = 2,6 f_0 = 2,6 V_{\perp} / (2\pi\lambda D)^{1/2}$, ainsi que la décroissance en $f^{-8/3}$. Nous comparons dans la Table II. 2 les fréquences de coupure prédites et mesurées. Les valeurs du paramètre α de la K-distribution du module carré du signal sont également rappelées.

Date	28/08	31/08	02/09	12/10	19/10	20/10
V_{\perp} (m/s)	5,7 (Orly)	1,8 (Orly)	$5,2 \pm 1$	3 ± 2	6,1 (Orly)	2,2 (Orly)
f_0 théo. (Hz)	38,9	12,3	$35,5 \pm 7$	20 ± 13	41,7	15
f_c théo. (Hz)	101,2	32	92 ± 18	53 ± 35	108,3	39
f_c mes. (Hz)	100	45	102	25	80	38
α mesuré	12	10,5	10,5	2,5	>30	>30

Table II. 2 : tableau récapitulatif des mesures de fluctuation d'amplitude. Les fréquences de coupures mesurées concordent dans la plupart des cas avec les prévisions théoriques en fonction des mesures anémométriques ($f_c = 2,6 V_{\perp} (2\pi\lambda D)^{-1/2}$). Les paramètres α des K-distributions d'intensité reçue sont donnés. En pratique, lorsque $\alpha > 15$, la distribution est exponentielle.

L'excellente concordance constatée dans de multiples cas nous permet d'employer comme référence la fréquence de coupure plutôt que d'utiliser les données d'Orly, dans les cas sans scintillogramme (visée « Temple ») ou ceux où la concordance est moyenne.

3.3.2 Piston de la turbulence atmosphérique

Nous étudions finalement le spectre du bruit de vitesse induit par le piston de la turbulence atmosphérique. Un exemple de spectre obtenu dans de bonnes conditions de vent et de turbulence correctement mesurées, est présenté en Figure II. 22.

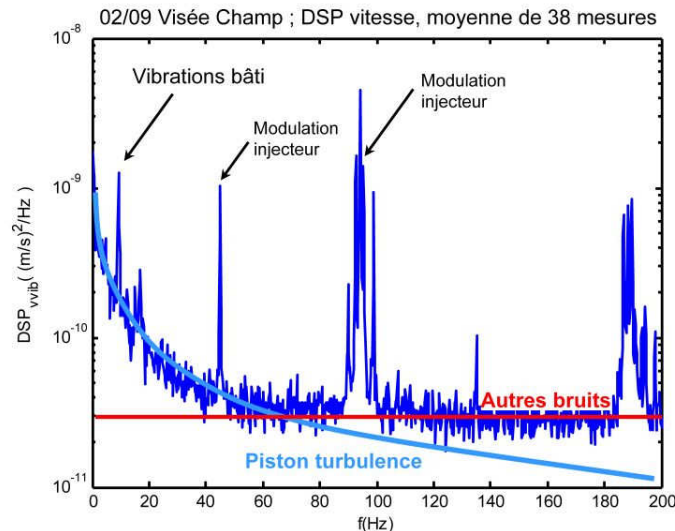


Figure II. 22 : Densité spectrale de puissance du bruit en vitesse résiduel sur une cible fixe, faisant apparaître le bruit basse fréquence lié au piston de la turbulence atmosphérique. $C_n^2 = 8.10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$, $V_L = 5,2 \text{ m/s}$ $D = 2200 \text{ m}$.

Comme tous les autres spectres, celui-ci présente des pics liés à la vibration du bâti du lidar et des artefacts dus aux modulations périodiques de la fréquence de l'injecteur mises en évidence dans la section précédente. Ces pics étant toutefois clairement identifiables, il est possible de distinguer l'élévation du plancher de bruit à basse fréquence, qui est due au piston de la turbulence que nous cherchons à caractériser. Évoluant en $f^{-2/3}$, il est nettement dominant au dessous de 50 Hz, alors que les autres bruits de mesures sont blancs dans la bande considérée. Nous caractérisons son profil spectral et sa puissance en fonction des conditions de mesure.

La Figure II. 25 détaille en échelle log-log trois DSP obtenues dans des conditions de faible, moyen et fort piston. Nous reconnaissons exactement la forme des spectres générés dans la simulation par écrans de phase de la section 3.2.4 (voir figures II.20-21). Les deux plages de décroissance en $f^{-2/3}$ sont visibles, séparées par une zone de décroissance en $f^{-5/3}$. La fréquence approximative de la transition est proportionnelle à la vitesse de vent transverse.

La Table II. 3 récapitule les mesures faites sur les spectres acquis. Le coefficient K_v fixant la force de la turbulence en fonction des conditions de mesure est calculé. Les incertitudes notées ici ne prennent en compte que l'erreur d'ajustement du spectre. Nous aboutissons à une valeur moyenne du coefficient K_v de l'ordre de $0,75 \pm 0,2$. Cela correspond parfaitement aux résultats de Gatt [22] (0,80), mais reste légèrement en dessous de la valeur attendue au vu des simulations (de l'ordre de 1). Cette légère différence pourrait être due à la configuration expérimentale à optiques distinctes, induisant un facteur γ (dans (II.18)) légèrement inférieur à 4. Cette valeur de K_v reste cependant plus de deux fois supérieure aux prédictions théoriques de Karr. Nous ne saurions expliquer la divergence que par les approximations indispensables au calcul analytique, notamment celles d'un spectre de turbulence purement de Kolmogorov et de l'hypothèse de faibles fluctuations.

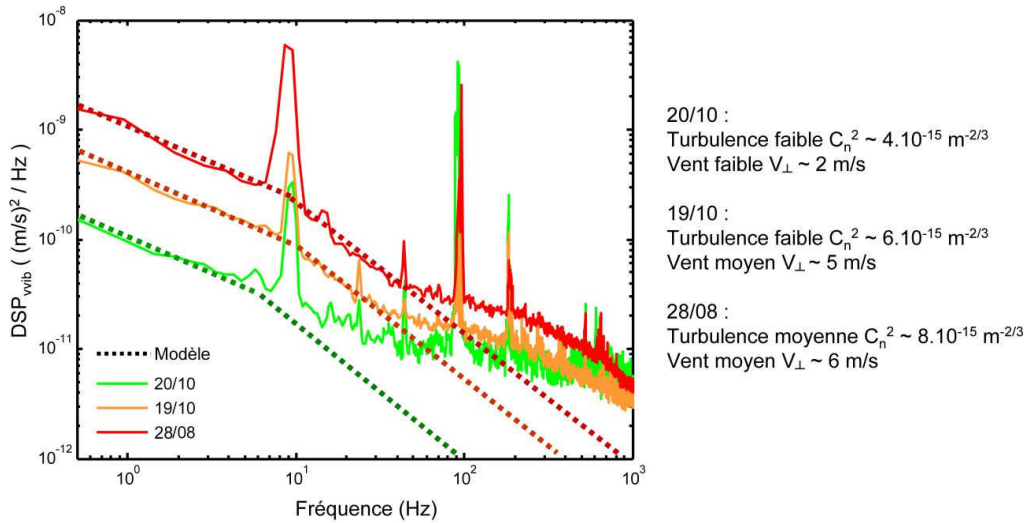


Figure II. 23 : trois mesures choisies de densités spectrales de puissance du bruit en vitesse résiduel sur cibles fixes, et ajustement d'un modèle en $f^{-2/3}$ puis $f^{-5/3}$ pour une force de turbulence et de vent croissante.

Conditions	C_n^2 et V_{\perp} par scintillo.		C_n^2 scintillo. V_{\perp} par f_c	C_n^2 extrapolé, V_{\perp} par f_c			
	Date	02/09		15/10	28/08	19/10	20/10
DSP _{vvib} @1Hz ($10^{-10}(\text{m/s})^2/\text{Hz}$)		$7,5 \pm 2$	6 ± 2	$3,1 \pm 1,5$	10 ± 3	4 ± 1	$1,2 \pm 0,5$
C_n^2 ($10^{-15} \text{ m}^{2/3}$)		8	9,2	7,9	(~8)	(~6)	(~4)
V_{\perp} moy (m/s)		5,2	6	2,3	5,7	4,5	2,2
K_v		$0,6 \pm 0,2$	$0,4 \pm 0,1$	$1 \pm 0,1$	$(0,8 \pm 0,3)$	$(0,6 \pm 0,1)$	$(0,9 \pm 0,4)$
f_{trans} (Hz)		~25	-	~8	~30	~20	-

Table II. 3 : tableau récapitulatif des mesures de bruit de piston de turbulence atmosphérique. Pour les mesures sans scintillométrie conjointe, la vitesse du vent est calculée à partir de la fréquence de coupure sur les fluctuations d'amplitude, et le C_n^2 extrapolé à partir des conditions météorologiques comparatives. Les mesures donnent un coefficient K_v moyen de 0,75, de l'ordre de celui observé par Gatt (0,80). Les fréquences de transition vues sur les spectres restent proportionnelles à la vitesse du vent transverse.

Une objection importante est à faire à ces résultats, cependant. Etant donnée la dépendance en $V_{\perp}^{5/3} \sim V_{\perp}^2$ de la force du bruit de vitesse lié au piston de la turbulence, on devrait s'attendre à une valeur moyenne du bruit de vitesse en $E(V_{\perp})^2 + \text{var}(V_{\perp})^2$. Cela aurait donné une valeur de K_v plus faible que celle à laquelle nous avons conclu. Mais d'une part, il nous était impossible de mesurer correctement la variance du vent, et d'autre part, les simulations par écran de phase convergent vers une valeur de K_v supérieure, et corroborent notre résultat. Une étude plus poussée consisterait à ajuster individuellement chaque spectre de bruit de vitesse, et prendre comme paramètre le vent déterminé par la fréquence de coupure de l'amplitude sur la même mesure, au lieu d'étudier la moyenne de nombreuses mesures.

Nous avons finalement caractérisé la statistique dynamique du signal hétérodyne et de sa phase lors d'une mesure à travers la turbulence atmosphérique, en simulation et expérimentalement. Cela nous a permis de quantifier la force du bruit de vitesse ajouté sur le spectre de vibration mesuré, qui limite la portée de la vibrométrie de faibles vibrations. Avec le lidar employé, dans des conditions favorables de C_n^2 ($6 \cdot 10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$) et de vent (5m/s transverse), nous avons constaté que le niveau de bruit

de vitesse à 1Hz est déjà de l'ordre de $20 \mu\text{m/s/Hz}^{1/2}$, pour une cible située à 2,2 km. A cette fréquence, cela imposerait un long moyennage des vibrations d'un bâtiment (quelques $\mu\text{m/s}$ seulement), afin de pouvoir les distinguer du bruit. Heureusement, ce bruit de vitesse diminue rapidement avec la fréquence et devient négligeable au-delà de quelques dizaines de Hz.

3.4 PROPOSITION D'UNE MODELISATION PAR PRODUIT DE PHASEURS

Notre but reste de simuler le bruit multiplicatif complexe $m_{\text{turb}}(t)$ associé à la turbulence atmosphérique, combinant les fluctuations d'amplitude et de phase que nous avons étudiées. Nous en proposons un modèle empirique par produit de deux phaseurs.

Ceci est inspiré par l'étude expérimentale de Ridley et al. [37] dans laquelle l'allure de la distribution du phaseur associé au courant hétérodyne est tracée pour 4 distances différentes variant du champ proche (impact faible de la turbulence) au champ lointain (impact fort). Leur graphe, présenté en Figure II. 24, montre que le signal est composé d'un phaseur aléatoire décentré (mais se rapprochant du centre à grande distance), mis en rotation par un terme de phase global, à savoir le piston.

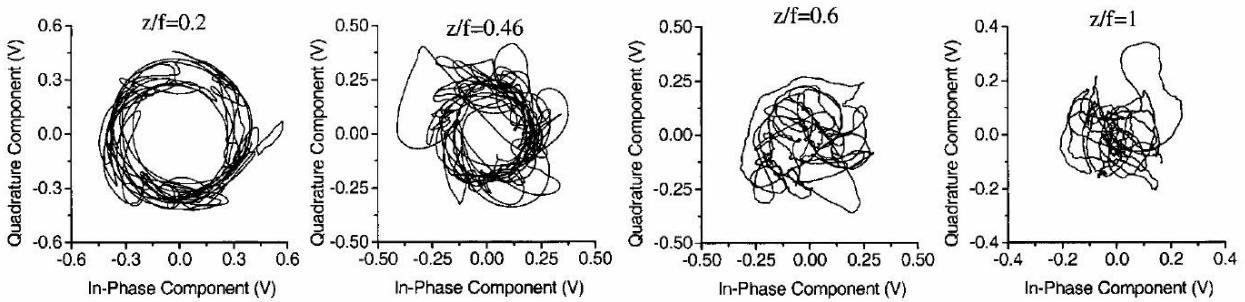


Figure II. 24 : distribution expérimentale du phaseur associé au courant hétérodyne, publiée dans [37], et observée également dans nos simulations par écrans de phase.

Nous avons les mêmes résultats. Physiquement, cela indique que le bruit de phase global dû au piston de la turbulence atmosphérique peut être totalement dissocié d'un terme de fluctuation du couplage des ondes sur la cible, variable complexe que nous appellerons $C(t)$. Ceci revient à exprimer le bruit multiplicatif dû à la turbulence atmosphérique :

$$m_{\text{turb}}(t) = C(t) \exp(j\varphi_{\text{turb,piston}}(t)) \tag{II.32}$$

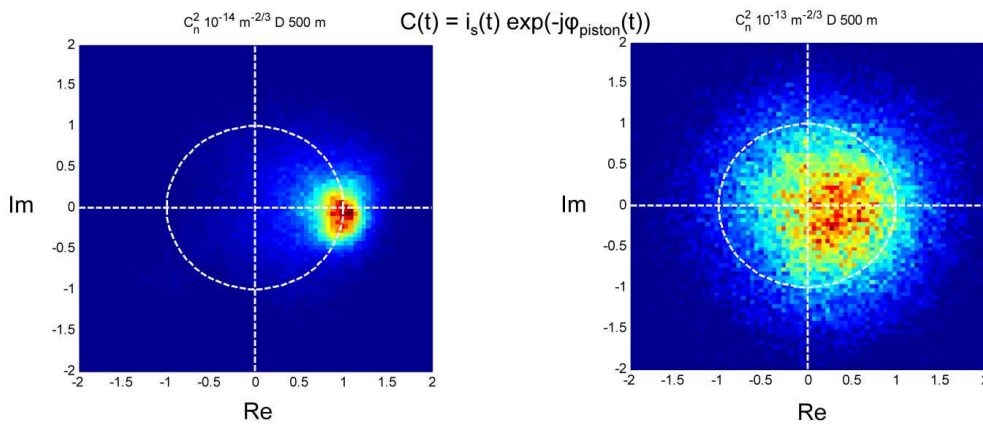


Figure II. 25 : distribution de la modulation de couplage $C(t)$ due aux effets conjoints de la turbulence et des rugosités de la cible, obtenue en démodulant un signal simulé par écrans de phase par le piston de la turbulence.

La Figure II. 25 montre la distribution de $C(t)$ dans le plan complexe à partir du signal hétérodyne généré par notre simulation par écrans de phase et démodulé par le piston de la turbulence mesuré sur le signal sans rugosité de cible.

Nous remarquons que $C(t)$ est approximativement modélisable comme une variable aléatoire gaussienne complexe circulaire décentrée autour d'un réel non-nul fixe C_0 : $C \sim N(C_0, \sigma_C^2) + j N(0, \sigma_C^2)$. Ceci implique que son module est distribué suivant une loi de Rice. Belmonte [49] arrive très récemment à la même conclusion : la loi de Rice décrit correctement les fluctuations d'amplitude dues à la turbulence atmosphérique. Le module carré du courant hétérodyne est alors une loi du Khi-Deux décentrée, très proche de la loi Gamma observée en simulation.

Le moment d'ordre 2 de $C(t)$, quantité normalisée par rapport à sa puissance, étant forcément l'unité, $C(t)$ est entièrement caractérisée par le spectre de sa partie aléatoire, ainsi que le rapport entre son écart-type noté σ_C et sa moyenne notée C_0 .

Nous modélisons empiriquement la DSP de la partie aléatoire de $C(t)$, représentée en Figure II. 26 a). Le rapport σ_C/C_0 est quant à lui croissant avec le nombre de zones de cohérence du champ moyennées dans la pupille de réception. Grâce aux résultats de [49], qui donne les moments des fluctuations d'amplitude notés $\bar{\alpha}$ et $\bar{\alpha}^2$, on obtient aisément $\sigma_C/C_0 = (\bar{\alpha}^2 - \bar{\alpha}^2)^{1/2} / \bar{\alpha}$. On fait alors implicitement l'approximation que le speckle de cible ne réduit pas significativement la taille des zones de cohérence.

Enfin, le piston de la turbulence atmosphérique peut être généré connaissant la DSP du bruit en fréquence instantanée (qui est gaussien centré contrairement au bruit de phase lui-même) dont le modèle est représenté en Figure II. 26 b).

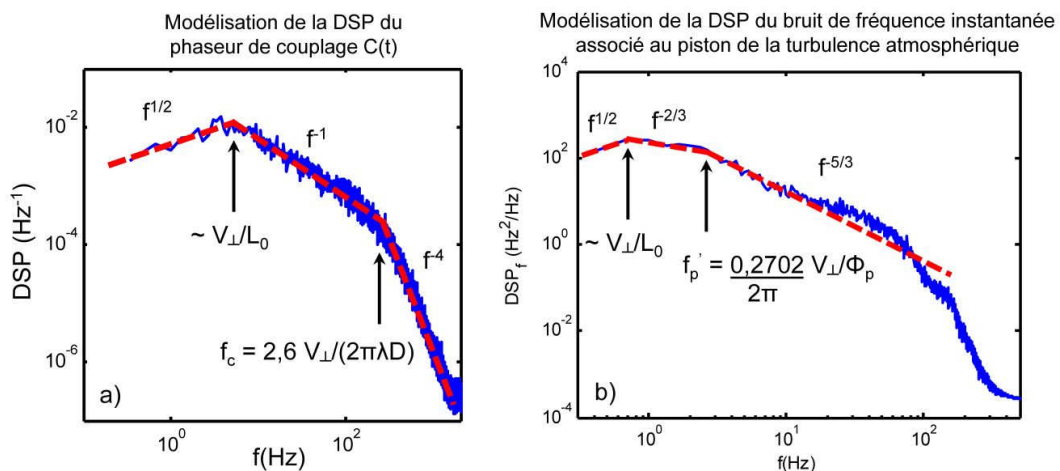


Figure II. 26 : modélisation des DSP de a) la partie variable de $C(t)$, b) le bruit en fréquence instantanée.

4 SIMULATION DU SIGNAL PAR COMBINAISON DE PHASEURS

L'enjeu des sections précédentes était la caractérisation des sources de bruit spécifiques affectant le signal en vibrométrie par lidar cohérent, afin de pouvoir le simuler de manière correcte. Une simulation rigoureuse reprendrait un modèle de propagation complet tel que celui développé en section 3.2. Cependant, l'objectif principal de cette thèse étant de qualifier des formes d'onde et des méthodes de traitement du signal, ce qui nécessite une étude sur un grand nombre de réalisations, il est indispensable de disposer d'un simulateur beaucoup plus rapide. En effet, une seconde de signal prend environ 20 minutes à générer en utilisant une simulation par écrans de phase.

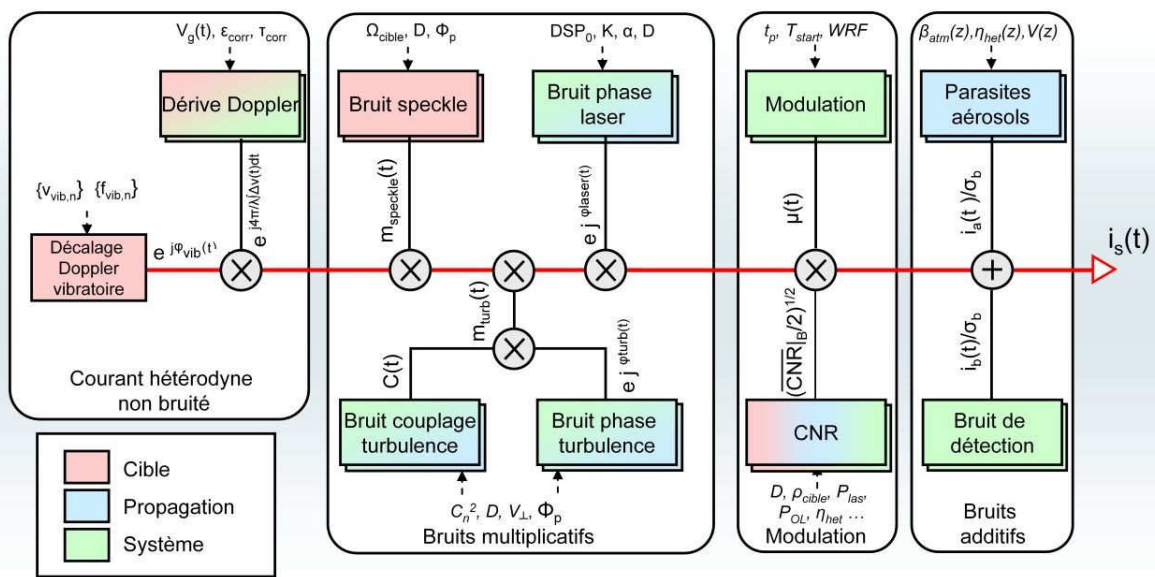
Le simulateur décrit par la suite est fondé sur la génération de phaseurs par filtrage de variables aléatoires gaussiennes complexes pour tous les bruits affectant la mesure. Ils sont ensuite combinés avec le phaseur déterministe modulé par la vibration afin de reconstituer une réalisation du signal.

Nous présentons dans un premier temps la structure modulaire du simulateur. Nous détaillons ensuite et vérifions les caractéristiques des bruits générés.

4.1 STRUCTURE DU SIMULATEUR

En Figure II. 27, nous schématisons la structure du simulateur du signal, qui est scindé en différents modules pour la génération du signal et des bruits. Notons qu’il diffère du modèle simplifié présenté au chapitre I en ce qu’il prend en compte la totalité des perturbations de la mesure, à part la possibilité de vibreurs indépendants sous le faisceau, qui ne permet pas une telle séparation.

Successivement ont lieu la génération du signal modulé par le décalage Doppler vibratoire exprimé en (I.31) (et éventuellement une dérive Doppler résiduelle due à une mauvaise compensation du décalage Doppler global de la cible), celle des bruits multiplicatifs, la modulation en régime impulsionnel, et l’adjonction des bruits additifs. Dans cette structure mise au point pour une synthèse pratique du signal, on constate que les aspects de la mesure liés au système, à la propagation et la cible sont mélangés ; un code couleur permet de les identifier. Les variables d’entrée des différents modules sont spécifiées sur ce schéma.



Synthèse du signal
 Figure II. 27 : Structure générale du simulateur

L’échantillonnage temporel du signal est continu en vibrométrie continue et discontinu en vibrométrie impulsionnelle, afin de ne générer le signal que pour les instants d’intérêt où la modulation d’amplitude est non nulle. Dans les deux cas, les bruits sont générés avec une fréquence d’échantillonnage respectant le critère de Nyquist vis-à-vis de leur bande, particulière à chacun. Ils sont ensuite interpolés aux instants d’intérêt. Ceci permet de minimiser le temps de calcul.

Le cas d’un signal multicomposante a également été traité, mais n’est pas exposé ici. On utilise alors le simulateur par écrans de phase proposé en section 3.2, couplé à un modèle par éléments finis de

la cible considérée [18], afin de générer le signal hétérodyne partiellement bruité. Le simulateur est toutefois similaire à partir de l'adjonction du bruit de phase laser.

Cependant, dans un cas à quelques vibreurs indépendants, sans effet de la turbulence atmosphérique, un simulateur dérivé de celui de la Figure II. 27 est utilisable. Comme suggéré dans [31], on peut faire l'approximation que le bruit de speckle est indépendant d'un élément de la cible à l'autre. On génère alors une réalisation du bruit de speckle pour chacun des N_c éléments de cible. Les éléments de la cible vibrant indépendamment sont traités parallèlement jusqu'à l'adjonction du bruit de phase laser. Ce cas est utilisé aux chapitres IV et VI. On exprime le signal :

$$i_s(t) = \mu(t) i_0^2 \sum_{n_c=1}^{N_c} m_{\text{speckle},n_c}(t) e^{j\Delta\phi_{\text{laser}}(t)} e^{j\phi_{\text{vib},n_c}(t)} + i_a(t) + i_b(t) \quad (\text{II.33})$$

4.2 GENERATION DES BRUITS MULTIPLICATIFS

Tous les bruits sont générés par filtrage de vecteurs de variables aléatoires gaussiennes complexes indépendantes. Soit un tel vecteur quelconque X de N variables :

$$X = [x_1, \dots, x_N]^T \quad \forall i, x_i \sim N(0,1) + jN(0,1) \quad Y = TFR^{-1}[X \circ DSP_{\text{ref}}^{1/2}] \quad (\text{II.34})$$

Le vecteur Y résultant d'un tel filtrage possède des éléments conservant une distribution gaussienne, mais sa DSP est évidemment la DSP de référence DSP_{ref} appliquée. D'autre part, consistant simplement en un tirage de N variables, une multiplication de ces N variables, une transformée de Fourier inverse rapide, et parfois une normalisation, il s'agit d'une opération très rapide.

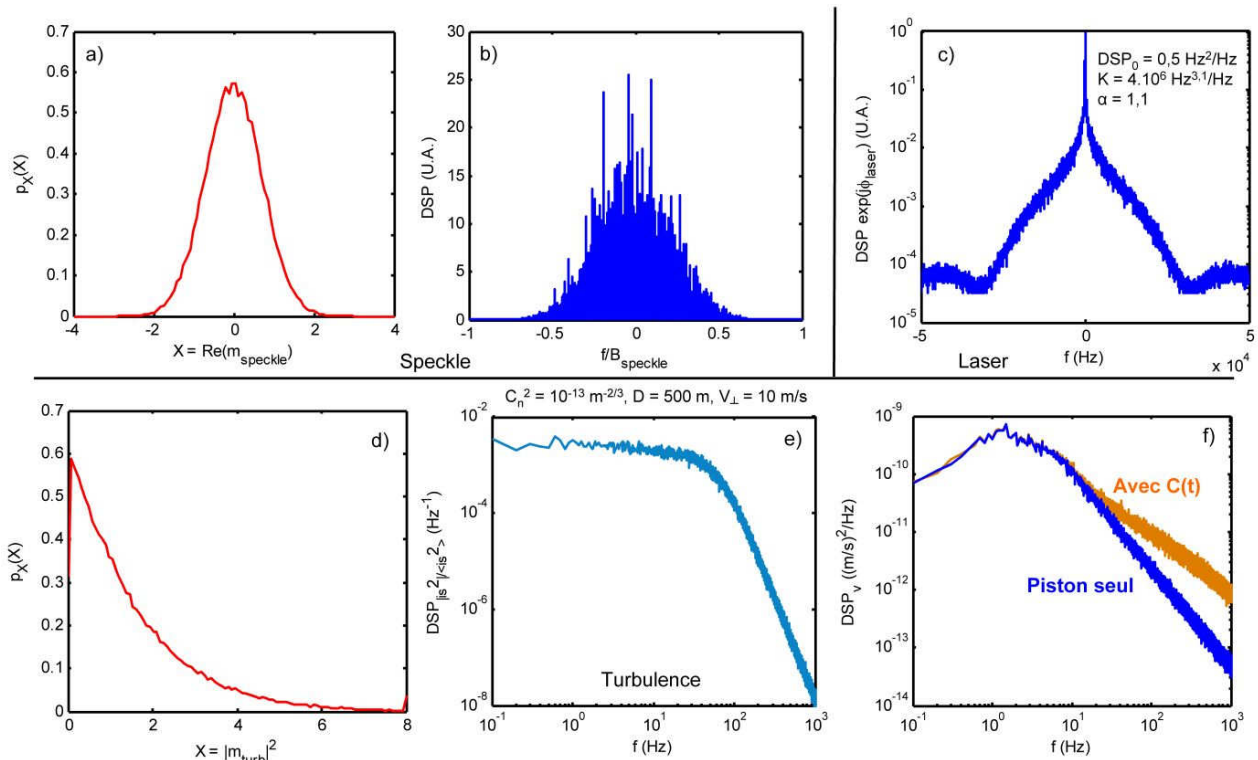


Figure II. 28 : Caractéristiques des bruits multiplicatifs simulés. a) Histogramme et b) DSP du phaseur de bruit de speckle. c) DSP du phaseur de bruit de phase laser. d) Histogramme et e) DSP du module carré du phaseur de bruit de turbulence, f) DSP du bruit de vitesse lié associé à ce phaseur, à comparer à la Figure II.19

Le bruit de speckle est généré par filtrage d'un vecteur de variables aléatoires gaussiennes par un filtre gaussien qui correspond à la transformée de Fourier de la fonction d'autocorrélation (I.30).

Le bruit de turbulence est reconstitué comme indiqué en (II.32), avec $C(t)$ et $f_{\text{inst,turb,piston}}(t)$ générées par filtrage de variables aléatoires gaussiennes par les DSP modélisées en Figure II. 29.

Le bruit de phase laser est généré par filtrage d'un vecteur de variables aléatoires gaussiennes par la DSP proposée en (II.9), puis intégration.

Des exemples des distributions et DSP résultantes des bruits multiplicatifs sont présentées en Figure II. 28. Ces caractéristiques sont conformes aux attentes dans les conditions choisies.

CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons développé un simulateur complet, rapide et modulaire du signal hétérodyne en vibrométrie par lidar cohérent.

Pour cela, il nous a d'abord fallu reprendre l'étude de bruits spécifiques au lidar cohérent, à savoir le bruit de phase dû au laser, et le bruit d'amplitude et de phase dû à la turbulence atmosphérique. Dans ce cadre, un simulateur par écrans de phase de la propagation atmosphérique ainsi qu'une campagne de mesure à l'aide d'un lidar vibromètre continu à 2 km de distance ont été réalisés.

L'étude du bruit de phase laser a montré qu'une simple mesure du profil spectral du signal en auto-hétérodynage permet d'évaluer les paramètres du bruit en fréquence à l'émission, et de le simuler à toute distance. Ceci a été validé expérimentalement, en mettant par ailleurs en évidence l'importance d'injecteurs lasers stabilisés pour des mesures précises de vibration.

Notre travail sur les fluctuations d'amplitude et de phase dues à la turbulence atmosphérique a été l'occasion de leur première caractérisation en simulation et sur le terrain. Les résultats en simulation et expérimentaux sont concordants et montrent notamment des divergences vis-à-vis du modèle théorique qui prédisait un impact plus faible du bruit de phase dû au piston de la turbulence. Nous avons également pu proposer des modèles empiriques pour simuler conjointement le bruit d'amplitude et de phase.

Pour finir, nous avons présenté la structure modulaire de notre simulateur, qui repose sur la génération de phaseurs par filtrage de variables aléatoires gaussiennes, processus relativement rapide. Respectant néanmoins les caractéristiques connues du signal, il peut être adapté pour prendre successivement en compte les différentes perturbations de la mesure en vibrométrie par lidar cohérent.

CHAPITRE III : ETAT DE L'ART DES FORMES D'ONDES IMPULSIONNELLES ET DU TRAITEMENT DU SIGNAL

INTRODUCTION.....	64
1 DEFINITIONS DES PARAMETRES UTILISES.....	64
2 ETAT DE L'ART DES FORMES D'ONDES UTILISABLES EN VIBROMETRIE.....	67
2.1 MULTIPLETS D'IMPULSIONS	67
2.1.1 Définition.....	67
2.1.2 Origine et intérêt	68
2.1.3 Fonctions d'ambiguïté et règles de conception	69
2.2 ALTERNATIVES AUX MULTIPLETS D'IMPULSIONS	74
2.2.1 Multiplets non réguliers.....	74
2.2.2 Compression d'impulsion pour la télémétrie simultanée	76
3 ETAT DE L'ART DES METHODES DE TRAITEMENT DU SIGNAL EN VIBROMETRIE	78
3.1 DIVERSITE DES APPROCHES EMPLOYEES	79
3.2 ESTIMATION DE FREQUENCE INSTANTANEE EN VIBROMETRIE CONTINUE.....	80
3.2.1 Estimation par dérivation ou différence de phase.....	80
3.2.2 Analyse temps-fréquence	82
3.3 ESTIMATION DE FREQUENCE INSTANTANEE EN VIBROMETRIE IMPULSIONNELLE.....	86
3.3.1 Estimateur temporel « Poly-Pulse-Pair ».....	87
3.3.2 Estimateurs spectraux.....	88
3.4 RECAPITULATIF DES ESTIMATEURS ETUDIES	90
CONCLUSION.....	90

INTRODUCTION

Ce chapitre et les suivants portent sur l'amélioration des formes d'ondes et des méthodes de traitement du signal applicables en vibrométrie par lidar cohérent. Notre étude se fonde sur une hypothèse importante : les formes d'ondes sont comparées entre elles à puissance moyenne égale. Ceci permet de nous détacher des contraintes liées aux technologies actuelles d'émission laser impulsionnelle. Les performances de la mesure (précision de mesure de vitesse ou SNR sur le spectre de vibration mesurées) sont ainsi rapportées à l'énergie émise pour effectuer cette mesure.

Nous effectuons dans ce chapitre un recensement des formes d'ondes utilisables en vibrométrie et des méthodes de traitement qui leur sont adaptées.

Nous posons tout d'abord quelques définitions importantes. Une seconde section est consacrée à une étude des formes d'ondes utilisables, principalement dérivées des multiplets d'impulsions. Nous posons notamment quelques règles pour le choix de leurs paramètres. Dans une troisième section, après avoir considéré les différentes approches pour le traitement du signal en vibrométrie, nous passons en revue les techniques existantes des approches classiques, qui passent par une estimation de la fréquence instantanée du signal. A l'issue de cette étude préliminaire, nous sélectionnons les estimateurs intéressants à implémenter en vibrométrie par lidar cohérent, en régime continu et impulsionnel.

1 DEFINITIONS DES PARAMETRES UTILISES

Durées caractéristiques pour le traitement du signal et non-stationnarité : T_m, T, T_{stat}

En régime impulsionnel comme en régime continu, la méthodologie *classique* de la vibrométrie, illustrée en Figure III. 1, est identique. Une estimation de fréquence instantanée, c'est-à-dire une mesure de vitesse, est effectuée sur un segment de signal de durée T_m (égale à la durée de la forme d'onde en impulsionnel), et ce périodiquement avec une période T (égale à la période de répétition des formes d'ondes en impulsionnel).

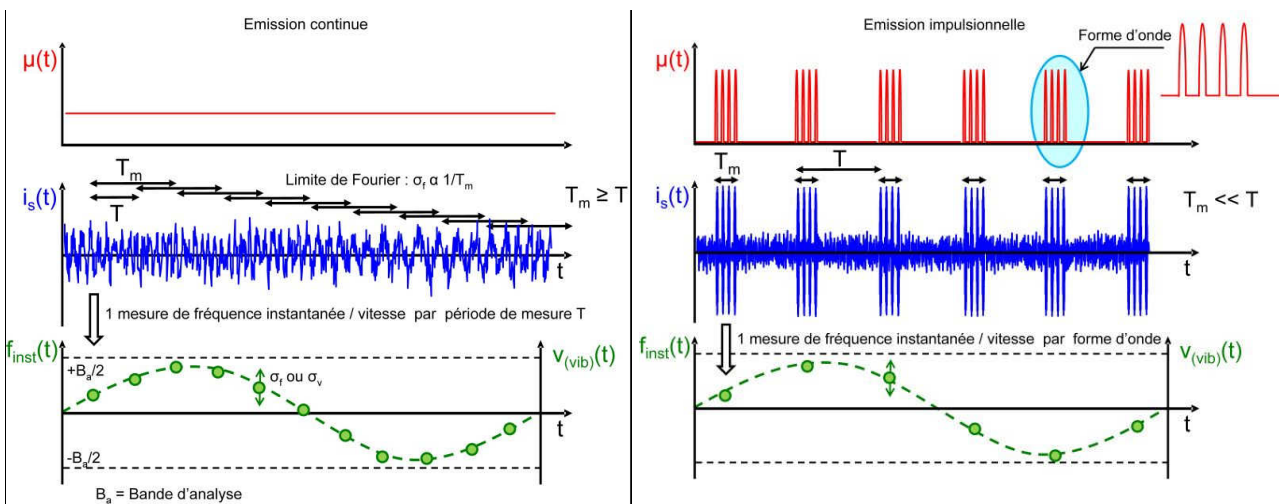


Figure III. 1: illustration des parallèles dans la mesure entre le régime continu et le régime impulsionnel, et définition de T_m (durée de l'estimation de fréq. inst.) et T (période de la mesure de vitesse)

Une différence majeure entre ces deux régimes est cependant que $T_m \geq T$ en régime continu, alors que $T_m \ll T$ en régime impulsionnel à émission interrompue.

Notons que, de par la limite de Fourier, la résolution en fréquence instantanée du courant hétérodyne est de l'ordre de $1/T_m$. Elle est donc d'autant meilleure que la durée d'estimation T_m est longue, sous réserve que la fréquence instantanée soit constante au cours de la durée T_m .

Or, dans notre cas, la fréquence instantanée du courant hétérodyne varie au cours du temps. Flandrin [50] définit un signal stationnaire comme une somme de signaux d'amplitudes et de fréquences instantanées constantes. En vibrométrie, le signal hétérodyne est ainsi non-stationnaire.

Toutefois, on peut définir comme dans [50] une durée de quasi-stationnarité, reliée à l'estimation de fréquence instantanée. Afin que le spectre à court terme du signal sur la durée T_m se comporte à tout instant comme si la fréquence instantanée était fixe, il faut que sa variation maximale au cours de cette durée soit inférieure à la résolution, soit :

$$\max\left(\frac{df_{inst}}{dt}\right)T_m < \frac{1}{T_m} \quad (\text{III.1})$$

Il existe une valeur de T_m que nous notons T_{stat} et que nous appelons durée de quasi-stationnarité pour laquelle il y a égalité des deux membres. Dans le cas simple d'une vibration sinusoïdale de fréquence f_{vib} , pour laquelle l'indice de modulation est β , auquel cas la fréquence instantanée est de la forme $\beta f_{vib} \cos(2\pi f_{vib}t)$, on a :

$$T_{stat} = \max\left(\frac{df_{inst}}{dt}\right)^{-1/2} = \frac{1}{\sqrt{2\pi\beta}f_{vib}} \quad (\text{III.2})$$

Ainsi la non-stationnarité du signal peut-être reliée à l'indice de modulation. En effet, (III.1) se traduit par :

$$T_m < T_{stat} = \frac{1}{\sqrt{2\pi\beta}f_{vib}} \quad (\text{III.3})$$

Or il faut d'autre part que la résolution soit très inférieure à l'excursion en fréquence liée à la vibration, pour pouvoir « résoudre » la vibration, d'où :

$$1/T_m \ll \beta f_{vib} \quad (\text{III.4})$$

dans le cas d'une vibration sinusoïdale. Cela se traduit par une difficulté pour le choix de T_m , qui doit satisfaire :

$$\frac{1}{\beta f_{vib}} \ll T_m < \frac{1}{\sqrt{2\pi\beta}f_{vib}} \quad (\text{III.5})$$

On ne peut trouver de durée T_m qui convienne que si $\beta \gg 2\pi$. Pour un signal de faible β , on ne peut trouver de T_m qui convienne, et le signal est dit fortement non-stationnaire. Son traitement par des méthodes classiques (analyse spectrale court terme, qui présuppose la stationnarité) est plus difficile.

Rappelons qu'en vibrométrie sur bâtiments β est de l'ordre de 8 (modulation dite faible bande), alors qu'en vibrométrie sur véhicules, on a $\beta \sim 8000$ (modulation dite large bande).

Sur la Figure III.2, on constate en effet que pour un traitement par spectrogramme, dont les colonnes sont formées par des transformées de Fourier à court terme sur un temps T_m , on ne parvient à trouver un bon compromis entre résolution temporelle et fréquentielle que dans une application à signaux large bande.

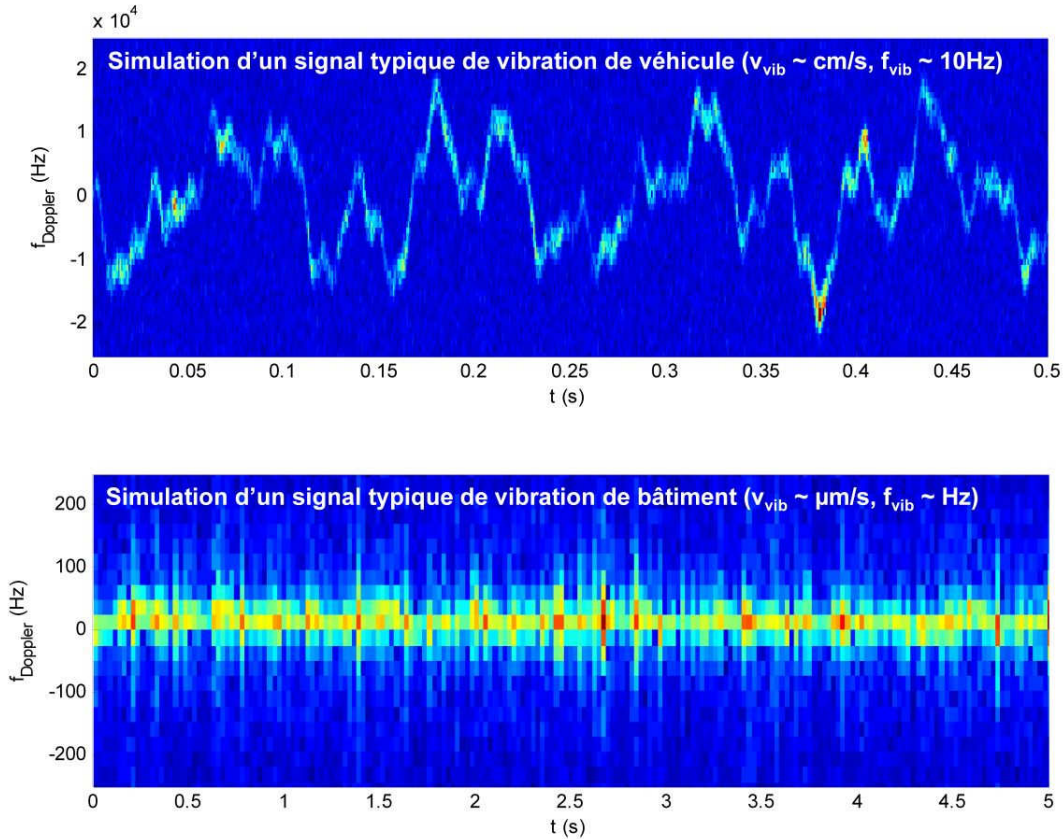


Figure III. 2 : spectrogrammes de signaux simulés dans des conditions typiques pour une modulation bande large (vibrations de véhicule $\beta \sim 8000$) puis bande étroite (vibrations de bâtiment $\beta \sim 8$).

Paramètres de performance : CNR, erreur de vitesse, caractéristique SNR/CNR

Le CNR, rapport signal à bruit au niveau du courant hétérodyne défini au chapitre I (équation (I.15)), est l'indicateur des performances du lidar. En régime impulsionnel, le CNR est calculé en moyenne temporelle sur la période T de la modulation $\mu(t)$ (représentée en haut de la Figure III. 1) dans une bande de référence B (bande d'échantillonnage du signal hétérodyne typiquement employée, égale à 1 MHz) :

$$\overline{CNR} \Big|_B = \frac{(1/T) \int_0^T i_{het}(t)^2 dt}{\sigma_b^2} = \frac{\overline{\mu^2} i_0^2}{2\sigma_b^2} \tag{III.6}$$

Notre hypothèse de puissance moyenne égale pour toutes les formes d'ondes implique que la moyenne de μ^2 soit l'unité. Le CNR en moyenne temporelle défini est ainsi identique pour toutes les formes d'ondes. Le CNR crête, égal à $\max(\mu) i_0^2 / (2\sigma_b^2)$, dépend quant à lui des paramètres de la forme d'onde.

La performance d'une estimation individuelle de fréquence instantanée (i.e. de vitesse) sera caractérisée en termes d'écart-type de l'erreur sur la fréquence ou la vitesse estimée, σ_f ou σ_v , avec :

$$\sigma_f^2 = \left\langle (\hat{f}_{inst} - 2v_{vib} / \lambda)^2 \right\rangle \text{ et } \sigma_v^2 = (\lambda/2)^2 \sigma_f^2 \tag{III.7}$$

Cette erreur de fréquence / de vitesse est indiquée en Figure III. 1.

Par contre, la performance de mesure de vibration est donnée en termes de SNR, rapport signal à bruit sur le spectre de vibration estimée, défini au chapitre I (équation (I.17)). Puisqu'il existe

plusieurs modes de vibration, on utilise la moyenne (logarithmique) des SNR sur ces différents modes, notés SNR_n :

$$SNR_{moy} = \exp\left(\sum_{n=1}^N \ln(SNR_n) / N\right) \tag{III.8}$$

Pour évaluer spécifiquement les performances liées à la forme d'onde employée et au traitement du signal implémenté, il est classique de tracer l'erreur d'estimation (ici σ_f) en fonction du rapport signal à bruit sur le signal en entrée, soit le CNR. Un tracé typique est montré en Figure III. 3 a).

Toutefois, en vibrométrie, ceci ne vaut que pour une estimation individuelle de fréquence ou de vitesse, et il est préférable de tracer le SNR moyen (III.8) en fonction du CNR (III.6), ainsi qu'il est fait dans [32]. Un exemple de cette courbe, que nous utiliserons amplement dans la suite en tant que caractéristique de l'ensemble forme d'onde / traitement choisi, est donné en Figure III. 3 b).

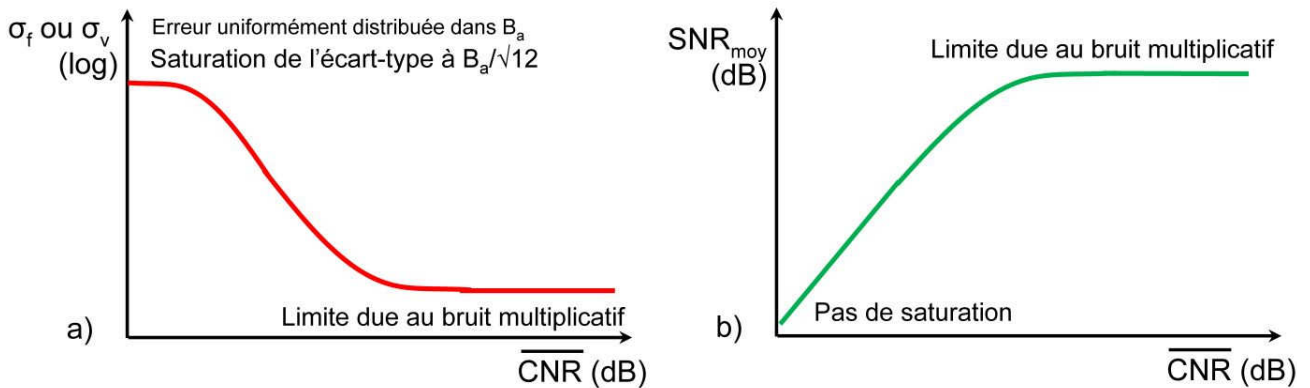


Figure III. 3: courbes caractéristiques des performances d'un choix de forme d'onde de traitement du signal donné.

2 ETAT DE L'ART DES FORMES D'ONDES UTILISABLES EN VIBROMETRIE

Il a été vu en conclusion du chapitre I que les multiplets d'impulsions semblaient intéressants pour la vibrométrie en régime impulsionnel, mais restaient à être optimisés et qualifiés. Dans cette section, nous définissons les paramètres de ces formes d'ondes et rappelons leur origine et leur intérêt, avant de poser les règles simples qui président au choix de ces paramètres.

Plusieurs alternatives aux multiplets d'impulsions (à séparation régulière) existent. Nous les évoquons dans un second temps.

2.1 MULTIPLETS D'IMPULSIONS

2.1.1 Définition

Nous prendrons comme forme d'onde une succession finie de N_p impulsions de courte durée t_p . Dans la modulation $\mu(t)$ appliquée à l'émission, ces multiplets réguliers sont répétés à chaque période T , ce qui correspond à une fréquence de répétition $WRF = 1/T$ (Waveform Repetition Frequency¹). Les impulsions au sein d'un multiplet sont identiquement espacées d'une durée T_s , ce qui porte la durée de la forme d'onde à $T_m = (N_p-1) T_s$. Evidemment, T_m reste strictement inférieur à T .

Lorsque $T_m + T_s = T$, l'émission d'impulsions n'est plus discontinue. Dans ce cas, on ne parle plus de multiplets mais d'une émission ininterrompue.

¹ dans la littérature, on trouve souvent la notation abusive PRF (Pulse Repetition Frequency) au lieu de WRF, qui peut induire en erreur le lecteur car la définition du PRF est $1/T_s$ et non $1/T$.

La Figure III. 4 définit les paramètres des multiplets d'impulsions réguliers étudiés.

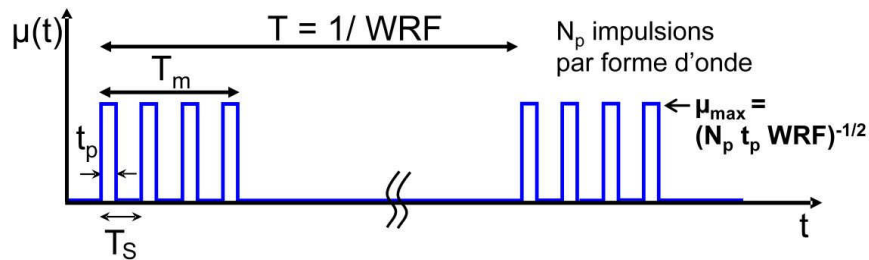


Figure III. 4: paramètres des formes d'ondes multiplets sous l'hypothèse d'une puissance moyenne fixée.

La forme des impulsions est supposée carrée dans notre simulateur du signal, afin de pouvoir discriminer au mieux les instants d'intérêts, où le signal est non nul. Il est évident que les impulsions réelles seront plus arrondies, voire asymétriques (cf. Annexe 5). Au final, cependant, pour la précision de la mesure de vitesse, seule compte l'énergie intégrée des impulsions reçues.

Pour finir, l'hypothèse de puissance moyenne identique quelle que soit l'émission se traduit par une normalisation de la valeur quadratique moyenne de la modulation : $\overline{\mu(t)^2} = 1$. En cas de forme d'impulsions carrée, la valeur crête est $\mu_{\max} = (N_p t_p WRF)^{-1/2}$.

2.1.2 Origine et intérêt

Les radars Doppler pulsés émettent habituellement des trains d'impulsions ininterrompus. La mesure du temps de vol des impulsions fournit l'information de distance, et la dérivation de leur phase fournit l'information de vitesse. En conséquence, la courte durée des impulsions permet d'obtenir une bonne résolution en distance, et la longue durée du train permet d'obtenir une bonne résolution en vitesse, de par la limite de Fourier.

Toutefois, pour les radars météorologique, l'émission de doublets d'impulsions présente des avantages détaillés par Zrnich [25]. Le but est alors de mesurer la vitesse radiale des précipitations, fortement étendues spatialement. Les intérêts de doublets d'impulsions sont à la fois théoriques et pratiques. D'abord, les doublets induisent moins d'ambiguïtés en distance qu'un train d'impulsions long, ce qui est indispensable pour travailler sur des cibles étendues. Ensuite, ils permettent de réduire la quantité de données à acquérir et à traiter, si l'acquisition du signal reçu est limitée aux instants suivant directement l'émission.

Lors de l'introduction de la vibrométrie impulsionnelle en lidar par Coherent Technologies Inc. [8], le format des doublets (ou multiplets) d'impulsions est certainement repris d'abord pour cette même raison pratique. Par ailleurs, l'émission laser se faisant en régime d'impulsions déclenchées, les impulsions puissantes et proches ne peuvent pas être répétées en grand nombre.

Ces formes d'ondes permettent aussi, comme voulu par Zrnich en radar, la réjection du signal parasite rétrodiffusé par les aérosols atmosphériques à d'autres distances que celle de la cible.

La non-stationnarité du signal en vibrométrie est une autre raison conduisant à l'utilisation de formes d'ondes courtes. Du fait de l'évolution rapide de la vitesse de vibration et de la fréquence instantanée associée, on ne peut estimer celle-ci que sur un temps court, sous peine d'une erreur accrue en présence de bruit. Ce temps court correspond typiquement à quelques impulsions. Or, à puissance moyenne fixée, d'après Henderson et al. [33, p. 36], il est plus intéressant d'émettre ce groupe d'impulsions puissantes puis d'interrompre l'émission jusqu'à ce que la période d'échantillonnage de la

vibration T s'écoule. L'alternative d'émettre continûment des impulsions faibles et de moyenner les mesures de vitesse des groupes successifs serait moins performante en termes de rapport signal à bruit.

En conclusion, la vibrométrie laser impulsionnelle à multiplets d'impulsions, par opposition à une émission ininterrompue d'impulsions, a été développée pour :

- sa simplicité d'implémentation avec les lasers déclenchés,
- la rapidité de son traitement,
- la robustesse des formes d'ondes courtes au signal parasite issu des aérosols atmosphériques et à la non-stationnarité du signal vibrométrique.

Nous distinguons cependant le cas de la vibrométrie basse vitesse et basse fréquence, c'est-à-dire à « faible bande » ($\beta \sim 1$). Dans ce cas, il est démontré au paragraphe suivant qu'une émission d'impulsions ininterrompue est plus avantageuse. Le traitement du signal se rapproche alors beaucoup de celui développé pour la vibrométrie en régime continu, d'où un moindre intérêt à étudier ce cas particulier. Nous nous concentrons donc ici sur le cas large bande ($\beta \gg 1$).

2.1.3 Fonctions d'ambiguïté et règles de conception

Fonctions d'ambiguïté

L'outil communément utilisé pour qualifier de manière préliminaire une forme d'onde est sa fonction d'ambiguïté. Celle-ci peut s'interpréter comme la réponse impulsionnelle en distance et vitesse de la forme d'onde à une cible ponctuelle, sans bruit, par le filtrage adapté. Le filtrage adapté est l'estimateur du maximum de vraisemblance en cas de bruit additif seul. Très employé en radars, il consiste à rechercher le maximum de corrélation entre la forme d'onde émise $\mu(t)$ et le signal reçu $s(t)$, en fonction des paramètres de retard τ et de décalage Doppler f_D , sous la forme :

$$(\hat{\tau}, \hat{f}_D) = \arg \max_{(\tau, f_D)} \left(\int s(t) \mu(t - \tau) * \exp(-j2\pi f_D t) dt \right) \quad (\text{III.9})$$

La fonction d'ambiguïté s'écrit donc :

$$A(\tau, f_D) = \int \mu(t) \mu(t - \tau) * \exp(-j2\pi f_D t) dt \quad (\text{III.10})$$

La largeur de la fonction d'ambiguïté dans l'une ou l'autre de ses dimensions traduit l'incertitude sur les paramètres τ (reliée à la distance D) et f_D (reliée à la vitesse radiale V_{rad}) recherchés. Tout point hors du lobe principal correspond à des ambiguïtés possibles.

La Figure III. 5 présente les fonctions d'ambiguïté obtenues pour des formes d'ondes suivantes : une impulsion gaussienne, une rampe en fréquence (« chirp »), un doublet et un multiplet de 4 impulsions. Les deux premières fonctions d'ambiguïté (a et b) nous permettent de définir les résolutions en distance et en vitesse associées à ces formes d'onde. Elles sont données par la largeur à mi-hauteur de la fonction d'ambiguïté.

Pour une impulsion gaussienne (a), le produit durée-bande passante (extension temporelle par extension spectrale) est fixe quel que soit t_p . L'aire de la fonction d'ambiguïté est aussi constante, tout comme le produit $\delta D \delta V$ des résolutions en distance et en vitesse. Comme indiqué sur la figure, la résolution en distance δD est proportionnelle à la durée de l'impulsion t_p , alors que la résolution en vitesse δV lui est inversement proportionnelle.

La rampe de fréquence ou « chirp » (b) est une forme d'onde « compressée » très utilisée, qui permet une résolution en distance meilleure que ne le laisse prévoir son extension temporelle. Cela est dû à une rampe en fréquence, qui occupe une large bande spectrale. Son produit temps-bande passante

est donc élevé. Comme indiqué sur la figure, la résolution en distance δD est inversement proportionnelle à la bande B occupée par le chirp. Si l'on parvient à résoudre l'ambiguïté distance/vitesse (matérialisée par l'extension diagonale de la fonction d'ambiguïté), le chirp permet une résolution élevée à la fois en distance et en vitesse. Ici, malgré une durée d'impulsion plus grande qu'en (a), la résolution en distance est identique.

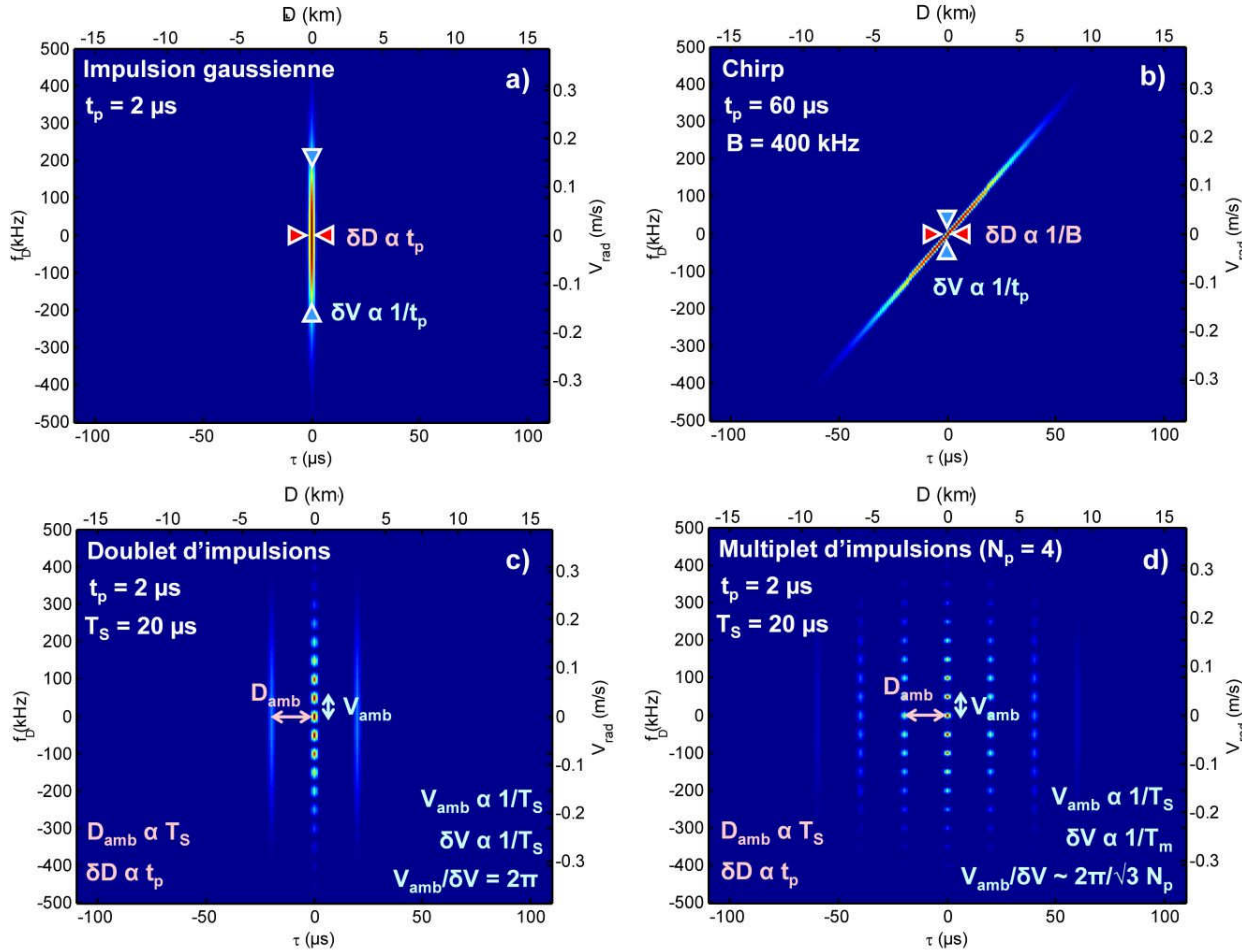


Figure III. 5 : fonctions d'ambiguïté a) d'une impulsion gaussienne, b) d'une rampe de fréquence (chirp), c) d'un doublet, d) d'un multiplet d'impulsions. δD : résolution en distance, δV : résolution en vitesse, D_{amb} : ambiguïté en distance, V_{amb} : ambiguïté en vitesse.

Nous en arrivons aux formes d'onde employées en vibrométrie impulsionnelle. Le doublet d'impulsions (c) présente des ambiguïtés dans les deux dimensions, distance et vitesse :

$$D_{amb} = cT_S / 2 \quad V_{amb} = \lambda / 2T_S \quad (III.11)$$

En distance, D_{amb} fixe la distance maximale mesurable sans ambiguïté. D_{amb} apparaît lorsque le temps mis pour une impulsion à parcourir la distance aller-retour jusqu'à la cible est supérieur à la durée T_S séparant l'émission de deux impulsions. Il est en effet possible de prendre une impulsion pour l'autre. On ne mesure alors D qu'à D_{amb} près (modulo D_{amb}). En vitesse, V_{amb} fixe la vitesse maximale mesurable sans ambiguïté. Elle correspond à un déphasage entre impulsions successives égal à 2π . On ne peut en effet mesurer le déphasage qu'à 2π près, et donc la vitesse qu'à V_{amb} près (modulo V_{amb}).

La résolution en distance est toujours proportionnelle à t_p ($\delta D \sim ct_p/2$) mais la résolution en vitesse est quant à elle inversement proportionnelle à l'extension temporelle totale de la forme d'onde, donnée par :

$$\delta V = \frac{\lambda}{2} \frac{1}{4\pi\sigma_t} \text{ avec } \sigma_t^2 = \int t^2 \mu(t) dt \quad (\text{III.12})$$

Dans le cas d'un doublet d'impulsions identiques et de durée t_p courte devant leur séparation T_S , on a $\sigma_t = T_S/2$, et :

$$\delta V = \frac{\lambda}{2} \frac{1}{2\pi T_S} \quad (\text{III.13})$$

On peut définir, pour ces formes d'ondes induisant des ambiguïtés, une dynamique de mesure, rapport entre la plage d'ambiguïté et la résolution : $V_{amb}/\delta V$. Sa valeur reste relativement faible pour un doublet :

$$(V_{amb} / \delta V) \Big|_{N_p=2} = 2\pi \quad (\text{III.14})$$

Dans le cas d'un multiplet d'impulsions (d), en prenant la même séparation T_S entre les impulsions, les ambiguïtés ont la même périodicité que pour un doublet. Elles sont toutefois plus probables, en distance. Par ailleurs, la résolution en vitesse est meilleure à cause de l'extension temporelle supérieure du multiplet (dont nous trouvons une expression différente de [22]):

$$\sigma_t \xrightarrow{N_p \gg 1} (T_m + T_S) / \sqrt{12} = N_p T_S / \sqrt{12} \quad (\text{III.15})$$

Cela implique pour la résolution et la dynamique de mesure :

$$\delta V \xrightarrow{N_p \gg 1} \frac{\lambda}{2} \frac{\sqrt{3}}{2\pi N_p T_S} \quad (\text{III.16})$$

$$(V_{amb} / \delta V) \Big|_{N_p} \xrightarrow{N_p \gg 1} \frac{2\pi}{\sqrt{3}} N_p \quad (\text{III.17})$$

La dynamique de mesure est ainsi quasiment proportionnelle au nombre d'impulsions du multiplet. Ceci explique l'intérêt à étudier des formes d'ondes comprenant plus de deux impulsions pour améliorer la vibrométrie en régime impulsionnel.

Quelques règles fondamentales pour le choix des paramètres de la modulation peuvent être établies grâce à ces résultats :

- Tout d'abord, comme il a été dit pour les doublets d'impulsions, la contrainte de base vise à empêcher les ambiguïtés en vitesse, qui ne peuvent que rarement être « dépliées » a posteriori et dégradent fortement la mesure de vibration si elles surviennent. Nous considérerons donc qu'une forme d'onde a en premier lieu un T_S adapté à la vitesse maximale de vibration $v_{vib,max}$: $T_S < \lambda/4v_{vib,max}$.
- Ensuite, il semble d'après (III.15) qu'une forme d'onde la plus longue (i.e. le plus grand N_p) possible soit préférable. Une borne inférieure consiste à choisir N_p tel que $\delta V = \lambda/(4\pi N_p T_S / \sqrt{3})$ soit de l'ordre de la vitesse minimale de vibration attendue.
- Nous avons vu enfin que la fréquence de répétition des formes d'ondes doit être suffisante pour correctement échantillonner la vibration, soit : $WRF > 2 f_{vib,max}$. (cf. I.3.2)

- Accessoirement, une borne inférieure pour T_S peut être fixée pour éviter toute ambiguïté en distance sur la zone d'intérêt.
- Outre le problème de la résolution en distance, pour un lidar en configuration monostatique une borne supérieure pour t_p est justement due à la possibilité d'éclipse entre l'émission et la réception. Malgré une bonne isolation, il est en effet courant qu'une réflexion parasite sur l'optique commune empêche toute réception de signal lors de l'émission d'une impulsion. Des zones aveugles de largeur ct_p apparaissent à $D = k D_{amb}$, pour k entier ou nul. On cherchera donc à minimiser t_p qui fixe notamment une distance minimale de mesure $D_{min} = ct_p/2$.

Contraintes particulières à la vibrométrie par lidar cohérent

Toutefois, du fait de deux phénomènes particuliers à la vibrométrie par lidar cohérent, d'autres contraintes doivent être prises en considération. Il s'agit de la non-stationnarité du signal, et la présence de signal parasite issu des aérosols atmosphériques, qui poussent à adopter une émission irrégulière avec des multiplets de quelques impulsions émis peu fréquemment. Nous tâchons de quantifier ces contraintes, qui ne l'ont jamais été à notre connaissance.

Comme il a été vu en section 1, la variation de la fréquence instantanée au cours du temps pousse à choisir la durée de son estimation, T_m , inférieure à la durée de quasi-stationnarité du signal T_{stat} . En posant $T_m \sim N_p T_S$, et en supposant la séparation des impulsions T_S adaptée à cette vibration ($T_S = 1/2\beta f_{vib}$), il faut donc choisir idéalement :

$$N_p < \sqrt{\frac{2}{\pi} \beta} \tag{III.18}$$

Donc $N_{p,max} \approx (2\beta/\pi)^{1/2}$ est un ordre de grandeur du nombre maximal d'impulsions pour un indice de modulation β donné afin de maintenir une fréquence Doppler stationnaire durant la forme d'onde. Avec une fréquence de vibration de 100 Hz et une vitesse maximale de 5 mm/s, $\beta = 4\pi z/\lambda = 2v_{max}/\lambda f_{vib} = 130$, on a $N_{p,max} = 6$. Ceci limite le nombre d'impulsions considérées dans une forme d'onde, mais pas la fréquence de répétition WRF.

D'autre part, nous montrons l'importance potentielle du signal parasite aérosolaire. L'impact de ce signal parasite, de forte largeur spectrale, dépend de multiples facteurs (détaillés au chapitre VII). Nous ne pouvons quantifier que son impact maximal, en termes de puissance moyenne.

D'après [29,Ch2], on a l'expression suivante pour la puissance moyenne du courant hétérodyne issu des aérosols atmosphériques :

$$\langle i_a(t)^2 \rangle = \int_0^D \mu^2 \left(t - 2\frac{z}{c} \right) \zeta^2(z) dz \tag{III.19}$$

avec $\zeta(z)$ la contribution de la tranche $(z, z+dz)$, telle que :

$$\zeta^2(z) = T_{inst} S^2 T_{am}^2(z) P_{laser} P_{ot} \frac{A_R}{z^2} \beta_{a,\pi}(z) \eta_{het}(z) \tag{III.20}$$

avec $\beta_{a,\pi}(z)$ le coefficient de rétrodiffusion des aérosols de la tranche z . Ce signal a une largeur spectrale importante, due à la dispersion de la vitesse du vent, de l'ordre du MHz.

D'après l'équation (III.17) et l'expression du rendement hétérodyne (I.28) qui décroît avec la distance, on comprend que les aérosols proches du lidar contribuent le plus fortement à ce parasite. Cet

effet est renforcé lors d'une visée sol-air, ce qui est le cas pour l'identification de cibles aériennes depuis le sol.

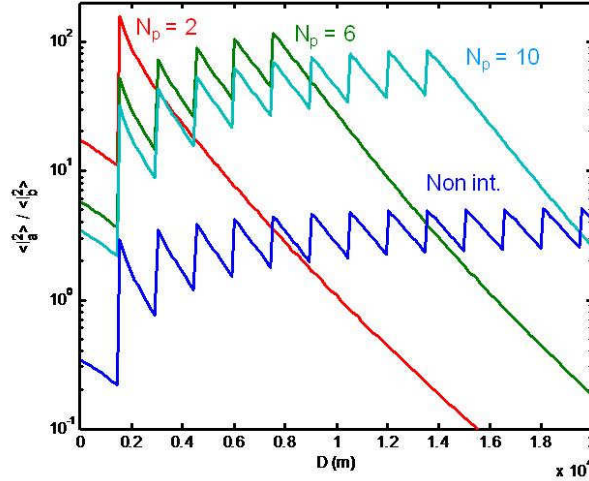


Figure III. 6 : impact maximal du signal parasite en termes de puissance intégrée sur la forme d'onde rapportée à celle du bruit de détection, pour $T_s = 10 \mu s$, $WRF = 1 \text{ kHz}$ et $N_p = 2, 6, 10$ ou une émission ininterrompue d'impulsions.

Nous traçons en Figure III. 6 la puissance de signal parasite intégrée au cours du multiplet, rapporté au bruit de détection, en fonction de la distance de la cible, pour une visée sol-air. Les conditions sont les mêmes que celles adoptées pour le calcul du CNR sur une cible aérienne, au chapitre I. Nous prenons des impulsions proches ($T_s = 10 \mu s$) et une fréquence de répétition $WRF = 1 \text{ kHz}$.

Lorsque le rapport $\langle i_a^2 \rangle / \langle i_b^2 \rangle$ est inférieur à 1, le signal parasite est négligeable. Dans le cas contraire, le CNR est diminué. Il faut toutefois garder à l'esprit que ce phénomène n'est critique qu'à distance élevée, lorsque le CNR est faible. L'impact du signal parasite est ainsi négligeable pour les doublets d'impulsions après 10 km de propagation. A l'autre extrême, une émission ininterrompue augmente le bruit d'un facteur moyen 4, à grande distance.

Au final, plus le nombre d'impulsions parcourant l'espace entre le lidar et la cible est grand, plus un parasite fort perturbe l'acquisition du signal provenant de la cible. Ceci pousse à choisir un rapport (T_m/T) le plus faible possible pour une mesure à grande distance, c'est-à-dire une émission discontinue.

Notons par ailleurs que le bruit supplémentaire est très réduit lorsque $D < cT_s/2$, mais qu'il redevient important lorsque deux multiplets parcourent l'atmosphère en même temps, à partir de $D > c/2WRF$. Une fréquence de répétition $WRF < c/2D_{max}$ est souhaitable. Pour $D_{max} = 50 \text{ km}$, il faut ainsi $WRF < 3 \text{ kHz}$.

Pour finir, nous prouvons l'inadéquation des multiplets d'impulsions dans le cas particulier des vibrations basse vitesse et/ou basse fréquence, dites « faible bande », pour lequel l'indice de modulation $\beta = 4\pi z/\lambda = 2v_{max}/\lambda f_{vib}$ est inférieur à la dizaine. La durée de la forme d'onde T_m est nécessairement longue pour obtenir la résolution δV suffisante afin de détecter la faible vitesse de vibration v_{max} . Dans ce cas, T_m approche ou dépasse la période de répétition des formes d'ondes $T = 1/WRF$. En effet, d'après les expressions de δV et β , et en prenant $WRF = 2 f_{vib}$, il faut :

$$T_m \approx \frac{2\sqrt{3}/\pi}{\beta} T \tag{III.21}$$

En conséquence, il n'y a que si $\beta \gg 1$ que $T_m < T$. Dans le cas contraire, une émission ininterrompue d'impulsions (voire une émission continue) est de toute manière préférable à celle de multiplets. Ce résultat est également démontré par Hill et al. en indiquant la faiblesse du CNR crête effectif permis par les doublets par rapport à une émission continue, dans le cas « faible bande » [9]. Pour cette raison, nous nous limitons au cas $\beta \gg 1$, pour lequel la vibrométrie impulsionnelle à multiplets est intéressante.

Synthèse des contraintes

Dans la Table III. 1, nous récapitulons les critères pour le choix des paramètres de la modulation, sans optimisation par rapport aux conditions de bruit.

Table III. 1: Critères de base pour le choix des paramètres de la modulation

Paramètre	Borne inférieure	Borne supérieure
t_p	-	$t_p < 2\delta D/c$ pour résolution en distance $t_p < 2D_{\min}/c$ pour éviter pertes par éclipse
T_S	$T_S > 2\Delta D_{\text{intéret}}/c$ pour ambiguïté en distance	$T_S < \lambda/4v_{\max}$ pour ambiguïté en vitesse
N_p	2	$N_p < (2/\pi\beta)^{1/2}$ pour fréquence Doppler stationnaire durant T_m
WRF	WRF $> 2 f_{\text{vib,max}}$ pour échantillonnage vibration	WRF $\ll 1/T_m$ pour des multiplets permettant la réjection du signal parasite aérosolaire (ex : WRF $< c/2D_{\max}$)

$\Delta D_{\text{intéret}}$ est la profondeur de la zone d'intérêt en télémétrie, D_{\min} et D_{\max} sont respectivement les distance minimale et maximale de mesure souhaitées.

Avec toutes ces contraintes, force est de constater qu'une grande capacité d'adaptation de la modulation d'amplitude (vis-à-vis de la vibration notamment) est indispensable en régime impulsionnel. Cela nécessite à la fois une versatilité de l'émission laser et des informations a priori sur la cible. C'est pour cette raison que la vibrométrie continue est souvent préférée, car elle offre une beaucoup plus grande latitude. Une fois le signal acquis, il reste en effet disponible pour l'estimation des paramètres tels que la bande d'analyse optimale, puis pour la démodulation [9].

2.2 ALTERNATIVES AUX MULTIPLETS D'IMPULSIONS

2.2.1 Multiplets non réguliers

Les premières variantes proposées aux doublets d'impulsions ont été des multiplets non réguliers, c'est-à-dire dont la séparation des impulsions varie.

Ils sont envisagés dès le départ pour répondre au problème de l'ambiguïté en vitesse des doublets. Opérationnellement, cette difficulté est réelle ; les vibrations fines que l'on cherche à détecter sont parfois très faibles par rapport aux résidus de dérive Doppler, aux mouvements non globaux de la cible et aux vibrations les plus importantes. La dynamique de mesure (en vitesse) doit donc être très grande. Un exemple de cible très difficile à étudier de ce fait est l'hélicoptère, pour lequel la vibration due au rotor dépasse de plusieurs ordres de grandeur les autres vibrations d'intérêt. Or la dynamique limitée d'une forme d'onde à séparation T_S unique ne permet de sonder qu'une classe de vitesse réduite

(de δV à V_{amb} , typiquement). Il est alors naturel de penser à plusieurs séparations pour mesurer les vibrations aux différentes échelles.

La variation de la fréquence de répétition des impulsions est souvent utilisée en radars pour résoudre les ambiguïtés en vitesse. On parle de « staggered waveforms ». Un estimateur conjoint de la vitesse modulo l'ambiguïté, et de l'ordre de l'ambiguïté peut être alors employé [51].

Coherent Technologies Inc. propose pour la vibrométrie, en même temps que les doublets, des multiplets dits « agiles » à trois impulsions ou plus [8], dont deux sont beaucoup plus proches que les autres pour estimer les vitesses élevées sans ambiguïté. Leur intérêt est confirmé par [9]. L'hypothèse principale de l'utilisation de telles formes d'ondes reste l'existence de vibrations sinusoidales d'amplitude et de fréquence très distinctes. Il s'agit de vibrations basse-fréquence et grande vitesse de la cible ou du porteur, et des vibrations haute-fréquence et faible vitesse d'intérêt. Le traitement du signal consiste typiquement en deux étapes : 1) une mesure de la grande échelle de vitesse, non ambiguë, et une régularisation de celle-ci, par filtrage temporel, par exemple. 2) la suppression de ce décalage Doppler important, pour faire apparaître les oscillations faibles, et les mesurer. La difficulté majeure reste d'empêcher les ambiguïtés entre les différentes échelles. Elles peuvent être prévues par la fonction d'ambiguïté, que nous calculons pour des exemples de multiplets non réguliers en Figure III. 7.

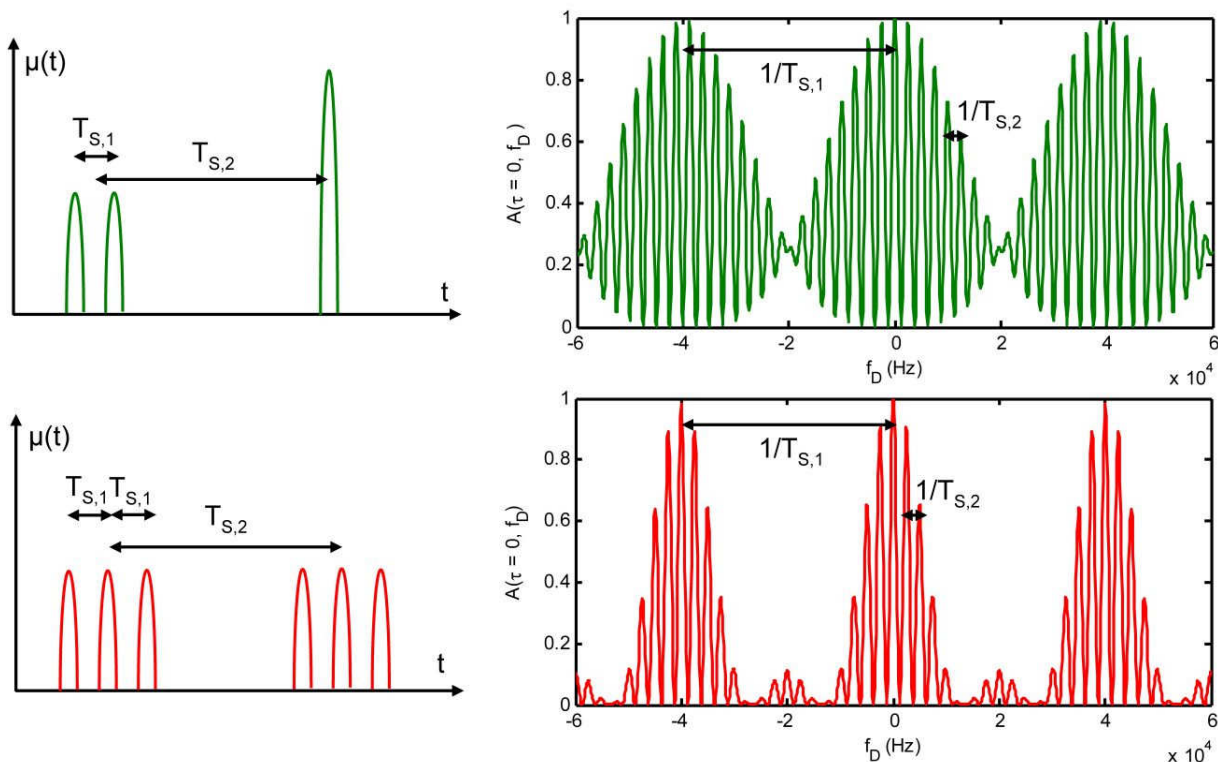


Figure III. 7 : exemples de multiplets non réguliers « agiles », et leur fonction d'ambiguïté en fréquence Doppler. $T_{S,1} = 5 \mu s$ et $T_{S,2} = 40 \mu s$.

Nous voyons dans les deux cas des séparations $T_{S,1}$ et $T_{S,2}$ identiques, mais des configurations différentes. La forme d'onde à 6 impulsions a moins de lobes secondaires dans sa fonction d'ambiguïté, ce qui rappelle que le cas idéal serait un multiplet de durée $T_{S,2}$ d'impulsions séparées de $T_{S,1}$. La fonction d'ambiguïté montre également que plus les deux « échelles » de vitesse sont différentes, moins

il y a de risque d'ambiguïté résiduelle. En effet, plus les lobes secondaires sont hauts, plus le risque d'ambiguïté se manifeste à bas bruit.

On peut se poser la question de l'intérêt théorique de ces multiplets non réguliers, alors qu'un multiplet régulier semble mieux prévenir les ambiguïtés. Nous en voyons un si les vibrations à grande échelle réduisent la durée de stationnarité du signal.

Supposons $T_{S,1}$ adapté à la mesure d'une grande vibration de vitesse maximum V_1 telle que $T_{S,1} = \lambda/4V_1$, et $T_{S,2}$ adapté à la mesure d'une petite vibration de vitesse maximum v_2 telle que $T_{S,2} = \lambda/4v_2$. $f_{vib,1}$ est la fréquence de la vibration 1. Pour ne pas être affecté par la variation de la fréquence instantanée, on rappelle qu'il faut $T_{m,1}$ tel que :

$$\max\left(\frac{df_{inst}}{dt}\right)T_{m,1} < \frac{1}{T_{m,1}} \quad (\text{III.22})$$

Or il peut se trouver une fréquence $f_{vib,1}$ assez rapide pour que la durée de stationnarité associée à la grande vibration soit très courte, en l'occurrence beaucoup plus courte que $T_{S,2}$:

$$T_{m,1} < \left(\frac{4\pi}{\lambda}V_1f_{vib,1}\right)^{-1/2} \ll T_{S,2} = \frac{\lambda}{4v_2} \quad (\text{III.23})$$

C'est le cas pour :

$$f_{vib,1} \gg \frac{2v_2^2}{\pi\lambda V_1} \quad (\text{III.24})$$

Application numérique : pour $v_2 = 1$ mm/s (d'où $T_{S,2} = 380$ μ s), et $V_1 = 50$ cm/s, il suffit que $f_{vib,1} \gg 1$ Hz. Prenons par exemple $f_{vib,1} = 30$ Hz, pour lequel il faudra $T_{m,1} < 90$ μ s $< T_{S,2} = 380$ μ s. Dans un tel cas, l'utilisation de multiplets irréguliers semble justifiée.

Cependant, il n'existe pas dans la littérature de démonstration expérimentale de leur intérêt en vibrométrie, ce qui peut laisser penser soit que les contraintes instrumentales rendent ces formes d'ondes difficiles à générer, soit que les conditions de bruit fort rencontrées opérationnellement rendent la résolution des ambiguïtés peu robuste.

2.2.2 Compression d'impulsion pour la télémétrie simultanée

La compression des impulsions par une modulation de fréquence est une autre technique issue des radars.

En pratique, la durée minimale d'une impulsion est limitée à quelques 10 ns par les modulateurs d'amplitude acousto ou électro-optiques, ou la puissance crête trop élevée des impulsions. Cela fixe la résolution en distance à environ un mètre. Il est possible de passer outre cette limite en augmentant la bande du signal, c'est-à-dire en modulant l'intérieur de l'impulsion.

La Figure III. 8 montre comment la modulation linéaire de la fréquence (« chirp ») émise à l'intérieur des impulsions peut drastiquement améliorer la résolution en distance d'une forme d'onde multiplet. La fonction d'ambiguïté d'un multiplet non modulé, à gauche, est comparée à celle d'un multiplet identique dont les impulsions sont des « chirps » de pentes opposées. La résolution en distance est alors proportionnelle à l'inverse de la bande de fréquence parcourue, et les ambiguïtés à $\pm T_S$ sont amplement réduites. La résolution en distance atteint $c/2B$.

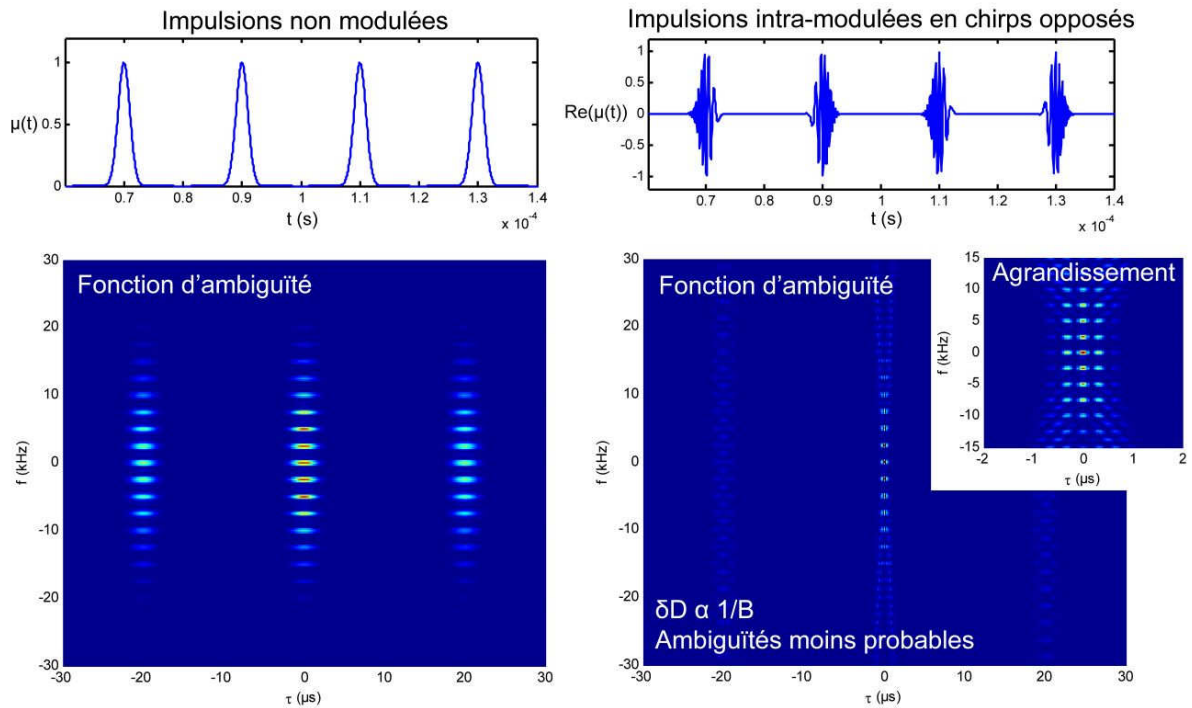


Figure III. 8 : exemple de multiplet avec compression d'impulsion par une intra-modulation linéaire de fréquence, dont le sens est alterné pour supprimer l'ambiguïté distance/vitesse. Comparaison des fonctions d'ambiguïté avec et sans compression.

Néanmoins, les moyens techniques de réaliser une modulation de fréquence linéaire dans une bande importante sont limités, pour les longueurs d'ondes optiques. En architecture MOPA (décrite au chapitre I), un modulateur acousto-optique ne permet pas de faire varier la fréquence sur plus de quelques MHz.

Coherent Technologies Inc. a pu cependant aller beaucoup plus loin, grâce aux composants les plus rapides issus de l'industrie des télécommunications. Dans leur système « S³ » (Super-resolution Sensor System), Buck et al. [20] emploient des modulateurs électro-optiques (lithium-niobate) alimentés par un générateur de forme d'onde arbitraire découpant des impulsions très courtes d'environ 10 ns, et un générateur de « pulse-pattern » pour moduler la phase intra-impulsions à 12 GHz. La forme d'onde est schématisée en Figure III. 9. L'acquisition être faite dans une bande très large de 40 GHz, et l'immense quantité de données générée ne peut être traitée qu'en temps réel. Les résolutions en distance atteintes sont alors centimétriques.

A ces fréquences, toutefois, la modulation de phase ne peut être que binaire. C'est un code de phase pseudo-aléatoire qui module chaque impulsion. Il est optimisé par un algorithme génétique [52] afin que sa fonction d'ambiguïté en distance respecte un certain gabarit, avec notamment des lobes secondaires faibles dans la plage de distance d'intérêt.

Les performances de cette télémétrie sont telles qu'elles permettent de connaître précisément la vitesse globale de la cible en calculant la dérivée du temps de vol des impulsions successives. On peut alors supprimer tout décalage Doppler global avant la vibrométrie. Ceci nécessite néanmoins un très bon CNR.

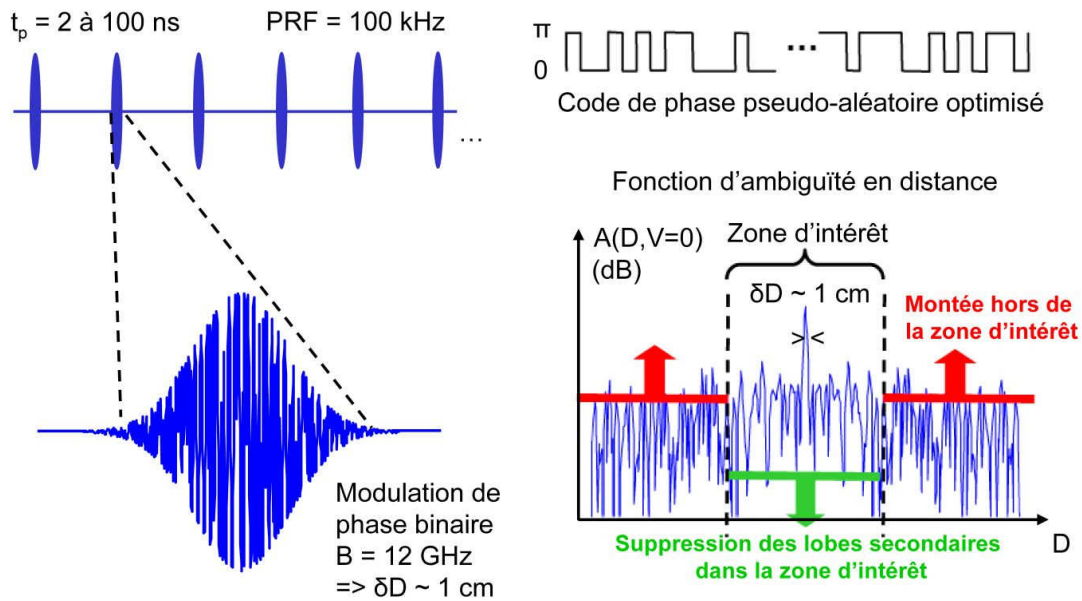


Figure III. 9 : forme d'onde issue des travaux de Dierking et al. [52] appliqués au lidar télémètre-velocimètre-vibromètre « S³ » de Coherent Technologies Inc. [20]. Intra-modulation de phase binaire d'impulsions courtes : le code de phase pseudo-aléatoire est optimisé par un algorithme génétique pour limiter les ambiguïtés en distance dans une zone spécifiée.

Nous terminons cet inventaire avec un autre format de modulation pour la vibrométrie, avec télémétrie simultanée, qui ne fait pas appel à une émission impulsionnelle.

La FMCW (Frequency Modulated Continuous Wave) désigne la modulation de fréquence d'un signal continu afin, grâce à la même idée de « compression », de pouvoir réaliser une télémétrie. Cette technique qui découle également des radars est envisagée depuis quelques années pour réaliser un lidar multifonctions [53].

La possibilité de garder une émission continue est intéressante car elle supprime les contraintes supplémentaires liées au mode impulsionnel, à savoir l'émission et la détection des impulsions, le choix critique de leurs paramètres, et les ambiguïtés en vitesse. Cependant, elle conserve certains désavantages de l'émission continue, notamment l'impossibilité de supprimer le signal parasite des aérosols atmosphériques et surtout le grand volume de données, à cause de la large bande nécessaire pour acquérir le signal modulé en fréquence.

En conclusion, nous nous restreignons dans la suite de cette thèse à des formes d'ondes multiplets d'impulsions réguliers. L'utilisation de multiplets irréguliers est en effet conditionnée à beaucoup de particularités de la cible étudiée. D'autre part, la compression des impulsions pour la télémétrie peut être considérée indépendamment de notre travail d'optimisation de la mesure de vitesse.

3 ETAT DE L'ART DES METHODES DE TRAITEMENT DU SIGNAL EN VIBROMETRIE

Nous étudions maintenant les méthodes de traitement du signal applicables en vibrométrie, en régime continu et impulsionnel à multiplets. Avant de détailler les estimateurs de fréquence instantanée utilisés pour démoduler le signal et obtenir la vitesse de vibration dans l'approche classique, il nous faut revenir sur la diversité des stratégies qui peuvent être employées. Cela situe également l'étude qui va suivre au sein de la chaîne de traitement.

3.1 DIVERSITE DES APPROCHES EMPLOYEES

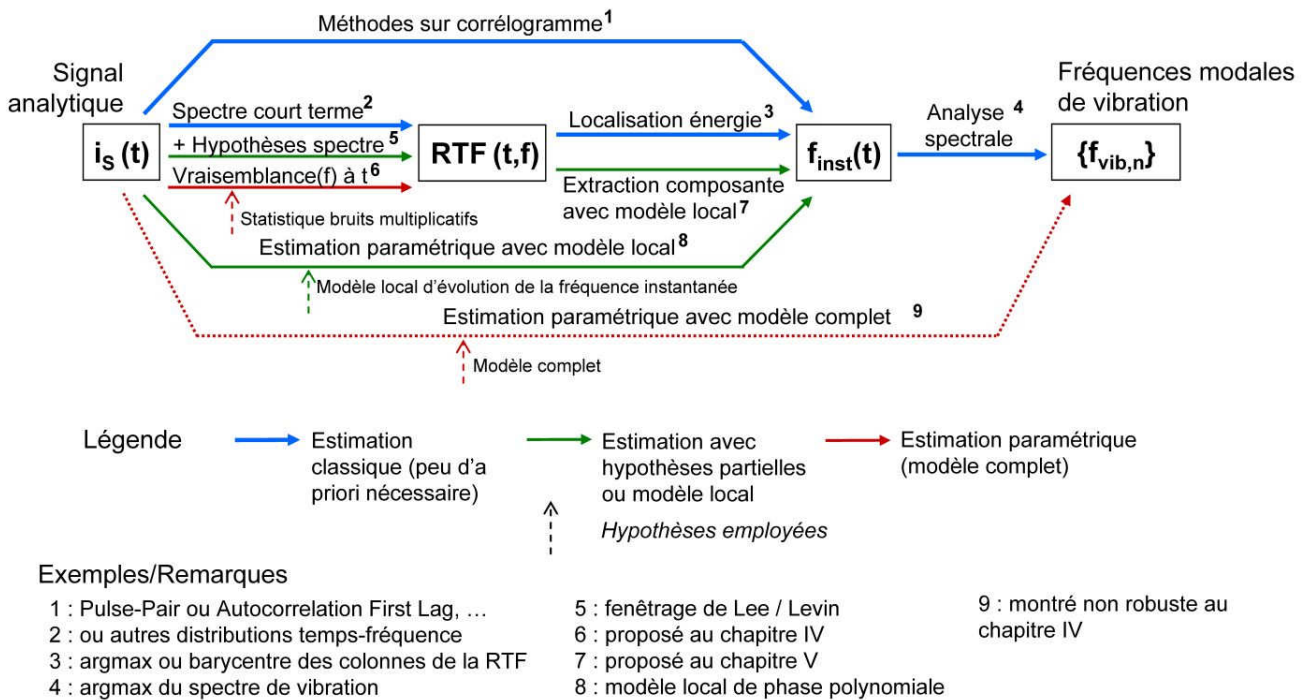


Figure III. 10 : diverses approches de traitement du signal en vibrométrie.

Les méthodes de traitement du signal envisageables en vibrométrie peuvent être classées selon trois approches différentes, qui sont représentées, avec quelques exemples, en Figure III. 10. Cette séparation est évidemment un peu arbitraire, mais les différences dans le principe, la robustesse et la complexité de ces stratégies atteste d'une telle distinction. Remarquons que ce diagramme est valable à la fois pour des signaux continus et pour des signaux impulsionnels.

Les deux premières approches représentées ici, très majoritaires, passent par la détermination de la vitesse de vibration, et donc l'estimation de la fréquence instantanée du signal au cours du temps.

Pour cela, le plus simple et le plus rapide est de recourir à une dérivation de la phase du signal analytique (méthode valable seulement pour un signal mono-composante). Cependant cette méthode simple est peu robuste. Plusieurs autres estimateurs améliorent ce principe en moyennant la dérivation de phase sur un certain nombre d'échantillons, en calculant la phase du corrélogramme du signal.

Une seconde classe de méthodes, théoriquement plus efficaces mais plus complexes, est basée sur l'analyse spectrale à court terme du signal afin de localiser fréquemment son énergie au cours du temps. Plus généralement, cette analyse est dénommée « analyse Temps-Fréquence » et comprend de nombreux outils mathématiques, développés pour établir la répartition de l'énergie du signal en temps et en fréquence. La détermination de la fréquence instantanée au cours du temps se fait une fois obtenue cette représentation.

Un intérêt de cette approche est de faciliter l'usage d'informations supplémentaires lors de l'estimation, notamment des a priori sur la statistique des bruits affectant la mesure (forme du spectre) ou sur la vibration (continuité, présence de modes...). En Figure III. 10, ces techniques plus complexes sont représentées en rouge (modèle complet et estimation paramétrique) et en vert (hypothèses partielles), en contraste avec les méthodes classiques en bleu. Pour rappel, une méthode d'estimation paramétrique est fondée sur l'ajustement d'un modèle paramétré par les inconnues, aux données d'entrée.

Nous allons ainsi voir qu'il n'est pas exclu de représenter dans l'espace temps-fréquence la fonction de vraisemblance du signal en fonction de la fréquence instantanée, calculée au chapitre IV, pour prendre en compte la statistique des bruits. Des variantes existent également pour l'étape de détermination de la fréquence instantanée. Les plus intéressantes tirent profit de la représentation temps-fréquence afin de suivre la trace du signal (suivi de fréquence instantanée ou extraction de composante), ce qui limite l'impact du bruit, comme nous le verrons au chapitre V.

Rappelons qu'à l'issue de l'estimation de la fréquence instantanée au cours du temps, à partir de laquelle on obtient la vitesse de vibration qui lui est proportionnelle, l'opération la plus courante est d'en réaliser un spectre. Les modes de vibration y apparaissent alors sous formes de pics, dont les fréquences constituent l'information d'intérêt. Des alternatives existent ici aussi cependant.

Il existe une troisième approche (troisième colonne), qui consisterait à déterminer directement ces fréquences modales à partir du signal (ou encore de la représentation temps-fréquence). Cela peut être fait par estimation paramétrique, en ajustant le modèle complet (I.13) au signal i_s . Cette stratégie supposément optimale a fait l'objet d'études théoriques dans des cas simples [54], mais reste très marginale, du fait de sa complexité et de son manque de robustesse à des écarts au modèle.

3.2 ESTIMATION DE FREQUENCE INSTANTANEE EN VIBROMETRIE CONTINUE

Les techniques présentées ici sont issues de la littérature du traitement du signal, des radars, et des lidars, dont Ghogho et al [55], Zrnic [25] ou Rye & Hardesty [56] respectivement proposent des revues intéressantes. Nous invitons le lecteur à s'y référer pour une présentation exhaustive ; nous nous restreindrons ici aux plus utiles dans notre cas.

3.2.1 Estimation par dérivation ou différence de phase

Pour les signaux analytiques non-stationnaires, on définit la fréquence instantanée par :

$$f_{inst}(t) = \frac{1}{2\pi} \frac{d\varphi(t)}{dt} \quad (\text{III.25})$$

où $\varphi(t)$ est la phase (l'argument) du signal. Il s'en suit que la dérivation de la phase, comme mis en œuvre en démodulation de fréquence classique, est la méthode la plus simple pour l'estimer. On définit cet estimateur $\hat{f}_{inst,FM}$ de la fréquence instantanée du signal analytique $i_s(t)$:

$$\hat{f}_{inst,FM}(t) = \frac{1}{2\pi} \frac{d}{dt} (\arg(i_s(t))) \quad (\text{III.26})$$

Il est à noter que le décalage Doppler est bien égal à la fréquence instantanée dans le cas d'un signal mono-composante uniquement.

L'estimateur « Pulse-Pair » [25], couramment employé en radar Doppler pulsé, en découle directement. On l'utilise aussi sur des signaux continus entre échantillons successifs. Avec Δt la période d'échantillonnage du signal, on écrit l'estimateur Pulse-Pair $\hat{f}_{inst,PP}$:

$$\hat{f}_{inst,PP}(t = k\Delta t) = \frac{1}{2\pi\Delta t} \arg(i_s((k+1)\Delta t) i_s(k\Delta t)^*) \quad (\text{III.27})$$

Cet estimateur légèrement plus robuste obtient ses meilleures performances lorsque la bande d'analyse $B_a = 1 / \Delta t$ est ajustée à la bande occupée par le signal (afin de filtrer un maximum de bruit). $\Delta t = 1/B_a$ est ainsi du même ordre que T_s en mode impulsif. Un filtrage passe-bas ultérieur de la fréquence estimée complète le traitement.

Toutefois, un moyennage avant la prise de l'argument donne de meilleurs résultats [9]:

$$\hat{f}_{inst,AFL}(t = k\Delta t) = \frac{1}{2\pi\Delta t} \arg\left(\sum_{k'=-K}^K i_s((k+k'+1)\Delta t) i_s((k+k')\Delta t)^*\right) \equiv \frac{1}{2\pi\Delta t} \arg(\Gamma_{i_s, \text{court terme}}(\Delta t)) \quad (\text{III.28})$$

Cette expression s'apparente à la phase de la fonction d'autocorrélation « à court terme » du signal, évaluée en $\tau = \Delta t$, la première valeur du retard (lag). D'où l'appellation « Autocorrelation First Lag » de cet estimateur.

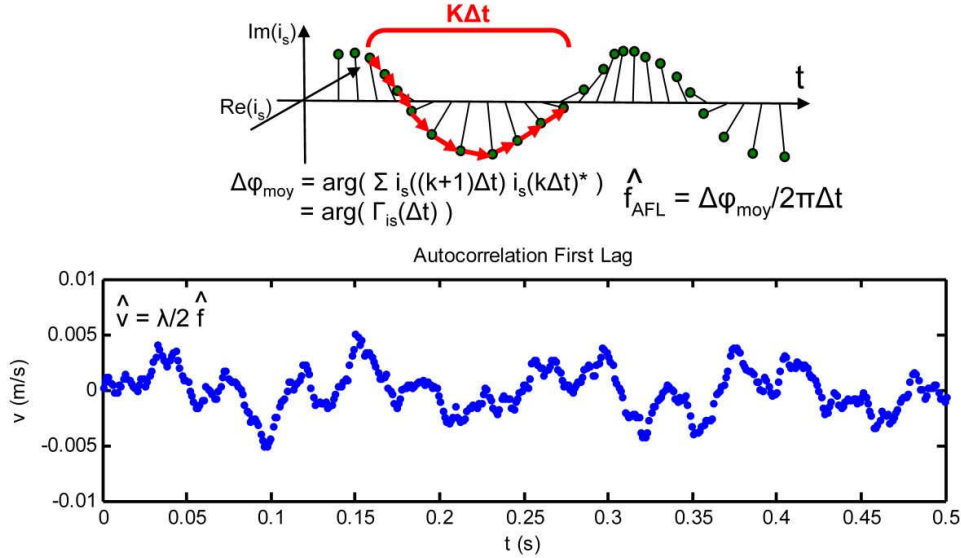


Figure III. 11 : illustration et mise en œuvre de l'estimateur Autocorrelation First Lag sur un signal simulé.

Schématisé et mis en œuvre en Figure III. 11, il obtient de bonnes performances en vibrométrie continue [9]. Le nombre d'échantillons $2K+1$ sur lequel l'autocorrélation est évaluée est fixé afin de conserver un signal stationnaire durant la durée $T_m = 2K\Delta t$.

Il existe de nombreuses dérivations de cet estimateur. La première variante concerne le fenêtrage des échantillons. Prenons pour exemple l'estimateur développé par Kay puis par Lovell [57], dénommé « Parabolic Smoothed Central Finite Difference » :

$$\hat{f}_{inst,PSCFD}(t = k\Delta t) = \frac{1}{2\pi\Delta t} \arg\left(\sum_{k'=-K}^K h(k') i_s((k+k'+1)\Delta t) i_s((k+k')\Delta t)^*\right) \quad (\text{III.29})$$

$$h(k') = 1 - (k'/K)^2 \text{ et } K \sim \tau_{\text{corrélation}} / \Delta t \quad (\text{III.30})$$

où h est une fenêtre parabolique. Le fenêtrage parabolique diminue l'erreur d'estimation (d'un facteur $3/K$) lorsque le nombre d'échantillons est grand [57]. Il n'est pas utile sinon.

Une discussion plus intéressante a lieu sur la possibilité d'inclure plusieurs retards (« lags », indexés par l) dans le calcul de la fréquence instantanée, afin d'améliorer la précision [55,56,58,59]. Cela donne lieu à une classe d'estimateurs « Multi-lags » de la forme :

$$\hat{f}_{inst,Multi-lags}(t) = \frac{1}{L} \sum_{l=1}^L h(l) \frac{\arg(\Gamma_{i_s, \text{court terme}}(l\Delta t)) + \varphi_{0,l}}{2\pi l \Delta t} \quad (\text{III.31})$$

où $h(l)$ est une fenêtre sur les retards à optimiser en fonction du signal et des conditions de bruit, et où $\varphi_{0,l}$ est un terme correctif ajouté par Dabas [59] pour supprimer les ambiguïtés dans le cas où la phase varie de plus de 2π en $l\Delta t$:

$$\varphi_{0,l} = 2\pi \text{Arr} \left(\frac{l \arg(\Gamma_{i_s, \text{court terme}}(\Delta t)) - \arg(\Gamma_{i_s, \text{court terme}}(l\Delta t))}{2\pi} \right) \quad (\text{III.32})$$

où $\text{Arr}(\cdot)$ désigne la fonction arrondissement à l'entier le plus proche. Ghogho et al. [55] ont proposé une pondération $h(l)$ optimale en cas de bruit multiplicatif complexe, dont le calcul reste très ardu (à noter qu'ils abandonnent l'idée d'une estimation du maximum de vraisemblance qu'ils jugent trop complexe). Youmans [58], Rye & Hardesty [56] remarquent toutefois qu'il est équivalent de corrélérer le spectre du signal par un spectre de référence dans l'espace de Fourier : « spectral matching », comme proposé par Lee. Sur des signaux continus, au-delà de quelques échantillons, il est en effet plus intéressant de passer dans l'espace de Fourier et travailler sur le spectre à court terme du signal.

3.2.2 Analyse temps-fréquence

Cette analyse vise à établir la répartition de l'énergie d'un signal dans un espace temps-fréquence à deux dimensions. On comprend facilement son utilité pour la détermination de la fréquence Doppler en fonction du temps pour toute vélocimétrie Doppler, y compris la vibrométrie. Celle-ci est typiquement donnée par la localisation fréquentielle du maximum d'énergie au fil du temps.

Il y a donc deux étapes dans le traitement du signal par analyse temps-fréquence : 1) la construction d'une représentation temps-fréquence et 2) la détermination de la fréquence au cours du temps. Nous les traitons successivement.

Représentation Temps-Fréquence

La plus simple représentation temps-fréquence d'un signal s est basée sur sa Transformée de Fourier (TF) à court terme (STFT, Short-Time Fourier Transform) :

$$STFT(t, f) = \int h(t')s(t+t')\exp(-j2\pi ft')dt' \quad (\text{III.33})$$

où $h(t)$ est une fenêtre temporelle de durée T_m courte devant la durée caractéristique de stationnarité du signal. Le spectrogramme est le module carré de cette TF court terme :

$$SG(t, f) = |STFT(t, f)|^2 \quad (\text{III.34})$$

C'est la première représentation temps-fréquence employée pour le traitement de la vibrométrie [32]. Son échantillonnage temporel doit respecter le critère de Shannon pour l'échantillonnage de la vibration. On notera au passage que, comme en analyse spectrale classique, le choix de la forme de la fenêtre $h(t)$ est sujet à discussion. Les études précédentes [18] privilégient une fenêtre de Chebychev qui minimise les lobes secondaires.

La durée de la fenêtre T_m doit quant à elle permettre une résolution fréquentielle et temporelle adéquates. Il faut au final respecter le critère défini en (III.5).

L'inconvénient principal du spectrogramme reste l'impossibilité d'obtenir d'une haute résolution simultanée en temps et en fréquence. L'ajustement de la durée T_m , c'est-à-dire du nombre de points sur lequel la transformée de Fourier est calculée, est parfois délicat (par exemple pour un faible indice de modulation β , cf. §1).

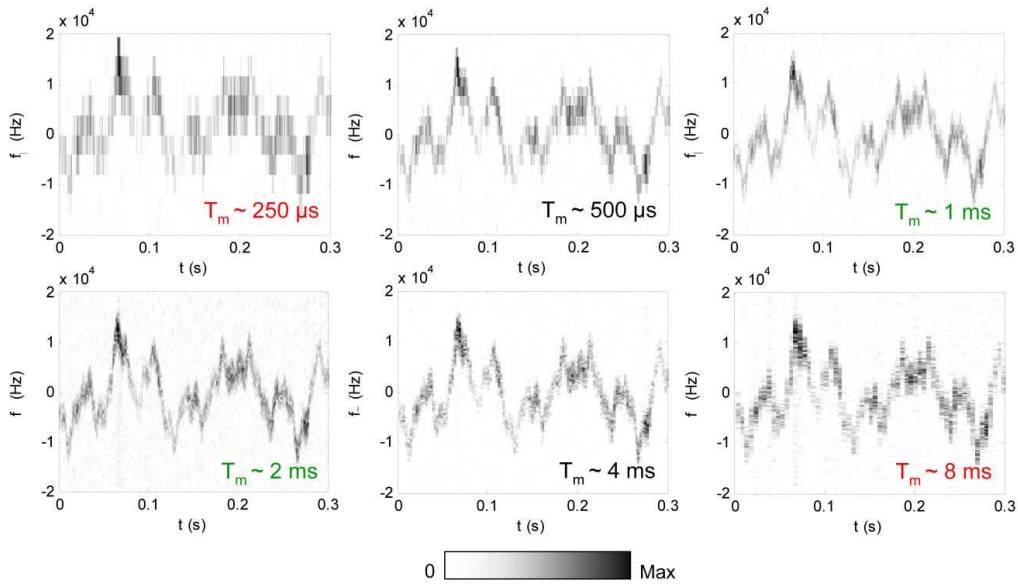


Figure III. 12 : aspect du spectrogramme pour différents choix de durées de fenêtres T_m pour le calcul du spectrogramme. Signaux simulés avec $CNR = 0$ dB dans 1 MHz, $B_{speckle} = 5$ kHz.

L'influence du choix de T_m sur le spectrogramme est illustré en Figure III. 12, sur un signal simulé avec une vibration complexe. Ajoutons que, dans une gamme de T_m acceptables afin de résoudre la vibration, d'une part, et de ne pas la sous-échantillonner, d'autre part, le SNR sur la vibration varie relativement peu (quelques dB). L'optimum se situe vers $T_m \sim 1$ ms pour toutes les conditions de bruit testées.

Au-delà du spectrogramme, il existe une multitude de « distributions » temps-fréquence, opérations de transformation qui fournissent une représentation temps-fréquence à partir du signal. Plusieurs distributions de la classe de Cohen [60] ont été testées en vibrométrie [18,61,62]. Elles sont passées en revue en Annexe 3.

On retiendra que les études précédentes et nos simulations préliminaires ont jugé certaines distributions de la classe de Cohen plus performantes que le spectrogramme dans un cas nominal ; elles sont cependant moins robustes et bien plus coûteuses en temps de calcul. C'est pourquoi nous emploierons dans les chapitres suivants le seul spectrogramme.

Détermination de la fréquence instantanée à partir d'une Représentation Temps-Fréquence

Nous passons maintenant en revue les différents moyens d'estimer la fréquence Doppler à partir d'un spectre, et donc d'une colonne de Représentation Temps-Fréquence quelconque $RTF(t,f)$. On peut les retrouver plus en détail dans [56,58,59].

La méthode la plus simple est la recherche de la position fréquentielle du maximum (notée $argmax$) :

$$\hat{f}_{inst,RTFmax}(t) = \arg \max_f (RTF(t, f)) \tag{III.35}$$

Cependant, le maximum présente un biais (discrétisation en fréquence). Par ailleurs, il se révèle très peu robuste en cas de bruit additif fort (valeurs aberrantes dues à des pics de bruit transitoirement forts) et surtout en cas de bruit multiplicatif.

Le barycentre lui est préféré pour ces différentes raisons :

$$\hat{f}_{inst,RTFbar}(t) = \frac{\int_{-B_a/2}^{+B_a/2} f RFT(t, f) df}{\int_{-B_a/2}^{+B_a/2} RFT(t, f) df} \quad (III.36)$$

La méthode du barycentre du spectrogramme est proposée en vibrométrie par Kachelmyer et al. [32] et reste très utilisée aujourd'hui. Kachelmyer et al. ont notamment montré que la courbe caractéristique SNR en fonction du CNR est beaucoup plus avantageuse que celle d'une démodulation de fréquence classique. A haut CNR, le SNR sur la vibration est 3 fois plus important.

Les avantages de cette méthode sont justement qu'elle élimine tout problème lié à la recherche d'un pic spectral et qu'elle reste moins sujette à des valeurs aberrantes à fort bruit additif. Toutefois, l'estimateur présenté comporte un biais. Si le spectre du signal, centré en f_{inst} , est complètement compris dans la bande d'analyse B_a , et le CNR instantané dans cette bande est $CNR|_{B_a}$, on a :

$$\langle \hat{f}_{inst,RTFbar}(t) \rangle = \frac{CNR|_{B_a}(t)}{1 + CNR|_{B_a}(t)} f_{inst}(t) \quad (III.37)$$

A faible CNR, la fréquence estimée est ainsi multipliée par les fluctuations du CNR. Pour éviter cela, plusieurs solutions sont possibles [59], dont le calcul du barycentre sur une bande réduite B_{red} centrée autour du maximum :

$$\hat{f}_{inst,RTFbarred}(t) = \frac{\int_{f_{max}-B_{red}/2}^{f_{max}+B_{red}/2} f RFT(t, f) df}{\int_{f_{max}-B_{red}/2}^{f_{max}+B_{red}/2} RFT(t, f) df} \quad (III.38)$$

Logiquement, si $B_{red} \ll B_a$, $CNR|_{B_{red}} \gg CNR|_{B_a}$ et le biais est notablement réduit. Cependant, en cas de bruit fort, le maximum est affecté (valeurs aberrantes), tout comme cet estimateur.

La solution la plus employée reste toutefois le barycentre à moyenne circulaire :

$$\hat{f}_{inst,RTFbarc}(t) = \frac{B_a}{2\pi} \arg \left(\int_{-B_a/2}^{+B_a/2} RFT(t, f) \exp \left(j \frac{2\pi}{B_a} f \right) df \right) \quad (III.39)$$

Les valeurs de la colonne du spectrogramme étant « enroulées » autour de l'origine du plan complexe, on cherche l'argument de leur somme. Cet estimateur ne présente aucun biais. Pour cet avantage et sa robustesse, nous le mettons en œuvre en vibrométrie continue (cf. Figure III. 13).

Zrnic [25] a cependant montré l'équivalence du barycentre circulaire du spectrogramme avec l'estimateur Autocorrelation First Lag de l'équation (III.22) :

$$\hat{f}_{inst,RTFbarc}(t) = \frac{1}{2\pi\Delta t} \arg \left(\int_{-1/2\Delta t}^{+1/2\Delta t} |STFT(t, f)|^2 \exp(j2\pi f \Delta t) df \right) \text{ si } \Delta t = \frac{1}{B_a} \quad (III.40)$$

Or, en prenant la TF inverse du spectre à court terme, on obtient bien l'autocorrélation à court terme :

$$\hat{f}_{inst,RTFbarc}(t) = \frac{1}{2\pi\Delta t} \arg \left(TF^{-1} [|STFT|^2] (\Delta t) \right) = \frac{1}{2\pi\Delta t} \arg \left(\Gamma_{i, \text{court terme}} (\Delta t) \right) = \hat{f}_{inst,AFL}(t) \quad (III.41)$$

Toutefois, force est de constater l'intérêt de passer par une représentation temps-fréquence, qui permet, outre la visualisation, de pouvoir appliquer un seuil pour réduire le bruit, de sélectionner une bande réduite autour du signal ou d'appliquer des méthodes de suivi (chapitre V). Nous étudierons donc les deux méthodes.

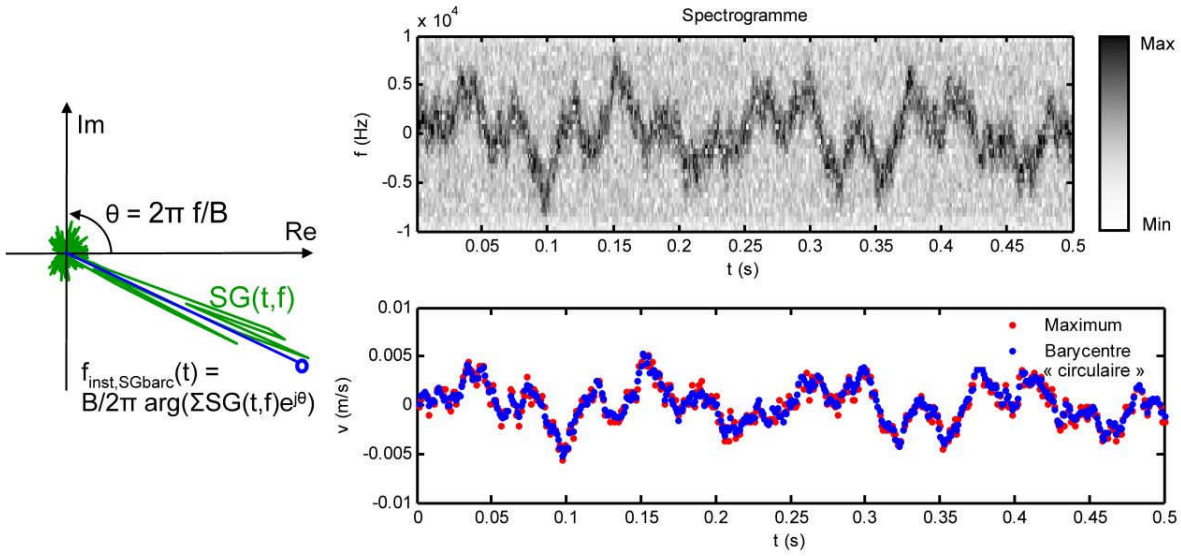


Figure III. 13 : illustration et mise en œuvre de l'estimateur de barycentre circulaire des colonnes du spectrogramme (comparé au maximum) sur un signal simulé.

La manière théoriquement optimale (d'après [58]) d'estimer la fréquence Doppler reste la recherche du maximum de corrélation entre le spectre à court terme observé et le spectre de référence. La méthode de « spectral matching » basée sur les travaux de Lee suit ce principe [56,58] :

$$\hat{f}_{inst, Lee}(t) = \arg \max_f (SG(t, f) \otimes DSP_{ref}(f)) = \arg \max_f \left(\int SG(t, f') * DSP_{ref}(f + f') df' \right) \quad (III.42)$$

où \otimes désigne l'intercorrélation. DSP_{ref} est un spectre à court terme de référence, typiquement celui du signal. En pratique, cette corrélation est réalisée grâce à un fenêtrage temporel, ce qui est équivalent. On cherche le maximum des colonnes d'un « spectrogramme de Lee » calculé de la manière suivante :

$$\hat{f}_{inst, Lee}(t) = \arg \max_f \left(\left| \int h(t') i_s(t + t') \exp(-j2\pi f t') dt' \right| \right) \text{ avec } h(t) = \Gamma_{ref}(t) = TF^{-1}[DSP_{ref}] \quad (III.43)$$

En cas de bruit de speckle, on prend donc simplement $h(t) = \exp(-B_{speckle} t^2)$.

Cette méthode est illustrée sur un signal simulé en Figure III. 14. On constate que le lissage fréquentiel du spectrogramme dû à la corrélation avec le spectre de référence permet de moyennner le bruit et de faire ressortir le signal. Pour autant, les performances de cette méthode semblent relativement similaires à celles du barycentre du spectrogramme. Notons qu'elle nécessite la connaissance préalable des paramètres du bruit multiplicatif. Elle est également plus lourde en temps de calcul que les méthodes précédentes et ce proportionnellement à la bande de speckle.

Une autre méthode est basée sur la recherche du maximum de corrélation avec le spectre de référence. Il s'agit en fait de l'estimateur du maximum de vraisemblance en présence de bruit multiplicatif sur un signal continu, mis au point par Levin, également étudié dans [56] :

$$\hat{f}_{inst, Levin}(t) = \arg \max_f (SG(t, f) \otimes (-DSP_{ref}(f))^{-1}) \quad (III.44)$$

L'estimateur du maximum de vraisemblance de Levin est systématiquement utilisé pour le traitement des signaux lidars cohérents stationnaires à forte dispersion Doppler (lidars anémomètres). Sa mise en œuvre sur nos signaux simulés ne donne cependant pas de gain notable : soit les bruits multiplicatifs

sont correctement moyennés en continu, soit la largeur spectrale changeante du signal, due à sa non-stationnarité (dérive en fréquence rapide dans les pentes de la sinusoïde) affecte notablement le résultat de cette « corrélation inverse ». Les estimateurs du maximum de vraisemblance sont en effet connus pour leur sensibilité aux écarts au modèle. Nous renonçons donc à l'implémenter en vibrométrie continue comme point de comparaison, d'autant que son temps de calcul est élevé.

Adapté à la vibrométrie impulsionnelle, toutefois, un estimateur du maximum de vraisemblance peut apporter un gain important, car les effets du bruit multiplicatif ne sont pas moyennés sur un grand nombre de mesures.

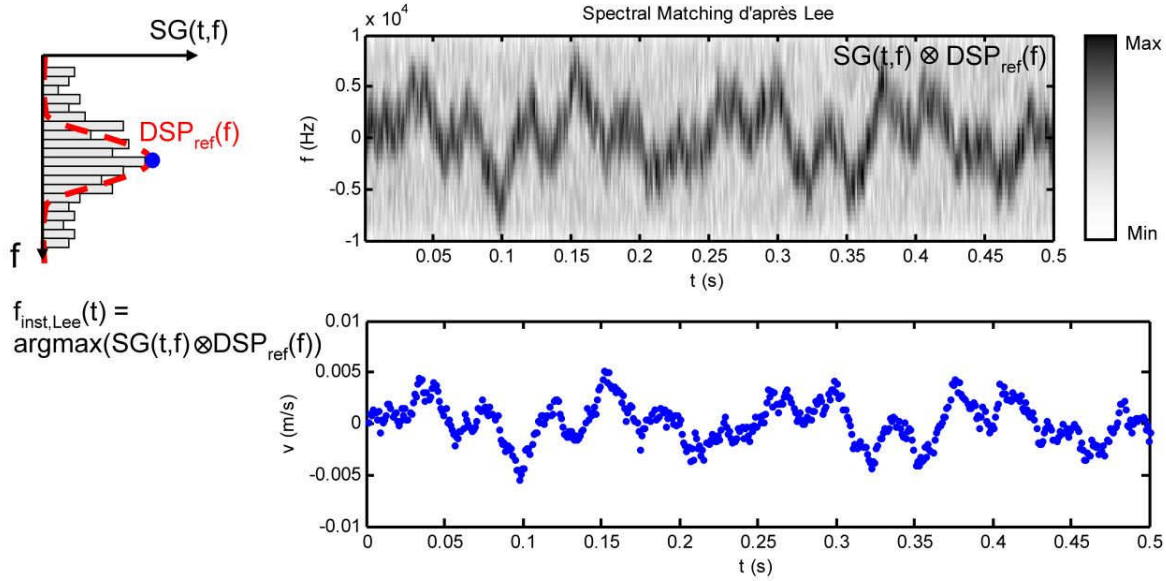


Figure III. 14 : illustration et mise en œuvre de l'estimateur de « Spectral Matching » de Lee sur un signal simulé.

3.3 ESTIMATION DE FREQUENCE INSTANTANEE EN VIBROMETRIE IMPULSIONNELLE

Nous présentons maintenant les estimateurs adaptés à la vibrométrie impulsionnelle. Pour ce mode également, il existe un estimateur basé sur la différence de phase entre les impulsions et des estimateurs spectraux.

Dans toute la suite, nous supposons que l'instant d'arrivée des impulsions est connu, puisque nous n'étudions pas ici le problème de la télémétrie. Il faut considérer qu'une détection des impulsions ou une télémétrie approximative a eu lieu préalablement à l'examen du décalage Doppler.

On peut dans ce cas ré-échantillonner le signal, pour un gain substantiel en quantité de données et rapidité de traitement.

En vibrométrie impulsionnelle, le signal (analytique) peut être considéré comme quasiment constant sur la durée d'une impulsion. On prend alors un échantillon par impulsion : la moyenne temporelle du signal lors de cette impulsion. Soit $\langle i_s \rangle_{k,p}$ la moyenne du signal lors de l'impulsion numéro p de la forme d'onde numéro k :

$$\langle i_s \rangle_{k,p} = \frac{1}{t_p} \int_{(k-1)T_s + (p-1)T_s}^{(k-1)T_s + pT_s} i_s(t) dt \tag{III.45}$$

A noter que son obtention présuppose une connaissance parfaite de l'instant d'arrivée des impulsions.

En Figure III. 15, nous illustrons l'impact de ce ré-échantillonnage sur la mesure de fréquence instantanée. On suppose implicitement que la variation de la phase intra-impulsion est trop faible pour apporter une information sur f_{inst} (en effet $t_p \sim T_S / 100$). En effet, comme le montre la transformée de Fourier du signal fenêtré sur une forme d'onde, l'ambiguïté à $1/T_S$ près pour une estimation par argument du maximum est importante. En ré-échantillonnant ainsi qu'indiqué en (III.45), on restreint implicitement le spectre à la bande d'analyse non ambiguë de largeur $B_a = 1/T_S$ correspondant à V_{amb} .

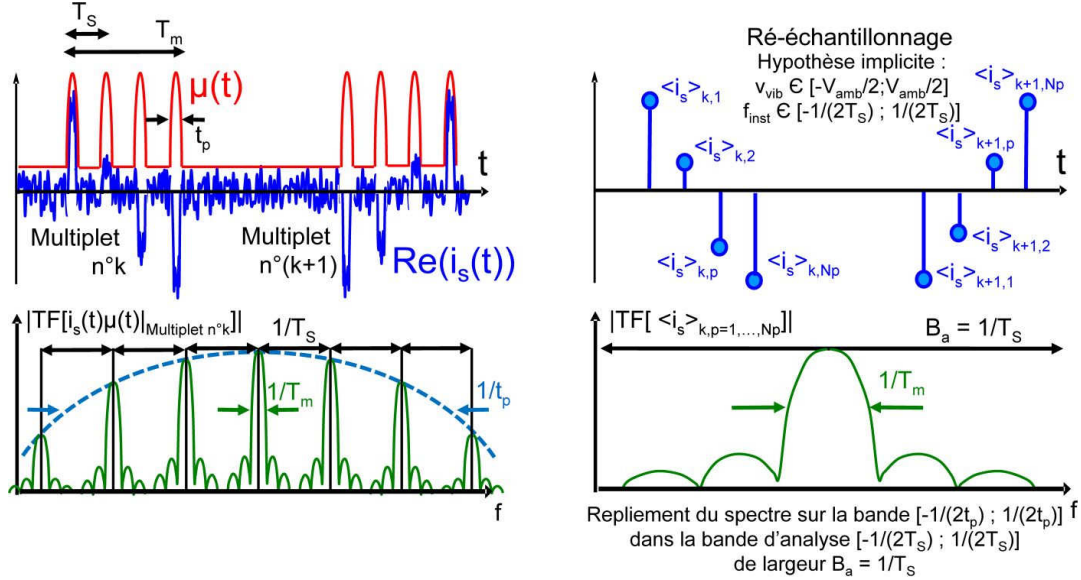


Figure III. 15 : impact du ré-échantillonnage du signal en régime impulsionnel : restriction implicite de l'intervalle de recherche de f_{inst} à $[-B_a/2 ; B_a/2] = [-1/(2T_S) ; 1/(2T_S)]$, et de v_{vib} à $[-V_{amb}/2 ; V_{amb}/2]$

3.3.1 Estimateur temporel « Poly-Pulse-Pair »

Rappelons l'estimateur Pulse-Pair introduit par [25], employé en vibrométrie impulsionnelle par doublets d'impulsions :

$$\hat{f}_{inst,PP}(t = kT) = \frac{1}{2\pi T_S} \arg(\langle i_s \rangle_{k,2} \langle i_s \rangle_{k,1}^*) \quad (III.46)$$

Il s'étend simplement au cas du multiplet, sous la forme de l'estimateur Poly-Pulse-Pair, noté $f_{inst,PPP}$, similaire à l'estimateur Autocorrelation First Lag sur les signaux continus :

$$\hat{f}_{inst,PPP}(t = kT) = \frac{1}{2\pi T_S} \arg\left(\sum_{p=2}^{N_p} \langle i_s \rangle_{k,p} \langle i_s \rangle_{k,p-1}^*\right) \quad (III.47)$$

L'estimateur Poly-Pulse-Pair est extrêmement rapide à calculer sur des multiplets d'impulsions. Un traitement temps réel est tout à fait envisageable avec cet estimateur.

Il est à noter qu'une variation peut être proposée dans le cas de multiplets irréguliers (cf. 2.2.1), grâce à une extrapolation de l'estimateur (III.31) issu de [59]. En itérant sur les différentes séparations des impulsions, de la plus petite à la plus grande : $T_{S,1}, \dots, T_{S,l}, \dots, T_{S,L}$, on obtient l'estimateur :

$$\hat{f}_{inst,PPPirr}(t = kT) = \frac{1}{L} \sum_{l=1}^L \frac{\Delta\phi_l'}{2\pi T_{S,l}} \quad (III.48)$$

avec $\Delta\phi_l'$ la différence de phase moyenne entre les impulsions séparées de $T_{S,l}$:

$$\Delta\varphi_l' = \Delta\varphi_l + \varphi_{0,l} \quad (III.49)$$

où $\Delta\varphi_l$ est la différence de phase moyenne entre les impulsions sans correction d'ambiguïté:

$$\Delta\varphi_l = \arg\left(\sum_p \langle i_s \rangle_{k,l,p} \langle i_s \rangle_{k,l,p-1}^*\right) \quad (III.50)$$

et la correction $\varphi_{0,l}$ (ordre d'ambiguïté) est déduite des déphasages observés sur les séparations plus faibles :

$$\varphi_{0,l} = 2\pi \text{Arr}\left(\frac{T_{s,l}\Delta\varphi_{l-1}' - T_{s,l-1}\Delta\varphi_l}{2\pi T_{s,l-1}}\right) \quad (III.51)$$

Cet estimateur peut constituer une alternative rapide au filtrage adapté, mais reste très sujet aux ambiguïtés en cas de bruit additif fort.

3.3.2 Estimateurs spectraux

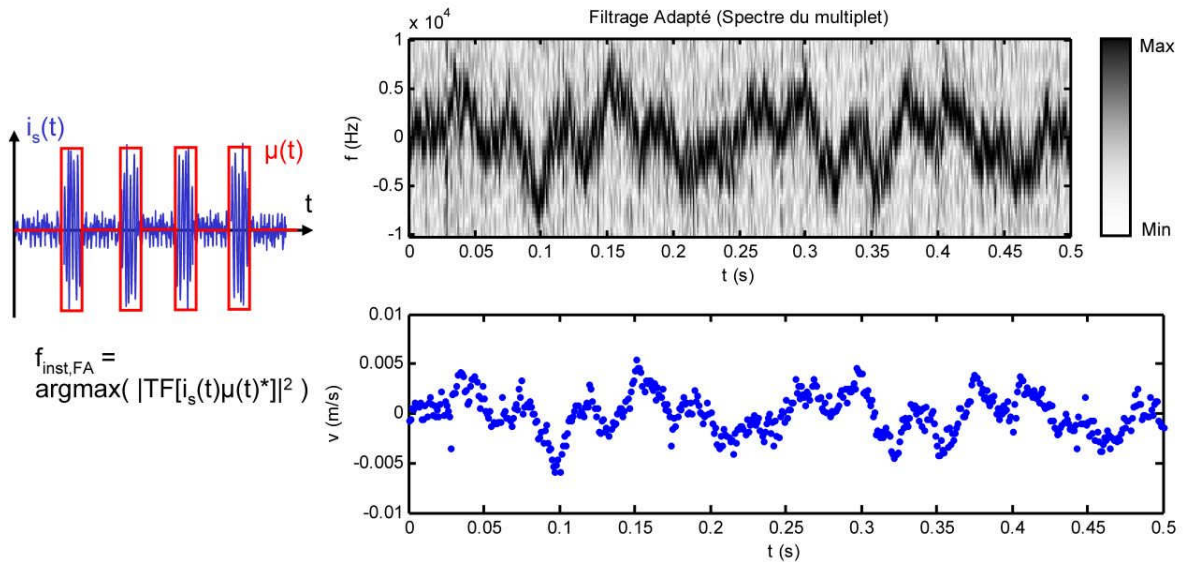


Figure III. 16 : illustration et mise en œuvre du filtrage adapté sur un signal simulé.

L'estimateur du filtrage adapté des radars (III.7) pris en $\tau = 0$ reste le moyen général d'estimer la fréquence Doppler d'une forme d'onde quelconque, et se trouve être optimal en cas de bruit additif seulement (c'est l'estimateur du maximum de vraisemblance). Il s'écrit alors :

$$\hat{f}_{inst,FA}(t = kT) = \arg \max_f \left(\int_{\text{multiplet } n^{\circ}k} i_s(t) \mu^*(t) \exp(-j2\pi ft) dt \right) \quad (III.52)$$

Pour un multiplet d'impulsions, il s'écrit, après ré-échantillonnage du signal (cf. (III.45)) :

$$\hat{f}_{inst,FA}(t = kT) = \arg \max_f \left(\sum_{p=1}^{N_p} \langle i_s \rangle_{k,p} \exp(-j2\pi fpT_s) \right) \quad (III.53)$$

Nous proposons de construire une représentation temps-fréquence en vibrométrie impulsionnelle, à partir de la fonction à maximiser vis-à-vis de la fréquence pour chaque multiplet. On obtient alors la représentation de la Figure III. 16. A noter qu'à faible échantillonnage en fréquence, on optera pour un barycentre après seuillage pour estimer la fréquence instantanée .

Rappelons que le filtrage adapté est non-optimal en présence de bruits autres qu'additif et blanc.

Nous proposons un autre estimateur spectral qui, comme le « Spectral Matching » de Lee, tient compte de la durée de corrélation limitée du signal (i.e. de la présence de bruit multiplicatif complexe). Il découle de l'estimateur « Poly-Pulse-Pair » sur plusieurs retards proposé en équation (III.25). Toutefois, pour minimiser les ambiguïtés, il semble judicieux de remplacer le moyennage des déphasages obtenus aux différents retards par un produit scalaire avec la sinusoïde complexe de fréquence f . Nous tirons de ce principe un estimateur qui s'apparente à la recherche du maximum de la TF de la fonction d'autocorrélation fenêtrée :

$$\hat{f}_{inst,TFAC}(t = kT) = \arg \max_f \left(\sum_{l=1}^{N_p-1} h(l) \exp \left(j \arg \left(\sum_{p=1}^{N_p-l} \langle i_s \rangle_{k,p+l} \langle i_s \rangle_{k,p}^* \right) - j2\pi f l T_S \right) \right) \quad (III.54)$$

On peut alors choisir comme fenêtre de pondération dans le domaine des retards, $h(l)$, la fonction d'autocorrélation de référence du signal dû au bruit multiplicatif, afin d'éviter de prendre en compte les différences de phase entre des impulsions décorréliées :

$$h(l) = \Gamma_m(lT_S) = \exp(-B_{speckle}^2 l^2 T_S^2) \quad (III.55)$$

par exemple, en cas de bruit de speckle. Nous illustrons cet estimateur en Figure III. 17.

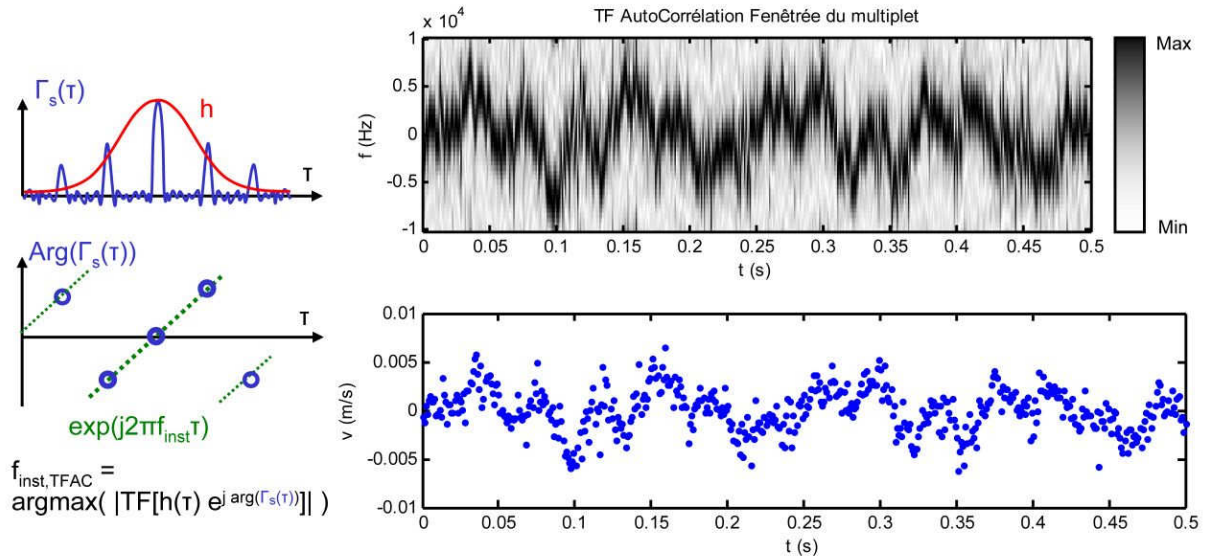


Figure III. 17 : illustration et mise en œuvre de l'estimateur TF de l'autocorrélation fenêtrée, fondée sur le même principe que l'estimateur de Lee.

Il s'apparente à la recherche du maximum de la transformée de Fourier de l'autocorrélation du signal :

$$\hat{f}_{inst,TFAC}(t = kT) \equiv \arg \max_f \left(\int h(\tau) \arg(\Gamma_{i_s, \text{multiplet } n^{\circ}k}(\tau)) \exp(-j2\pi f \tau) d\tau \right) \quad (III.56)$$

Il ne se différencie donc du filtrage adapté que par la présence de la fenêtre de référence $h(l)$.

Ses performances sont similaires à ceux du filtrage adapté, sur une réalisation du signal. Son temps de calcul est toutefois plus important.

3.4 RECAPITULATIF DES ESTIMATEURS ETUDIÉS

Les estimateurs étudiés sont rassemblés dans la Table III. 2. Pour chaque régime d'émission, continu et impulsionnel à multiplets, nous avons sélectionné trois estimateurs performants mais de principes distincts et de complexité croissante :

- le premier est de type Poly-Pulse-Pair, simple et rapide,
- le second est basé sur le spectre à court terme du signal avec estimation de la fréquence instantanée par maximum ou barycentre,
- le troisième est également un estimateur spectral, mais utilise par ailleurs une information sur le spectre de référence du signal (« spectral matching »).

En vibrométrie par doublets, seul l'estimateur Pulse-Pair sera utilisé.

	Estimateur	Equation	Notes
Continu	Autocorrelation First Lag	$\frac{1}{2\pi\Delta t} \arg \left(\sum_{k=-K}^K i_s((k+k'+1)\Delta t) i_s^*((k+k')\Delta t) \right)$	$(2K+1)$: largeur de la fenêtre, Δt : période d'échantillonnage
	Barycentre SpectroGramme	$\frac{B_a}{2\pi} \arg \left(\int_{-B_a/2}^{+B_a/2} SG(t, f) \exp \left(j \frac{2\pi}{B_a} f \right) df \right)$	B_a = bande d'analyse, $SG(t, f)$: spectrogramme
	Spectral Matching de Lee	$\arg \max_f (SG(t, f) \otimes DSP_{ref}(f))$	DSP_{ref} : spectre de référence du signal
Impulsionnel	(Poly)-Pulse-Pair	$\frac{1}{2\pi T_s} \arg \left(\sum_{p=2}^{N_p} \langle i_s \rangle_{k,p} \langle i_s \rangle_{k,p-1}^* \right)$	$\langle i_s \rangle_{k,p}$: moyenne temporelle du signal sur l'impulsion p du multiplet k
	Filtre Adapté	$\arg \max_f \left(\sum_{p=1}^{N_p} \langle i_s \rangle_{k,p} \exp(-j2\pi f p T_s) \right)$	
	TF de l'AutoCorrélation	$\arg \max_f \left(\sum_{l=1}^{N_p-1} h(l) \exp \left(j \arg \left(\sum_{p=1}^{N_p-l} \langle i_s \rangle_{k,p+l} \langle i_s \rangle_{k,p}^* \right) - j2\pi f l T_s \right) \right)$	l, L : indice et nombre maximal de retards (lags) considérés

Table III. 2 : récapitulatif des estimateurs adaptés de la littérature mis en oeuvre

La comparaison de ces estimateurs sur des signaux simulés devrait permettre d'établir le bien fondé des trois stratégies à leur base (estimation temporelle rapide, estimation spectrale ou estimation prenant en compte la durée de corrélation limitée du signal, lourde).

Remarquons toutefois qu'aucun de ces estimateurs n'est supposément optimal en présence des bruits multiplicatifs affectant le signal en lidar cohérent.

CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons présenté les formes d'ondes utilisables en vibrométrie par lidar cohérent, en nous concentrant sur les multiplets d'impulsions, dont l'intérêt a été justifié. Nous avons employé le formalisme des fonctions d'ambiguïté pour rappeler les critères de base pour le choix de

leurs paramètres. D'autres règles, spécifiques au contexte de la vibrométrie et des lidars, limitent notamment la durée des formes d'ondes.

Par la suite, nous sommes revenus sur les différentes approches à considérer pour le traitement du signal. Dans la littérature, de nombreux estimateurs existent pour l'approche classique qui passe par la détermination de la fréquence instantanée, via la dérivation de la phase du signal ou l'analyse temps-fréquence. Nous en avons sélectionné plusieurs qui seront comparés au chapitre VI.

Toutefois, l'utilisation des informations a priori disponibles sur les bruits et la vibration peut permettre à la fois une optimisation des formes d'ondes et un traitement du signal amélioré. Les chapitres IV et V proposent des solutions en ce sens.

CHAPITRE IV : BORNE DE CRAMER-RAO ET ESTIMATEUR DU MAXIMUM DE VRAISEMBLANCE

INTRODUCTION.....	94
1 ETUDE DES PERFORMANCES THEORIQUES DES MULTIPLETS D'IMPULSIONS.....	94
1.1 CALCUL DE LA BORNE DE CRAMER-RAO SUR L'ERREUR DE VITESSE	94
1.2 PERFORMANCES THEORIQUES ET SIMULEES EN FONCTION DES PARAMETRES DE LA MODULATION	98
1.2.1 Etude et validation de la borne de Cramér-Rao en cas de bruit additif seul.....	98
1.2.2 Etude du SNR maximal en cas de bruit additif et multiplicatif.....	101
1.2.3 Validation des résultats.....	103
1.3 CRITERES ETENDUS POUR LE CHOIX DES PARAMETRES DE LA MODULATION.....	106
2 ESTIMATEUR DU MAXIMUM DE VRAISEMBLANCE DE LA FREQUENCE INSTANTANEE D'UN MULTIPLET D'IMPULSIONS	108
2.1 EXPRESSION SIMPLIFIEE DE LA VRAISEMBLANCE.....	108
2.2 ESTIMATEUR DE LA FREQUENCE INSTANTANEE A PARAMETRES DE BRUITS CONNUS.....	109
2.3 PERFORMANCES SOUS FORT BRUIT DE SPECKLE.....	113
2.3.1 Comparaison à la borne de Cramér-Rao et coût calculatoire.....	114
2.3.2 Estimation et sensibilité aux paramètres de bruit.....	115
2.3.3 Réponse à un signal multi-composantes.....	116
2.4 PERFORMANCES EN PRESENCE DE BRUIT DE PHASE LASER	118
2.5 VARIANTES	119
2.5.1 Prise en compte d'une forte non-stationnarité	119
2.5.2 Estimation directe des modes de vibration	120
2.6 INTERETS ET LIMITATIONS DE L'ESTIMATEUR DU MAXIMUM DE VRAISEMBLANCE PROPOSE	122
CONCLUSION.....	123

INTRODUCTION

Ce chapitre traite successivement de l'optimisation des formes d'ondes en fonction des conditions de bruit spécifiques à la vibrométrie par lidar cohérent, et de l'estimation optimale de la fréquence instantanée du signal en présence de ces mêmes bruits.

Ces deux questions sont ici abordées théoriquement par l'étude de la fonction de vraisemblance du signal, d'après le modèle proposé au chapitre I. La fonction de vraisemblance est une fonction de probabilité conditionnelle qui décrit la probabilité d'observation des réalisations d'une variable aléatoire (le signal) en fonction de ses paramètres (les inconnues), selon un modèle de loi statistique présumé pour cette variable.

Une première partie est consacrée au calcul des performances théoriques des formes d'ondes, en fonction de leurs paramètres et des conditions de bruit. Données par la borne de Cramér-Rao, elles sont validées par quelques simulations. Leur étude permet d'établir des critères supplémentaires pour l'optimisation des formes d'ondes.

Dans une seconde partie, nous développons un estimateur du maximum de vraisemblance prenant en compte les dites conditions de bruit. Son apport est quantifié sur des signaux simulés affectés par de forts bruits multiplicatifs.

1 ETUDE DES PERFORMANCES THEORIQUES DES MULTIPLETS D'IMPULSIONS

Dans cette section, nous étudions les performances atteignables avec une émission impulsionnelle à multiplets, en fonction des paramètres de ceux-ci. Nous ne considérons plus les problèmes d'ambiguïtés (nous prenons pour hypothèse que la séparation des impulsions est correctement fixée afin de les éviter).

La borne de Cramér-Rao est dans ce cadre un outil indispensable. Dérivée à partir de la fonction de vraisemblance du signal, il s'agit d'une borne inférieure sur la variance d'une estimation (pour des estimateurs sans biais). Elle est ainsi utilisée couramment dans le domaine des radars pour prévoir la précision de mesure (en distance et vitesse) que l'on peut atteindre, pour une forme d'onde et des conditions de bruit données. Nous l'employons dans le même but ici.

Le cadre spécifique est le traitement du signal par l'approche classique, où la vitesse de vibration est estimée avant les modes de vibration. On s'intéresse à l'estimation de la fréquence instantanée f_{inst} au cours du temps (i.e. pour chaque forme d'onde, de manière indépendante) à partir du signal i_s simplifié (I.26). On emploie ce modèle incluant les bruits multiplicatifs et additif. Toutefois, sauf indication contraire, aucune modélisation globale ni même locale de l'évolution de la fréquence instantanée n'est prise en compte pour l'estimation.

Il est à noter que, du fait qu'elle est une borne inférieure, la borne de Cramér-Rao ne constitue qu'une indication des performances idéales. Ainsi, si elle peut servir à orienter le choix des paramètres de la modulation en fonction des conditions de bruit, son étude ne se substitue pas à une comparaison des formes d'ondes associées à leurs méthodes de traitement optimales, qui sera effectuée aux chapitres suivants.

1.1 CALCUL DE LA BORNE DE CRAMER-RAO SUR L'ERREUR DE VITESSE

L'erreur de distance ou de vitesse minimale sur une forme d'onde est donnée par Van Trees [63] en cas de bruit additif seul (cas d'un radar Doppler). En moyennant a posteriori les mesures sur N_{moy} formes d'ondes, on a [22] :

$$\sigma_V \geq \delta V \sqrt{\frac{2}{N_{\text{moy}}} \frac{\sqrt{1 + \text{CNR}_{\text{wf}}}}{\text{CNR}_{\text{wf}}}} \quad (\text{IV.1})$$

où δV est la résolution en vitesse (III.4) et CNR_{wf} est le CNR en énergie de la forme d'onde :

$$\text{CNR}_{\text{wf}} = \frac{E_{\text{wf}}}{\text{DSP}_{\text{bruit}}} \quad (\text{IV.2})$$

où E_{wf} est son énergie totale, et $\text{DSP}_{\text{bruit}}$ la D.S.P. du bruit de détection. Par rapport au CNR moyenné dans le temps $\text{CNR}|_B$ ou au CNR crête des impulsions $\text{CNR}_c|_B$ dans une bande B, il s'exprime :

$$\text{CNR}_{\text{wf}} = \frac{B}{\text{WRF}} \overline{\text{CNR}}|_B = N_p t_p B \text{CNR}_c|_B \quad (\text{IV.3})$$

L'évolution de cette borne avec le CNR est tracée en Figure IV. 1. Cette forme est aussi valable en distance, pour $\sigma_D/\delta D$.

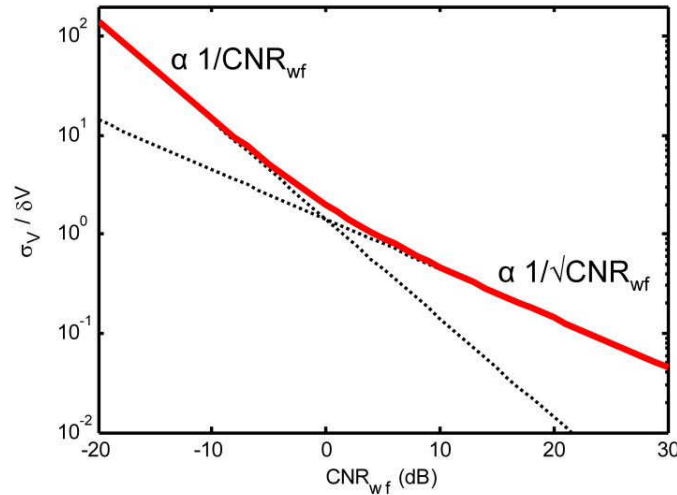


Figure IV. 1 : borne de Cramér-Rao (IV.1) sur la mesure de vitesse en fonction du CNR de la forme d'onde, en cas de bruit additif seul, d'après [63].

Cette expression (IV.1), dérivée pour les radars en cas de bruit additif seul, est valide en tant que borne inférieure de l'erreur, mais parfois peu pertinente en lidar cohérent. En effet, comme il a été vu dans les chapitres précédents, il existe en lidar des bruits multiplicatifs complexes qui font rapidement fluctuer la phase du signal, et provoquent son évanouissement. En présence de ces bruits, la borne de Cramér-Rao s'exprime de manière différente, et se trouve être supérieure à (IV.1).

Nous présentons ici son calcul, inspiré de travaux antérieurs [29,ch.IV.3], dans le cas le plus simple d'une vibration piston et d'un bruit multiplicatif complexe gaussien d'autocorrélation connue.

Pour simplifier le calcul, nous restreignons le signal à ses échantillons pour lesquels la modulation d'amplitude est non-nulle. L'information recherchée est entièrement contenue dans ceux-ci. Soit $\mathbf{i}_{s,ON}$ le vecteur formé par ces échantillons. Il s'écrit, d'après notre modèle simplifié du signal présenté en (I.32), avec une modulation d'amplitude « carrée » et une fréquence instantanée f_{inst} supposée fixe durant la durée de la forme d'onde :

$$\mathbf{i}_{s,ON} = \mu_{\text{max}} i_0 \mathbf{m}_{ON} \circ \exp(j2\pi f_{\text{inst}} \mathbf{t}_{ON}) + \mathbf{i}_{b,ON} \quad (\text{IV.4})$$

pour $t_{ON} = [(k-1)]^t \Delta t$, avec k entier tel que $\mu((k-1)\Delta t) \neq 0$. μ_{\max} est la valeur crête de la modulation d'amplitude, i_0 le module moyen du courant hétérodyne, \mathbf{m}_{ON} le bruit multiplicatif restreint aux instants « ON », f_{inst} la fréquence Doppler instantanée recherchée, et $\mathbf{i}_{b,ON}$ le bruit additif restreint aux instants « ON ». \circ désigne le produit terme à terme de deux vecteurs, et $\exp(\mathbf{A}) = [\exp(A_1) \dots \exp(A_N)]^t$ pour tout vecteur $\mathbf{A} = [A_1 \dots A_N]^t$.

Puisque les échantillons de $\mathbf{i}_{s,ON}$ suivent une distribution gaussienne centrée et ont pour matrice de covariance \mathbf{Q} , la vraisemblance du signal s'écrit :

$$L(\mathbf{i}_{s,ON}) = \frac{1}{\pi^{N_{ON}} \det(\mathbf{Q})} \exp(-\mathbf{i}_{s,ON}^H \mathbf{Q}^{-1} \mathbf{i}_{s,ON}) \quad (IV.5)$$

et sa log-vraisemblance :

$$\Lambda(\mathbf{i}_{s,ON}) = -N_{ON} \ln \pi - \ln \det(\mathbf{Q}) - \mathbf{i}_{s,ON}^H \mathbf{Q}^{-1} \mathbf{i}_{s,ON} \quad (IV.6)$$

Les éléments $Q_{k,l}$ de \mathbf{Q} sont donnés par :

$$Q_{k,l} = \mu_{\max}^2 i_0^2 \Gamma_m((k-l)\Delta t) e^{j2\pi f_{inst}(k-l)\Delta t} + \sigma_b^2 \delta(k-l) \quad (IV.7)$$

pour k et l entiers tels que $\mu((k-1)\Delta t) \mu((l-1)\Delta t) \neq 0$. Nous supposons ici que le bruit multiplicatif est dominé par le bruit de speckle. Dans ce cas, $\Gamma_m(\tau) = \exp(-B_{speckle} \tau^2)$ est la fonction d'autocorrélation du bruit multiplicatif. Toutefois, le résultat obtenu restera adaptable à tout bruit multiplicatif de paramètres connus. En posant $CNR = i_0^2 / 2\sigma_b^2$, on a :

$$Q_{k,l} = 2\sigma_b^2 \left(\mu_{\max}^2 CNR e^{-B_{speckle} (k-l)^2 \Delta t^2} e^{j2\pi f_{inst}(k-l)\Delta t} + \delta(k-l) \right) \quad (IV.8)$$

Le vecteur des paramètres inconnus dans la log-vraisemblance est donc $\theta = \{f_{inst}, CNR, B_{speckle}\}$.

La matrice d'information de Fisher représente l'information contenue dans le signal par rapport aux différents paramètres. Elle s'écrit :

$$F = \begin{bmatrix} \left\langle \frac{\partial^2 \Lambda(\mathbf{i}_{s,ON})}{\partial f_{inst}^2} \right\rangle & \left\langle \frac{\partial^2 \Lambda(\mathbf{i}_{s,ON})}{\partial f_{inst} \partial CNR} \right\rangle & \left\langle \frac{\partial^2 \Lambda(\mathbf{i}_{s,ON})}{\partial f_{inst} \partial B_{speckle}} \right\rangle \\ \left\langle \frac{\partial^2 \Lambda(\mathbf{i}_{s,ON})}{\partial f_{inst} \partial CNR} \right\rangle & \left\langle \frac{\partial^2 \Lambda(\mathbf{i}_{s,ON})}{\partial CNR^2} \right\rangle & \left\langle \frac{\partial^2 \Lambda(\mathbf{i}_{s,ON})}{\partial CNR \partial B_{speckle}} \right\rangle \\ \left\langle \frac{\partial^2 \Lambda(\mathbf{i}_{s,ON})}{\partial f_{inst} \partial B_{speckle}} \right\rangle & \left\langle \frac{\partial^2 \Lambda(\mathbf{i}_{s,ON})}{\partial CNR \partial B_{speckle}} \right\rangle & \left\langle \frac{\partial^2 \Lambda(\mathbf{i}_{s,ON})}{\partial B_{speckle}^2} \right\rangle \end{bmatrix} \quad (IV.9)$$

Les éléments de l'inverse de la matrice de Fisher donnent la borne de Cramér-Rao recherchée.

Nous renvoyons au calcul de [29] qui montre qu'il n'y a aucune information croisée entre le CNR et $B_{speckle}$ d'une part et f_{inst} d'autre part. Physiquement, ces termes agissant sur l'amplitude et la durée de corrélation du signal ne peuvent biaiser l'estimation de sa fréquence instantanée. En conséquence :

$$F = - \begin{bmatrix} \left\langle \frac{\partial^2 \Lambda(\mathbf{i}_{s,ON})}{\partial f_{inst}^2} \right\rangle & 0 & 0 \\ 0 & \left\langle \frac{\partial^2 \Lambda(\mathbf{i}_{s,ON})}{\partial CNR^2} \right\rangle & \left\langle \frac{\partial^2 \Lambda(\mathbf{i}_{s,ON})}{\partial CNR \partial B_{speckle}} \right\rangle \\ 0 & \left\langle \frac{\partial^2 \Lambda(\mathbf{i}_{s,ON})}{\partial CNR \partial B_{speckle}} \right\rangle & \left\langle \frac{\partial^2 \Lambda(\mathbf{i}_{s,ON})}{\partial B_{speckle}^2} \right\rangle \end{bmatrix} \quad (IV.10)$$

et il vient pour l'estimation de f_{inst} le coefficient de Fisher :

$$F_{11} = - \left\langle \frac{\partial^2 \Lambda(\mathbf{i}_{s,ON} / f_D)}{\partial f_{inst}^2} \right\rangle = \left\langle \frac{\partial^2 \ln \det \mathbf{Q}}{\partial f_{inst}^2} + \mathbf{i}_{s,ON}^H \frac{\partial^2 \mathbf{Q}^{-1}}{\partial f_{inst}^2} \mathbf{i}_{s,ON} \right\rangle \quad (IV.11)$$

$$F_{11} = \frac{\partial^2 \ln \det \mathbf{Q}}{\partial f_{inst}^2} + \text{tr} \left(\mathbf{Q} \frac{\partial^2 \mathbf{Q}^{-1}}{\partial f_{inst}^2} \right) \quad (IV.12)$$

où $\text{tr}(\mathbf{M})$ désigne la trace d'une matrice \mathbf{M} . Or pour toute matrice carrée \mathbf{Q} , paramétrée par θ , de déterminant non nul on a :

$$\frac{\partial \ln \det \mathbf{Q}}{\partial \theta} = \text{tr} \left(\mathbf{Q}^{-1} \frac{\partial \mathbf{Q}}{\partial \theta} \right) \quad (IV.13)$$

Par ailleurs,

$$\frac{\partial \mathbf{Q}^{-1}}{\partial \theta} = -\mathbf{Q}^{-1} \frac{\partial \mathbf{Q}}{\partial \theta} \mathbf{Q} \quad (IV.14)$$

En remplaçant dans (IV.11), on obtient pour le coefficient de Fisher :

$$F_{11} = \text{tr} \left(\left(\frac{\partial \mathbf{Q}}{\partial f_{inst}} \mathbf{Q}^{-1} \right)^2 \right) \quad (IV.15)$$

la matrice $\partial \mathbf{Q} / \partial f_{inst}$ ayant pour éléments :

$$\frac{\partial \mathbf{Q}}{\partial f_{inst} \ k,l} = j2\pi\Delta t(k-l)e^{-B_{speckle}^2(k-l)^2\Delta t^2} e^{j2\pi f_{inst}(k-l)\Delta t} \quad (IV.16)$$

L'élément de l'inverse de la matrice de Fisher correspondant à f_{inst} est directement l'inverse de ce coefficient. Nous obtenons finalement, pour la borne de Cramér-Rao sur l'erreur de vitesse, l'expression suivante qui peut être évaluée numériquement :

$$\sigma_v \geq \sigma_{v,\min} = \frac{\lambda}{2} F_{11}^{-1/2} = \frac{\lambda}{2} \text{tr} \left(\left(\frac{\partial \mathbf{Q}}{\partial f_{inst}} \mathbf{Q}^{-1} \right)^2 \right)^{-1/2} \quad (IV.17)$$

Par ailleurs, en cas de fortes variations de la valeur du CNR telles que celles créées par les fluctuations d'amplitude du signal (phénomène d'évanouissements ou « fading »), l'erreur observée

peut diverger significativement de cette borne. Elle est mieux approchée grâce au calcul proposé dans [22], à l'issue duquel l'erreur moyenne est exprimée sous la forme :

$$\langle \sigma_v \rangle^2 = \int \sigma_v(CNR)^2 p(CNR) dCNR \quad (IV.18)$$

où $p(CNR)$ est la densité de probabilité du CNR instantané de la forme d'onde. En cas de bruit de speckle dominant, il s'agit d'une loi exponentielle : $p(CNR) = 1/\langle CNR \rangle \exp(-CNR/\langle CNR \rangle)$. Cette prévision de l'erreur de vitesse ne représente alors plus une borne inférieure, mais constitue une meilleure approximation de l'erreur moyenne.

Enfin, comme pour toute mesure d'un paramètre (ici, v) dans un intervalle donné (ici, l'intervalle $]-V_{amb}/2 ; +V_{amb}/2]$ de largeur V_{amb}), il faut s'attendre à une saturation de l'erreur de vitesse à $\sigma_{v,sat} = V_{amb}/\sqrt{12}$, lorsque le bruit de mesure est tellement important que la mesure est uniformément distribuée sur l'intervalle. Ceci peut-être pris en compte dans la prévision de l'erreur de vitesse.

Afin de qualifier les formes d'ondes sous fort bruit additif, nous proposons de considérer également le SNR maximal théorique (cf. chapitre I pour la définition du SNR) obtenu connaissant la variance minimale du bruit de mesure de vitesse $\sigma_{v,min}^2$ donnée par la borne de Cramér-Rao, pour une vibration sinusoïdale de vitesse maximale $V_{amb}/2$. Nous avons effectivement :

$$SNR \leq SNR_{max} = \frac{V_{amb}^2}{8\sigma_{v,min}^2} T_{mes} WRF \quad (IV.19)$$

Ce SNR maximal qualifie les performances idéales d'une forme d'onde aussi bien que la borne de Cramér-Rao. Il est par ailleurs plus intéressant de raisonner en SNR qu'en erreur de vitesse car, du fait de la suppression du signal à fort bruit déjà mise en évidence dans [31], le SNR ne sature pas, contrairement à l'erreur de vitesse. En effet, la déléition du signal compense la saturation de l'erreur et le SNR continue à évoluer comme l'inverse de la borne de Cramér-Rao même à très faible CNR.

1.2 PERFORMANCES THEORIQUES ET SIMULEES EN FONCTION DES PARAMETRES DE LA MODULATION

Cette étude des performances en fonction des paramètres de la forme d'onde multiplet est menée en trois étapes. Nous évaluons tout d'abord la borne de Cramér-Rao en cas de bruit additif seul, ce qui permet de valider l'expression (IV.17). Nous introduisons ensuite le bruit multiplicatif et passons en termes de SNR maximal pour comparer les performances théoriques en fonction des paramètres des multiplets. Enfin, nous validons ces résultats sur des signaux simulés et constatons la nécessité de prendre en compte le caractère non-stationnaire du signal en vibrométrie.

1.2.1 Etude et validation de la borne de Cramér-Rao en cas de bruit additif seul

Nous étudions dans un premier temps la formule (IV.1) pour l'erreur de mesure de vitesse dans le cas de bruit additif seul, que nous rappelons ici :

$$\sigma_v \geq \delta V \sqrt{\frac{2}{N_{moy}} \frac{\sqrt{1+CNR_{wf}}}{CNR_{wf}}} = \frac{\lambda}{2} \frac{1}{4\pi\sigma_t} \sqrt{\frac{2}{N_{moy}} \frac{\sqrt{1+CNR_{wf}}}{CNR_{wf}}} \quad (IV.20)$$

avec :

$$\sigma_t \xrightarrow{N_p \gg 1} (T_m + T_s) / \sqrt{12} = N_p T_s / \sqrt{12}$$

Restant valable dans la plupart des cas à bruit additif dominant, elle nous permet de comparer les performances à longue portée des différentes formes d'ondes. L'étude de Gatt et al. [26] en donne les conséquences principales, auxquelles nous souhaitons néanmoins ajouter deux remarques :

- Au-delà du résultat simple de précision augmentant avec T_m , déjà vu avec les fonctions d'ambiguïté, nous notons grâce à l'expression de l'extension temporelle σ_t que deux formes d'ondes de même T_m ne se valent pas. En effet, à T_m constant, un T_S élevé donne de meilleures performances. Nous interprétons ce résultat comme l'effet du filtrage du bruit additif dans une bande d'analyse $B_a = 1/T_S$ d'autant plus étroite que T_S est grand. Augmenter T_S permet de réduire l'impact du bruit. Il est donc souhaitable de choisir T_S aussi grand que possible au-dessous de $\lambda/4v_{\max}$.
- Remarquons également une dépendance en $(\text{CNR})^{-1/2}$ à haut CNR, et en $(\text{CNR})^{-1}$ à bas CNR. Il existe donc un intérêt théorique à choisir des formes d'onde puissantes émises peu souvent par rapport à des formes d'ondes plus faibles fréquemment répétées. En effet, sous l'hypothèse de puissance moyenne fixée, si une forme d'onde est répétée N_{moy} fois, sa puissance et donc son CNR sont diminués de ce facteur. Calculons σ_V' , l'erreur de vitesse obtenue dans le cas de N_{moy} formes d'ondes répétées fréquemment avec $\text{CNR}_{\text{wf}}' = \text{CNR}_{\text{wf}}/N_{\text{moy}}$, par rapport à σ_V l'erreur de vitesse obtenue dans le cas d'une seule forme d'onde avec CNR_{wf} . Nous avons :

$$\left\{ \begin{array}{l} \sigma_V' \xrightarrow{\text{CNR}_{\text{wf}} \gg 1} \delta V \sqrt{\frac{2}{\text{CNR}_{\text{wf}}}} = \sigma_V \\ \sigma_V' \xrightarrow{\text{CNR}_{\text{wf}} \ll 1} \frac{\delta V \sqrt{2}}{\text{CNR}_{\text{wf}} / \sqrt{N_{\text{moy}}}} = \sigma_V \sqrt{N_{\text{moy}}} \end{array} \right. \quad (\text{IV.21})$$

- Ce résultat confirme une perte de précision de vitesse à bas CNR, évoluant comme la racine carrée du nombre de formes d'onde dont les mesures sont moyennées. Dans le contexte d'une puissance moyenne fixée et de formes d'ondes nécessairement courtes, il est donc théoriquement justifié d'employer une émission interrompue de formes d'ondes.

Nous validons maintenant la borne de Cramér-Rao calculée numériquement à partir de l'expression (IV.17), en cas de bruit additif seul. En Figure IV. 2, nous traçons pour commencer l'erreur de vitesse prévue par cette borne en fonction du CNR moyen dans 1 MHz ($\overline{\text{CNR}}$), sans bruit de speckle, pour des multiplets comportant un nombre différents d'impulsions : $N_p = 2$, $N_p = 20$, qui si répété à $\text{WRF} = 1$ kHz équivaut à une émission continue, et un intermédiaire à $N_p = 6$. Nous traçons également, pour validation, la valeur donnée par l'expression analytique (IV.1), ainsi que l'erreur obtenue sur un signal simulé par un estimateur classique (Poly-Pulse-Pair, cf. Chapitre III). Le signal ne comporte pas de décalage Doppler et nous prenons simplement l'écart-type de la vitesse mesurée, qui correspond forcément à une erreur. Les écarts-types sont calculés sur 6000 réalisations.

Comme attendu, les bornes analytique et numérique concordent, ce qui valide (IV.17). D'autre part, les formes d'ondes plus longues permettent une meilleure précision. Nous notons l'inflexion au CNR prévu pour une WRF de 1 kHz, qui donne $\text{CNR}_{\text{wf}} = 1000 \text{CNR}_{|1\text{MHz}}$. Toutefois, l'estimateur Poly-Pulse-Pair n'atteint pas la borne pour un grand nombre d'impulsions. Ceci permet de rappeler que la borne de Cramér-Rao n'est qu'une borne inférieure, et que seul l'estimateur du maximum de vraisemblance est asymptotiquement optimal à haut CNR. Par ailleurs, la saturation de l'erreur à $\sigma_{V\text{sat}} = V_{\text{amb}}/\sqrt{12}$ survient d'autant plus tôt que le nombre d'impulsions est grand (c'est-à-dire que la dynamique de mesure de vitesse $V_{\text{amb}}/\delta V$ est élevée).

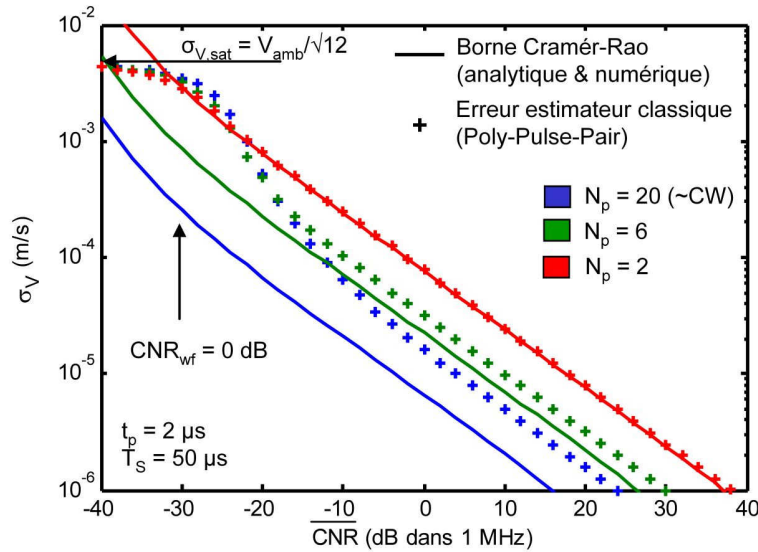


Figure IV. 2 : bornes de Cramér-Rao sur la mesure de vitesse et erreur obtenue avec un estimateur classique (Poly-Pule-Pair, cf. chapitre IV) en fonction du CNR, en cas de bruit additif seul. Noter que la borne calculée numériquement (IV.17) concorde parfaitement avec l’expression analytique (IV.1).

La saturation anticipée de l’erreur d’estimation est un phénomène important, qui est dû à des valeurs aberrantes (hors de la zone de convergence de l’estimateur), d’autant plus fréquentes que le CNR est faible et que la dynamique de mesure est large. Il est étudié par exemple dans [64] ; on donne d’ailleurs pour le prendre en compte une expression différente de la borne inférieure sur l’erreur, appelée borne de Ziv-Zakai. Il implique notamment que des formes d’ondes courtes, de mauvaise résolution en vitesse, obtiennent une erreur de vitesse comparable voir plus faible que des formes d’ondes longues, à CNR faible. Ce phénomène, expliqué en Figure IV. 4, peut conduire à un intérêt des multiplets à quelques impulsions à longue portée, ou en cas de large bande d’analyse.

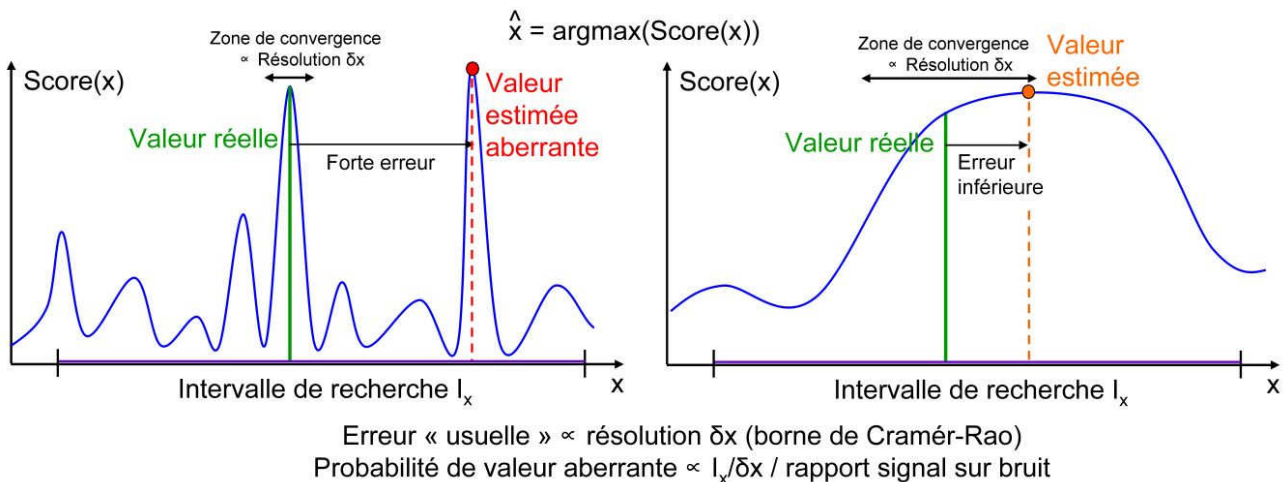


Figure IV. 3 : illustration de la plus grande probabilité de valeurs aberrantes, et donc d’erreur supérieure à la borne de Cramér-Rao, en cas de grandes dynamiques de mesure et faible CNR. Cas de l’estimation d’une quantité x par un estimateur basé sur la maximisation d’une fonction de score sur un intervalle de recherche I_x ; à gauche : bonne résolution (grande dynamique $I_x/\delta x$), mais valeurs aberrantes ($\sigma_x \rightarrow I_x/\sqrt{12}$), à droite : mauvaise résolution (faible dynamique $I_x/\delta x$), mais plus faibles erreurs ($\sigma_x < I_x/\sqrt{12}$)

Sans valeurs aberrantes, l'erreur de vitesse suit la borne de Cramér-Rao. Il est ainsi possible de minimiser leur impact en réduisant l'intervalle de recherche, grâce à des informations a priori. Cette piste est explorée au chapitre V.

1.2.2 Etude du SNR maximal en cas de bruit additif et multiplicatif

La saturation de l'erreur empêche de comparer correctement les performances des formes d'ondes à bas CNR, alors que c'est dans ce cas que l'émission impulsionnelle pourrait avoir un intérêt supplémentaire. Nous proposons donc d'étudier la caractéristique SNR_{max} (défini en (IV.19)) en fonction du CNR, car le SNR ne sature pas à fort bruit. Nous incluons maintenant le bruit de speckle, pour lequel nous choisissons une bande de 5 kHz, puis les fluctuations d'amplitude du signal qui induisent le phénomène d'évanouissement ou « fading ». La borne est tracée dans ces trois cas, pour les différents N_p choisis, en Figure IV. 4.

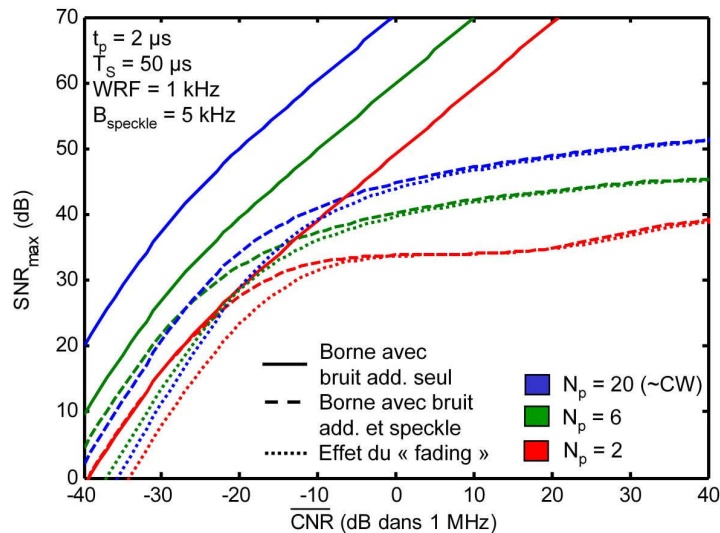


Figure IV. 4 : SNR maximum déduit des bornes de Cramér-Rao sur la mesure de vitesse en fonction du CNR moyen, en cas de bruit additif seul ou avec un bruit de speckle fort (5 kHz), et en incluant le phénomène d'évanouissement ou « fading ».

Par rapport au cas sans bruit de speckle, on constate d'abord une limitation du SNR_{max} à haut CNR, conséquence principale de la dispersion de la fréquence du signal. L'erreur de vitesse est grossièrement limitée par cette dispersion. Cependant, le résultat de [22] proposant que l'erreur tende simplement vers $\lambda B_{\text{speckle}}/2$ à fort CNR semble inexact au vu de la croissance continue du SNR si le CNR augmente ou si l'on choisit des formes d'ondes plus longues. L'autre conséquence du speckle semble être une diminution globale du SNR pour les formes d'ondes longues, par rapport au cas sans speckle. Ce n'est pas le cas avec les doublets d'impulsions. Enfin, l'introduction du phénomène d'évanouissement avec une probabilité exponentielle du CNR autour d'un CNR moyen a pour conséquence une diminution supplémentaire des performances à faible CNR. Par contre, ce phénomène a peu d'impact à fort CNR, lorsque le bruit de speckle est prédominant et limite la précision de mesure.

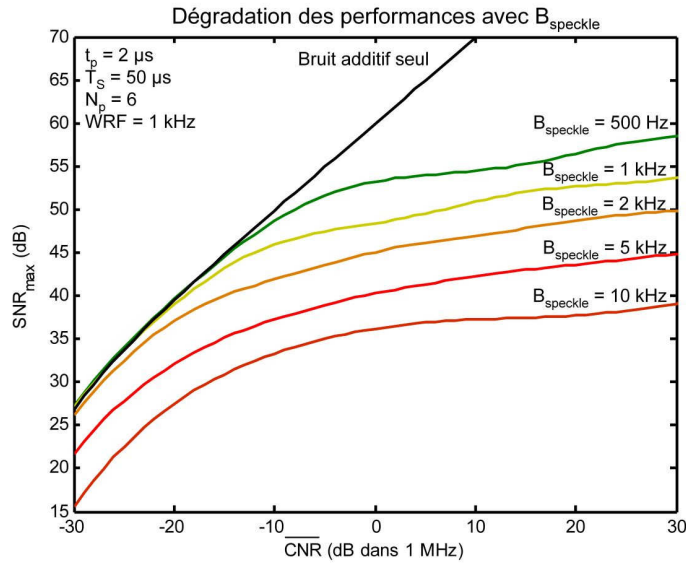


Figure IV. 5 : SNR maximum déduit des bornes de Cramér-Rao sur la mesure de vitesse en fonction du CNR moyen. Evolution avec B_{speckle} . Pour $B_{\text{speckle}} < 1/T_m$, simple limitation de la précision à haut CNR. Pour $B_{\text{speckle}} > 1/T_m$, décorrélacion de la phase entre les impulsions de la forme d'onde et dégradation globale.

En Figure IV. 5, nous étudions plus précisément comment l'augmentation du bruit de speckle (augmentation de sa bande) affecte les performances, pour un multiplet à 6 impulsions, de durée totale $T_m = 250 \mu\text{s}$. Dans [22], une augmentation importante de l'erreur de vitesse lorsque $1/B_{\text{speckle}} \rightarrow T_s$ pour les doublets est mise en évidence en simulation. Ceci se traduit également ici par une diminution globale des performances des multiplets lorsque le temps de corrélation du speckle $1/B_{\text{speckle}}$ est inférieur à leur extension temporelle. Ce seuil se situe ici à $B_{\text{speckle}} = 1/T_m = 4 \text{ kHz}$: en deçà de ce seuil, il y a une limitation du SNR seulement à haut CNR ; au-delà, le SNR_{max} est globalement diminué. Il semble que la résolution de la forme d'onde soit alors fixée non plus par σ_t mais par $1/B_{\text{speckle}}$.

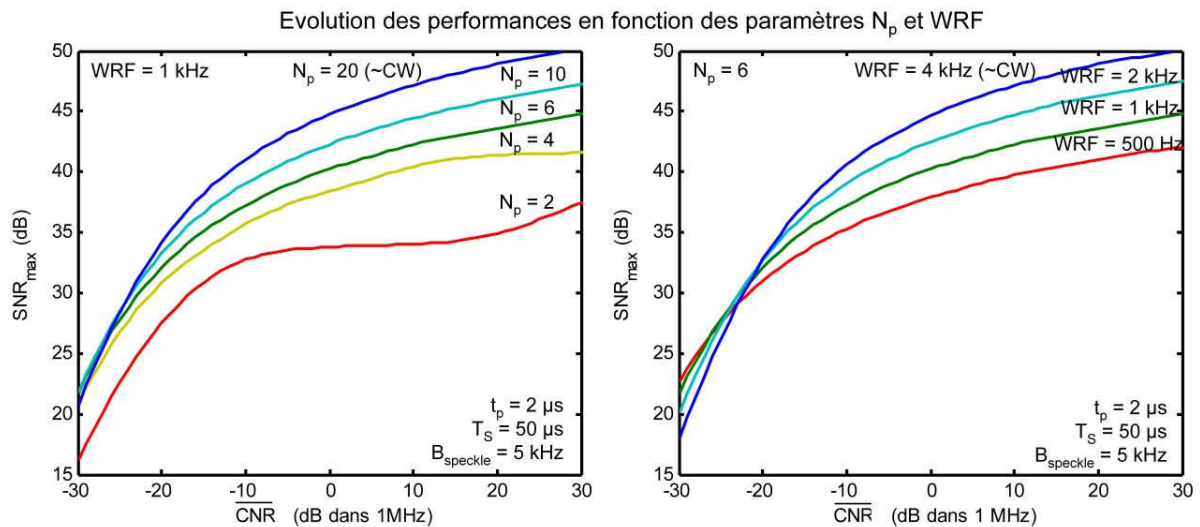


Figure IV. 6 : SNR maximum déduit des bornes de Cramér-Rao sur la mesure de vitesse en fonction du CNR, à fort speckle ($B_{\text{speckle}} = 5 \text{ kHz}$). Evolution avec les paramètres libres N_p et WRF.

En étudiant maintenant, en Figure IV. 6, l'évolution de la caractéristique SNR_{max} vs. CNR en fonction des paramètres libres de la simulation, tout d'abord en fonction de N_p (à gauche), ce phénomène est confirmé. A bas CNR, il est visible que l'extension temporelle qui compte pour la résolution en vitesse est le minimum de l'extension temporelle du multiplet et du temps de corrélation du speckle :

$$\delta V = \frac{\lambda}{2} \frac{1}{4\pi \min(\sigma_t, 1/B_{speckle})} \quad (IV.22)$$

Les formes d'ondes d'extension supérieure n'ont pas d'apport à bas CNR, mais à haut CNR le bruit de speckle ne pose pas de limite fixe. Il est en fait moyenné sur des formes d'ondes longues. Pourtant la littérature [9,22] préconisait de ne pas dépasser $1/B_{speckle}$ pour la durée d'estimation de la fréquence instantanée.

A droite de la Figure IV. 6 est étudiée l'évolution des performances en fonction de la fréquence de répétition des formes d'ondes WRF. Elle permet de comparer l'intérêt de formes d'ondes de longueur intermédiaire ($N_p = 6$) répétées à basse fréquence avec une longue interruption (WRF = 500 Hz), jusqu'au cas où une émission ininterrompue est traitée par groupes de 6 impulsions (WRF = 4 kHz). Le résultat est conforme aux attentes avec un meilleur moyennage des effets du speckle à haut WRF, contrebalancé par une meilleure robustesse au bruit additif à basse WRF. Si WRF pouvait être ajustée en fonctions des conditions de bruit, le seuil de passage d'une haute WRF à une basse WRF se situerait à un CNR_{wf} de l'ordre de 8 à 15 dB (légèrement variable suivant N_p et $B_{speckle}$). Ceci semble finalement indiquer un faible intérêt théorique (jusqu'à 5 dB en SNR seulement) pour une émission de multiplets par rapport à une émission ininterrompue, mais cette conclusion reste à confirmer sur des signaux réalistes avec un traitement du signal complet.

1.2.3 Validation des résultats

Afin de valider les résultats importants des figures IV.3 à IV.5, nous vérifions d'abord en Figure IV. 7 la concordance des bornes calculées avec les erreurs de vitesse obtenues sur des signaux simulés affectés par un fort bruit de speckle. Des signaux sans décalage Doppler sont générés, et l'écart-type de la mesure de vitesse donnée par un traitement classique (Poly-Pulse-Pair) et théoriquement optimal (estimateur du Maximum de Vraisemblance, MV) sont tracés en fonction du CNR. L'estimateur du MV, présenté et qualifié dans la seconde partie de ce chapitre, n'est ici utilisé qu'à titre de comparatif. Les écarts-types sont calculés sur 6000 formes d'ondes.

Dans tous les cas, la borne de Cramér-Rao calculée (en pointillés longs) est validée en tant que borne inférieure de l'erreur. Toutefois, elle ne permet pas toujours de prévoir correctement la valeur de l'erreur effectivement obtenue. C'est le cas notamment pour les doublets d'impulsions, qui présentent des performances générales moindres que prévu théoriquement, et à bas CNR, à cause du phénomène de saturation de l'erreur. L'extrapolation de la borne incorporant le phénomène d'évanouissement du signal n'approche pas beaucoup mieux la réalité.

Par ailleurs, nous remarquons à nouveau que le modèle adopté par [22], où l'erreur tend simplement vers $\lambda B_{speckle}/2 = 6.10^{-4}$ m/s à fort CNR, est effectivement inexact sauf dans le cas précis des doublets avec $T_S \ll 1/B_{speckle}$ et à CNR très élevé (40 dB). Il est intéressant de constater que l'estimateur du MV peut facilement obtenir une erreur inférieure, grâce à un moyennage de l'erreur au cours de formes d'ondes plus longues (pour cela, il faut cependant maintenir $T_S < 1/B_{speckle}$).

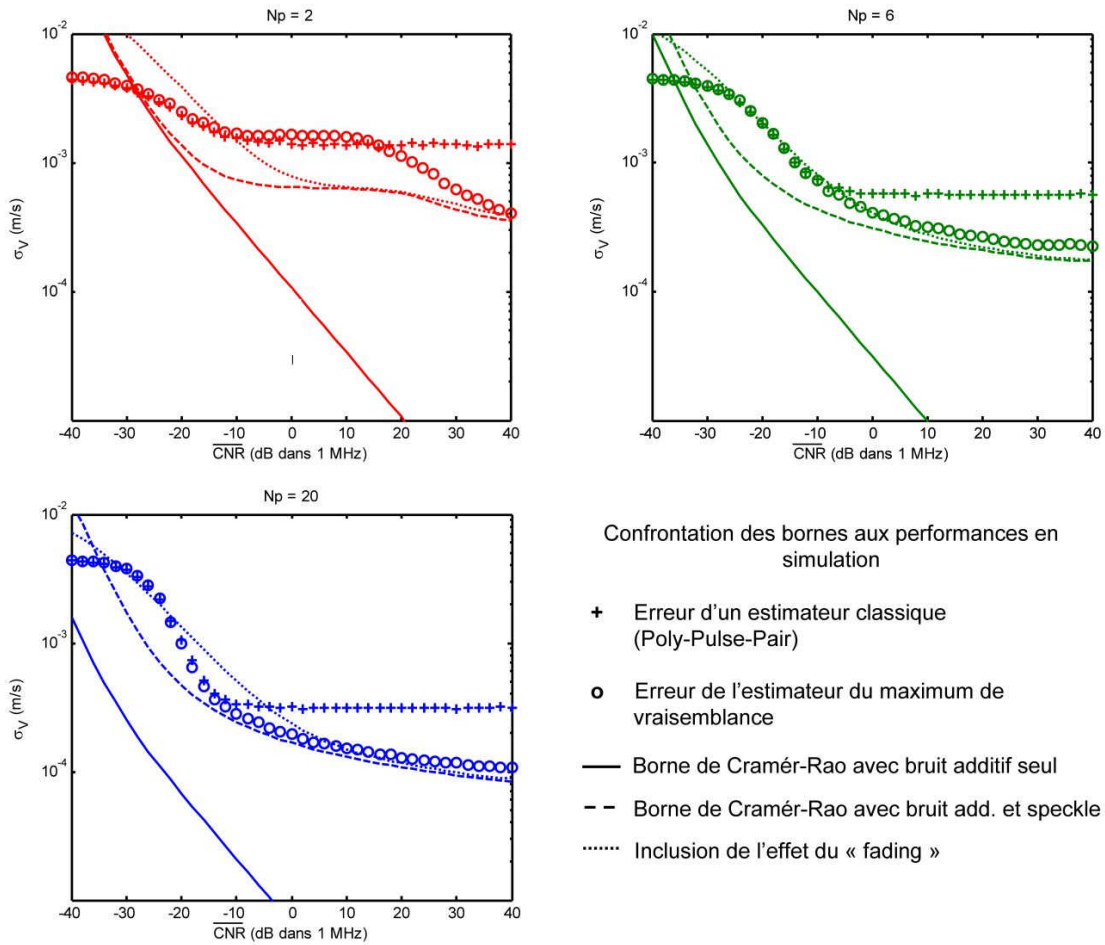


Figure IV. 7 : comparaison des bornes de Cramér-Rao sur la mesure de vitesse, et de l’erreur d’un estimateur classique et de l’estimateur du maximum de vraisemblance (cf. section suivante) en fonction du CNR.

N.B. : les bornes de Cramér-Rao ne sont plus valables à faible CNR du fait de la saturation de l’erreur donnée par les estimateurs à $V_{amb}/\sqrt{12}$.

Nous souhaitons maintenant valider les courbes caractéristiques SNR_{max} en fonction du CNR, en les comparant au SNR obtenu sur des signaux simulés. Or le SNR tel que nous l’avons défini ne peut être évalué que sur un signal comportant un décalage Doppler sinusoïdal. Il subit donc les effets de la non-stationnarité de la fréquence du signal, que nous tentons dans un premier temps de quantifier.

Nous mettons en évidence ses effets sur un signal simulé, induit par une vibration de vitesse maximale $v_{max} = 5$ mm/s et de fréquence $f_{vib} = 100$ Hz, affecté par un bruit additif uniquement. En Figure IV. 8, la variance de l’erreur sur la fréquence estimée par l’estimateur Poly-Pulse-Pair (cf. Chapitre III) avec des multiplets de N_p croissant, est étudiée sous différents CNR. Pour chaque résultat, 20 réalisations de signal (8000 formes d’ondes) sont utilisées.

Tout d’abord, en Figure IV. 8 a), on constate qu’il existe dans tous les cas un N_p optimal au-delà duquel la variance augmente, à cause de la non-stationnarité du signal (un effet de la saturation de l’erreur n’est cependant pas à exclure dès que $\sigma_f^2 > 10^5$ Hz²). Notons qu’à partir des doublets d’impulsions à $N_p = 2$, la variance diminue d’un facteur 4 à 10 en choisissant ce N_p optimal.

En Figure IV. 8 b), nous examinons l’évolution du nombre d’impulsions optimal en fonction du CNR. Nous avons proposé au chapitre III §2.1.3 que $N_{p,max} = (2\beta/\pi)^{1/2}$ était un ordre de grandeur du nombre maximal d’impulsions pour un indice de modulation β donné afin de maintenir une fréquence

Doppler stationnaire durant la forme d’onde. Ici, avec une fréquence de vibration de 100 Hz, $\beta = 130$, on a $N_{p,max} = 6,6$. On constate que cette évaluation est juste pour $CNR_{wf} \sim 0$ dB.

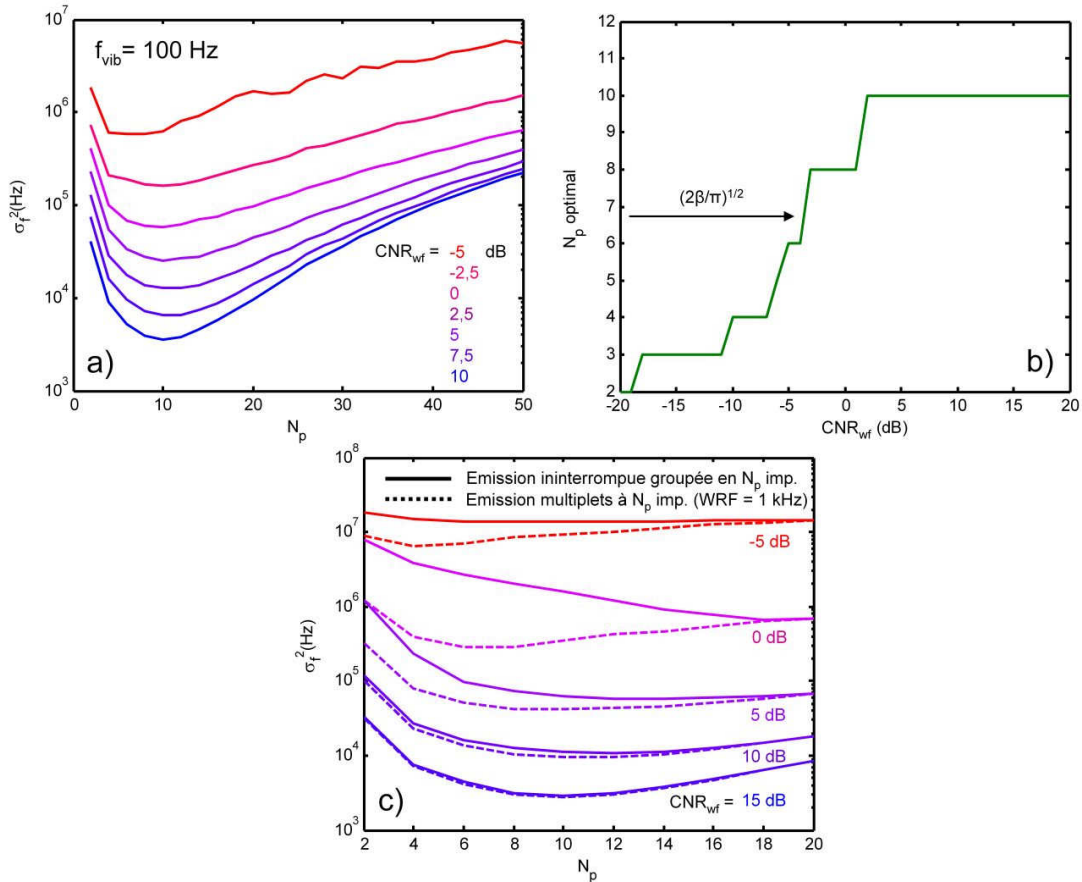


Figure IV. 8 : étude en simulation des effets de la non-stationnarité de la fréquence Doppler, avec une vibration à 100 Hz, en présence de bruit additif. a) : variance de l’estimateur Poly-Pulse-Pair pour multiplets avec N_p croissant, sous différents CNR. b) N_p optimal en fonction du CNR. c) comparaison de l’erreur d’un mutiplet de N_p impulsions et de groupes de N_p impulsions, sur total de 60.

Enfin, la Figure IV. 8 c) permet de comparer l’intérêt de l’émission de formes d’ondes courtes, des multiplets de N_p impulsions, par rapport à une émission ininterrompue mais traitée par groupes de N_p impulsions pour tenir compte de la non-stationnarité. Le raisonnement de l’équation (IV.21) peut y être vérifié : dans tous les cas, l’erreur est plus importante pour l’émission ininterrompue.

En conclusion, du fait de la non-stationnarité du signal, il n’est effectivement pas utile d’émettre des multiplets de plus de 10 impulsions, dans les conditions adoptées. De plus, il faut s’attendre à ce que, à bruit additif dominant et à faible CNR, les multiplets de quelques impulsions seulement obtiennent de meilleures performances.

En Figure IV. 9, le SNR_{max} (IV.19) prévu à partir de la borne de Cramér-Rao (IV.17) est comparé au SNR obtenu sur des signaux simulés. On suppose une vibration sinusoïdale simple à $f_{vib} = 50$ Hz. Pour chaque point, les SNR obtenus sur 20 mesures de 1 seconde sont moyennés. A gauche, tout d’abord, la comparaison est menée avec un bruit additif, entre le SNR_{max} et celui obtenu par l’estimateur Poly-Pulse-Pair, pour différents N_p . Elle permet de montrer l’impact conjoint de la non-stationnarité et de la saturation anticipée de l’erreur. La dérive de fréquence au cours du multiplet, tout comme la probabilité plus importante de valeurs aberrantes pour des formes d’ondes longues, sont en

cause dans la divergence constatée entre le SNR_{max} et le SNR simulé à bas CNR, pour les multiplets à grand N_p . Ces deux phénomènes ne sont effectivement pas pris en compte dans le calcul des bornes. Il est toutefois difficile d'en distinguer les contributions respectives ; on retiendra qu'ils induisent conjointement une diminution du SNR en CNR^2 à partir d'un certain seuil qui dépend de N_p . On constate alors un gain supérieur à 10 dB apporté à bas CNR par l'émission de multiplets courts, par rapport à une émission ininterrompue d'impulsions ou continue. Ceci peut expliquer l'argument d'une augmentation de portée présenté par [8] à l'introduction de la vibrométrie impulsionnelle.

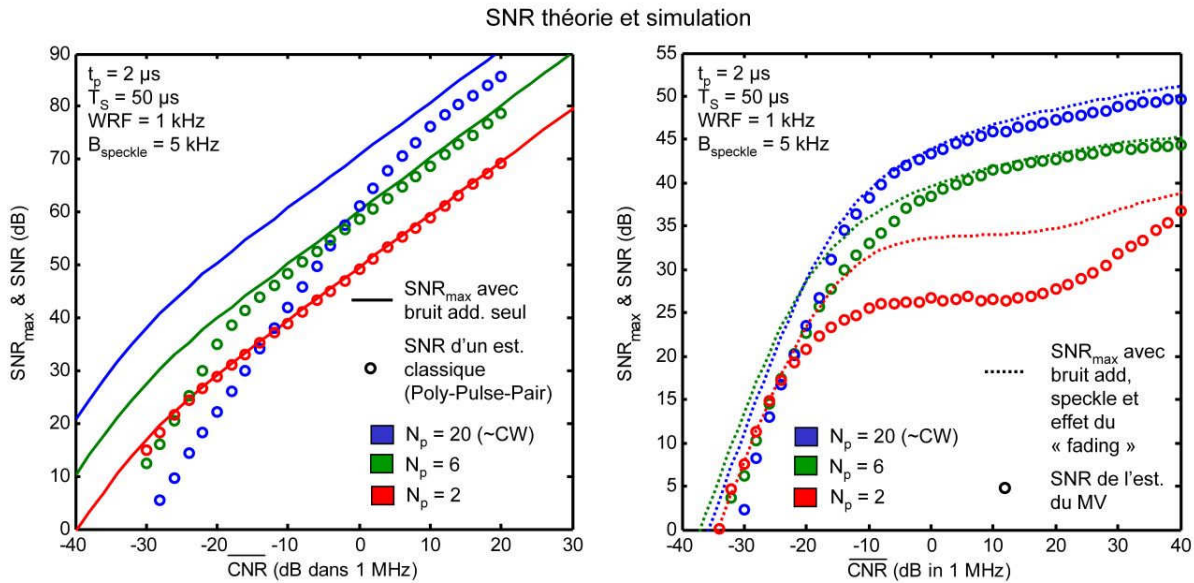


Figure IV. 9 : comparaison du SNR tiré des bornes de Cramér-Rao sur la mesure de vitesse, et de l'erreur d'un estimateur classique et de l'estimateur du Maximum de Vraisemblance (cf. section 2) en fonction du CNR.

A droite, un fort bruit de speckle ($B_{speckle} = 5$ kHz) affecte le signal. Il est cette fois-ci traité avec l'estimateur du maximum de vraisemblance. Nous constatons tout d'abord la bonne approximation globale des performances par nos prédictions. Cependant des divergences subsistent, notamment à bas CNR, dans tous les cas. Les deux phénomènes déjà cités, à savoir la non-stationnarité et les valeurs aberrantes, doivent en être responsables. Une divergence importante est également notée avec les doublets d'impulsions. Il est donc nécessaire de recourir à la simulation pour évaluer les performances réelles, ce qui est fait au chapitre VI. Toutefois, d'après ces résultats, le gain effectif apporté par l'utilisation de formes d'ondes impulsionnelles courtes semble faible (quelques dB). Ceci reste à confirmer avec un traitement optimisé, dans des conditions plus réalistes.

1.3 CRITERES ETENDUS POUR LE CHOIX DES PARAMETRES DE LA MODULATION

Nous tirons dans cette section les conclusions des résultats précédents.

Dans la Table IV. 1, nous récapitulons les « tendances » à suivre pour le choix des paramètres de la modulation, en tenant compte des informations a priori sur la vibration, indispensables, mais sans connaissance des conditions de mesure. Ces tendances sont à prendre en compte dans la limite des contraintes posées en Table III.1. Elles sont établies d'après les études antérieures [8,9].

Notons que les performances *théoriques* supérieures à WRF (et dans une moindre mesure T_s et N_p) élevés semblent pousser vers une émission ininterrompue d'impulsions, avec une séparation permettant une bande d'analyse la plus étroite possible pour éviter les ambiguïtés.

Table IV. 1: Tendances pour le choix des paramètres de la modulation, pour de meilleures performances sans connaissance des conditions de bruit, dans la limite des contraintes de la table III.2

Paramètre	Tendance (et optimum)	Raison
t_p	↓	meilleure résolution en distance δD si t_p faible
T_S	↑ $\approx 0,8 \lambda/2v_{max}$	meilleure tenue au bruit additif si bande d'analyse étroite i.e. si T_S grand, mais probabilité d'ambiguïté si v_{max} proche de $V_{amb}/2$
N_p	↑ $\approx (2\beta/\pi)^{1/2}$	meilleure résolution et moyennage du bruit multiplicatif si N_p grand N_p légèrement supérieur à $(2\beta/\pi)^{1/2}$ respecte encore stationnarité
WRF	↑	meilleur moyennage du bruit multiplicatif

Toutefois, il est intéressant de rappeler que les contraintes pratiques vont de manière générale à l'encontre des résultats de la Table IV. 1 :

- Une durée t_p faible suppose une large bande, en pratique limitée par la bande passante du détecteur et de l'acquisition du signal.
- Une séparation T_S élevée n'est pas souhaitable lorsque, comme souvent, on manque d'a priori sur la vitesse de vibration maximale de la cible.
- Un faible nombre d'impulsions (N_p) et de formes d'ondes (WRF) diminue la quantité de données et accélère le traitement du signal.

D'autre part, il est possible d'avoir une connaissance a priori des conditions de mesure, notamment de bruit, qui permettraient d'ajuster les paramètres de formes d'ondes dites « agiles » telles que celles proposées par Coherent Technologies Inc. dans [8]. Ces ajustements sont proposés en Table IV. 2.

Table IV. 2 : Tendances des paramètres de formes d'ondes multipléts agiles, en connaissance des conditions de bruit, dans la limite des contraintes de la table III.2.

Paramètre	Augmenter si	Diminuer si
t_p	-	-
T_S	CNR faible	CNR élevé mauvaise connaissance de v_{max} ou $B_{speckle} > 1/T_S$
N_p	CNR élevé $B_{speckle}$ élevé	CNR faible
WRF	CNR élevé ($CNR_{wf} > 15dB$)	CNR faible ($CNR_{wf} < 8dB$)

En connaissance des conditions de bruit, nous observons une tendance différente selon la prédominance du bruit additif ou des bruits multiplicatifs. En effet, si le bruit multiplicatif est fort et prédominant, une émission ininterrompue ($N_p T_s \rightarrow 1/WRF$) est préférable. A l'inverse, si le bruit additif est prédominant et le CNR assez faible, une émission fortement discontinue ($N_p T_s \ll 1/WRF$) est plus avantageuse. L'optimum approximatif sera donné par la borne de Cramér-Rao proposée, en prenant en compte la non-stationnarité du signal.

L'intérêt de formes d'ondes multipléts pour la vibrométrie se trouve donc clairement à longue portée, ce qui est conforté par l'étude de l'effet des aérosols vue au III.1.1.3, et les résultats de [19]. Lorsque la cible se rapproche, on adoptera une émission moins discontinue (WRF élevée).

A la suite de ces contraintes, nous nous devons de rappeler les hypothèses qui ont été prises pour les établir. Nous avons notamment supposé dans plusieurs cas une mono-vibration sinusoïdale typique, afin de choisir l'extension temporelle des multipléts, qui n'est pas contrainte autrement. Or dans beaucoup de cas la vibration est composée de multiples fréquences dans une bande large, associées à des vitesses très diverses, ce qui réfute la définition d'un indice β unique. Le choix de N_p doit par exemple être fixé par l'accélération maximale attendue.

En particulier, si la plage de vitesses couvre plusieurs ordres de grandeur, ou si la vibration induit un décalage Doppler fortement non-stationnaire, une émission continue ou impulsionnelle ininterrompue est clairement préférable à une émission en multipléts. Pour cette dernière en effet, un a priori fort sur l'ordre de grandeur des vitesses et fréquences de vibration attendues est indispensable.

2 ESTIMATEUR DU MAXIMUM DE VRAISEMBLANCE DE LA FREQUENCE INSTANTANEE D'UN MULTIPLÉT D'IMPULSIONS

Nous mettons maintenant à profit la fonction de vraisemblance du signal pour proposer un estimateur du Maximum de Vraisemblance (MV) de la fréquence instantanée, qui est théoriquement optimal à bruit modéré : l'erreur sur la vitesse qu'il estime suit la borne de Cramér-Rao calculée précédemment.

Des estimateurs du MV existent en radar (filtrage adapté) et en lidar cohérent (estimateur de Levin). Cependant, le cas de la vibrométrie par lidar cohérent présente deux spécificités majeures : 1) la présence d'un bruit multiplicatif complexe, 2) la forte non-stationnarité du signal, qui impose de travailler avec peu d'échantillons, voire en impulsionnel avec un échantillonnage irrégulier.

Nous mettons donc au point un nouvel estimateur du MV de la fréquence instantanée, adapté aux signaux courts et aux conditions de bruit spécifiques au lidar cohérent. Nous montrons comment les paramètres des bruits peuvent être estimés de manière efficace sur le signal. L'estimateur est ensuite qualifié sur des signaux simulés, afin d'évaluer son intérêt de manière préliminaire. Des variantes en sont proposées qui constituent des perspectives intéressantes.

2.1 EXPRESSION SIMPLIFIEE DE LA VRAISEMBLANCE

L'estimateur est fondé sur une expression de la vraisemblance simplifiée grâce à un changement de variable. Il se différencie de celui de Levin par ce fait, ainsi que par la supposition d'un petit nombre d'échantillons. Nous nous restreignons donc au cas d'un multiplétt d'impulsions de durée finie, mais sans présupposer sa régularité.

La vraisemblance du vecteur de données formé à partir des moyennes de chaque impulsion n^o de la forme d'onde n^o est ici calculée. Ce vecteur $\mathbf{s}_k = \{ \langle i_s \rangle_{k,p} \}^T$, pour lequel nous garderons l'indice k implicite dans la suite pour plus de clarté, est modélisé par :

$$\mathbf{s} = \mu_{\max} i_0 \mathbf{m} \circ \exp(j\varphi(\mathbf{t})) + \mathbf{b} \quad (\text{IV.23})$$

avec $\mathbf{t} = (\{1, \dots, N_p\}^T - 1) T_s$, $\mathbf{b} = \{ \langle i_b \rangle_{k,p} \}^T$ et où \circ désigne le produit élément par élément de deux vecteurs et $\exp(\mathbf{A}) = \{ \exp(A_1), \dots, \exp(A_N) \}^T$ pour tout vecteur $\mathbf{A} = \{ A_1, \dots, A_N \}^T$.

La vraisemblance de \mathbf{s} est calculée vis-à-vis des paramètres $\boldsymbol{\theta} = \{ \theta_1, \theta_2, \dots, B_{\text{speckle}}, \sigma_b \}$ de la modulation arbitraire de phase $\varphi(\mathbf{t})$, du bruit multiplicatif et du bruit additif.

Afin de simplifier le calcul, nous appliquons le changement de variable proposé par Ghogho et al. [65], qui utilise le fait que : $\mathbf{s} = \mathbf{m} \circ \exp(j\boldsymbol{\varphi}) + \mathbf{b} = [\mathbf{m} + \mathbf{b}'] \circ \exp(j\boldsymbol{\varphi})$, avec $\mathbf{b}' = \mathbf{b} \circ \exp(-j\boldsymbol{\varphi})$ toujours un bruit blanc gaussien complexe centré. Ce changement de variable nécessite cependant que le bruit additif \mathbf{n} soit tout à fait blanc dans la bande d'analyse.

En remplaçant donc \mathbf{s} par \mathbf{s}' , et en notant $i_{\max} = \mu_{\max} i_0$, nous pouvons travailler sur :

$$\mathbf{s}' = \mathbf{s} \circ \exp(-j\boldsymbol{\varphi}(\mathbf{t})) = i_{\max} \mathbf{m} + \mathbf{b}' \quad (\text{IV.24})$$

avec \mathbf{n}' statistiquement équivalent à \mathbf{n} . La vraisemblance de \mathbf{s} est égale à la vraisemblance de \mathbf{s}' . Or puisque \mathbf{s}' est de distribution gaussienne complexe centrée, en tant que somme de deux variables aléatoires de ce type \mathbf{m} et \mathbf{b}' , la vraisemblance L s'exprime :

$$L(\mathbf{s}) = L(\mathbf{s}') = \frac{1}{\pi^{N_p} \det(\mathbf{Q}_{s'})} \exp(-\mathbf{s}'^H \mathbf{Q}_{s'}^{-1} \mathbf{s}') \quad (\text{IV.25})$$

et en log-vraisemblance :

$$\Lambda(\mathbf{s}) = -N_p \ln \pi - \ln \det(\mathbf{Q}_{s'}) - \mathbf{s}'^H \mathbf{Q}_{s'}^{-1} \mathbf{s}' \quad (\text{IV.26})$$

où $\mathbf{Q}_{s'}$ est la matrice de covariance de $\mathbf{s}' = i_{\max} \mathbf{m} + \mathbf{b}'$:

$$\mathbf{Q}_{s'} = i_{\max}^2 \mathbf{Q}_m + \mathbf{Q}_{n'} = i_{\max}^2 [\Gamma_m (T_S (p - q))]_{(p,q) \in \{1, \dots, N_p\}} + \sigma_b^2 \frac{\Delta t}{t_p} \mathbf{I}_{N_p} \quad (\text{IV.27})$$

A ce stade, l'expression de la vraisemblance signifie qu'un choix approprié des paramètres de la modulation de phase supposée, $\boldsymbol{\varphi}(\mathbf{t})$, doit permettre, en démodulant le signal \mathbf{s} par $\boldsymbol{\varphi}(\mathbf{t})$, d'obtenir une variable aléatoire dont les propriétés statistiques sont celles de la somme du bruit additif et du bruit multiplicatif. Si la covariance du signal démodulé ressemble effectivement à celle prévue, $\mathbf{s}'^H \mathbf{Q}_{s'}^{-1} \mathbf{s}'$ tend vers 1 et la vraisemblance est élevée. Dans le cas contraire, $\mathbf{s}'^H \mathbf{Q}_{s'}^{-1} \mathbf{s}'$ est supérieur à 1 et la vraisemblance est plus faible.

2.2 ESTIMATEUR DE LA FREQUENCE INSTANTANEE A PARAMETRES DE BRUITS CONNUS

Notre but étant de définir un estimateur efficace mais simple de la fréquence instantanée f_{inst} , nous supposons les paramètres des bruits connus et une modulation de phase ayant cette fréquence pour seul paramètre : $\boldsymbol{\varphi}(\mathbf{t}) = 2\pi f_{\text{inst}} \mathbf{t}$. Exprimons la log-vraisemblance du signal en fonction de f_{inst} :

$$\Lambda(\mathbf{s} / f_{\text{inst}}) = -N_p \ln \pi - \ln \det(\mathbf{Q}_{s'}) - (\mathbf{s} \circ \exp(-j2\pi f_{\text{inst}} \mathbf{t}))^H \mathbf{Q}_{s'}^{-1} (\mathbf{s} \circ \exp(-j2\pi f_{\text{inst}} \mathbf{t})) \quad (\text{IV.28})$$

En mettant de côté tous les termes constants, y compris un facteur $\Delta t \sigma_b^2 / t_p$ hors de $\mathbf{Q}_{s'}$, pour voir le CNR des impulsions ($\text{CNR}_p = \text{CNR}|_B B / (N_p \text{ PRF})$) apparaître dans la matrice factorisée par ce terme, que nous notons \mathbf{Q} , nous obtenons :

$$\Lambda(\mathbf{s} / f_D) = cste - \sigma_b^2 \frac{\Delta t}{t_p} (\mathbf{s} \circ \exp(-j2\pi f_{\text{inst}} \mathbf{t}))^H \mathbf{Q}^{-1} (\mathbf{s} \circ \exp(-j2\pi f_{\text{inst}} \mathbf{t})) \quad (\text{IV.29})$$

L'estimateur du maximum de vraisemblance s'écrit donc :

$$\hat{f}_{\text{inst}, \text{MV}} = \arg \max_f \left(- (\mathbf{s} \circ \exp(-j2\pi f \mathbf{t}))^H \mathbf{Q}^{-1} (\mathbf{s} \circ \exp(-j2\pi f \mathbf{t})) \right) \quad (\text{IV.30})$$

avec :

$$\mathbf{s} = \{ \langle i_s \rangle_{k,1}, \langle i_s \rangle_{k,2}, \dots, \langle i_s \rangle_{k,N_p} \}$$

et :

$$\mathbf{Q} = \text{CNR}_p [\Gamma_m (T_S (p - q))]_{(p,q) \in [1, \dots, N_p]} + \mathbf{I}_{N_p} \quad (\text{IV.31})$$

Notons que comme le filtrage adapté, il peut être appliqué à toute forme d'onde multiplet (\mathbf{t} peut être quelconque). Il est de même applicable à n'importe quel bruit multiplicatif de covariance connue.

Comme nous l'avons dit, il est possible de voir cet estimateur comme une maximisation de la ressemblance statistique entre le signal démodulé et la somme des bruits. Une explication plus intéressante peut être trouvée en explicitant le produit matriciel :

$$\Pi(f) = -(\mathbf{s} \circ \exp(-j2\pi f \mathbf{t}))^H \mathbf{Q}^{-1} (\mathbf{s} \circ \exp(-j2\pi f \mathbf{t})) = \sum_{p,q=1}^{N_p} \mathbf{s}_q \mathbf{s}_p^* (-\mathbf{Q}_{pq}^{-1}) e^{-j2\pi(p-q)fT_s} \quad (\text{IV.32})$$

tel que :

$$\hat{f}_{inst,MV} = \arg \max_f (\Pi(f)) \quad (\text{IV.33})$$

\mathbf{Q}^{-1} sert à fixer la contribution des couples d'impulsions (p,q) dans le produit scalaire avec $\exp(j2\pi f \mathbf{t})$. On peut supposer que les coefficients sont optimaux au vu des conditions de bruit. Un exemple des matrices \mathbf{Q} et \mathbf{Q}^{-1} en cas de bruit additif et de bruit de speckle est donné en Figure IV. 10. Nous constatons notamment que l'extension de \mathbf{Q}^{-1} diminue lorsque B_{speckle} augmente. Cela indique effectivement qu'en cas de décorrélation rapide de la phase, l'estimateur privilégie le calcul sur des impulsions proches, afin de minimiser l'impact du bruit.

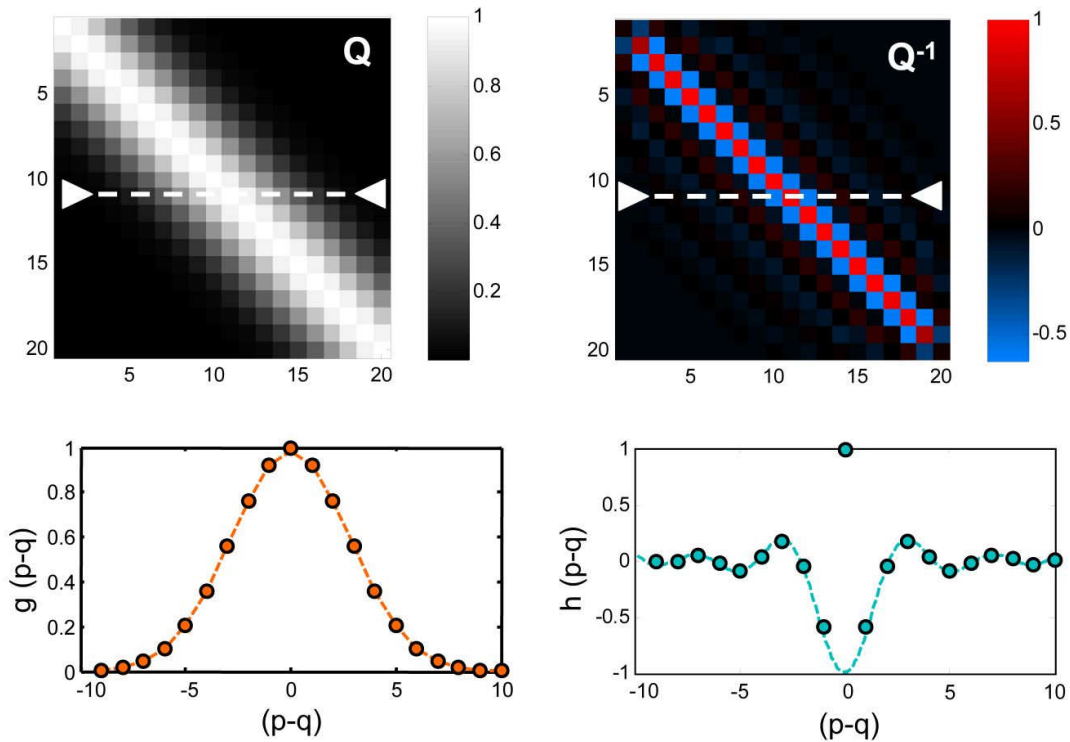


Figure IV. 10 : exemple de \mathbf{Q} et \mathbf{Q}^{-1} en cas de bruit additif (faible) et de speckle, pour $N_p = 20$.

Pour aller plus loin, on peut noter que, comme toute matrice de covariance d'une variable aléatoire stationnaire, \mathbf{Q} est de Toeplitz (formée de diagonales constantes) et symétrique, et s'écrit donc :

$$\mathbf{Q} = [g(p - q|T_s)]_{(p,q) \in (1, N_p)} \quad (\text{IV.34})$$

avec :

$$g(\tau) = CNR_p \Gamma_m(\tau) + \delta(\tau) \quad (\text{IV.35})$$

Comme démontré en détail en Annexe 5, pour un nombre d'échantillons N_p suffisamment grand devant le nombre d'échantillons corrélés, son inverse peut être calculé analytiquement. \mathbf{Q}^{-1} converge en effet vers une matrice de Toeplitz et, en définissant :

$$\mathbf{Q}^{-1} = [h(p - q|T_s)]_{(p,q) \in (1, N_p)} \quad (\text{IV.36})$$

on a la propriété :

$$h(\tau) \propto TF^{-1} \left[\frac{1}{TF[g]} \right](\tau) \quad (\text{IV.37})$$

Dans le cas $N_p T_s \gg 1/B_m$, donc, le produit matriciel de (IV.32) devient simplement :

$$\Pi(f) = \sum_{p,q=1}^{N_p} \mathbf{s}_q \mathbf{s}_p^* (-h((p - q)T_s)) \exp(-j2\pi f(p - q)T_s) \quad (\text{IV.38})$$

En définissant un signal s tel que $\mathbf{s}_p = s(pT_s)$, ceci s'écrit encore :

$$\Pi(f) = \sum_{p,q=0}^{N_p-1} s(qT_s) s(pT_s)^* (-h((p - q)T_s)) \exp(-j2\pi f(p - q)T_s) \quad (\text{IV.39})$$

On aurait donc, avec $\tau = (p - q)T_s$ et $t' = (p + q)T_s/2$, et en passant en notation continue :

$$\hat{f}_{inst, MV} = \arg \max_f \left[\int_{t'=0}^{T_m} \int_{\tau=0}^{\frac{T_m}{2}} \left| \tau - \frac{T_m}{2} \right| s(t' + \tau/2) s(t' - \tau/2)^* (-h(\tau)) \exp(-j2\pi f\tau) d\tau dt' \right] \quad (\text{IV.40})$$

Dans la limite où la largeur de h est faible devant $T_m/2 - |\tau - T_m/2|$, ce qui est justifié si $N_p T_s \gg 1/B_m$, cette expression est celle d'une distribution pseudo Wigner-Ville de fenêtre $(-h)$ lissée sur la durée de la forme d'onde. La distribution pseudo Wigner-Ville lissée est définie en Annexe 4.

La fenêtre $(-h(\tau))$ dépend effectivement des paramètres de bruit et sert à restreindre le produit scalaire avec $\exp(j2\pi f\tau)$ aux instants du signal effectivement corrélés. $h(\tau)$ ne s'exprime pas facilement. Par contre, sa transformée de Fourier $H(f)$, qui convolue la distribution de Wigner-Ville dans la dimension fréquentielle, est directement exprimée à partir des données du problème. D'après (IV.40), on a :

$$H(f) = \frac{1}{TF[g](f)} = \frac{1}{TF[CNR_p \Gamma_m(\tau) + \delta(\tau)](f)} = \frac{1}{CNR_p DSP_m(f) + 1} \quad (\text{IV.41})$$

Ceci s'identifie à l'estimateur du maximum de vraisemblance de Levin (III.39), pour les signaux continus. Toutefois, notre estimateur est le seul à être adapté aux signaux comportant un faible nombre d'échantillons, dont le spectre présente une trop faible résolution pour en chercher le maximum de corrélation avec une fonction de référence.

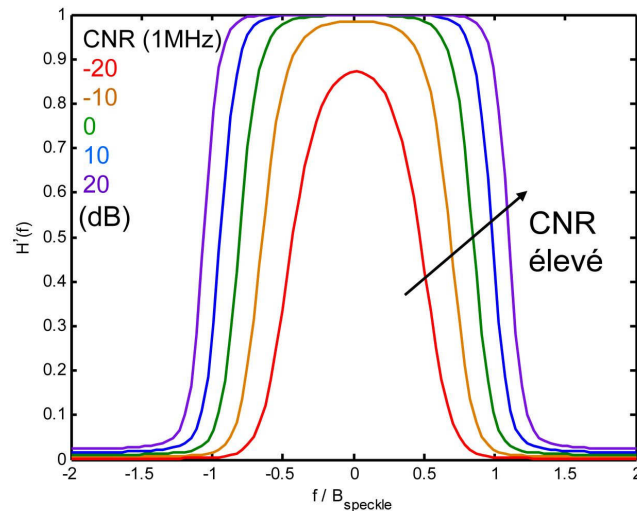
Nous étudions $H'(f) = 1 - H(f)$, qui constitue bien un noyau de convolution positif de valeur comprise entre 0 et 1. Dans le cas d'un bruit de speckle, par exemple :

$$H'(f) = 1 - \frac{1}{CNR_p DSP_m(f) + 1} = 1 - \frac{1}{CNR_p \sqrt{\pi B_{speckle}} \exp(-\pi^2 f^2 / B_{speckle}^2) + 1} \quad (IV.42)$$

Tracé en Figure IV. 11, ce noyau de convolution est, à fort CNR, quasiment rectangulaire de largeur $2 B_{speckle}$. Il permet ainsi de moyenner le profil spectral bruité sur une bande suffisante pour qu'un maximum correctement centré sur la véritable fréquence Doppler ressorte. Par contre, à faible CNR, il devient plus étroit afin de ne pas mélanger signal et bruit additif. Il tend en fait vers le spectre du bruit multiplicatif :

$$H'(f) \xrightarrow{CNR_p \ll 1} CNR_p DSP_m(f) = CNR_p \sqrt{\pi B_{speckle}} \exp(-\pi^2 f^2 / B_{speckle}^2) \quad (IV.43)$$

L'estimateur se rapproche alors du « spectral matching » de Lee (III.38).



$$H'(f) = 1 - \frac{1}{CNR_p \sqrt{\pi B_{speckle}} \exp(-\pi^2 f^2 / B_{speckle}^2) + 1} \quad h(\tau) = TF^{-1}[1 - H'(f)](\tau)$$

Figure IV. 11 : noyau de convolution $H'(f)$ associé à l'estimateur du maximum de vraisemblance, en fonction du CNR moyen dans 1 MHz.

Notons que la forme intégrale à laquelle nous avons identifié le produit matriciel comprend une intégrale temporelle destinée à lisser la transformée de Wigner-Ville sur la durée de la forme d'onde. Ceci semble logique lorsque la forme d'onde a été choisie pour que la fréquence instantanée reste stationnaire durant sa durée, afin de moyenner les effets du bruit multiplicatif. Mais cela permet aussi de lisser les phénomènes d'interférences associées à la distribution.

L'estimateur du MV correspond donc à une transformée pseudo Wigner Ville lissée. La fenêtre est adaptée à moyenner la distribution temps-fréquence dans sa dimension fréquentielle sur une largeur $2B_{speckle}$, afin de localiser précisément la fréquence centrale du signal.

Comme pour les autres estimateurs spectraux présentés au chapitre III, on souhaite représenter la vraisemblance dans l'espace temps-fréquence, afin de visualiser son résultat et de pouvoir éventuellement appliquer des méthodes de suivi de la fréquence Doppler (développées au chapitre V). Toutefois, l'échelle de la fonction de log-vraisemblance varie fortement suivant les conditions. Nous

définissons donc une vraisemblance normalisée L_{norm} , qui sera employée pour la représentation temps-fréquence (où $\Lambda_{90\%}$ est le 90^{ème} centile de la log-vraisemblance obtenue) :

$$L_{norm}(f) = \exp\left(\frac{\Lambda(f) - \Lambda_{max}}{\Lambda_{max} - \Lambda_{90\%}}\right) \tag{IV.44}$$

Ici et dans toute la suite du chapitre, nous appliquons l'estimateur à des formes d'ondes de paramètres $N_p = 6$, $T_S = 50 \mu s$, $WRF = 1 \text{ kHz}$. La Figure IV. 12 montre les représentations temps-fréquences de la vraisemblance et de la vraisemblance normalisée obtenues sur le même signal simulé. Elles sont comparées à celle du filtrage adapté.

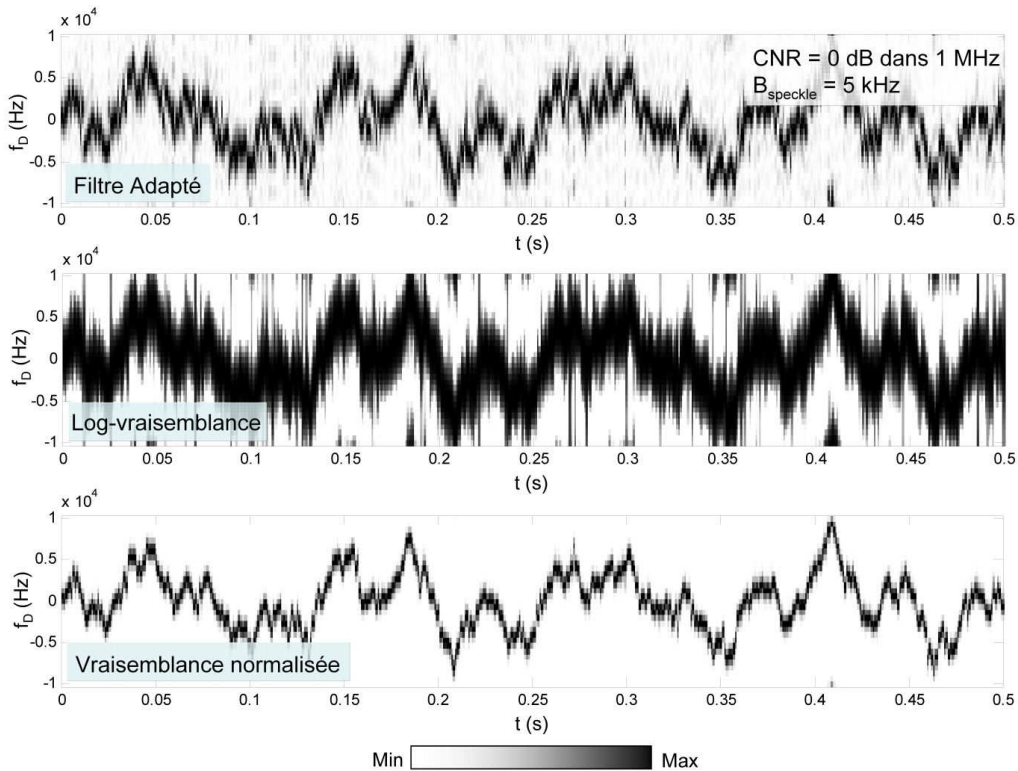


Figure IV. 12 : représentation temps-fréquence de la log-vraisemblance et de la vraisemblance normalisée, sur un signal simulé. CNR intermédiaire et $B_{speckle}$ fort. La représentation temps-fréquence de la sortie du filtre adapté est donnée en comparaison.

2.3 PERFORMANCES SOUS FORT BRUIT DE SPECKLE

Une évaluation préliminaire des performances de cet estimateur est menée sur des signaux simulés simples, comportant nominalemt un CNR élevé (20 dB dans 1 MHz) et un bruit de speckle fort (5 kHz, qui induit un temps de corrélation légèrement inférieur à la durée de la forme d'onde).

Le but est de qualifier l'estimateur par rapport à la borne de Cramér-Rao et de déterminer l'apport d'un tel traitement du signal avancé par rapport aux traitements les plus simples, représentés par l'estimateur Poly-Pulse-Pair. Dans un premier temps, les paramètres des bruits sont supposés connus a priori, puis leur estimation et la sensibilité de l'estimateur à des erreurs sur ces paramètres d'entrée est étudiée. Nous nous posons également la question de son comportement en cas de signal multi-composantes (correspondant à plusieurs cibles de vitesses différentes sous le faisceau, qui induisent des décalages Doppler différents). Il est en effet susceptible d'y répondre non-linéairement, étant basé sur la transformée de Wigner-Ville.

2.3.1 Comparaison à la borne de Cramér-Rao et coût calculatoire

On détermine l'écart-type de l'erreur de vitesse sur 1 multiplet d'impulsions par la méthode de Monte-Carlo sur 2000 réalisations d'un signal (sans décalage Doppler). L'erreur obtenue par l'estimateur du Maximum de Vraisemblance (MV) et l'estimateur Poly-Pulse-Pair (PPP) sont comparées, en fonction des paramètres des bruits, à la borne de Cramér-Rao calculée au chapitre III (eq. (III.27)).

La Figure IV. 13 présente en a) l'erreur en fonction du CNR pour $B_{\text{speckle}} = 5\text{kHz}$, et en b) en fonction de B_{speckle} , pour un CNR élevé (20 dB dans 1MHz). Nous constatons immédiatement que contrairement à l'estimateur PPP, l'estimateur proposé suit la borne de Cramér-Rao à haut CNR et fort speckle. En a), à partir d'un CNR de 0 dB environ l'erreur de l'estimateur du MV diminue significativement jusqu'à atteindre une valeur 3 fois plus faible qu'avec le traitement classique. En b), pour un CNR élevé, on constate un apport de l'estimateur du MV à partir de 1 kHz. Il ne suit toutefois la borne qu'à partir de 5 kHz, lorsque le temps de corrélation du speckle devient inférieur à la durée du multiplet.

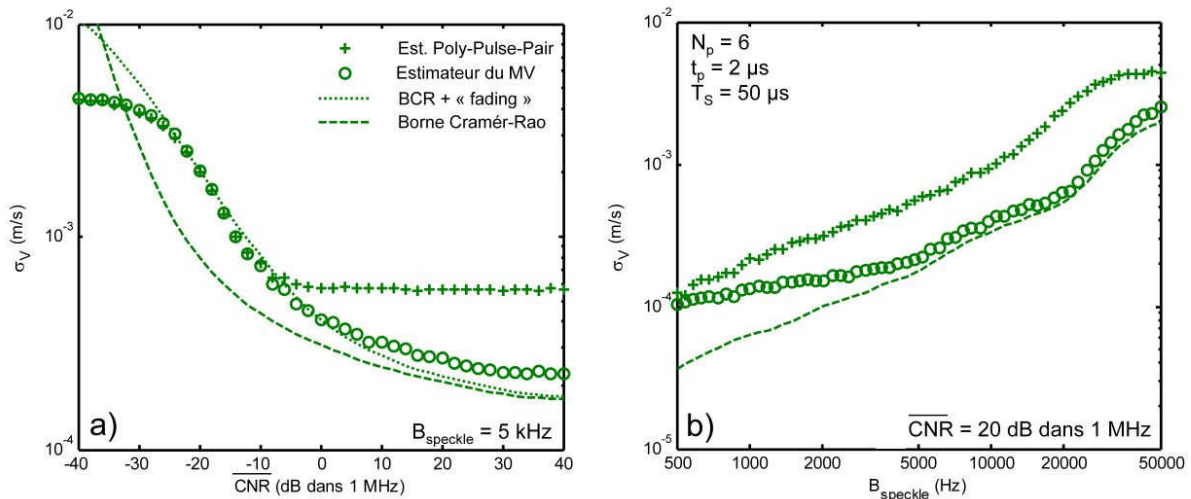


Figure IV. 13 : erreur de vitesse (écart-type) pour l'estimateur du Maximum de Vraisemblance (MV) développé et un estimateur classique (Poly-Pulse-Pair), en fonction du CNR moyen (a) et de B_{speckle} (b), comparée à la borne de Cramér-Rao. N.B. : la borne de Cramér-Rao n'est plus valable à très faible CNR du fait de la saturation de l'erreur donnée par les estimateurs à $V_{\text{amb}}/\sqrt{12}$.

L'estimateur du MV proposé permet donc potentiellement une réduction de l'erreur en cas de bruit de speckle, qui devient significative si le temps de corrélation de celui-ci est inférieur à la durée du multiplet. Cette réduction est d'autant plus importante que le CNR est élevé. A CNR plus faible, les effets du bruit additif sont par contre prédominants, et l'estimateur du MV obtient les mêmes performances qu'un estimateur classique.

Son coût calculatoire pourrait cependant le réserver aux cas où un bruit multiplicatif fort a été préalablement détecté. On a, dans le cas présenté, les temps de traitement sous Matlab suivant, pour 1000 formes d'ondes multiplets à traiter :

(Récupération impulsions)	+	Estim. PPP	Filtrage Adapté	TF AutoCorr	Estim. du MV
10 ms		5 ms	60 ms	130 ms	200 ms

En effet, l'estimateur Poly-Pulse-Pair est pratiquement instantané à mettre en œuvre, par rapport à l'estimateur du maximum de vraisemblance.

2.3.2 Estimation et sensibilité aux paramètres de bruit

Nous avons jusqu'ici présupposé la connaissance a priori des paramètres des bruits, c'est-à-dire au final CNR_p et $B_{speckle}$. Comme il a été dit en section 1.1 lors du calcul de la matrice d'information de Fisher (IV.10), il est vrai qu'il n'y a pas d'ambiguïté possible entre ces paramètres et la fréquence instantanée. Toutefois, une erreur dans ces paramètres d'entrée de l'estimateur du maximum de vraisemblance entraîne certainement une erreur supplémentaire de vitesse.

Nous nous intéressons donc à l'estimation de ces paramètres et de l'influence d'une erreur sur les performances de l'estimateur.

L'estimation du CNR est très aisée sur un signal impulsionnel, si l'on sait correctement délimiter les impulsions. Il suffit par définition de calculer le rapport de puissance entre les impulsions et le bruit hors impulsions :

$$C\hat{N}R_c \Big|_B = \frac{\langle i_{s,ON}^2 \rangle}{\langle i_{s,OFF}^2 \rangle} \text{ et } C\hat{N}R_p = C\hat{N}R_c \Big|_B \frac{B}{N_p t_p WRF} \tag{IV.45}$$

L'estimation de la bande de speckle est un peu plus complexe quant à elle, puisqu'on ne peut se fier directement à la largeur moyenne de l'autocorrélation à court terme du signal, qui semble affectée par le décalage ou la dérive Doppler, même dans son module. Elle conduit systématiquement à une mauvaise estimation de la bande de speckle.

Nous recourons donc à une autre méthode. Au vu du temps de calcul négligeable de l'estimateur PPP, nous proposons de l'utiliser pour pré-estimer le décalage Doppler, et générer le signal démodulé en fréquence s' , introduit en (IV.23). On calcule alors la moyenne de sa matrice de covariance sur toutes les formes d'ondes envoyées :

$$\hat{Q} = \left| \frac{1}{K} \sum_{k=1}^K \langle s'_k{}^H s'_k \rangle \right| \tag{IV.46}$$

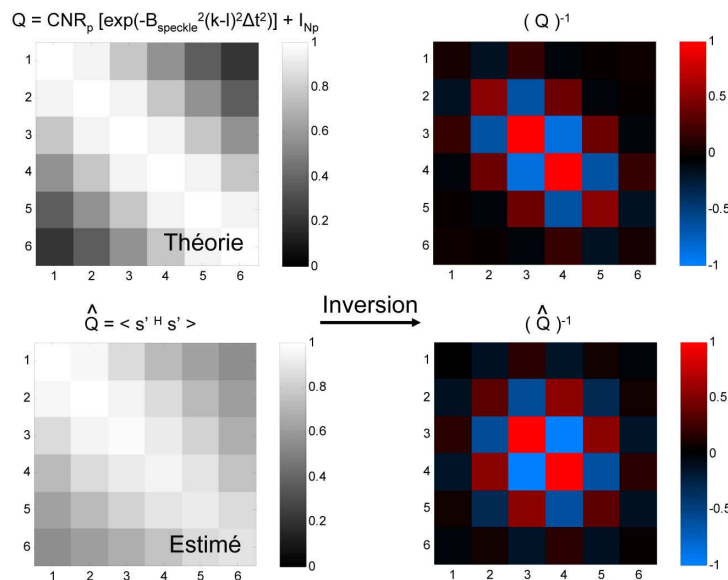


Figure IV. 14 : estimation de la matrice de covariance et de son inverse sur un signal simulé pré-démodulé grâce à l'estimateur Poly-Pulse-Pair. Accord avec la matrice de covariance théorique, à une légère sous-estimation de la bande de speckle près.

Il n'est dans ce cas plus besoin de générer une matrice de covariance de référence à partir des paramètres CNR et B_{speckle} estimés. On utilise directement la matrice de covariance moyenne, qui comprendra également les écarts au modèle tels qu'une puissance inégale des impulsions. Cette estimation prend cependant 35% du temps de calcul nécessaire à la mise en œuvre complète de l'estimateur du maximum de vraisemblance. La Figure IV. 14 compare la matrice de covariance théorique à la matrice estimée sur un signal simulé. L'accord global est correct, mais on constate une légère sous-estimation de la décorrélation, dans ce cas.

Il est possible d'extraire les paramètres CNR et B_{speckle} de la matrice estimée, pour étudier l'erreur correspondante sur ces paramètres. Cette erreur reste faible dans les conditions de bruit où l'estimateur a un intérêt, c'est-à-dire à fort CNR. Nous étudions cependant leur évolution avec la bande de speckle, en Figure IV. 15 a). Il apparaît un léger biais sur l'estimation de B_{speckle} , qui évolue d'une sous-estimation à une sur-estimation lorsque celle-ci augmente. L'écart-type de l'erreur évolue également, mais reste inférieur à 300 Hz. Le CNR ne comporte par contre pas de biais, et l'écart-type d'erreur est inférieur à 0,2 dB.

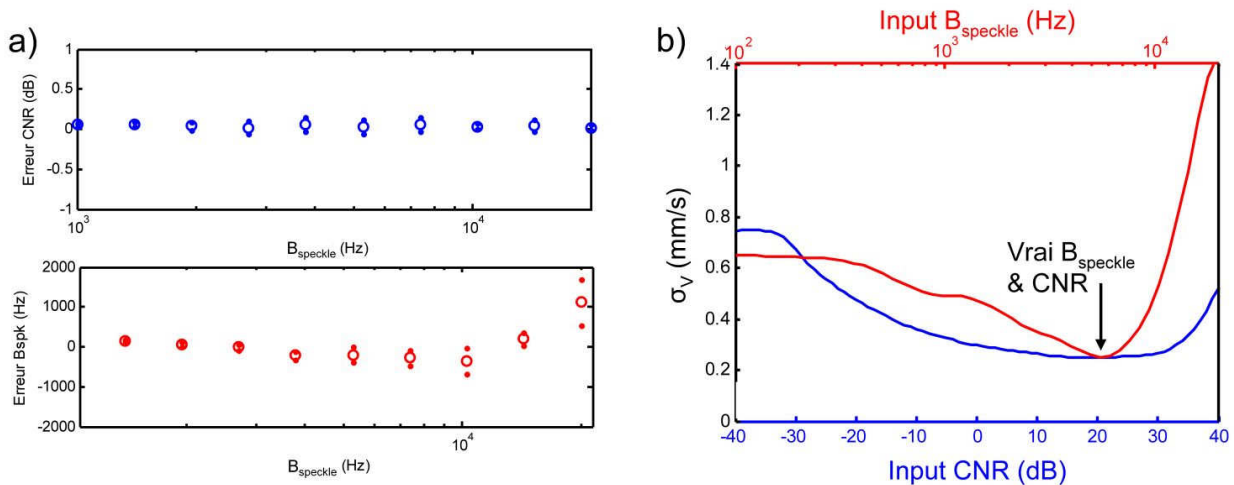


Figure IV. 15 : a) erreur moyenne (et écart-type) sur les paramètres de bruits estimés sur la matrice de covariance du signal démodulé, en fonction de B_{speckle} . b) écart-type de l'erreur de vitesse en cas de mauvaise entrée des paramètres CNR et B_{speckle} dans l'estimateur du maximum de vraisemblance.

En Figure IV. 15 b), afin de savoir si de telles erreurs sont significatives, nous traçons l'évolution de l'écart-type d'erreur de vitesse, en fonction des paramètres d'entrée de l'estimateur. Les paramètres corrects sont un CNR moyen de 20 dB dans 1 MHz et $B_{\text{speckle}} = 5$ kHz. Nous constatons que l'estimateur n'est que très peu sensible au paramètre de CNR. Il tolérera également une erreur relative sur B_{speckle} inférieure à 10%, sans que l'erreur augmente significativement.

De par ces résultats, nous concluons sur la possibilité d'utiliser simplement, dans l'estimateur du maximum de vraisemblance, une matrice de covariance estimée sur le signal pré-démodulé grâce à un estimateur primaire comme Poly-Pulse-Pair.

2.3.3 Réponse à un signal multi-composantes

L'autre question majeure reste la réponse de l'estimateur proposé à un signal comportant plusieurs fréquences. On sait effectivement que la distribution de Wigner-Ville à laquelle il a été identifié produit des termes d'interférence néfastes à l'estimation de la fréquence instantanée.

Cependant, il opère également un lissage temporel sur la durée de la forme d'onde, et fréquentiel sur une bande qui peut atteindre $2B_{\text{speckle}}$, qui sont susceptibles d'éliminer ces termes d'interférence.

Nous prenons donc un exemple concret de signal simulé à deux composantes. Les deux fréquences modales des vibrations à l'origine de ces deux signaux sont identiques et faibles. Toutefois, les vibrations sont partiellement déphasées et d'amplitude variable. C'est typiquement le cas lorsqu'un signal multi-composantes est obtenu en vibrométrie laser. La bande de speckle est réduite pour permettre tout de même la résolution des deux composantes.

Plusieurs représentations temps-fréquence de ces signaux sont comparées en Figure IV. 16, obtenues respectivement à partir du filtre adapté, dont on sait qu'il est linéaire, de la vraisemblance normalisée, et de la log-vraisemblance. Le filtre adapté sert de référence.

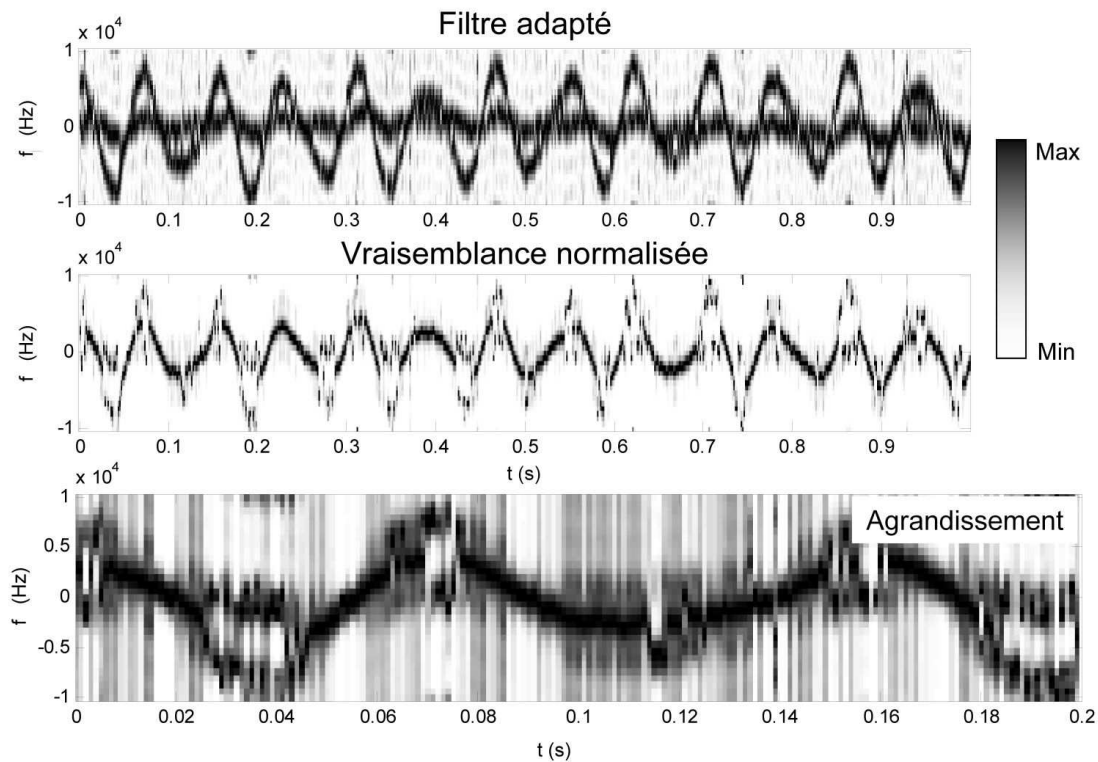


Figure IV. 16 : réponse du filtre adapté (linéaire) et de l'estimateur du maximum de vraisemblance (non linéaire) à un signal multi-composantes simulé. Dans ce cas, avec estimation de f_D par barycentre circulaire après seuillage, SNR moyen du filtre adapté : 25dB, SNR moyen estimateur proposé : 22dB.

Nous ne remarquons pas de phénomènes d'interférence, qui doivent être lissés. Cependant le noyau de convolution de l'équation (IV.41) provoque l'apparition d'un pic central fort au barycentre des deux signaux, lorsque leurs fréquences instantanées sont proches. Dans le cas contraire, le maximum de vraisemblance oscille d'un signal à l'autre suivant les fluctuations d'amplitude dues au speckle.

En calculant le SNR sur la vibration par rapport à celui obtenu avec le filtrage adapté, on constate une diminution non-négligeable de celui-ci. Cet effet sera étudié plus précisément au chapitre VI.

2.4 PERFORMANCES EN PRESENCE DE BRUIT DE PHASE LASER

L'intérêt théorique de l'estimateur proposé tient également dans son adaptabilité à différentes formes d'ondes, conditions de bruit, et modèles d'évolution de la phase du signal.

Dans un premier temps, nous expérimentons les performances de l'estimateur du maximum de vraisemblance avec un modèle de bruit n'ayant pas une autocorrélation gaussienne : le bruit de phase laser. L'estimateur peut simplement y être adapté en modifiant la matrice de covariance :

$$\mathbf{Q} = CNR_p [\Gamma_m(T_S(p-q))]_{(p,q) \in [1, \dots, N_p]} + \mathbf{I}_{N_p} \tag{IV.47}$$

avec :

$$\Gamma_m(\tau) = \Gamma_{speckle}(\tau)\Gamma_{laser}(\tau) \tag{IV.48}$$

où la fonction d'autocorrélation du speckle sera estimée comme précédemment, et celle du bruit de phase laser est modélisée de la manière suivante et calculée numériquement :

$$\Gamma_{laser}(\tau) = \exp\left(-8 \int_0^{+\infty} \sin^2(\pi f \tau) \sin^2(\pi f \Delta / c) \frac{DSP_{\delta v}(f)}{f^2} df\right) \tag{IV.49}$$

en connaissant la densité spectrale de puissance du bruit de phase émis ainsi que la différence de marche Δ entre les deux voies du lidar (cf. chapitre II §1.1).

Comme dans la section précédente, nous traçons en Figure IV. 17 l'évolution de l'erreur de vitesse lorsque le bruit de phase augmente, ici via l'augmentation de la différence de marche entre les deux voies du lidar. L'erreur obtenue par l'estimateur Poly-Pulse-Pair et la borne de Cramér-Rao sont également tracées. Les conditions de bruit sont rappelées sur la figure.

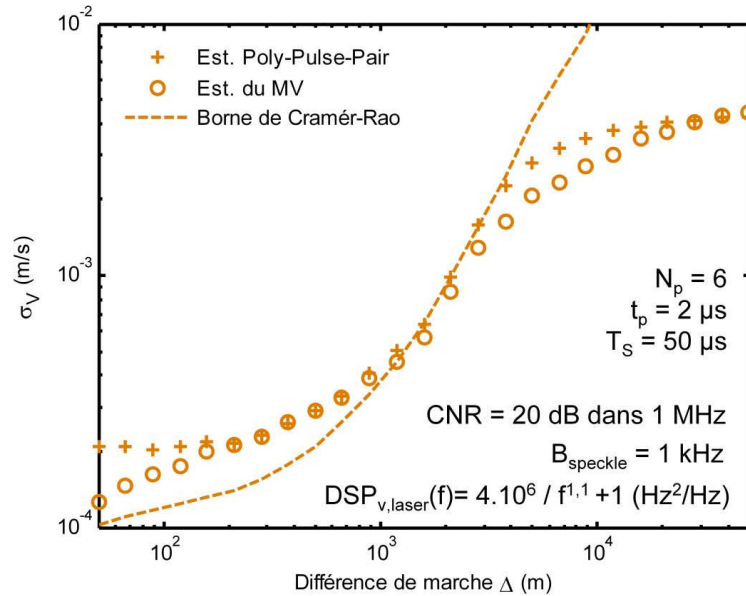


Figure IV. 17 : erreur de vitesse (écart-type) pour l'estimateur du Maximum de Vraisemblance (MV) développé et un estimateur classique (Poly-Pulse-Pair), en présence de bruit de phase laser en plus du bruit de speckle. Tracé en fonction de la différence de marche entre la voie de mesure et la voie Oscillateur Local du lidar. Comparaison à la borne de Cramér-Rao.

N.B. : la borne de Cramér-Rao n'est plus valable à fort bruit de phase du fait de la saturation de l'erreur donnée par les estimateurs à $V_{amb}/\sqrt{12}$.

Cette étude montre la supériorité générale des performances de l'estimateur du maximum de vraisemblance. Cependant, son apport est peu significatif dans ce cas. Il n'est visible que lorsque le bruit de speckle est dominant, à faible Δ , et lorsque le bruit multiplicatif fait approcher l'erreur de sa saturation. La borne de Cramér-Rao (fausse lorsque la saturation survient) indique pourtant qu'il est quasiment optimal.

Les estimateurs classiques sont donc suffisants en cas de bruit de phase laser prédominant.

2.5 VARIANTES

Nous proposons maintenant des variantes de l'estimateur du maximum de vraisemblance de la fréquence instantanée, en revenant à l'expression générale de l'équation (IV.26). Il est en effet possible d'estimer les paramètres de n'importe quelle fonction de phase modulant le signal.

Ceci peut être employé pour résoudre le problème rencontré par l'estimateur en cas de signal fortement non-stationnaire, qui provoque une variation de la fréquence instantanée lors de la forme d'onde.

Nous étudierons également la possibilité d'en faire un estimateur paramétrique des modes de vibration, comme évoqué au chapitre III (§3.1).

2.5.1 Prise en compte d'une forte non-stationnarité

L'estimateur du maximum de vraisemblance est connu pour sa forte sensibilité aux écarts au modèle de signal présupposé pour sa conception. Une variation importante de la fréquence instantanée du signal durant la forme d'onde constitue un tel écart au modèle, qui supposait une fréquence fixe. Cela est susceptible de se produire en vibrométrie laser, car les signaux sont parfois fortement non-stationnaires. L'inclusion au modèle d'une possibilité de dérive de la fréquence durant la forme d'onde permet donc, en théorie, de rendre plus robuste l'estimateur de vraisemblance dans ce cas de figure.

Pour cette première variante, nous reprenons (IV.26) en supposant une modulation de phase dans \mathbf{s}' provoquée par une évolution linéaire de la fréquence de la forme $f_{\text{inst}}(t) = f_0 + a t$. Cela constitue une résolution au premier ordre du problème. Il faudra alors procéder à une estimation conjointe des deux paramètres :

$$(\hat{f}_0, \hat{a})_k = \arg \max_{f_0, a} \left(-\mathbf{s}'_k{}^H \mathbf{Q}^{-1} \mathbf{s}'_k \right) \quad (\text{IV.50})$$

$$\mathbf{s}'_k = \mathbf{s}_k \circ \exp(-j2\pi(f_0(\mathbf{t} - t_0) + a(\mathbf{t} - t_0)^2 / 2)) \quad (\text{IV.51})$$

A noter que pour éviter une ambiguïté entre f_0 et a , il faut définir f_0 comme la fréquence instantanée à l'instant « central » de la forme d'onde : $t_0 = \int \mu(t) dt$.

Le coût calculatoire de l'estimateur est grossièrement multiplié par le nombre de valeurs proposées pour la dérive a ; c'est là son principal défaut. Pour le réduire, on peut utiliser un *a priori* sur a donné par l'estimateur basique (Poly-Pulse-Pair) qui aura déjà démodulé le signal pour évaluer la matrice de covariance \mathbf{Q} . En se basant sur les M_p modes de vibration principaux, déjà identifiés par la démodulation basique, on peut proposer un domaine de valeurs restreint autour de la dérive correspondant à ces modes :

$$\hat{a}_0 = -\frac{4\pi}{\lambda} \sum_{m=1}^{M_p} \hat{f}_{\text{vib},m} \hat{v}_{\text{vib},m} \sin(2\pi \hat{f}_{\text{vib},m} t + \hat{\phi}_m) \quad (\text{IV.52})$$

Ainsi, l'estimateur du maximum de vraisemblance pourra détecter les modes de vibrations les plus faibles, auparavant invisibles à cause d'un bruit de speckle fort.

2.5.2 Estimation directe des modes de vibration

Nous évaluons maintenant un estimateur paramétrique des modes de la vibration, directement à partir du signal. Hill et al. [9] rappellent qu'aucune méthode de démodulation n'a encore été proposée en vibrométrie laser (à leur connaissance) qui emploie des *a priori* sur la nature sinusoïdale des vibrations ; c'est cependant selon eux la manière optimale de procéder. Lavielle & Lévy-Leduc [54] avaient en fait déjà proposé une méthode semi-paramétrique basée sur la détection des raies de Bessel sur le spectre du signal, mais qui n'est absolument pas applicable en présence de bruit multiplicatif dont la bande dépasse la fréquence des vibrations. C'est également le cas de la « décomposition FM » de Setlur et al. [66].

L'estimateur (IV.30) prend en compte la présence de bruit multiplicatif. Modifié pour rechercher une modulation sinusoïdale de la fréquence sur un grand nombre de formes d'ondes, il serait donc optimal dans le cadre du problème posé : adapté à un signal spectralement large, robuste à un fort bruit additif, non affecté par des évanouissements du signal.

Pour cette seconde variante, nous prenons cette fois-ci comme fonction de phase dans s' de (IV.26) le modèle complet de la modulation de phase causée par une vibration sinusoïdale, et exprimons la vraisemblance du signal complet comme la somme de celles de toutes les forme d'onde :

$$(\hat{f}_{vib}, \hat{v}_{max}, \hat{\phi}) = \arg \max_{f_{vib}, v_{vib}, \phi} \left(- \sum_k \underbrace{(\mathbf{s}_k \circ \exp(-j2\pi\varphi_{vib}(kT + t)))^H \mathbf{Q}^{-1} (\mathbf{s}_k \circ \exp(-j2\pi\varphi_{vib}(kT + t)))}_{\Pi_k} \right) \quad (IV.53)$$

avec :

$$\varphi_{vib}(t) = \frac{2v_{max}}{\lambda f_{vib}} \sin(2\pi f_{vib} t + \phi) \quad (IV.54)$$

Le choix de cette vibration pourtant simple nécessite néanmoins une optimisation de la vraisemblance sur trois paramètres, et donc déjà très lourde.

Nous en resterons à ce modèle de vibration, car la supposition de multiples modes rend l'optimisation irréalisable en pratique. L'estimateur qui en découle n'est donc plus l'estimateur du maximum de vraisemblance des modes. Cependant, il semble être un bon compromis, car, comme nous allons le voir, la fonction de pseudo-vraisemblance présente des maxima locaux pour chaque mode de vibration effectivement présent.

En revenant à l'analogie présentée en (IV.41) avec l'estimateur de Levin, le terme de produit matriciel s'identifie à la corrélation entre la distribution pseudo-Wigner-Ville lissée (cf. Annexe 3) et un noyau H qui s'exprime comme l'inverse du spectre de référence :

$$\begin{aligned} \Pi_k &\equiv_{\varphi(t)=2\pi f t} SPWV[s](kT, f) * H(f) \\ &= \int SPWV[s.e^{-j2\pi f t}](kT, f') H(f') df' \end{aligned} \quad (IV.55)$$

Cette expression sous forme de recouvrement entre le « spectre de Wigner-Ville du signal démodulé » et H était valable pour une fonction de phase linéaire, et elle l'est aussi pour une fonction de phase quelconque :

$$\Pi_k \equiv \int SPWV[s.e^{-j2\pi\phi(t)}](kT, f')H(f')df' \tag{IV.56}$$

La pseudo-log-vraisemblance s'identifie donc ici à l'opposé de la somme sur toutes les formes d'ondes du recouvrement entre le spectre du signal démodulé et le noyau H :

$$\Lambda \equiv -\int \int SPWV[s.e^{-j2\pi\phi(t)}](t, f')H(f')df'dt \tag{IV.57}$$

La Figure IV. 18 illustre l'évolution de ce recouvrement lorsque la modulation de phase supposée s'approche de la modulation de phase réelle. On constate que dès lors que la démodulation réduit l'extension spectrale, la pseudo-vraisemblance augmente. Une démodulation par l'un des deux modes de la vibration, ici, suffit à une augmentation de celle-ci.

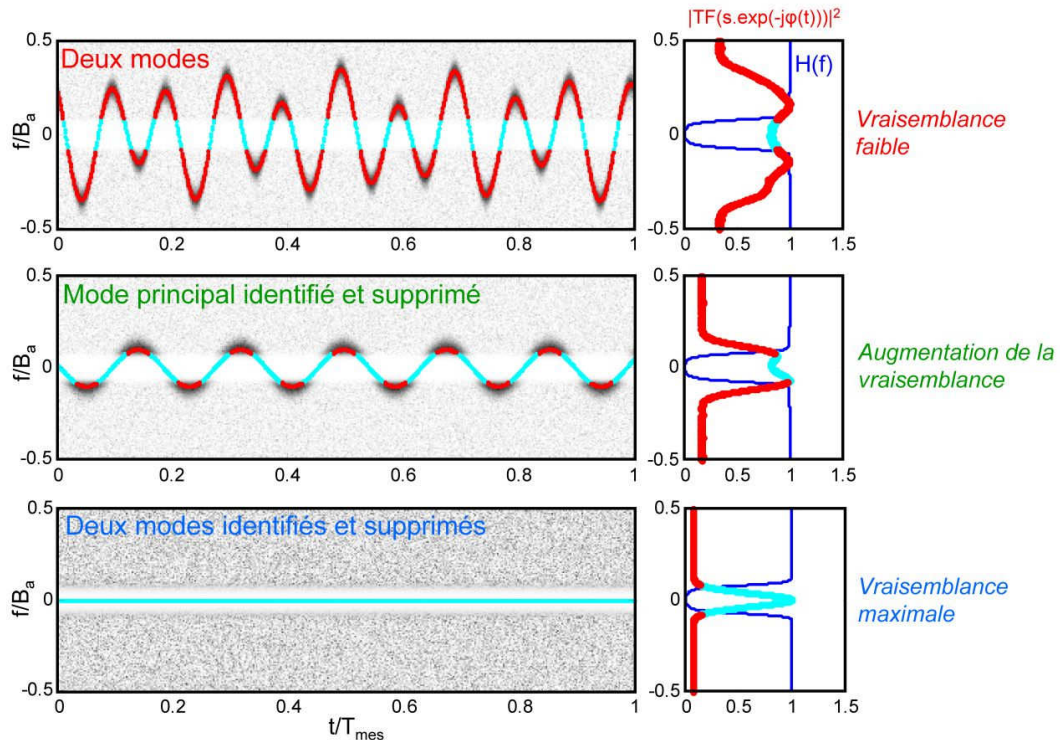


Figure IV. 18 : illustration du principe de l'estimateur paramétrique en présence de bruit multiplicatif. La suppression d'un seul mode augmentant la vraisemblance, une recherche des maxima locaux avec une vibration supposée à un seul mode (trois paramètres) peut suffire.

Ainsi, une démodulation partielle par l'un des modes présents seulement produit un maximum local de la fonction de pseudo-vraisemblance. La fonction de pseudo-vraisemblance normalisée est tracée en fonction de f_{vib} et v_{vib} en Figure IV. 19, pour un signal simulé comportant trois modes de vibration, un bruit de speckle modéré et un bruit additif faible. On y identifie clairement ces trois modes.

Cependant, le scan complet des valeurs possibles pour les trois paramètres, (f_{vib} de 0 à 200 Hz, v_{vib} de 0 à 5 mm/s, phase de 0 à 2π) reste excessivement long (20 s). Une méthode d'optimisation plus rapide devra être mise en œuvre pour rendre cet estimateur applicable.

Toutefois, au fur et à mesure que les bruits augmentent, de plus en plus de faux maxima locaux apparaissent. Par ailleurs, son application à des signaux réels ne donne aucun résultat juste. Ceci est dû à la variation (lente mais significative au cours de la durée totale de la mesure) de l'amplitude et de la phase des vibrations aux fréquences modales, ainsi qu'aux vibrations non modales transitoires.

Il est probable cependant que l'application de ce procédé sur des segments de signal réduits donne des résultats exploitables. Ceci constitue une perspective intéressante pour les développements ultérieurs de l'estimateur présenté.

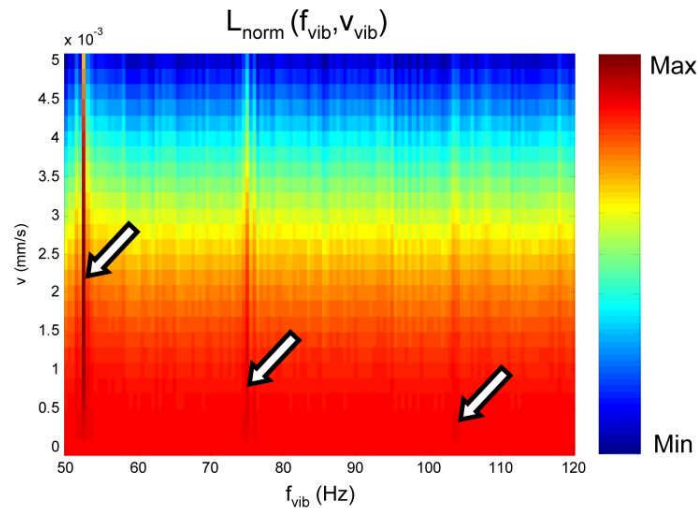


Figure IV. 19 : mise en œuvre d'un estimateur paramétrique des modes de vibration sur un signal simulé, en présence de trois modes. Faible bruit additif (CNR = 20dB) et bruit de speckle modéré ($B_{\text{speckle}} = 2\text{kHz}$).

2.6 INTERETS ET LIMITATIONS DE L'ESTIMATEUR DU MAXIMUM DE VRAISEMBLANCE PROPOSE

Nous avons développé un estimateur du maximum de vraisemblance de la fréquence instantanée d'une forme d'onde impulsionnelle en présence de bruit additif et multiplicatif complexe. Son originalité par rapport à celui de Levin présenté dans [56] (bien qu'il lui soit apparenté) tient en son applicabilité sur des segments de signal à quelques échantillons, indispensable en vibrométrie laser. Ghogho et al. [55] se sont également penchés sur ce problème mais n'ont pas proposé d'estimateur du maximum de vraisemblance, le jugeant trop lourd (ce qui est le cas si le nombre d'échantillons est important) et peu réaliste sachant qu'une estimation préalable des paramètres de bruit est nécessaire. Nous avons cependant montré ici qu'elle pouvait être faite rapidement et efficacement. C'est en tous cas la première fois qu'un tel estimateur est proposé pour la vibrométrie laser, où pourtant le bruit de speckle est un problème prépondérant sur des cibles mobiles.

En résumé, l'estimateur du maximum de vraisemblance développé :

- Permet de fortement réduire l'impact du speckle, par rapport aux estimateurs classiques. La Figure IV. 20 montre par ailleurs le gain théorique en précision de vitesse apporté (à $N_p = 6$, $T_s = 50\mu\text{s}$) par rapport à la vibrométrie impulsionnelle classique par doublets, en cas de bruit de speckle prépondérant. Cela revient à 15dB supplémentaires en SNR sur le spectre de vibration mesuré. En d'autres termes, si l'on souhaite une erreur de vitesse inférieure à 1mm/s, on pourra tolérer une bande de 25 kHz, au lieu de 3,5 kHz classiquement.
- Il s'applique à toute forme d'onde, comme le filtrage adapté.
- Il est adaptable à n'importe quelle modulation de phase, et peut être ainsi modifié pour prendre en compte une dérive Doppler durant la forme d'onde ou pour réaliser une estimation paramétrique de la vibration.
- Il est en théorie adaptable à n'importe quel bruit multiplicatif.

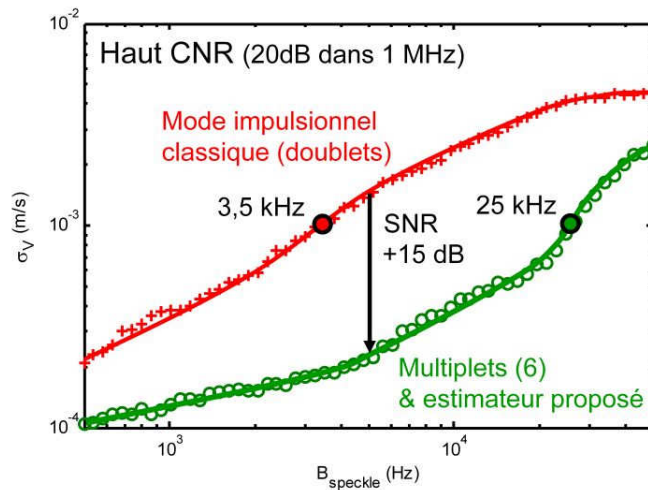


Figure IV. 20 : apport de l'estimateur proposé et des multiplets, par rapport au mode impulsionnel par doublets classique : +15 dB en SNR à $B_{\text{speckle}} = 5 \text{ kHz}$, ou limite de speckle pour $\sigma_v = 1 \text{ mm/s}$ passant de 3,5 kHz à 25 kHz.

Comme nous avons pu le mettre en évidence, il présente néanmoins certaines limitations :

- La première est son temps de calcul, a priori 3 fois plus important que le filtrage adapté, et 40 fois plus que l'estimateur Poly-Pulse-Pair basé sur la différence de phase entre impulsions. Ceci pourrait être un handicap fort alors que la vibrométrie impulsionnelle semble avoir sa rapidité de traitement comme principal intérêt.
- Il ne présente un gain que lorsque le bruit de speckle est prépondérant, c'est-à-dire uniquement pour un CNR et une bande de speckle importants.
- Contrairement à ce que l'on pouvait espérer, il ne permet pas de réduction significative de l'impact du bruit de phase laser.
- Il est a priori peu robuste à des signaux multi-composantes (générés par la présence de vibrateurs indépendants dans le faisceau laser).
- Il est également peu robuste à des signaux fortement non-stationnaires. Cependant, une adaptation du modèle, supposant une dérive de fréquence, pourrait corriger ce point.

Ces deux derniers points restent à confirmer avec des simulations plus complètes, qui sont menées au chapitre VI. Une application de l'estimateur sur des signaux réels est également indispensable pour vérifier ses intérêts supposés.

CONCLUSION

Au cours de ce chapitre, nous avons calculé la fonction de vraisemblance du signal en vibrométrie par lidar cohérent. Nous en avons dérivé les performances ultimes des formes d'ondes multiplets dans les conditions de bruit spécifiques rencontrées, ce qui a permis de fixer les règles de dimensionnement maximisant les performances en SNR des multiplets d'impulsions.

Nous avons également proposé un nouvel estimateur du maximum de vraisemblance. Celui-ci tient compte des caractéristiques des bruits, et fonctionne sur des formes d'ondes à quelques impulsions. Son apport a été démontré de manière préliminaire sur des signaux simulés, et ses limitations ont été étudiées.



CHAPITRE V : EXTRACTION DE LA VIBRATION DANS LE PLAN TEMPS-FREQUENCE

INTRODUCTION.....	126
1 INTERET D'UNE ESTIMATION AVEC HYPOTHESE DE CONTINUITE EN VIBROMETRIE PAR LIDAR COHERENT.....	126
1.1 UTILISATIONS EXISTANTES.....	126
1.2 ATTENUATION DE L'IMPACT DU PHENOMENE D'EVANOUISSEMENT.....	127
2 EXTRACTION DE VIBRATION SUR UNE REPRESENTATION TEMPS-FREQUENCE.....	129
2.1 APPROCHES EXISTANTES DANS LA LITTERATURE.....	129
2.2 DESCRIPTION DES METHODES RETENUES.....	130
2.2.1 Lissage temporel de la représentation temps-fréquence	130
2.2.2 Algorithme de Viterbi	132
2.2.3 Transformée de Hough locale	134
2.2.4 Méthode itérative.....	138
3 SIMULATIONS COMPARATIVES POUR L'ATTENUATION DE L'IMPACT DU « FADING »	139
3.1 HYPOTHESES ET RECAPITULATIF DES METHODES COMPAREES	140
3.2 RESULTATS.....	142
3.3 INFLUENCE DE L'ECHANTILLONNAGE TEMPOREL	145
CONCLUSION.....	146

INTRODUCTION

Au cours de ce chapitre, nous explorons un autre axe d'amélioration du traitement du signal en vibrométrie, qui passe par le suivi temporel de la localisation fréquentielle de l'énergie du signal.

Nous avons vu au chapitre III que les approches classiques de traitement ne tiennent pas compte de toutes les informations disponibles. Au chapitre IV, nous avons montré comment employer au mieux la connaissance des conditions de bruit. Par contre, les propriétés de l'évolution temporelle du décalage Doppler ne sont pas utilisées en vibrométrie, et d'après [9], gagneraient à l'être. En premier lieu, on peut tirer parti de la continuité de cette évolution.

Parmi plusieurs autres applications, nous avons choisi d'employer une hypothèse de continuité afin de réduire l'impact des évanouissements de signal provoqués par les bruits multiplicatifs, impact plus important en régime impulsionnel. L'objectif est de supprimer les valeurs aberrantes qui corrompent la série de mesures de vitesses aux instants où le signal est temporairement faible.

Or cette hypothèse peut être utilisée à différents niveaux. Il est commun de régulariser la série de mesures de vitesse a posteriori, en détectant et supprimant les valeurs aberrantes, par exemple. A l'inverse, certains traitements évolués emploient un modèle d'évolution de la fréquence dès son estimation à partir du signal. Nous proposons plutôt une approche intermédiaire, qui applique l'hypothèse de continuité une fois une Représentation Temps-Fréquence (RTF) du signal obtenue. On parle alors de méthode d'extraction de composante.

Dans un premier temps, nous évoquons, à travers une rapide revue de la littérature, les applications de l'estimation de fréquence instantanée utilisant une hypothèse de continuité, notamment pour une atténuation de l'impact des évanouissements du signal (« fading »). Ensuite, nous présentons différentes méthodes d'extraction de composante sur RTF, dont certaines sont tirées du domaine du traitement d'image. Nous comparons enfin les performances de ces méthodes, ainsi que celles intervenant à d'autres stades de l'estimation, sur des signaux simulés affectés par un bruit multiplicatif, et discutons de leurs intérêts et leurs limitations.

1 INTERET D'UNE ESTIMATION AVEC HYPOTHESE DE CONTINUTE EN VIBROMETRIE PAR LIDAR COHERENT

1.1 UTILISATIONS EXISTANTES

Dans tous les problèmes d'estimation de fréquence instantanée, on dispose souvent d'informations sur les propriétés de son évolution. Il est commun de supposer une variation « lente ». En vibrométrie laser, par exemple, c'est le cas si la période de répétition de la mesure T est courte devant la période de la vibration $1/f_{\text{vib}}$. Plusieurs auteurs issus des domaines du traitement du signal, des radars et dans une moindre mesure des lidars, ont ainsi proposé une estimation de la fréquence instantanée employant une hypothèse de continuité.

On peut distinguer les approches causales « Instantaneous Frequency tracking » ou « Frequency tracking », c'est-à-dire suivi de fréquence instantanée [67], qui tirent parti des estimations passées pour obtenir un a priori sur l'estimation en cours, des approches non causales, plus adéquates lorsque la totalité du signal est disponible. On parlera alors d'extraction de composante. Dans ces deux cas, cependant, les intérêts sont les mêmes.

Pour [67,68,69], l'emploi d'hypothèses de continuité lors de l'estimation a pour intérêt principal d'éliminer les valeurs aberrantes (« outliers ») qui apparaissent à fort bruit dans la série temporelle des

estimations. Nous allons voir qu'en vibrométrie par lidar cohérent, il est particulièrement utile à cause des évanouissements du signal.

En effet, l'alternative la plus communément employée est une suppression ou un lissage *a posteriori* de la série temporelle des valeurs de fréquence instantanée estimée (techniques de « despiking »). Or ces techniques sont sous-optimales car l'information sur la valeur réelle est irrémédiablement perdue lorsqu'une valeur aberrante l'a remplacée dans cette série temporelle. Par contre, en disposant d'un *a priori* permettant d'écarter une série de valeurs non-vraisemblables lors de l'estimation, il est toujours possible de réaliser cette estimation correctement.

D'autre part, une hypothèse de continuité est employée dans le domaine des radars micro-Doppler pour une autre application : extraire individuellement les composantes de signaux multi-composantes [70]. En effet, l'application relativement récente des radars micro-ondes à l'identification de cibles mécaniques ou humaines, à distance ou même à travers des murs, par les mouvements spécifiques de leurs parties mobiles, pose fréquemment un tel problème. L'objectif est alors la séparation des composantes du signal à fréquence variable associées aux parties mobiles, par rapport à la forte composante « fixe » associée au corps de la cible. Des techniques de suivi ou d'extraction diverses ont été utilisées dans ce cadre [70,71]. Ces avancées sont souvent directement applicables en vibrométrie par lidar cohérent, et mériteraient une étude particulière.

Une autre application intéressante d'une estimation de fréquence instantanée avec hypothèse de continuité est la résolution des ambiguïtés Doppler. La propriété qu'il ne peut y avoir de saut de fréquence supérieur à V_{amb} permet la correction de la fréquence instantanée estimée par des algorithmes de « déroulement de phase » classiques, *a posteriori*. Cependant, une véritable hypothèse de continuité utilisée lors de l'estimation permet une plus grande robustesse au bruit. Nous avons pu le vérifier sur des signaux présentant une dérive Doppler importante. Toutefois, nous n'avons pas cherché à établir les limites de cette technique.

Ces applications restent donc à étudier de manière plus approfondie, et nous les laissons en perspective de ce travail. Nous nous concentrons sur l'emploi d'hypothèses sur l'évolution de la fréquence instantanée pour atténuer l'impact des évanouissements du signal en vibrométrie.

1.2 ATTENUATION DE L'IMPACT DU PHENOMENE D'EVANOUISSEMENT

En vibrométrie par lidar cohérent, des fluctuations d'amplitude dues à la turbulence atmosphérique et au bruit de speckle affectent le signal. Aux chapitres I et II, il a été montré qu'elles peuvent produire des extinctions temporaires du signal (CNR instantané faible devant le CNR moyen), qui durent typiquement entre 0,1 ms (speckle) et 10 ms (turbulence). Or l'erreur de vitesse à bas CNR augmente de manière non linéaire lorsque le signal commence à être noyé dans le bruit additif.

Comme le montre la Figure V. 2, qui représente une estimation par maximum du spectre à court terme sur un signal simulé affecté par un bruit de speckle à faible CNR, des valeurs aberrantes corrompent l'estimation. Uniformément distribuées dans l'intervalle de recherche de la fréquence instantanée (i.e. la bande d'analyse du signal), elles sont associées à des pics de bruit transitoirement plus forts que celui dû au signal. Lorsque le signal s'évanouit, elles sont donc très fréquentes. La Figure V. 2 c) montre en effet qu'elles sont nombreuses lorsque le CNR instantané en bande adaptée tombe en dessous de 0 dB.

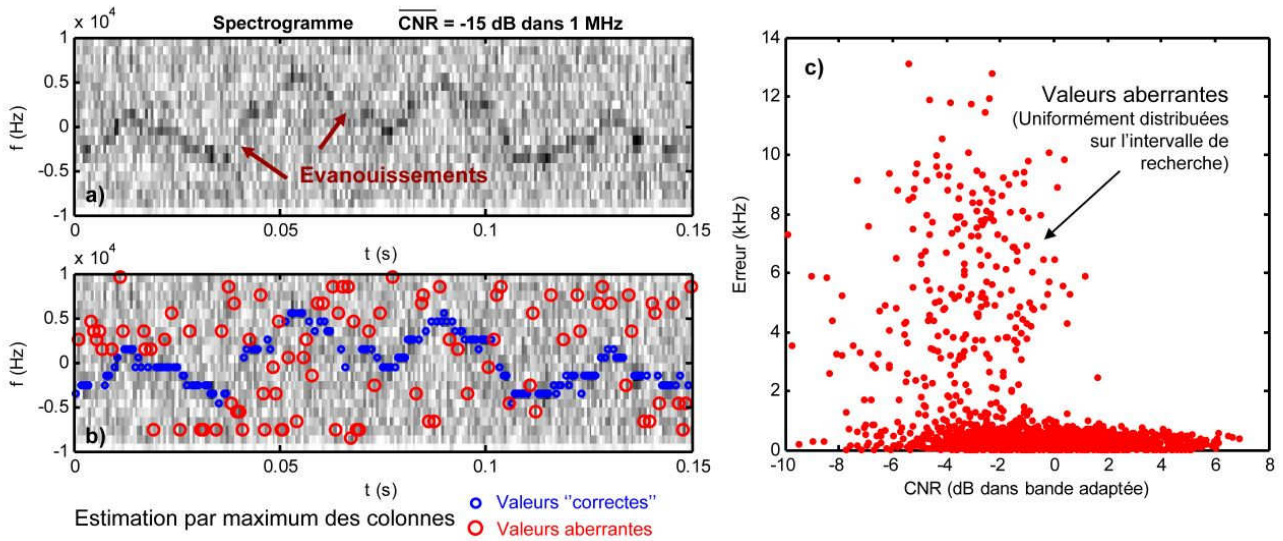


Figure V. 1 : Illustration sur signaux simulés de l'effet des évanouissements du signal, à bruit additif fort : a) spectrogramme obtenu à fort bruit additif, b) estimation de fréquence instantanée par maximum des spectres à court terme (colonnes du spectrogramme), mise en évidence des valeurs aberrantes, c) tracé de l'erreur commise en fonction du CNR instantané.

La Figure V. 2 a) compare l'évolution de l'erreur de vitesse commise sur une forme d'onde à la borne de Cramér-Rao, en cas de bruit additif seul. Comme il a été vu au chapitre IV, la saturation anticipée de l'erreur de vitesse à $V_{amb}/\sqrt{12}$ à faible CNR est l'effet des valeurs aberrantes. Pour des doublets d'impulsions, les valeurs aberrantes ne sont pas significatives, mais pour des formes d'ondes plus longues, l'écart-type de l'erreur est très supérieur à celui prévu par la borne de Cramér-Rao.

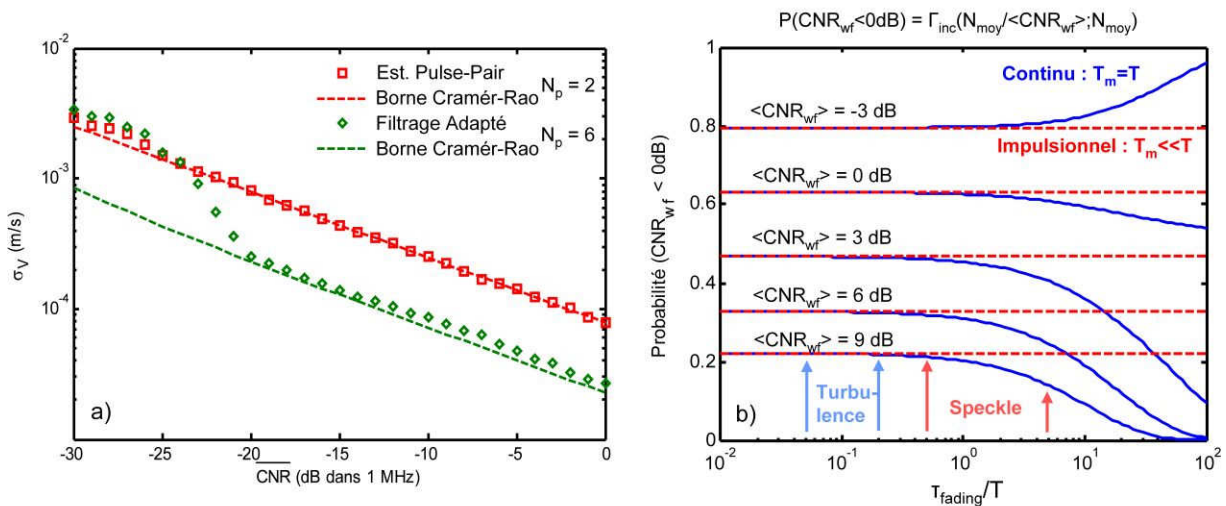


Figure V. 2 : a) évolution avec le CNR moyen de l'écart-type de l'erreur de l'estimateur du filtrage adapté en cas de bruit additif seul comparée à la borne de Cramér-Rao, pour des formes d'ondes multiplètes à 2 et 6 impulsions. La saturation anticipée de l'erreur pour les multiplètes à 6 impulsions est l'effet des valeurs aberrantes apparaissant à fort bruit. b) Probabilité de CNR temporairement faible induisant des valeurs aberrantes ($\text{CNR}_{wf} < 0\text{dB}$) en régime continu et impulsionnel, en fonction du bruit et du rapport entre la durée typique d'extinction τ_{fading} et la période de répétition des mesures T . Les bornes de durées d'extinction typiques pour la turbulence et le speckle sont fléchées.

Or cette erreur supplémentaire est proportionnelle au rapport entre la taille de l'intervalle de recherche (V_{amb}) et la résolution (δV). Si l'intervalle de recherche peut être réduit autour de la valeur de vitesse vraie, la probabilité d'obtenir une valeur aberrante diminue ; on se rapproche de la borne de

Cramér-Rao. L'utilisation d'une hypothèse de continuité de la fréquence instantanée, en réduisant l'intervalle de recherche autour d'une valeur précédemment validée, peut ainsi supprimer les valeurs aberrantes.

D'autre part, en Figure V. 2 b), la probabilité d'occurrence d'un CNR très faible, tel que le signal hétérodyne est noyé dans le bruit, ($CNR_{wf} < 0$) est comparée en régime d'émission continu et impulsionnel en fonction de la durée typique des évanouissements. On constate que les occurrences de CNR faible durant l'estimation de fréquence instantanée, occasionnant des valeurs aberrantes, sont moins probables en régime continu lorsque les évanouissements sont rapides, car l'énergie reçue est intégrée au cours du temps. Le régime impulsionnel est donc plus sensible aux évanouissements rapides causés par le bruit de speckle (constante de temps indiquée par les flèches rouges). Les évanouissements lents provoqués par la turbulence atmosphérique (flèches bleues) affectent les régimes continu et impulsionnel de la même manière. Mais dans ce cas, la durée d'évanouissement de même ordre de grandeur que la période de vibration empêche une reconstitution adéquate de celle-ci avec une simple hypothèse de continuité.

Ainsi, la mise en œuvre d'une estimation de la fréquence instantanée utilisant une hypothèse de continuité bénéficie particulièrement à la vibrométrie en régime impulsionnel à multiplets, en présence de bruit de speckle produisant des évanouissements rapides. C'est le cas dans lequel nous nous plaçons ici.

2 EXTRACTION DE VIBRATION SUR UNE REPRESENTATION TEMPS-FREQUENCE

2.1 APPROCHES EXISTANTES DANS LA LITTERATURE

On trouve dans la littérature du traitement du signal [67,72], mais également dans celle des radars micro-Doppler [70,71], un certain nombre de méthodes d'estimation employant une hypothèse de continuité (au sens large) de la fréquence instantanée.

Les méthodes de suivi de la fréquence instantanée sont les plus simples. Une approche « de Kalman », la plus intuitive, a déjà été mise en œuvre par Rye & Hardesty [68] en lidar cohérent. Le filtrage de Kalman permet en effet, moyennant une modélisation correcte d'un système observé et des erreurs d'observation, d'en prévoir l'état actuel à partir d'observations présentes et passées corrompues par du bruit. Cependant, tout comme l'algorithme de Viterbi employé par Stankovic et al. [69], décrit dans la section 2.2.2. ou la technique élaborée proposée par Barrett et al. [67] qui fait appel à des modèles de Markov cachés, ces approches sont sous-optimales dans notre cas. Elles sont en effet « causales » et n'utilisent pas le fait que l'on dispose de tout le signal et pas seulement des observations passées.

On les distingue des méthodes d'extraction de composante, qui consistent à rechercher un signal à fréquence instantanée continue dans une série temporelle complète corrompue par du bruit. Il s'agit parfois de reconnaître un signal correspondant à un modèle présupposé (méthodes paramétriques). Un modèle global de l'évolution de la fréquence instantanée est souvent utilisé [70,71,73]. De par la variabilité des paramètres de la vibration au cours du temps, nous nous intéressons plutôt à une modélisation locale, donnant lieu à une estimation paramétrique ou non. Nous notons l'intérêt potentiel d'une méthode non-paramétrique développée par Michel et al. dans [74], fondée sur les graphes de représentation minimaux à entropie limitée. Capable de détecter une trace continue reliant de nombreux maxima locaux sur un spectrogramme, son temps de calcul semble toutefois important et le critère sur l'entropie du graphe en fonction des conditions de bruit semble subtil à choisir.

Comme [70,71,74], nous nous concentrons ici sur les méthodes qui peuvent être appliquées sur une Représentation Temps-Fréquence (RTF), beaucoup plus rapides que celles directement appliquées sur le signal, et plus efficaces qu'un simple filtrage de la série de mesures de vitesses a posteriori. Elles ont effectivement l'avantage de leur simplicité et de l'intuitivité de leur implémentation. Par contre, il semble évident qu'elles ne peuvent pas être optimales dans le cas d'un signal fortement non-stationnaire, puisque la représentation du signal dans l'espace temps-fréquence insuffisamment échantillonné implique une perte d'information. Pour garder un point de comparaison, nous les confrontons en section 3 à des techniques sans RTF.

Le positionnement des méthodes étudiées au sein de l'approche temps-fréquence du traitement du signal en vibrométrie est représenté sur la Figure V. 3.

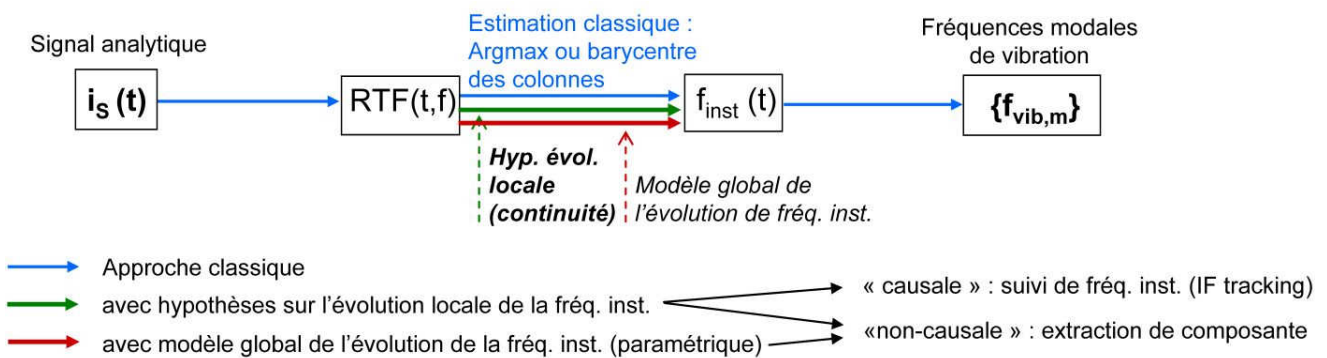


Figure V. 3 : situation des méthodes présentées au sein de l'approche temps-fréquence.

2.2 DESCRIPTION DES METHODES RETENUES

Les méthodes qui suivent peuvent a priori s'appliquer à n'importe quelle Représentation Temps-Fréquence (RTF) de résolutions en temps et en fréquence bien adaptées au signal, et relativement linéaire vis-à-vis de l'énergie (notamment la RTF de la vraisemblance du signal proposée au chapitre IV). Elles sont présentées dans un ordre de complexité croissante.

2.2.1 Lissage temporel de la représentation temps-fréquence

Nous avons étudié dans un premier temps les techniques de lissage de la représentation temps-fréquence. En effet, dans le cadre de l'atténuation de l'impact des évanouissements rapides du signal, l'approche la plus intuitive et la plus simple reste un lissage temporel de la RTF. Or le lissage est abondamment étudié dans la littérature de l'analyse temps-fréquence (Annexe 3, [60]), mais il n'a jamais été employé pour le traitement du signal en lidar cohérent, à notre connaissance.

L'hypothèse de continuité en tant que faible variation de la fréquence Instantanée entre deux estimations peut se traduire simplement par le fait que la localisation de l'énergie du signal est proche entre des colonnes adjacentes de la RTF. Un lissage de l'énergie permet de renforcer celle du signal et de moyenniser celle du bruit, supposément beaucoup plus transitoire. Ainsi les pics d'énergie forts dus au bruit qui perturbaient l'estimation sont réduits, et les évanouissement du signal sont comblés.

Si la largeur spectrale du signal ou la résolution en fréquence de la forme d'onde est supérieure à la variation de fréquence maximale entre deux colonnes, ou peut simplement lisser la RTF dans sa

dimension temporelle, c'est-à-dire appliquer un filtrage passe-bas sur chacune de ses lignes. En pratique, on convolue les lignes par un noyau de type :

$$H(t) = \frac{\sqrt{2/\pi}}{\tau_{\text{lissage}}} \exp\left(-2t^2 / \tau_{\text{lissage}}^2\right) \quad (\text{V.1})$$

où τ_{lissage} est la durée du lissage, pour obtenir :

$$RTF'(t, f) = RTF(t, f) * H(t) \quad (\text{V.2})$$

où RTF est une représentation temps-fréquence quelconque, RTF' est le produit du lissage, H est le noyau de convolution.

Comme tout lissage, cette technique a pour inconvénient majeur de diminuer la résolution temporelle de la RTF, et de supprimer les hautes fréquences de vibration sur le spectre mesuré, comme nous l'étudions au 3.3. Par contre, elle est très robuste en cas de bruit multiplicatif induisant une forte largeur spectrale du signal.

Remarquons ici que la différence entre un lissage temporel par rapport à une augmentation de la durée d'estimation de la fréquence instantanée T_m (cf Chapitre III) est que l'on moyenne l'énergie (moyennage incohérent) et non l'amplitude complexe du signal, ce qui est bien plus avantageux en présence de bruit.

Le lissage de la RTF peut cependant être optimisé, dans un cas plus général, avec des noyaux de convolution à 2 dimensions (temps et fréquence). Comme rappelé en Annexe 3, des propositions de noyaux très diverses ont été faites pour l'analyse temps-fréquence. Nous avons abordé le problème en tâchant de trouver le noyau correspondant le mieux à notre hypothèse de continuité. L'objectif était de réaliser un filtrage tel que peut le permettre une méthode de Kalman en supposant la dérivée de la fréquence instantanée bornée, mais non causal afin de prendre en compte la totalité du signal.

A la suite de l'étude présentée en Annexe 5, nous proposons le lissage suivant appliqué sur le logarithme de la RTF, qui permet d'effectuer un fenêtrage de celle-ci autour des traces « continues », atténuant du même coup les valeurs élevées mais isolées, identifiées comme des valeurs aberrantes :

$$RTF'(t, f) = RTF(t, f) \exp\left(-\frac{1}{2\sigma_{df/dt}^2} \ln RTF(t, f) * H(t, f)\right) \quad (\text{V.3})$$

$$H(t, f) = \begin{cases} 0 & \text{si } t = 0 \\ \frac{f^2}{t^2} & \text{sinon} \end{cases}$$

où $\sigma_{df/dt}$ est l'écart-type attendu de la dérivée de la fréquence instantanée.

Le noyau de convolution H proposé est « conique », ce qui rejoint la proposition de Zhao, Atlas et Mark [60] pour un lissage des interférences de la distribution de Wigner-Ville. Il traduit l'hypothèse que la fréquence varie rarement de plus de $\sigma_{df/dt}\Delta t$ entre deux colonnes de la RTF séparées de Δt . Avec cette technique, le bruit est lissé et le signal renforcé avec plus de latitude qu'avec un simple lissage temporel. On obtient donc moins de valeurs aberrantes, et ce lissage est également applicable à des signaux de largeur spectrale faible par rapport à la variation de fréquence instantanée entre deux analyses spectrales.

Ce lissage optimisé est mis en œuvre en Figure V. 4, sur une RTF synthétique, construite en ajoutant un bruit additif blanc fort à une trace sinusoïdale de largeur spectrale non-nulle et d'énergie fluctuant temporellement. On note que la variation du paramètre $\sigma_{df/dt}$ n'affecte que l'atténuation du fenêtrage, sans pousser à recalculer la convolution, car le noyau de convolution H en est indépendant.

Nous présentons donc le résultat d'un lissage atténuant le bruit de manière croissante, fixée par le paramètre $\sigma_{df/dt}$.

Nous constatons que ce fenêtrage atténue efficacement le bruit et fait ressortir la trace du signal. Nous remarquons également que la perte de résolution généralement associée à un lissage est modérée : les hautes fréquences sont moins filtrées qu'avec un lissage temporel (V.2). Toutefois, des distorsions apparaissent lorsque des pics de bruit mal interprétés sont conjugués à une atténuation trop forte, comme autour de $t = 0.55 T_{mes}$. L'estimation par barycentre tracée à droite est exempte de valeurs tout à fait aberrantes mais est affectée par ces distorsions si le paramètre est mal choisi.

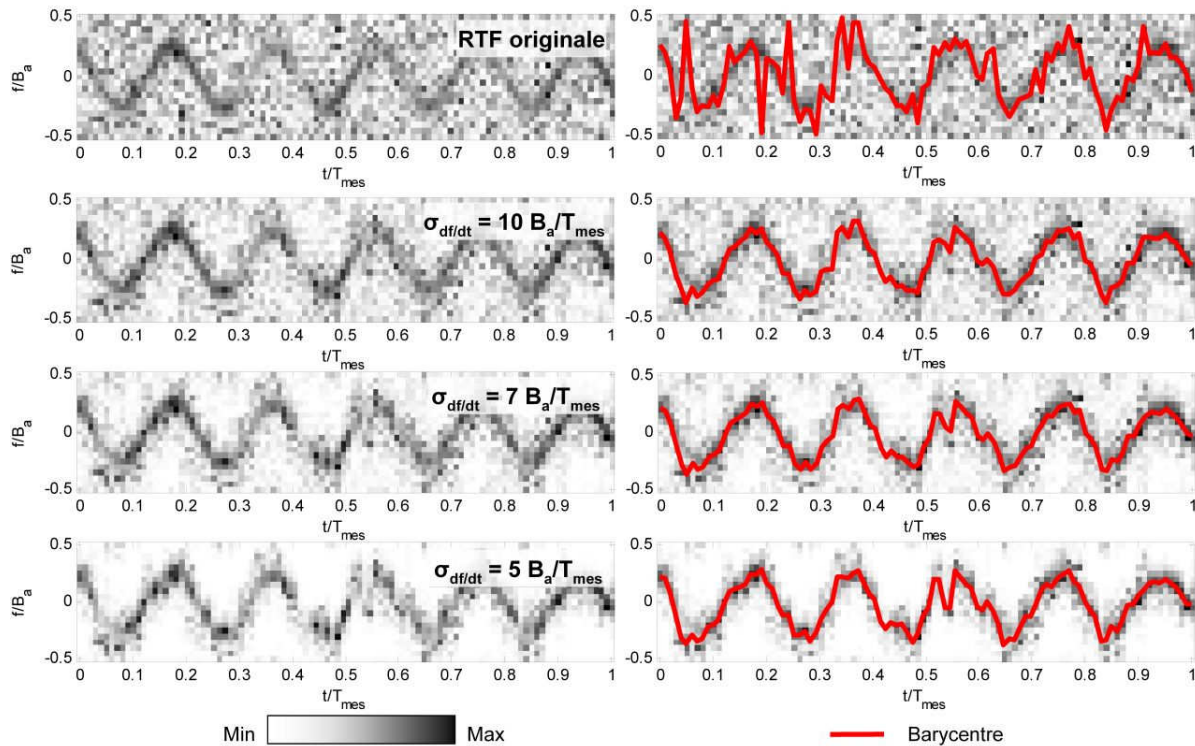


Figure V.4 : mise en œuvre du lissage optimisé (V.3) sur une RTF synthétique.

2.2.2 Algorithme de Viterbi

La seconde méthode considérée est l'algorithme de Viterbi, qui peut être employé pour éviter les valeurs aberrantes favorisées par le phénomène de fading, mais peut aussi séparer des composantes sans croisement (pour la résolution d'ambiguïtés en vitesse). Cette technique de suivi de fréquence instantanée a été introduite pour l'extraction des signaux micro-Doppler par Stankovic et al. [69,71].

A l'origine, l'algorithme de Viterbi a été conçu pour la correction d'un message détérioré par sa transmission à travers un canal, en utilisant ce que l'on sait sur le message et les distorsions typiques du canal. Cette correction cherche, parmi toutes les possibilités de valeurs pour tous les éléments du message, celles qui sont les plus probables d'après un certain nombre de critères. Cependant, étant donné que l'essai de toutes les valeurs serait astronomiquement long, l'optimisation est réalisée récursivement d'un bout à l'autre du message, en abandonnant les possibilités les moins probables au fur et à mesure.

L'algorithme adapté par Stankovic et al. cherche quant à lui, parmi les chemins $f_{inst}(t)$ possibles sur la représentation temps-fréquence, celui qui satisfait deux critères : l'un sur l'énergie des points, l'autre sur la continuité de la trace.

Un chemin est défini comme un ensemble de pixels, chacun appartenant à une colonne de la RTF. Nous passons à une expression totalement discrète. Le temps étant indexé en $t = (k-1)T$, avec $k = 1, \dots, T_{mes}/T$, et la fréquence en $f = (u-1)/UT_S - 1/2T_S$, avec $u = 1, \dots, U$, un chemin est noté $\mathbf{u} = \mathbf{u}[1], \dots, \mathbf{u}[k], \dots$. Le score $S(\mathbf{u})$ d'un chemin donné \mathbf{u} est déterminé grâce à deux fonctions de pénalité, F pour l'énergie et G pour la continuité :

$$S(\mathbf{u}) = \sum_{k=0}^{T_{mes}/T} F(k, \mathbf{u}[k]) + k_G \sum_{k=0}^{T_{mes}/T-1} G(\mathbf{u}[k], \mathbf{u}[k+1]) \quad (V.4)$$

où k_G pondère l'importance relative de la continuité et de l'énergie. Stankovic et al. ont choisi pour F et G :

- $F(k, \mathbf{u}[k])$ relié au rang de $RTF(k, \mathbf{u}[k])$ dans la suite des valeurs de la colonne k , classées de manière décroissante. Si $RTF(k, \mathbf{u}[k])$ est le maximum, $F(k, \mathbf{u}[k]) = 0$. Si c'est la seconde valeur, $F(k, \mathbf{u}[k]) = 1$. Ainsi de suite jusqu'au minimum, pour lequel $F(k, \mathbf{u}[k]) = U-1$.
- $G(\mathbf{u}[k], \mathbf{u}[k+1]) = |\mathbf{u}[k+1] - \mathbf{u}[k]|$, qui augmente donc en cas de saut entre les cases fréquentielles successives de $\mathbf{u}[k]$.

D'autres fonctions peuvent être choisies pour F et G , tant qu'elles permettent de qualifier les critères d'énergie et de continuité.

Le chemin optimal au sens des critères ainsi définis est celui qui minimise le score S . Toutefois, le nombre total de chemins possibles $U^{T_{mes}/T} \sim 10^{1000}$ avec $WRF \sim 1$ kHz exclut une recherche directe du chemin optimal.

L'optimisation est donc réalisée de manière récursive en temps. C'est là qu'intervient l'idée de l'algorithme de Viterbi. Son principe est de choisir les chemins partiels optimaux sur un intervalle de temps croissant. On ne prendra pour base des chemins partiels sur l'intervalle de temps $[1, k]$ que les N_{opt} chemins partiels les meilleurs sur l'intervalle de temps $[1, k-1]$:

Initialisation

Les chemins initiaux comprennent 1 point unique et sont formés par les N_{opt} pixels contenant les plus fortes valeurs de la première colonne de la RTF.

Incrément

- A partir de l'ensemble des N_{opt} chemins partiels ayant obtenu les meilleurs scores sur l'intervalle de temps $[1, k-1]$, un nouvel ensemble de $N_{opt}U$ chemins sur l'intervalle $[1, k]$ est construit en concaténant les chemins précédents avec chacun des U pixels de la colonne k de la RTF.

- Les scores de ces chemins sont calculés ; les N_{opt} meilleurs chemins sont gardés.

Fin

Le chemin complet obtenant le meilleur score au sein des N_{opt} chemins complets formés est gardé.

La constante k_G , dont le choix est critique, doit dans l'idéal être ajustée en testant l'algorithme sur des signaux similaires à celui attendu. Une variation de k_G serait même souhaitable en fonction des conditions de bruit, dans un souci d'optimalité.

Il est à noter que cet algorithme fonctionne sur les maxima. Mieux vaut donc, en cas de speckle, en particulier en vibrométrie en régime continu, l'appliquer sur une RTF lissée en fréquence (Spectral Matching de Lee, cf. chapitre III). Toutefois, en vibrométrie en régime impulsionnel, la RTF est suffisamment « lisse » à cause de la courte durée des formes d'onde pour ne pas avoir à passer par cette étape. Si le temps de corrélation du speckle est notablement plus court que la forme d'onde, on utilisera

la TF de l'autocorrélation fenêtrée ou l'estimateur du maximum de vraisemblance, mais ce ne sera pas le cas dans les simulations de ce chapitre.

La Figure V. 5 montre sa mise en œuvre sur une RTF synthétique, en haut. On voit au centre les arbres à $N_{\text{opt}} = 20$ branches construits par l'algorithme au cours du temps. En bas, le chemin optimal trouvé évite facilement les valeurs aberrantes qui entachent le barycentre. Pourtant seul un critère de continuité est ici utilisé.

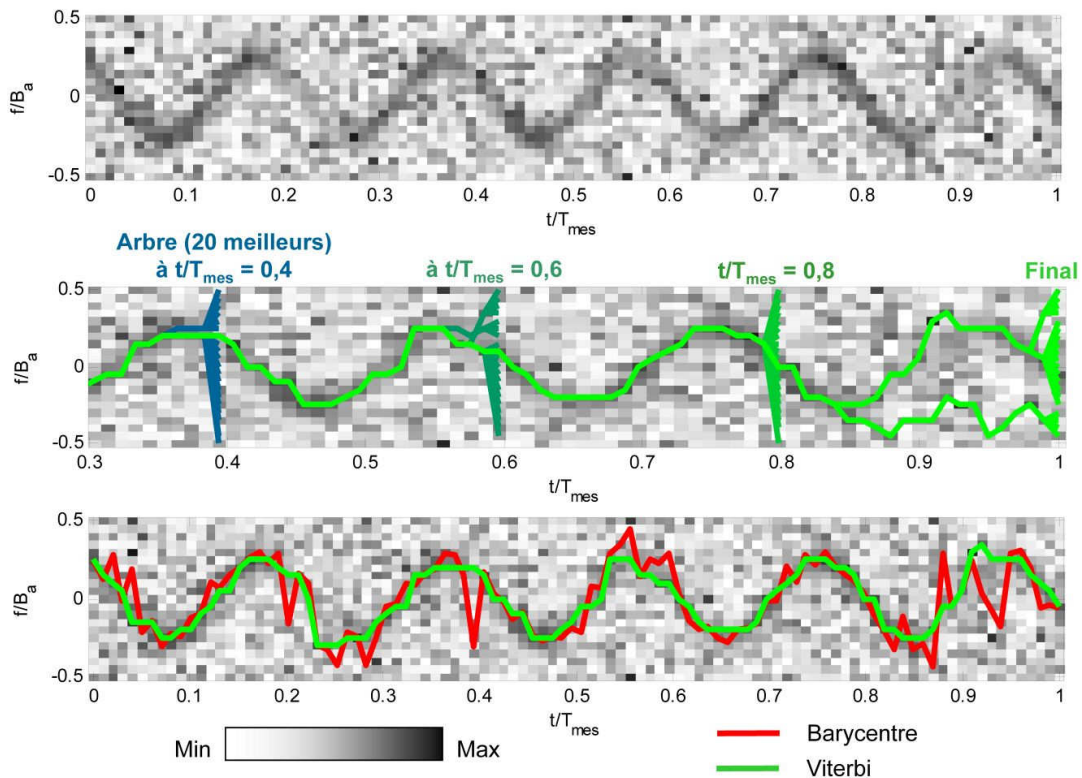


Figure V. 5 : mise en œuvre de l'algorithme de Viterbi sur une RTF synthétique. $k_G = 2$ et $N_{\text{opt}} = 20$.

De nombreuses alternatives de cet algorithme peuvent être imaginées en faisant intervenir des critères plus élaborés, comme par exemple un critère portant sur un nombre limité de pics sur le spectre de la vibration estimée. Une autre approche intéressante, bien que plus complexe, fait intervenir les modèles Markov cachés [69].

2.2.3 Transformée de Hough locale

Le problème posé ressemble cependant beaucoup à la recherche d'un type de trace connu (une sinusoïde, ou plus simplement une parabole ou une droite) sur une image bruitée (la représentation temps-fréquence). Dans ce cadre, il est pertinent de tenter d'utiliser des approches issues du traitement d'image, avec des outils tels que la transformée de Hough [75].

Il s'agit à la base d'une technique de détection de droites sur une image, dont le principe de calcul par « vote » accélère notablement la mise en œuvre. Elle consiste en effet à ce que chaque élément de l'image (dont la valeur dépasse un seuil) vote pour l'ensemble des paramètres (r, θ) des droites d'angle θ (par rapport à l'horizontale) et de distance r (par rapport à l'origine de l'image) sur lesquelles il se trouve. On peut également paramétrer le problème pour un vote sur les paramètres (a, b)

des droites $y = ax + b$. Ainsi, les paramètres rassemblant un grand nombre de votes permettent de retrouver les droites qui se trouvent sur l'image.

La transformée de Hough a été généralisée à tout type de courbe paramétrée par un nombre fini de paramètres. En plus des alignement linéaires de points (2 paramètres), on peut donc également détecter des alignements sur des courbes quadratiques (3 paramètres) ou sinusoïdales (4 paramètres). L'idée serait ainsi de détecter et de sélectionner les traces continues d'énergie sur la RTF, malgré le bruit, les interruptions des traces dues aux évanouissement, et le croisement de plusieurs composantes.

Cette idée a déjà été appliquée à l'analyse temps-fréquence, par exemple avec la transformée de Wigner-Hough (généralisée) proposée par Cirillo et al. [73]. Comprenant un modèle complet d'évolution de la fréquence instantanée, elle consiste en une distribution de Wigner-Ville modifiée. Pour un signal quelconque s , elle est de la forme :

$$WH_s(\boldsymbol{\theta}) = \sum_k \sum_l s(k+l) s^*(k-l) \exp(-j2\pi f_{inst}(k; \boldsymbol{\theta})) \quad (V.5)$$

où $f_{inst}(k; \boldsymbol{\theta})$ est le modèle d'évolution de la fréquence instantanée, paramétré par le vecteur de paramètres $\boldsymbol{\theta}$. Toutefois, elle présente trois inconvénients pour son application en vibrométrie. Premièrement, entièrement paramétrique, elle est peu robuste à des écarts au modèle adopté. Secondement, elle ne reprend pas le calcul par vote, ce qui la rend plus complexe. Enfin, il a été établi en Annexe 3 qu'une telle distribution à forme quadratique ne répond pas bien au bruit multiplicatif complexe et aux signaux multi-composantes.

Nous préférons implémenter une transformée de Hough locale à 2 ou 3 paramètres sur des sous-images de la RTF déjà construite. La RTF est tout d'abord segmentée en sous-images comportant N_w colonnes (formes d'ondes) dans la dimension temporelle, mais pas de restriction dans la dimension fréquentielle. Chaque sous-image commence N_{ovlp} colonnes après la précédente, avec $N_{ovlp} < N_w$, afin de préserver un certain recouvrement des fenêtres. Une transformée de Hough généralisée est appliquée à chacune des sous-images, tel qu'il est décrit ci-dessous.

Rappelons que le temps est indexé en $t = (k-1)T$, avec $k = 1, \dots, T_{mes}/T$, et la fréquence en $f = (u-1)/UT_s - 1/2T_s$, avec $u = 1, \dots, U$. Afin d'accélérer le calcul, dans la $q^{ème}$ sous-image de la RTF (et pour q entier allant de 1 au nombre de sous-images considérées), nous sélectionnons un ensemble de points d'intérêt :

$$\mathbf{I}_q = \{(k, u)\} / \left\{ \begin{array}{l} (q-1)N_{ovlp} < k \leq (q-1)N_{ovlp} + N_w \\ \mathbf{RTF}(k, u) \geq \rho \end{array} \right. \quad (V.6)$$

où ρ est un seuil fixé en fonction du CNR. Un temps local t_{loc} et une indexation correspondante $k_{loc} = k - (q-1)N_{ovlp} + N_w/2$, avec $k_{loc} = 1, \dots, N_w$ sont définis pour plus de clarté. Il est à noter que l'origine de l'indexation locale est située au centre de la sous-image ; ceci permet d'éviter des ambiguïtés entre les paramètres.

Le processus de vote est ensuite appliqué pour l'ensemble des points d'intérêt \mathbf{I}_q . Deux algorithmes sont implémentés : l'un recherche une évolution linéaire de la fréquence instantanée sur un petit nombre de colonnes (de formes d'ondes). L'autre recherche une évolution quadratique de la fréquence et peut être a priori appliqué sur un plus grand nombre de formes d'ondes.

- Recherche d'évolutions linéaires de la fréquence instantanée

Dans le cadre d'une recherche d'évolution linéaire, nous utilisons la transformée de Hough standard paramétrée en « slope-intercept » (pente et ordonnée à l'origine). Les traces recherchées sur la

RTF sont donc des droites d'équation $f_D(t_{loc}) = f_0 + a t_{loc}$, paramétrées par f_0 et a . Ceci correspond dans l'indexation proposée à $u = u_0 + \alpha k_{loc}$. V valeurs possibles sont considérées pour $\alpha : \{\alpha_v\}_{v=1,\dots,V}$.

Soit H_q^1 une table (matrice) de valeurs nulles de taille $U \times V$. Pour chaque élément de I_q , en itérant sur les V valeurs possibles de $\alpha \{\alpha_v\}$, des « votes » pondérés par l'énergie des points remplissent les cases de H_q^1 qui correspondent à l'ordonnée à l'origine u_0 et à la pente α_v :

$$H_q^1 \llbracket u - \alpha_v k_{loc} \rrbracket, v \llbracket \leftarrow H_q^1 \llbracket u - \alpha_v k_{loc} \rrbracket, v \rrbracket + \mathbf{RTF}(k, u) \tag{V.7}$$

si $1 \leq \llbracket u - \alpha_v k_{loc} \rrbracket \leq U$, où $\llbracket \cdot \rrbracket$ symbolise la fonction partie entière.

Une fois que tous les éléments de I_q ont voté, H_q^1 est la transformée de Hough « standard » de la $q^{\text{ème}}$ sous-image de la RTF.

- Recherche d'évolutions quadratiques de la fréquence instantanée

Dans le cadre d'une recherche d'évolution quadratique, nous utilisons la transformée de Hough généralisée paramétrée par les coefficients d'un polynôme d'ordre 2 (ordonnée à l'origine, pente, courbure). Les traces recherchées sur la RTF sont donc des polynômes d'équation $f_D(t_{loc}) = f_0 + a t_{loc} + b.t_{loc}^2$, paramétrées par f_0 , a et b . Ceci correspond dans l'indexation proposée à $u = u_0 + \alpha k_{loc} + \beta k_{loc}^2$. V valeurs possibles sont considérées pour $\alpha : \{\alpha_v\}_{v=1,\dots,V}$, et W pour $\beta : \{\beta_w\}_{w=1,\dots,W}$.

Soit H_q^2 une table (matrice) de valeurs nulles de taille $U \times V \times W$. Pour chaque élément de I_q , en itérant sur les V valeurs possibles de $\alpha \{\alpha_v\}$, et les W valeurs possibles de $\beta \{\beta_w\}$, « votes » pondérés par l'énergie des points remplissent les cases de H_q^2 qui correspondent à l'ordonnée à l'origine u_0 , à la pente α_v et à la courbure β_w :

$$H_q^2 \llbracket u - \alpha_v k_{loc} - \beta_w k_{loc}^2 \rrbracket, v, w \llbracket \leftarrow H_q^2 \llbracket u - \alpha_v k_{loc} - \beta_w k_{loc}^2 \rrbracket, v, w \rrbracket + \mathbf{RTF}(k, u) \tag{V.8}$$

si $1 \leq \llbracket u - \alpha_v k_{loc} - \beta_w k_{loc}^2 \rrbracket \leq U$

Une fois que tous les éléments de I_q ont voté, H_q^2 est la transformée de Hough « quadratique » de la $q^{\text{ème}}$ sous-image de la RTF.

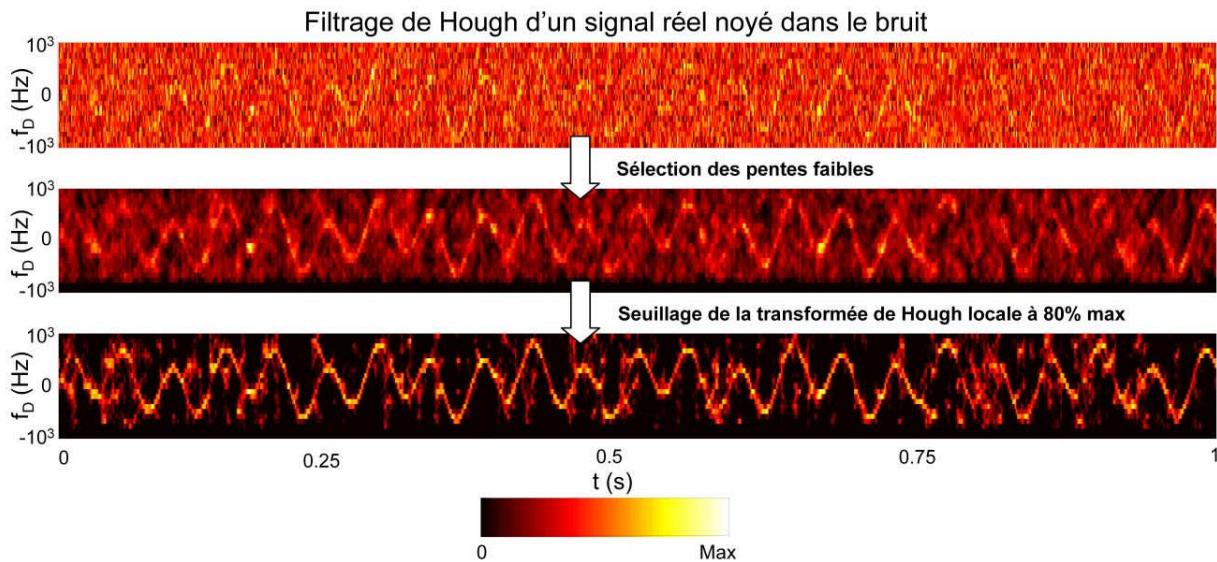


Figure V. 6 : démonstration d'un filtrage de Hough sur un signal réel de vibrométrie continue (obtenu en laboratoire sur un haut-parleur vibrant) noyé dans le bruit. $N_w = 10$ et $N_{ovlp} = 5$. Un barycentre des colonnes sur la RTF filtrée termine l'estimation.

Une fois les transformées de Hough de toutes les sous-images calculées, il est possible de s'en servir de plusieurs manières.

- On peut réaliser un « filtrage de Hough » en sélectionnant dans l'espace de Hough les courbes de pentes faibles, ou de score proche du score maximum, et en appliquant la transformée de Hough inverse. Celle-ci consiste à tracer sur la sous-image $n^{\circ}q$ à laquelle correspond H^{1ou2}_q toutes les courbes paramétrées par les cases de H^{1ou2}_q , avec pour « énergie » le nombre de votes rassemblés dans ces cases. Le résultat très satisfaisant d'un tel filtrage est montré, pour un signal de vibrométrie continue obtenu en laboratoire, en Figure V. 6 . Il a pour effet d'éliminer efficacement le bruit. Les instants d'évanouissement long du signal se manifestent cependant par une dispersion de l'énergie.
- Pour un calcul plus rapide lorsqu'une seule composante est présente, on prendra simplement le maximum de la transformée de Hough : la trace la plus probable de la $q^{\text{ème}}$ sous-image est déterminée en localisant en coordonnées (u_0, v) ou (u_0, v, w) le maximum de H^{1ou2}_q . On préférera prendre le barycentre des valeurs fortes de H^{1ou2}_q dans le cas où U, V (et W), le nombre de valeurs possibles pour les paramètres, a été choisi faible pour minimiser le temps de calcul.

On obtient alors pour chaque sous-image q une estimation des paramètres de l'évolution en fréquence : $\hat{f}_{0,q}$, \hat{a}_q (et \hat{b}_q). Elles définissent une évolution de fréquence locale $f_q(t_{loc})$:

$$\hat{f}_q(t_{loc}) = \hat{f}_{0,q} + \hat{a}_q t_{loc} \quad (+\hat{b}_q t_{loc}^2) \quad (V.9)$$

Pour reconstituer la fréquence Instantanée sur la totalité de la durée de mesure, les évolutions de fréquence locales sont mélangées :

$$\hat{f}_{inst}(t) = \sum_q h(t - (q-1)N_{ovlp}T) \hat{f}_q(t - (q-1)N_{ovlp}T) \quad (V.10)$$

où h est une fenêtre parabolique normalisée. Un tel mélange, vu dans [72], est nécessaire car reprendre les $\hat{f}_{0,q}$ sous-échantillonnerait la vibration. Cette méthode est appliquée sur une RTF synthétique en Figure V. 7, en choisissant $N_w = 6$ pour la transformée de Hough standard, et $N_w = 10$ pour la transformée de Hough quadratique. On choisit $N_{ovlp} = N_w/2$ dans les deux cas. Les traces bleues montrent les courbes trouvées, et les traces verte et jaune permettent de comparer le résultat avec le barycentre simple de la RTF (en rouge). Les valeurs aberrantes sur les segments à évanouissement sont ici aussi supprimées.

- Enfin, en cas de composantes multiples, elles peuvent être plus facilement séparées dans l'espace de Hough.

Stankovic et al. [71] ont utilisé une variante, la transformée de Radon, pour reconnaître directement une évolution sinusoïdale simple de la fréquence instantanée sur toute la durée de la mesure. Il s'agit en fait d'une transformée de Hough généralisée à modèle sinusoïdal (modèle à 3 paramètres : amplitude, fréquence, phase). Dans ce cas, diverses sinusoïdes ont pu être reconnues et séparées sans aucune ambiguïté en présence de bruit. Toutefois, ce modèle est rarement applicable en vibrométrie, où les vibrations ne sont pas souvent purement sinusoïdales.

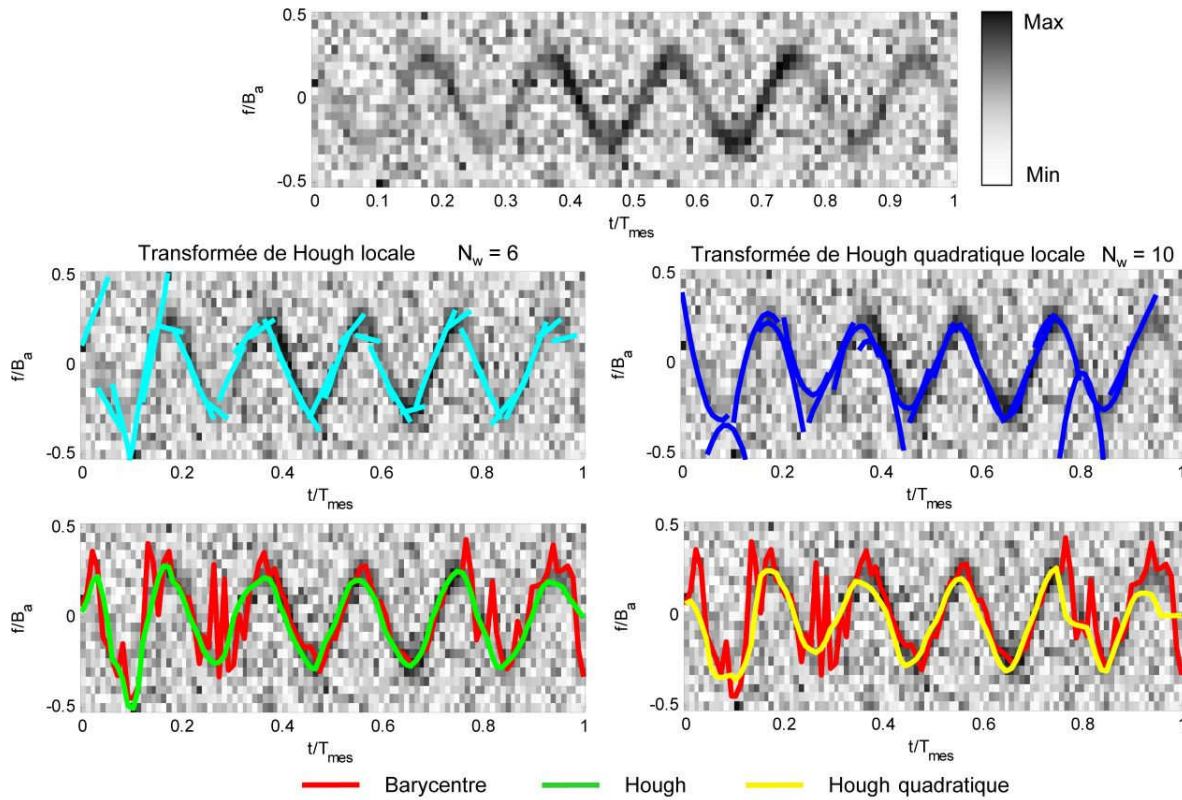


Figure V. 7 : mise en œuvre de l’algorithme de la transformée de Hough (premier et second ordre) sur une RTF synthétique. Les courbes bleues sont les évolutions identifiées localement sur les sous-images de la RTF. Elles sont adéquatement moyennées pour reconstituer la série complète $f_{inst}(t)$ estimée.

2.2.4 Méthode itérative

Dans un cas mono-composante, pour mitiger les effets des évanouissements, et plus généralement s’affranchir du bruit additif jusqu’à atteindre la borne de Cramér-Rao, il est également possible de réduire au fur et à mesure la bande occupée par le signal étudié autour d’une trace continue s’approchant progressivement de la trace réelle. En réduisant l’intervalle de recherche des estimateurs, on diminue la probabilité de valeurs aberrantes, jusqu’à atteindre la précision optimale.

Nous proposons un tel algorithme applicable sur une RTF.

Initialisation

On emploie au départ le signal complet : $i_{s,0}(t) = i_s(t)$, analysé dans la bande $B_{a,0} = B_a$ adaptée à la bande occupée par le signal complet.

Incrément n°k

- Estimation $f_{inst,k}(t)$ de la fréquence instantanée sur la RTF dans la bande d’analyse $B_{a,k}$. On emploie par exemple l’estimateur barycentre.

- On construit à partir de $f_{inst,k}(t)$ une version « régularisée » de l’évolution de la fréquence instantanée, $f_{inst,k,r}(t)$. La régularisation peut faire intervenir un algorithme de despiking et/ou un « filtrage modal » de la vibration (on ne sélectionne que la ou les fréquences de vibration prépondérantes).

- A ce stade, le signal est « démodulé » par $f_{inst,k,r}(t)$:

$$i_{s,k+1}(t) = i_{s,k}(t) \exp\left(-j2\pi \int f_{inst,k,r}(t) dt\right)$$

Si l’hypothèse de continuité du signal présupposée par la régularisation est vérifiée, alors $i_{s,k+1}(t)$ occupera une bande moindre que $i_{s,k}(t)$.

Pour les estimateurs faisant appel à une RTF, nous proposons, pour plus de rapidité, de simplement décaler verticalement les colonnes de la RTF déjà calculée :

$$\mathbf{RTF}_{k+1}(t, f) = \mathbf{RTF}_k(t, f - f_{inst,k,r}(t))$$

- On choisit la nouvelle bande d’analyse $B_{a,k+1}$, adaptée à celle occupée par le signal, avec $B_{a,k+1} < B_{a,k}$, en étudiant le moment d’ordre 2 du spectre complet du signal ou de la somme des spectres à court terme constituant les colonnes de la RTF.

Fin

Lorsque $B_{a,k} \sim 2 B_{speckle}$, on arrête l’incrément. L’estimation finale de la fréquence Doppler est donnée par : $f_{inst}(t) = f_{inst,0,r}(t) + f_{inst,1,r}(t) + \dots + f_{inst,k-1,r}(t) + f_{inst,k}(t)$.

Cet algorithme permet véritablement de supprimer les valeurs aberrantes sur l’estimation, si l’algorithme de régularisation est bien choisi, comme montré sur un exemple en Figure V. 8. Il s’agit d’une méthode d’extraction de composante car la régularisation traduit bien une hypothèse (de continuité ou d’ordre supérieur) sur la variation temporelle de la fréquence Doppler. Bien que très efficace dans le cadre du problème proposé, il présente l’inconvénient d’un temps de calcul relativement long et de ne pas être applicable aux signaux multi-composantes. Ses performances dépendent aussi beaucoup de la régularisation choisie, pour laquelle de multiples variantes existent. Nous ne l’avons donc pas comparé aux autres méthodes, mais il mériterait une étude plus approfondie.

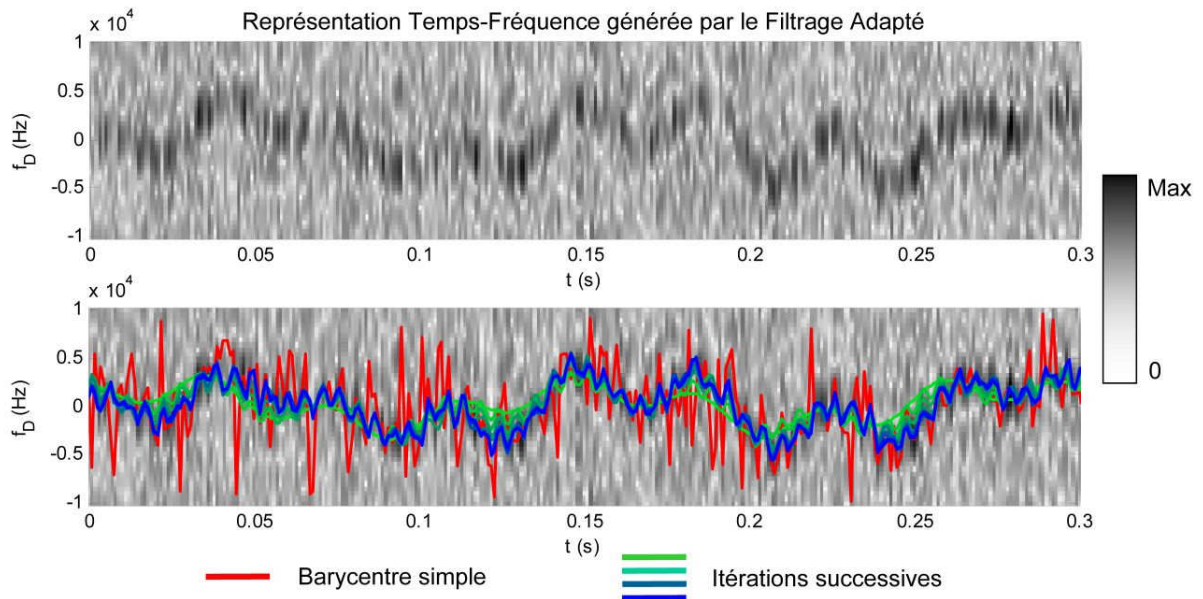


Figure V. 8 : mise en œuvre d’une méthode itérative, par réduction de la bande d’analyse autour d’une trace respectant un critère de continuité, pour converger vers une solution sans valeurs aberrantes. Représentation Temps-Fréquence obtenue par filtrage adapté sur un signal impulsionnel simulé.

3 SIMULATIONS COMPARATIVES POUR L’ATTENUATION DE L’IMPACT DU « FADING »

Nous avons mené une étude comparative des performances des techniques d’extraction de composante sur RTF présentées à la section précédente par la méthode de Monte-Carlo, dans le cadre de la diminution de l’impact des évanouissements du signal constatés en lidar cohérent.

Le simulateur présenté au chapitre II est employé pour générer plusieurs réalisations de signaux vibrométriques comportant un bruit additif important, un bruit de speckle modéré ou fort, et des fluctuations d’amplitude plus lentes telles que celles causées par la turbulence atmosphérique. Afin de tester l’extraction dans des conditions relativement réalistes, nous optons pour une vibration complexe, comportant plusieurs modes, en particulier un dans les plus hautes fréquences de la plage étudiée. Les différentes méthodes d’extraction sont appliquées aux RTF générées par le filtrage adapté. Un gain est attendu par rapport à un traitement sans hypothèse de continuité ; nous le quantifions et le comparons dans différents cas.

Les conditions de la simulation et les méthodes étudiées sont récapitulées dans un premier temps. Ensuite, les performances des méthodes d’extraction sont comparées grâce aux spectres de vibration moyens mesurés et aux SNR moyens obtenus par les différentes méthodes. On souhaite notamment connaître l’influence de la force du bruit additif et du bruit de speckle. Celle de l’échantillonnage temporel, fixé par la fréquence de répétition des formes d’ondes, est également étudiée. En effet, le principal défaut des hypothèses de continuité utilisées reste qu’elles présupposent clairement un sur-échantillonnage temporel de la vibration, par rapport au critère de Nyquist.

3.1 HYPOTHESES ET RECAPITULATIF DES METHODES COMPAREES

On simule les signaux en vibrométrie impulsionnelle à multiplets de paramètres : $N_p = 6$, $t_p = 2 \mu s$, $T_s = 50 \mu s$ et $WRF = 1 \text{ kHz}$, nominalement. La durée de la mesure est $T_{mes} = 1 \text{ s}$.

La vibration considérée comporte 5 fréquences modales : 8,3 ; 22,6 ; 27,1 ; 102,2 ; 186,9 Hz, avec des vitesses variables, comprises entre 0,2 et 2 mm/s. La vitesse maximale est alors légèrement inférieure à $V_{amb}/2 = 7,7 \text{ mm/s}$. La plage de fréquence étudiée s’étend de 0 à 200 Hz. On est dans ce cas sur-échantillonné par rapport au critère de Nyquist, car $WRF/2 = 500 \text{ Hz}$.

On considère un bruit additif fort, tel que le CNR est compris entre 0 et -20 dB dans 1 MHz, et un bruit multiplicatif composé de bruit de speckle modéré ($B_{speckle} = 1 \text{ kHz}$) ou fort ($B_{speckle} = 5 \text{ kHz}$), mais aussi d’un bruit multiplicatif lent compatible avec celui induit par la turbulence atmosphérique, de bande 800 Hz, qui produit de longs évanouissements du signal (phénomène de « fading »).

Les méthodes comparées sont récapitulées dans la Table V. 1.

Appliqué sur Ordre d’hypothèse	Signal	Représentation Temps-Fréquence	$f_{inst}(t)$ estimée
Ordre 0	-	-Lissage temporel -Lissage T/F optimisé -Algorithme de Viterbi	-Despiking par sélection / CNR
Ordre 1	- MV ϕ polynomiale d°2	-Transformée de Hough	-
Ordre 2	- MV ϕ polynomiale d°3	-Transformée de Hough quadratique	-

Table V. 1 : classification et complexité prévue des méthodes étudiées (de bleu : simple, à rouge : complexe).

Celles qui nous intéressent particulièrement ont été présentées en section 2.2 et utilisent une Représentation Temps-Fréquence. La RTF employée est construite à partir d’un filtrage adapté simple, qui a l’avantage d’être linéaire en énergie, rapide à calculer et optimal tant que l’impact du bruit additif est prédominant. Les méthodes d’extraction de composante sur RTF implémentées sont le lissage

temporel (V.2) et le lissage Temps/Fréquence optimisé (V.3), l'algorithme de Viterbi (V.4), la transformée de Hough locale (V.10), et sa variante quadratique.

Nous les comparons à des méthodes qui interviennent à d'autres stades de l'estimation, à commencer par directement sur le signal pour l'estimateur du maximum de vraisemblance pour un modèle local à phase polynomiale (de degré 2 ou 3), proposé par [72]. Une méthode de régularisation *a posteriori* sur la fréquence Doppler estimée est aussi considérée : il s'agit d'un algorithme de « despiking » qui ne garde que les échantillons mesurés lorsque le CNR est suffisamment élevé. Il est à noter que les méthodes régularisant la fréquence estimée *a posteriori* sont les plus simples et rapides à mettre en œuvre, alors que l'application d'un modèle de phase local pour l'estimation de fréquence instantanée directement sur le signal est la plus lourde.

On constate aussi à ce stade que les hypothèses à la base de ces méthodes peuvent être ordonnées suivant la classe de régularité qu'elles supposent pour l'évolution de la fréquence instantanée en fonction du temps. Ainsi, les méthodes de despiking, de lissage et l'algorithme de Viterbi supposent une évolution simplement continue ($f_{\text{inst}}(t)$ de classe C^0), en éliminant les mesures de fréquence instantanée qui s'écartent de leurs voisines. La transformée de Hough et le filtrage adapté à TF à phase polynomiale de degré 2, son équivalent, supposent une évolution à dérivée continue (classe C^1). Enfin, la transformée de Hough quadratique et le filtrage adapté à TF à phase polynomiale de degré 3 supposent une évolution à dérivée seconde continue (classe C^2). Entre ces différents « ordres » d'hypothèses de continuité, l'efficacité dans l'élimination des valeurs aberrantes est croissante, tout comme la complexité. En effet, remarquons qu'à l'ordre N , l'estimation requiert une optimisation à $(N+1)$ paramètres, de complexité en $O((WRF.T_{\text{mes}})^{N+1})$. Un code couleur indique la complexité supposée des méthodes de la Table V. 1, d'après les considérations précédentes.

Notons enfin que les hypothèses d'ordre supérieur sont des hypothèses fortes, donc moins robustes à des écarts au modèle. Par exemple, la présence de fréquences de vibration élevées empêche d'avoir une continuité de la répartition d'énergie d'une colonne à l'autre de la RTF.

Les paramètres de travail des méthodes comparées sont ajustés afin de donner les meilleurs résultats pour un CNR de -15 dB dans 1 MHz et un bruit de speckle modéré ($B_{\text{speckle}} = 1$ kHz). On prend donc :

- $\tau_{\text{lissage}} = 3 T = 3$ ms pour la largeur du lissage temporel.
- $\sigma_{df/dt} = 2000$ Hz / ms pour le paramétrage du fenêtrage en continuité.
- $N_{\text{opt}} = 20$ et $k_G = 2$ pour l'algorithme de Viterbi.
- Le seuil en CNR instantané (dans 1 MHz) pour le rejet des mesures dans l'algorithme de despiking est fixé au minimum entre -20 dB et le 20^{ème} centile des CNR mesurés sur toutes les formes d'ondes (20% des mesures au maximum sont rejetées). Une interpolation cubique (splines) remplace les mesures rejetées.
- Pour les méthodes d'extraction de composante « d'ordre 1 », le nombre de formes d'ondes étudiées localement est fixé à $N_w = 6$, la superposition à $N_{\text{olvp}} = N_w/2$ et la pente maximale attendue à $a_{\text{max}} = 2000$ Hz / ms.
- Pour les méthodes d'extraction de composante « d'ordre 2 », le nombre de formes d'ondes étudiées localement est fixé à $N_w = 10$, la superposition à $N_{\text{olvp}} = N_w/2$, la pente maximale attendue à $a_{\text{max}} = 2000$ Hz / ms, et la courbure maximale à $b_{\text{max}} = 200$ Hz / (ms)².

3.2 RESULTATS

De 30 à 200 réalisations de signal sont traitées par filtrage adapté et par les 9 méthodes comparées, pour donner les résultats qui suivent. Les temps de calculs moyens sous Matlab avec un processeur fonctionnant à 2,3 GHz sont donnés en Table V. 2, sauf pour la méthode de régularisation *a posteriori* dont le temps de calcul est négligeable par rapport aux autres (<10 ms).

Méthode	Filtrage adapté seul	Lissage	Fenêtrage continuité	Viterbi	Hough	Modèle ϕ poly. d°2	Hough quadratique	Modèle ϕ poly. d°3
Temps de calcul	0,3 s	+ 0,01 s	+ 0,1 s	+ 2,3 s	+ 0,9 s	3 s	+13,5 s	32 s

Table V. 2 : temps de calcul des différentes méthodes sous Matlab (microprocesseur à 2,3 GHz). Non indiqué ici, le temps de calcul de la méthode de régularisation *a posteriori* (despiking par sélection en CNR) est négligeable. Notons que des algorithmes d'optimisation rapides [72], non implémentés ici, permettent d'accélérer le calcul pour les modèles d'ordre supérieur : Hough et à modèle de phase polynomial.

On constate que le coût calculatoire d'un simple lissage de la RTF est aussi très faible comparé à celui de la construction de la RTF et des autres méthodes. Le lissage optimisé reste relativement rapide, mais les autres méthodes demandent une seconde de calcul ou plus. Quelques remarques concernant ces méthodes plus lourdes :

- Pourtant une méthode de suivi « d'ordre 0 », l'algorithme de Viterbi prend plus de 2 secondes de calcul, certainement à cause du nombre important de chemins considérés sur la RTF. Une optimisation de ce nombre de chemins en fonction du CNR semble indiquée pour alléger cet algorithme.
- La transformée de Hough locale, « d'ordre 1 », est deux fois plus rapide que l'algorithme de Viterbi. Elle est également trois fois plus rapide que le filtrage adapté à TF à phase polynomiale de degré 2, supposément équivalent, mais agissant sur le signal. Un algorithme d'optimisation élaboré (type recuit simulé) pouvant bénéficier aux deux méthodes, nous considérons que ce rapport de coût demeure vrai.
- Les méthodes d'extraction « d'ordre 2 » ont un temps de calcul excessivement long pour nos applications, voire prohibitif. Le rapport 3 demeure entre le temps de calcul de la transformée de Hough quadratique locale et celui du filtrage adapté à TF à phase polynomiale de degré 3.

Nous comparons maintenant les performances des différentes méthodes. En Figure V. 9 sont présentés les spectres de vibration moyens mesurés à partir de 200 réalisations de signal, ainsi que les SNR moyens des pics présents aux 5 fréquences modales choisies. Le CNR moyen est choisi faible (-15 dB dans 1 MHz) et le bruit de speckle modéré ($B_{\text{speckle}} = 1$ kHz), cas où l'estimation de fréquence instantanée utilisant une hypothèse de continuité est la plus utile. La référence est le spectre donné par le filtrage adapté simple (argmax des colonnes de la RTF), tracé en noir. En couleur, les spectres issus des méthodes de complexité croissante montrent une diminution variable du plancher de bruit, mais également des pics dus à la vibration.

On constate de manière générale un effet d'atténuation des hautes fréquences de vibration par les méthodes d'estimation proposées. L'hypothèse de continuité de l'évolution de la fréquence instantanée en est à l'origine. Toutefois, les pics dus à la vibration se détachent plus clairement du plancher de bruit que pour l'estimation par le filtrage adapté simple, grâce aux méthodes proposées.

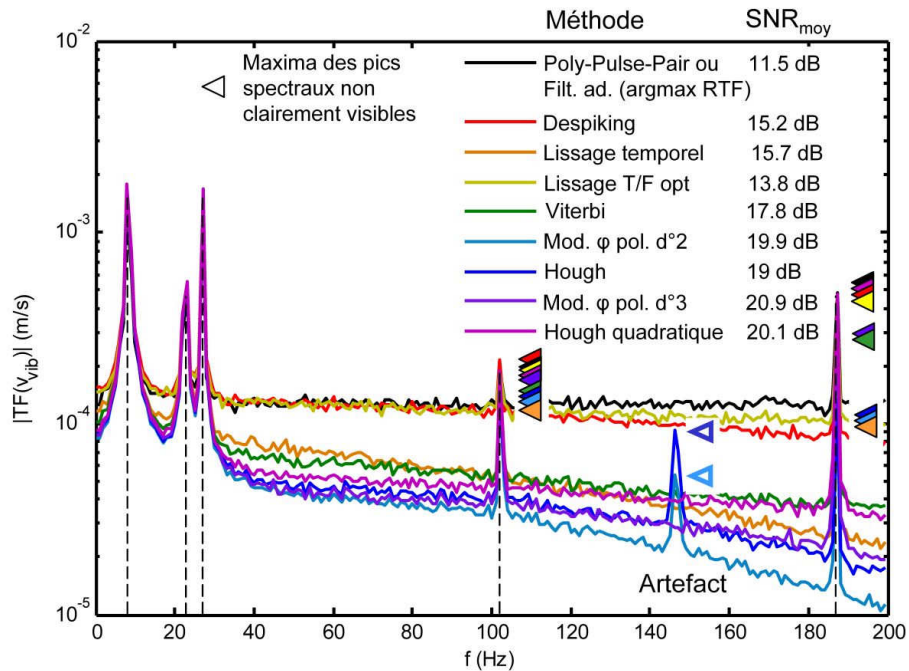


Figure V. 9 : comparaison des spectres et SNR moyens obtenus par les différentes méthodes étudiées, sur 200 réalisations de signal simulé, avec un CNR moyen de -15 dB dans 1 MHz, $B_{\text{speckle}} = 1$ kHz. Les vraies fréquences de vibration sont indiquées par des pointillés. Les flèches de couleur indiquent le sommet des pics non visibles.

La différence de performance entre les diverses méthodes proposées se révèle surtout sur les 2 derniers modes de vibration, l'un faible, et l'autre à haute fréquence. Le SNR moyen permet également d'évaluer quantitativement le gain apporté par chaque méthode :

- La méthode de despiking a posteriori apporte un gain en SNR moyen non négligeable (~ 4 dB) en diminuant le bruit à haute fréquence sans aucunement atténuer les pics dus à la vibration. Cependant, on peut s'attendre à ce qu'elle soit peu robuste dans de pires conditions de bruit.
- Le lissage temporel de la RTF est légèrement meilleur, mais atténue très fortement le spectre à haute fréquence.
- Le lissage temps-fréquence optimisé n'apporte qu'un gain faible dans ces conditions.
- L'algorithme de Viterbi est efficace (gain ~ 6 dB en SNR moyen), notamment parce qu'il atténue moins les hautes fréquences.
- Les méthodes d'extraction de composante « d'ordre 1 » sont efficaces (gain ~7.5 dB en SNR moyen) et relativement équivalentes. Cependant, elles présentent un artefact important à 147 Hz, dû à un phénomène d'aliasing partiel de la plus haute fréquence de vibration. La supposition de linéarité de l'évolution de la fréquence instantanée sur une durée relativement longue doit être ici erronée, même si le choix de cette durée optimise le SNR. Autre conséquence de ce phénomène, le pic à haute fréquence est atténué.
- Les méthodes d'extraction « d'ordre 2 » sont les plus efficaces avec un gain en SNR moyen entre 9 et 10 dB. Elles ne présentent pas d'artefact dans ce cas.

La comparaison particulière entre la transformée de Hough quadratique locale et du filtrage adapté à TF à phase polynomiale d'ordre 3 montre que cette dernière méthode atténue moins les hautes fréquences. Ceci explique son gain en SNR moyen légèrement plus important.

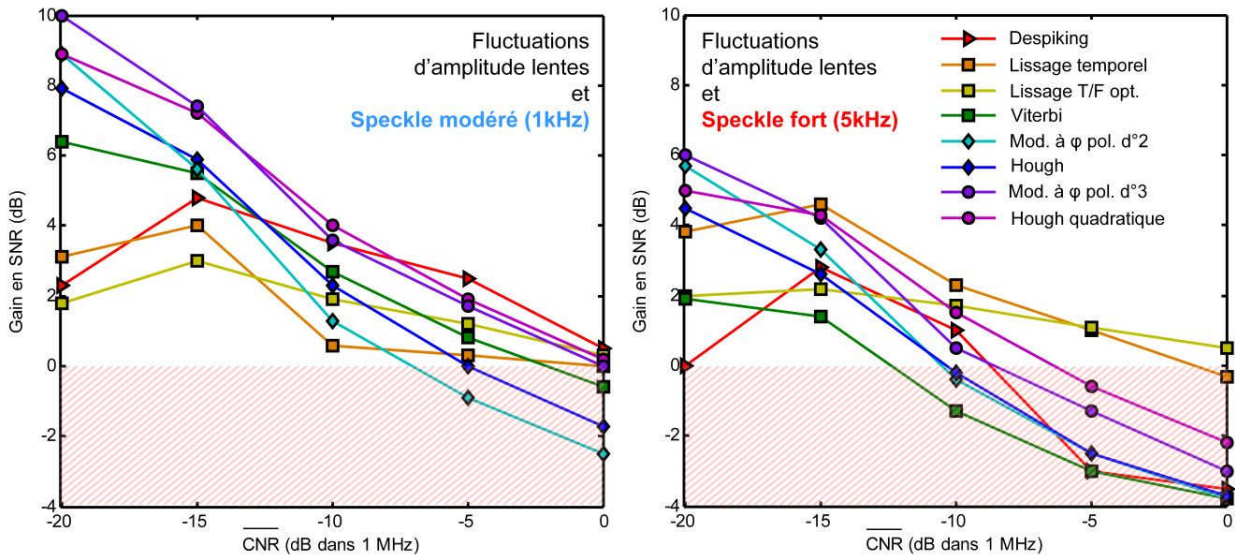


Figure V. 10 : comparaison du gain en SNR moyen obtenu par les différentes méthodes en fonction du CNR moyen, pour un bruit de speckle a) modéré ($B_{\text{speckle}} = 1 \text{ kHz}$) ou b) fort ($B_{\text{speckle}} = 5 \text{ kHz}$). La zone hachurée correspond à un gain négatif donc à un échec des méthodes appliquées.

La Figure V. 10 compare l'évolution des gains en SNR moyen apportés par les diverses méthodes en fonction des conditions de bruit. 30 réalisations de signal sont considérées pour chaque résultat. En a), le bruit de speckle est maintenu modéré. En b), on prend un bruit de speckle fort.

- Le despiking montre cette fois-ci ses limites dans de mauvaises conditions de bruit additif ou multiplicatif, pour lesquelles ses performances sont nettement diminuées.
- Au contraire, le lissage temporel est plus robuste au bruit, et se comporte même mieux en cas de largeur spectrale importante du signal (fort speckle). Il est alors parmi les meilleures méthodes d'extraction de composante, tout en conservant un très faible coût calculatoire. Le gain qu'il apporte diminue tout de même légèrement à très faible CNR.
- Le lissage temps-fréquence optimisé n'est pas optimal mais apporte un gain assez constant, même en cas de fort speckle et lorsque le bruit additif est faible.
- L'algorithme de Viterbi, qui apporte un gain correct sans produire d'artefact, semble être à préférer aux méthodes « d'ordre 1 » en cas de speckle modéré. Toutefois, il réagit très mal à un fort bruit de speckle : ceci est dû à son fonctionnement sur les valeurs maximales de la RTF, qui sont dispersées en présence de speckle. Un lissage spectral de la RTF (avec l'estimateur de Lee en vibrométrie continue ou la TF de l'autocorrélation en vibrométrie impulsionnelle, cf. chapitre IV) devrait pouvoir remédier à ce problème.
- Le gain en SNR moyen apporté par les méthodes d'extraction de composante d'ordre supérieur évolue quasi-linéairement avec le CNR, les méthodes « d'ordre 2 » obtenant toujours un gain plus élevé (~2 dB) et ne présentant pas d'artefact. Toutefois, ce gain est globalement diminué de 4 dB pour un bruit de speckle de bande 5 kHz ; en effet, la recherche de « traces d'énergie » sur la RTF est beaucoup moins efficace lorsque celles-ci sont élargies et bruitées par un fort speckle. Elles ne sont donc quasiment plus avantageuses dans ce cas, l'extraction étant un échec sauf pour un CNR inférieur à 10 dB dans 1 MHz.

3.3 INFLUENCE DE L’ECHANTILLONNAGE TEMPOREL

Nous discutons pour finir de l’influence des paramètres temporels des méthodes proposées (échelle temporelle sur laquelle une loi locale d’évolution est supposée valide), ainsi que des paramètres d’échantillonnage de la vibration (fréquence de répétition des formes d’ondes en vibrométrie impulsionnelle) pour l’application de l’hypothèse de continuité.

En Figure V. 11, nous montrons l’évolution des spectres de vibration moyens (sur 30 réalisations) obtenus par lissage temporel de la RTF et application de la transformée de Hough locale, en fonction de la durée de la fenêtre de lissage ou de recherche de loi linéaire locale (τ_{lissage} ou $N_w T$), que nous appelons « temps d’intégration ». Ces deux méthodes sont en effet celles qui en sont le plus affectées. A noter que les spectres obtenus avec les autres méthodes « d’ordre supérieur » évoluent de la même manière que pour la transformée de Hough locale, avec plus ou moins d’artefacts.

Les temps d’intégration optimaux pour les deux méthodes sont respectivement de 3 et 6 ms approximativement. On constate que pour un temps d’intégration moindre, les hautes fréquences sont moins atténuées, mais l’artefact disparaît sur le spectre donné par la transformée de Hough locale. Le gain en SNR moyen est moindre qu’à l’optimum. Juste au delà du temps d’intégration optimal, par contre, les performances sont très affectées. Avec le lissage de la RTF, les pics à haute fréquence disparaissent purement et simplement, et la décroissance du plancher de bruit s’accroît. Avec la transformée de Hough locale, les artefacts se multiplient et les pics à haute fréquence disparaissent également.

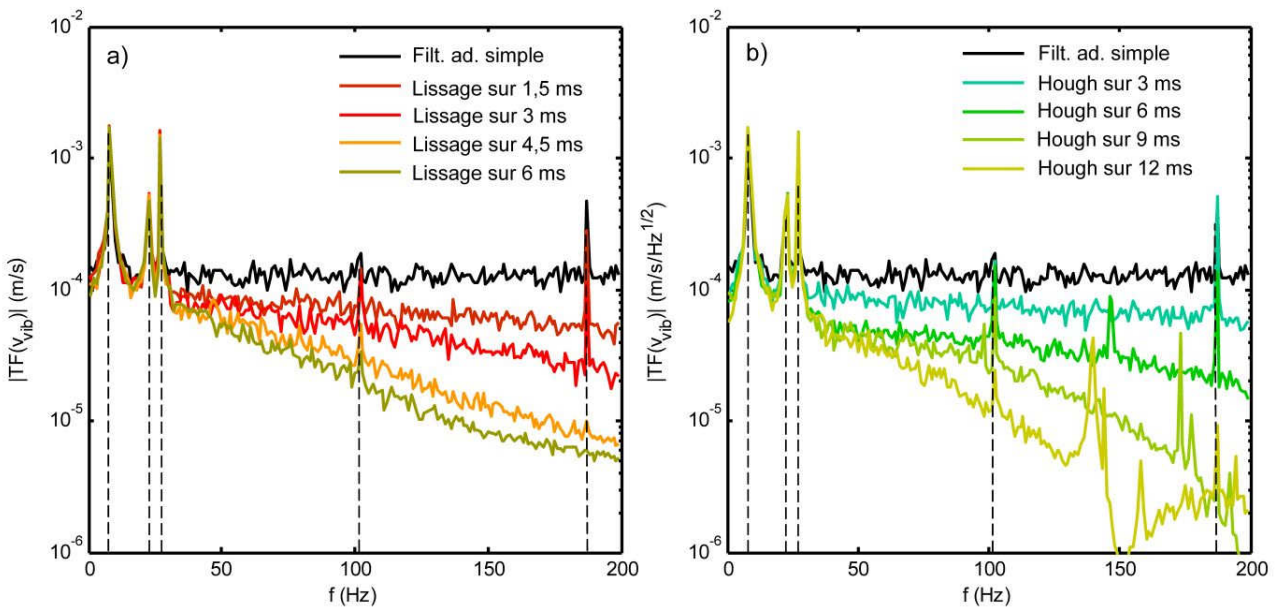


Figure V. 11 : variation des spectres moyens obtenus avec un lissage temporel de la RTF ou par Hough en fonction de leur « temps d’intégration » (cf. paramètres τ_{lissage} et N_w). Rappel : CNR moyen -15dB, $B_{\text{speckle}} = 1$ kHz.

Ceci montre la criticité du choix des paramètres temporels des méthodes d’extraction de composante appliquées à la vibrométrie. Leur mise en œuvre en pratique suppose donc soit des connaissances a priori sur la vibration, soit un ajustement de ces paramètres jusqu’à ce que le spectre observé soit satisfaisant. Cette dernière possibilité est tout à fait envisageable pour le lissage, très rapide, mais absolument pas pour les méthodes d’ordre supérieur.

Nous étudions finalement l’impact de l’échantillonnage temporel de la vibration, en faisant varier la fréquence de répétition des formes d’ondes (WRF) simulées autour de la valeur nominale de 1

kHz. Les spectres obtenus par les différentes méthodes et les SNRs moyens sont présentés en Figure V. 12. 30 réalisations de signal ont été utilisées.

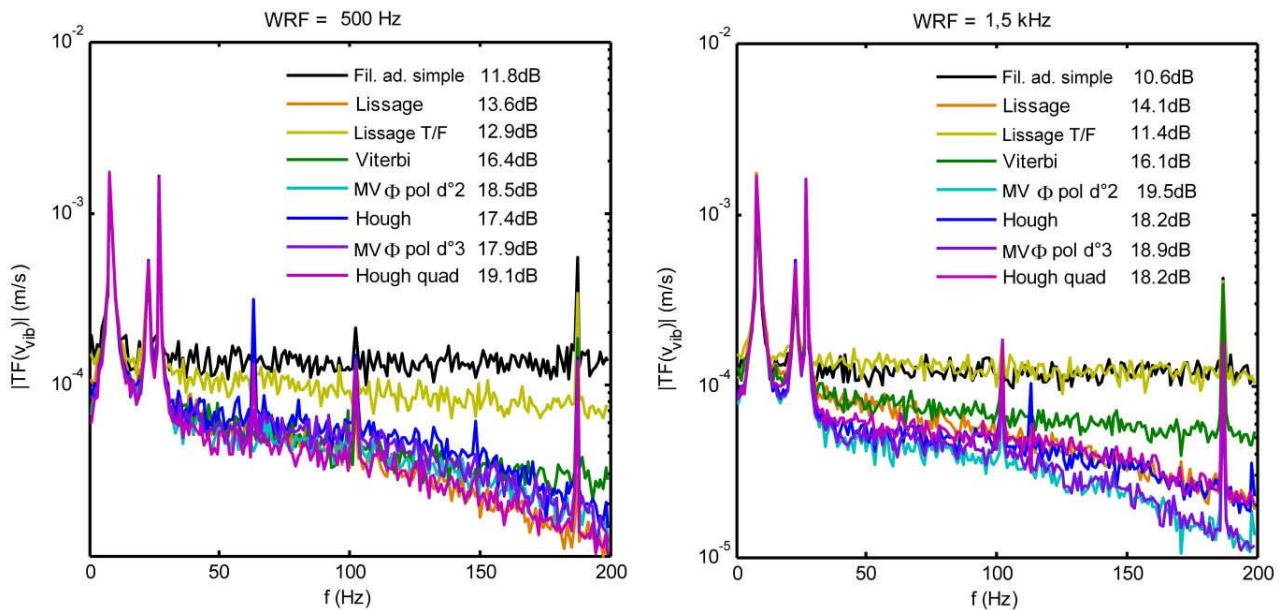


Figure V. 12 : variation des spectres et des SNR moyens obtenus par les différentes méthodes en fonction de WRF à « temps d'intégration » égal. Rappel : CNR moyen -15dB, $B_{\text{speckle}} = 1$ kHz.

D'après ces résultats :

- Le lissage temps-fréquence optimisé et l'algorithme de Viterbi ont des performances relativement stables en fonction de WRF. C'est également le cas de la méthode de despiking, non représentée ici.
- Par contre, le lissage temporel de la RTF donne de mauvais résultats lorsque WRF = 500 Hz : le pic à la plus haute fréquence de vibration est alors très fortement atténué. Au-delà d'une certaine fréquence d'échantillonnage de la vibration, ses performances sont cependant correctes et stables.
- Les méthodes « d'ordre supérieur » présentent toutes un artefact important à 61 Hz, lorsque WRF = 500 Hz. Il s'agit d'un phénomène d'aliasing lié à l'inadéquation des hypothèses d'évolution linéaire ou quadratique de la fréquence sur les longues fenêtres choisies. Mais pour elles aussi, au-delà d'une certaine fréquence d'échantillonnage, leurs performances sont très bonnes et stables.

Il est donc indispensable pour les méthodes tel que le lissage temporel de la RTF, ou celles qui recherchent une évolution polynomiale de la fréquence instantanée, que la vibration soit sur-échantillonnée lors de la mesure afin que l'hypothèse de continuité puisse être appliquée. Toutefois, il est à prévoir que les autres méthodes voient également leur apport diminuer à fort bruit si WRF est faible. En régime impulsionnel, le choix d'un WRF élevé est nécessaire.

CONCLUSION

Nous avons proposé l'emploi d'hypothèses sur l'évolution de la fréquence instantanée, jamais utilisées auparavant en vibrométrie par lidar cohérent. Ceci est à l'origine de traitements permettant le suivi de la fréquence instantanée ou l'extraction de composantes. Sur des signaux simulés, nous avons

constaté un net apport pour la limitation de l'impact d'un fort bruit additif et plus spécifiquement des évanouissements du signal causés par les bruits multiplicatifs typiques du lidar cohérent.

Nous nous sommes concentrés sur des méthodes utilisant une RTF et supposant une évolution lente ou localement polynomiale de la fréquence instantanée. Elles sont intermédiaires à la fois entre une estimation classique et une estimation paramétrique, et entre les méthodes appliquées directement sur le signal et une régularisation a posteriori. Nous avons montré que dans les conditions adéquates elles permettent à la fois un gain important en SNR et un temps de calcul limité. En cas de forte largeur spectrale, un simple lissage temporel de la RTF est pertinent et quasi-instantané.

Cependant, cela présuppose un sur-échantillonnage de la vibration, et un réglage précis de la durée des segments de signal auxquels l'hypothèse d'évolution de la fréquence instantanée est appliquée. D'autre part, en cas d'évanouissements longs (plus que la période de vibration) la reconstruction est délicate.

Plusieurs autres applications des méthodes proposées restent à explorer. Citons la séparation de composantes multiples, la résolution des ambiguïtés, la suppression de dérive Doppler. Certaines méthodes restent également à développer, notamment une estimation itérative sur la RTF avec réduction progressive de la bande d'analyse, qui a été montrée capable de fonctionner même en cas d'évanouissements longs typiques de la turbulence. Elle ne nécessite pas non plus un sur-échantillonnage de la vibration. Une telle méthode sera certainement très utile pour la vibrométrie à longue portée.

CHAPITRE VI : ETUDE COMPARATIVE DES METHODES DE TRAITEMENT DU SIGNAL EN VIBROMETRIE CONTINUE ET IMPULSIONNELLE

INTRODUCTION.....	150
1 CARACTERISTIQUES DES SIGNAUX CONSIDERES	150
2 COMPARAISON DES PERFORMANCES SUR SIGNAUX SIMULES.....	151
2.1 COMPARAISON DES PERFORMANCES EN PRESENCE DE FORT BRUIT DE SPECKLE.....	151
2.2 INFLUENCE DE LA FREQUENCE DE REPETITION ET DE LA BANDE D'ANALYSE.....	157
2.3 EFFETS DU BRUIT DE PHASE LASER.....	159
2.4 EFFETS DE VIBRATIONS A HAUTE FREQUENCE.....	160
2.5 CAS DE SIGNAUX MULTI-COMPOSANTES	161
2.6 DISCUSSION	162
3 VALIDATION EXPERIMENTALE EN PRESENCE DE FORT BRUIT DE SPECKLE	164
3.1 ARCHITECTURE DU LIDAR FIBRE UTILISE	164
3.2 CONDITIONS EXPERIMENTALES.....	165
3.3 RESULTATS.....	168
3.4 DISCUSSION	170
CONCLUSION.....	170

INTRODUCTION

Au cours des chapitres précédents, nous avons adapté les formes d'ondes multiplets et les outils de traitement du signal pour améliorer la vibrométrie laser impulsionnelle dans les conditions de mesure défavorables rencontrées avec des cibles mobiles (bruit de speckle fort) et lointaines (CNR pouvant être très faible). Nous les comparons maintenant dans ce même cas de figure.

Les objectifs de l'étude originale décrite dans ce chapitre sont :

- connaître le comportement des méthodes de traitement, surtout dans les conditions de mesure difficiles rencontrées en vibrométrie, et établir celles qui offrent le meilleur compromis entre performance, robustesse et rapidité, pour un régime d'émission donné,
- connaître le comportement des différents régimes d'émission : doublets, multiplets d'impulsions, émission continue,
- quantifier l'apport des méthodes originales proposées au cours de cette thèse, à savoir l'emploi de multiplets d'impulsions, l'estimation du maximum de vraisemblance de la fréquence instantanée et les méthodes d'extraction de composante sur RTF,
- confirmer ces conclusions sur des signaux réels lors d'une première mise en œuvre expérimentale de vibrométrie laser impulsionnelle par multiplets, qui a permis également d'étudier les difficultés liées à ce type d'émission avec la technologie choisie.

Outre les différents régimes d'émission, nous comparons les performances des estimateurs de fréquence instantanée récapitulés dans la table 1 du chapitre III, ainsi que de l'estimateur du maximum de vraisemblance présenté au chapitre IV. Le lissage temporel de la représentation temps-fréquence, introduit au chapitre V, est éventuellement employé en tant que méthode robuste d'extraction sur RTF.

Dans une première partie, les différentes méthodes de traitement du signal sont appliquées sur des signaux synthétisés par le simulateur décrit au chapitre II (section 4). Les résultats sont ensuite validés par une mise en œuvre expérimentale de ces mêmes méthodes, pour le traitement des signaux obtenus par un lidar vibromètre fibré, capable d'une émission continue et impulsionnelle. Comme au chapitre V, nous étudions les spectres de vibration estimés et prenons comme critère de performance le SNR moyen sur ces spectres.

1 CARACTERISTIQUES DES SIGNAUX CONSIDERES

Les signaux simulés dans ce chapitre sont de vibrométrie continue ou de vibrométrie impulsionnelle à multiplets de paramètres : $t_p = 2 \mu\text{s}$, $T_s = 50 \mu\text{s}$ et $\text{WRF} = 500 \text{ Hz}$. Nous prenons en compte des doublets ($N_p = 2$) et des multiplets d'impulsions ($N_p = 6$). Le choix de ce nombre d'impulsions et de cette séparation est justifié au vu des vitesses de vibration de quelques mm/s et des fréquences inférieures à la centaine de Hz envisagées, d'après les règles posées au chapitre IV (section 1.3). Les différents régimes d'émission sont comparés à puissance moyenne égale.

La vibration typique considérée comporte 5 fréquences modales entre 8 et 100 Hz, avec des vitesses variables, comprises entre 0,5 et 2 mm/s (cf. Figure VI. 1). La vitesse maximale est de l'ordre de 5 mm/s, inférieure à $V_{\text{amb}}/2 = 7,7 \text{ mm/s}$. La plage de fréquence étudiée s'étend de 0 à 200 Hz, ce qui comprend en théorie tous les modes de vibration de structure qui sont intéressants pour l'identification de cibles. La vibration est uniforme sur la cible (« piston ») et le signal mono-composante.

On considère un bruit additif blanc. Le CNR est typiquement compris entre -25 et 20 dB dans 1 MHz. Le bruit multiplicatif est uniquement composé d'un bruit de speckle fort ($B_{\text{speckle}} = 5 \text{ kHz}$), sauf indication contraire. Rappelons que cette bande du bruit de speckle correspond au minimum attendu, du

fait de la parallaxe, pour une cible aérienne se déplaçant perpendiculairement à l’axe de visée à 500 km/h, indépendamment de sa distance.

La durée totale de la mesure est $T_{mes} = 1$ s. La bande d’analyse B_a (fixée par $1/T_S$ en régime impulsionnel) est choisie adaptée à la bande de modulation définie au I.2.3.4 : $B_a = B_{mod}$. La durée T_m d’estimation de la fréquence Doppler est optimisée à 2 ms pour le traitement du signal en vibrométrie continue (elle reste par contre limitée à $(N_p-1) T_S$ en vibrométrie impulsionnelle). Un recouvrement de 50% des fenêtres est adopté. Ces hypothèses sont résumées en Table VI.1.

Emission	Mode d’émission continu
	Mode d’émission impulsionnel
	Doublets $N_p = 2$ $t_p = 2 \mu s$
	Multipléts $N_p = 6$ $T_S = 50 \mu s$ $WRF = 500$ Hz
	<i>Puissance moyenne égale</i>
Vibration	« Piston », à 5 « modes » : 8,3 ; 22,6 ; 27,1 ; 66,9 ; 100,2 Hz $v_{max} : 0,5$ à 2 mm/s
Conditions de mesure	$T_{mes} = 1$ s
	Bruit additif blanc CNR de -20 dB à 20 dB
	Bruit multiplicatif : speckle fort $B_{speckle} = 5$ kHz
	Paramètres traitement continu $T_m = 2$ ms 50% de recouvrement

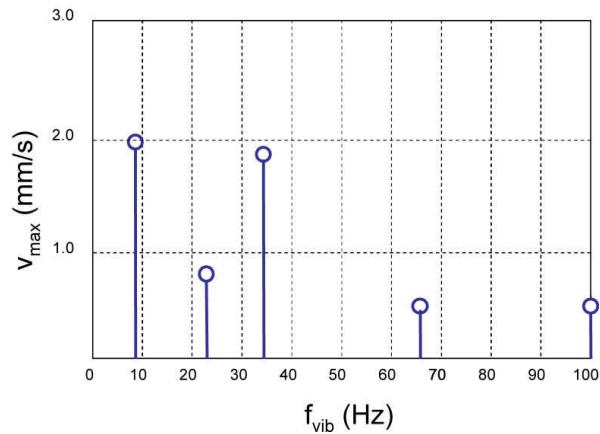


Table VI. 1 : récapitulatif des hypothèses et Figure VI. 1 : spectre de la vibration type considérée.

2 COMPARAISON DES PERFORMANCES SUR SIGNAUX SIMULES

Dans cette section, nous comparons sur des signaux simulés le comportement et les performances en terme de SNR des différentes méthodes de traitement du signal et régimes d’émission. Outre le cas de figure principal d’un fort bruit de speckle, nous étudions l’influence de la fréquence de répétition des impulsions WRF et de l’adaptation de la bande d’analyse par rapport à la bande occupée par le signal (B_a/B_{mod}). L’impact de plusieurs perturbations est également quantifié : nous envisageons la présence de bruit de phase laser, de vibrations à haute fréquence, ou d’un signal multi-composantes.

Nous discutons ensuite des intérêts relatifs des méthodes de traitement et régimes d’émission, en particulier au niveau de leur rapidité et de leur robustesse à ces différentes perturbations de la mesure.

2.1 COMPARAISON DES PERFORMANCES EN PRESENCE DE FORT BRUIT DE SPECKLE

La Figure VI. 2 montre le résultat de la mise en œuvre des estimateurs récapitulés dans la table III.1 sur le signal simulé comportant un fort bruit de speckle ($B_{speckle} = 5$ kHz). Le CNR est choisi intermédiaire (0 dB dans 1 MHz). Il s’agit des estimateurs Autocorrelation First Lag (AFL), barycentre des colonnes du spectrogramme (SGC, SpectroGram Centroid) et « spectral matching » de Lee (LSM, Lee’s Spectral Matching) en régime continu ; Pulse-Pair (PP) pour les doublets d’impulsions ; filtrage adapté (MF, Matched Filter), TF de l’autocorrélation fenêtrée (ACFT, AutoCorrelation Fourier Transform), et l’estimateur du maximum de vraisemblance (ML, Maximum Likelihood) pour les multipléts d’impulsions. **N.B. : comme expliqué au chapitre IV §2.2, on passe par une représentation temps-fréquence de la vraisemblance pour appliquer ce dernier.**

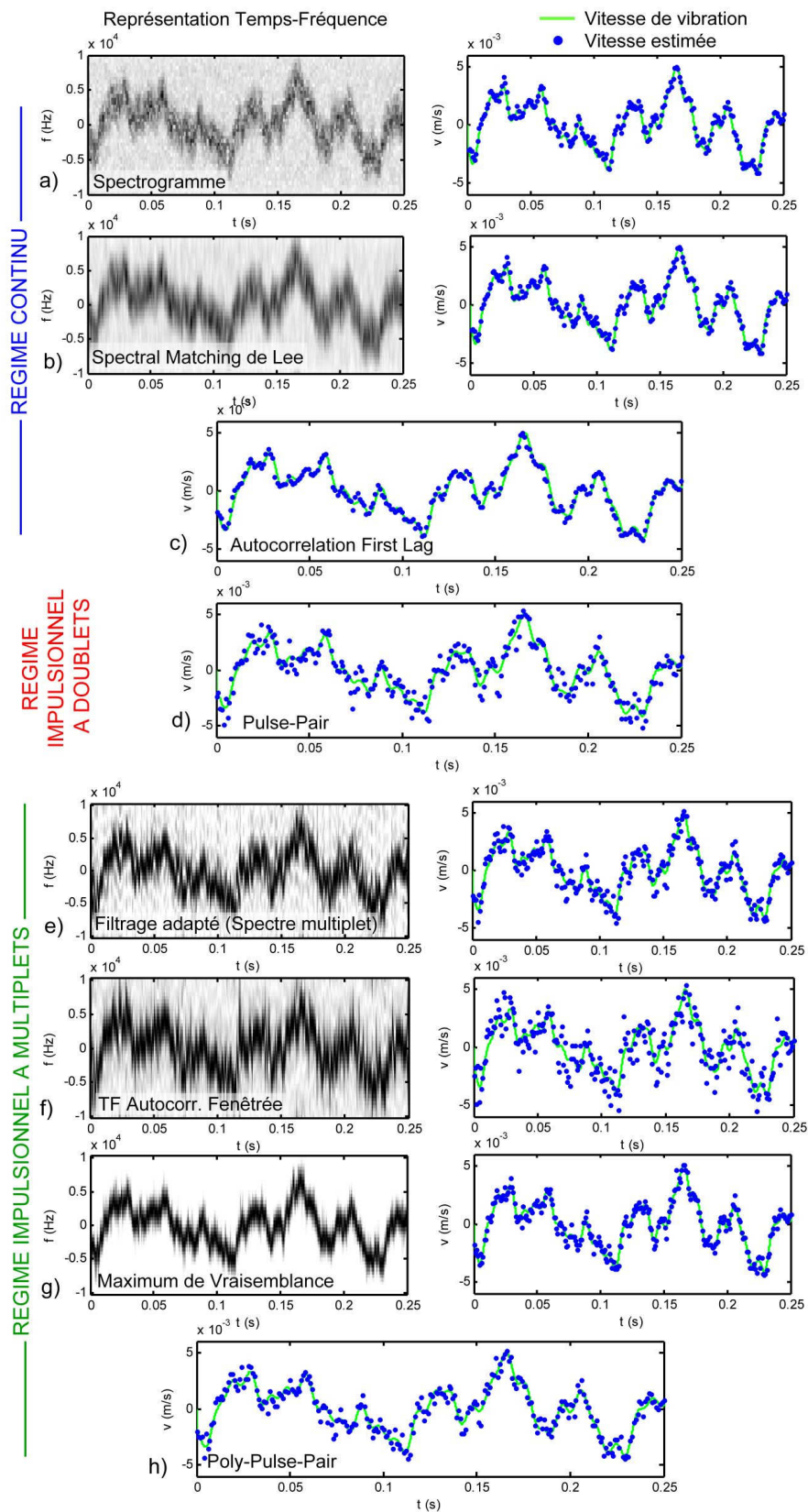


Figure VI. 2 : résultats de la mise en œuvre des estimateurs sur le même courant hétérodyne simulé, à CNR intermédiaire (0 dB dans 1 MHz) et bruit de speckle fort ($B_{\text{speckle}} = 5$ kHz).

On constate sur ces résultats la largeur spectrale du signal et l'erreur supplémentaire qu'elle induit, en particulier en régime impulsionnel ($\sigma_v \sim 1$ mm/s contre $\sigma_v \sim 0,2$ mm/s en régime continu).

Toujours sur le même signal, nous montrons en Figure VI. 3 les résultats de l'ajout d'un lissage temporel de la Représentation Temps-Fréquence (RTF). Les méthodes du barycentre des colonnes du spectrogramme et du « Spectral Matching » de Lee, appliquées en vibrométrie continue, en bénéficient également.

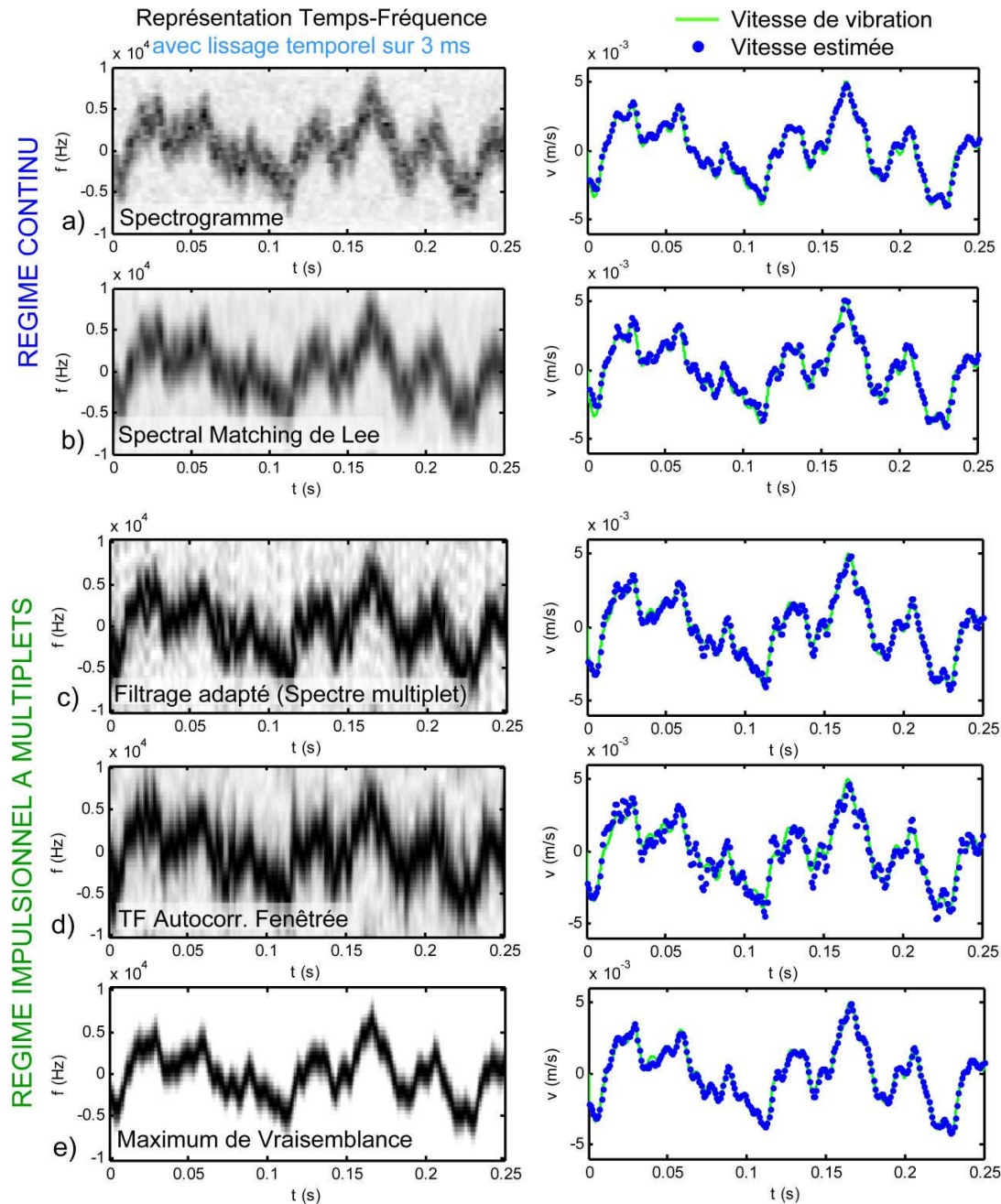


Figure VI. 3 : résultats de la mise en œuvre des estimateurs avec lissage temporel a) Barycentre du spectrogramme, b) Spectral Matching de Lee, en vibrométrie continue, c) Filtrage adapté, d) TF de l'autocorrélation, e) estimateur du MV en vibrométrie par multiplets, sur le même courant hétérodyne simulé.

L'effet du lissage temporel de la RTF se manifeste par une atténuation des hautes fréquences de vibration, mais également par une réduction du bruit de mesure plus importante, comme détaillé au chapitre V (pour le filtrage adapté, l'écart-type d'erreur de vitesse σ_V est ici divisé par 5). Il s'agit de la seule technique assimilable à une extraction de composante qui soit robuste en cas de fort bruit de speckle ; nous l'employons dans cette comparaison afin de confirmer l'intérêt général de ces méthodes.

Le temps de calcul des méthodes implémentées est donné en Table VI. 2. Le prétraitement désigne le filtrage et le ré-échantillonnage dans la bande d'analyse indispensables en vibrométrie continue, et la récupération des impulsions (fenêtrage et moyennage) en vibrométrie impulsionnelle.

	Régime continu			Régime impulsionnel				
				$N_p = 2$	$N_p = 6$			
Pré-traitement	500 ms			4 ms	10 ms			
Méthode	Autocorr First Lag (AFL)	Bar. Spectro-Gramme (SGC)	Spectral Matching de Lee (LSM)	Pulse Pair (PP)	Poly Pulse Pair (PPP)	Filtrage Adapté (MF)	TF Autocorr (ACFT)	Estim. du MV (MV)
Traitement	12 ms	32 ms	300 ms	2 ms	7 ms	60 ms	80 ms	180 ms
Lissage RTF (-s)	-	6 ms		-	-	3 ms		

Table VI. 2 : temps de calcul des différents estimateurs appliqués aux différents régimes d'émission (implémentation sous Matlab, processeur Intel Core² 6400 @ 2.13 GHz). Le temps de calcul total est la somme du prétraitement, du traitement, et du lissage éventuel. Il est proportionnel au nombre de formes d'ondes traitées (à $1/T_m$ en continu).

Si l'on inclut la durée du pré-traitement, les multiplets d'impulsions choisis sont notablement plus rapides à traiter que le régime continu, et ce même en employant l'estimateur du maximum de vraisemblance ($190 \text{ ms} < 512 \text{ ms}$). Les méthodes à différence de phase entre impulsions restent les plus rapides, avec quelques millisecondes de traitement seulement, ce qui rend possible un traitement en temps réel.

En résumé, les ordres de grandeur de temps de calcul sont approximativement 10 ms pour la vibrométrie impulsionnelle traitée par différence de phase, 100 ms avec des estimateurs plus évolués, et 500 ms pour la vibrométrie continue, ce qui représente une différence substantielle. Il est dans ce cadre difficile de justifier l'utilisation d'estimateurs évolués si leur apport se limite à une performance supérieure de quelques dB en SNR.

La Figure VI. 4 compare les spectres de vibration estimés par les différentes méthodes, dans la bande d'intérêt entre 0 et 200 Hz et moyennés sur 100 réalisations de signal. La comparaison est une fois encore menée à haut CNR, pour étudier les performances des estimateurs à bruit multiplicatif dominant, et à bas CNR, pour les étudier à bruit additif dominant.

Nous nous intéressons surtout au rapport entre les pics associés aux modes de vibration et le « plancher » de bruit de mesure, qui conditionne leur détectabilité. A haut CNR, en a) c) e), les différentes méthodes obtiennent les valeurs correctes pour les pics (cf Figure VI. 1), mais le plancher de bruit varie. Il est sensiblement le même au sein des régimes d'émission considérés, sauf pour l'estimateur du maximum de vraisemblance proposé (ML), pour lequel il est diminué d'un facteur 2. A bas CNR, en b) d) f), une déléition de la vibration est observée. Il faut alors recourir au SNR pour la comparaison des performances, d'autant que les spectres sont proches.

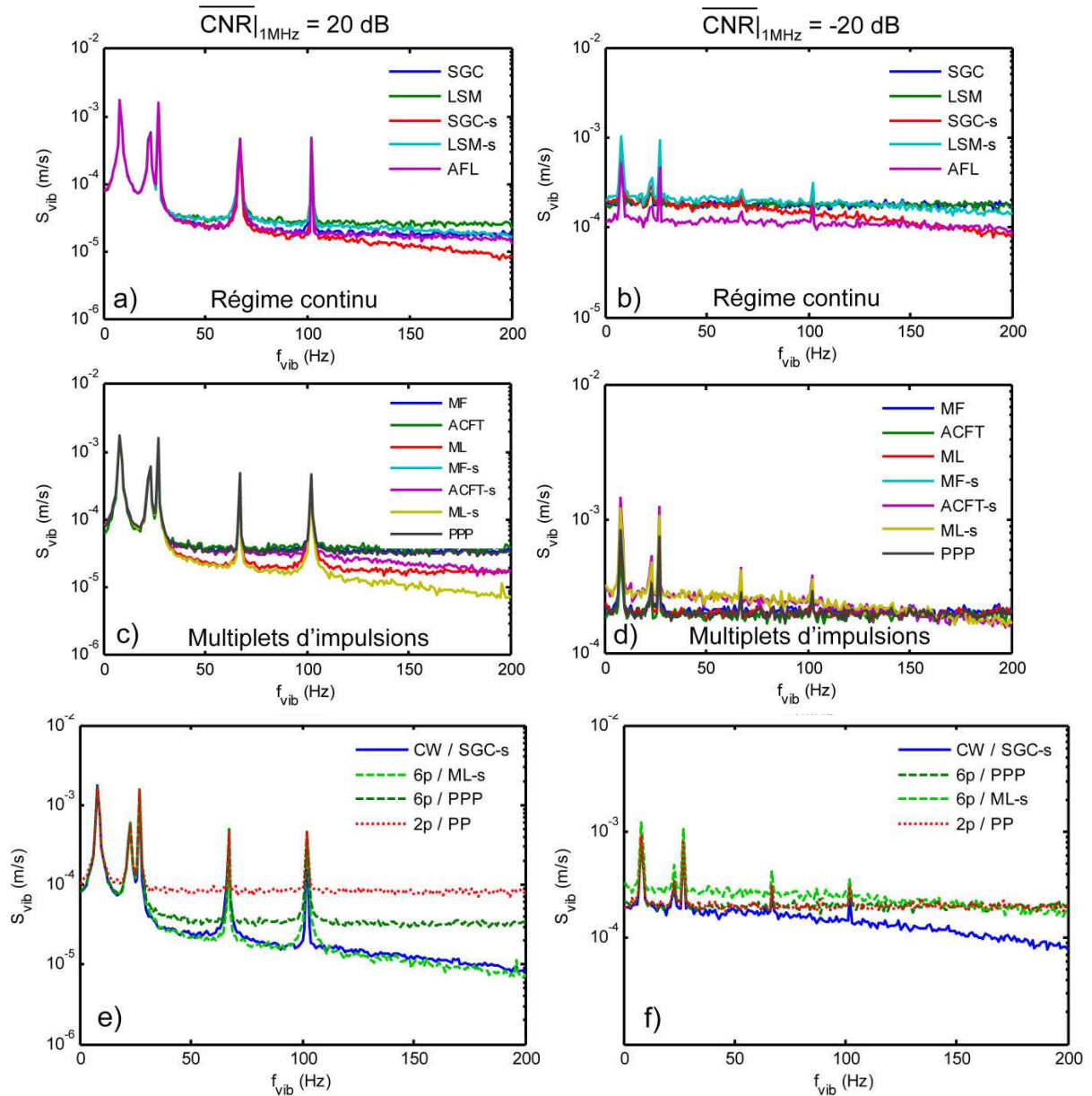


Figure VI. 4 : comparaison des spectres de vibration moyens obtenus par les différentes méthodes en vibrométrie continue (a et b) et impulsionnelle (c et d), et par les meilleurs estimateurs pour les différents régimes (e et f). a) c) e) sont obtenus à haut CNR moyen (20 dB dans 1 MHz) i.e. bruit multiplicatif dominant et b) d) f) à bas CNR moyen (-20 dB dans 20 MHz) i.e. bruit additif dominant. Moyenne sur 100 réalisations de signal simulé.

Remarquons, en Figure VI. 4 e), que l'estimateur du maximum de vraisemblance avec lissage de la RTF (ML-s) appliqué aux multiplets d'impulsions fournit le même spectre de vibration que la vibrométrie continue traitée par les estimateurs Autocorrelation First Lag (AFL) ou barycentre du spectrogramme (SGC-s), avec le même lissage. Ils ont donc des performances équivalentes, malgré l'avantage intrinsèque au régime continu dans les conditions de fort bruit de speckle. L'estimateur plus classique Poly-Pulse-Pair laisse par contre un plancher de bruit beaucoup plus élevé.

Cet apport de l'estimateur du maximum de vraisemblance, par rapport aux performances classiques en régime impulsionnel, est précisément quantifié en termes de gain en SNR moyen, en

Figure VI. 5. Celle-ci présente en parallèle les SNR moyens sur les 5 modes de vibration, calculés pour les différents estimateurs. Les barres d'écart-type permettent d'apprécier l'ampleur des différences de performance entre estimateurs. La comparaison est une fois encore menée à haut CNR moyen (20 dB dans 1 MHz), puis à bas CNR moyen (-25 dB dans 1 MHz).

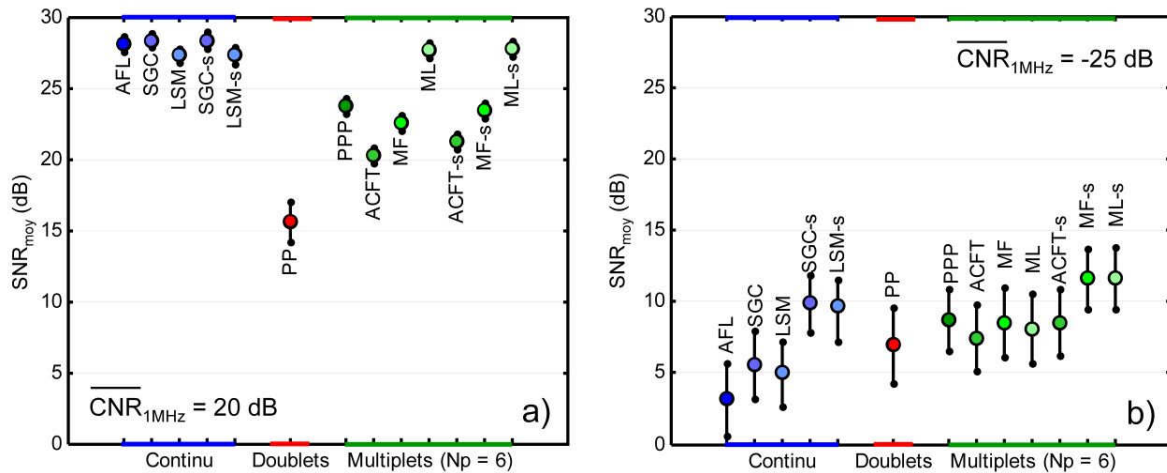


Figure VI. 5 : comparaison des SNR moyens obtenus par les différents estimateurs appliqués aux différents régimes d'opération à a) haut CNR moyen (20 dB dans 1 MHz) et b) bas CNR moyen (-25 dB dans 1 MHz). Méthode de Monte-Carlo sur 200 réalisations de signal simulé. (Sigles : cf. Table VI.2)

A haut CNR (bruit de speckle dominant), les estimateurs implémentés en vibrométrie continue obtiennent des performances en SNR similaires. En vibrométrie impulsionnelle à multiplets, les SNR obtenus sont moindres sauf pour l'estimateur du maximum de vraisemblance (ML) : avec un gain de 4 dB dû à son adaptation au speckle, il permet effectivement d'égaliser les performances du régime continu. Nous notons que les estimateurs de Lee (LSM) et TF de l'autocorrélation fenêtrée (ACFT) remplissent leur rôle en permettant une estimation de bonne précision sans recourir au barycentre, mais ne présentent pas de gain supplémentaire. Enfin, remarquons que la vibrométrie par doublets d'impulsions obtient un SNR environ 10 dB plus faible que les autres dans ces conditions. En effet, elle est la seule à ne pas moyenniser la dispersion de fréquence due au bruit de speckle.

A bas CNR (bruit additif dominant), on se place au point (-25 dB dans 1 MHz) où le régime impulsionnel commence à obtenir un SNR supérieur au régime continu. Cette plus grande robustesse au fort bruit additif est due, comme il a été expliqué au chapitre IV, à la moins forte probabilité de valeur aberrante en cas de faible dynamique de mesure. Toutefois, un lissage temporel de la RTF suffit à lui seul à regagner 5 dB en SNR avec l'estimateur barycentre du spectrogramme en régime continu (SGC-s). L'application de la même méthode en régime impulsionnel ne permet de gagner que 3 dB dans les mêmes conditions, car il y a moins de spectres à court terme à corrélérer sur la même durée. Notons que le filtrage adapté (ML) et l'estimateur du maximum de vraisemblance (MV) sont tout à fait équivalents à bas CNR.

La Figure VI. 6 a) détaille l'évolution du SNR offert par les meilleurs estimateurs pour chaque régime d'émission. La bande du bruit de speckle reste large, à 5 kHz. Cette courbe caractéristique SNR en fonction du CNR reste la meilleure donnée pour évaluer les performances du traitement du signal.

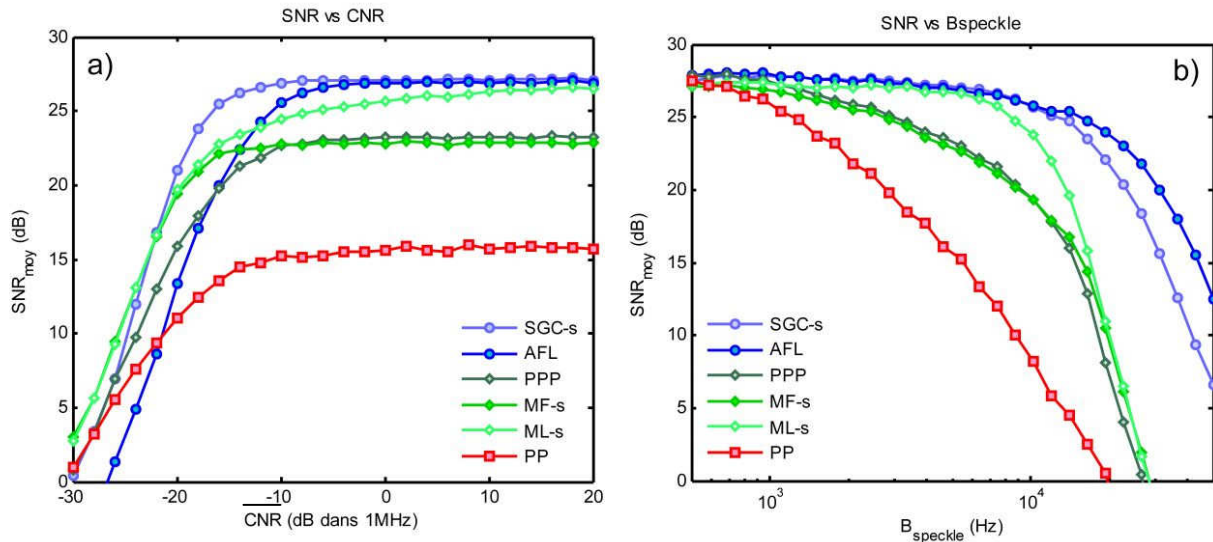


Figure VI. 6 : évolution comparée des SNR moyens obtenus par des estimateurs sélectionnés en fonction a) du CNR, b) de la bande de speckle. Rappel : bleu = continu, vert = multiplets ($N_p=6$), rouge = doublets. Méthode de Monte-Carlo sur 30 réalisations de signal simulé.

Remarquons d'abord que le SNR obtenu dans ces conditions par la vibrométrie impulsionnelle par doublets d'impulsions reste bien en dessous des autres régimes d'émission. Des multiplets à 6 impulsions sont nettement plus performants (approchant le régime continu), pour un temps de calcul restant faible.

Observons également que le gain apporté par l'estimateur du maximum de vraisemblance (ML-s), par rapport aux estimateurs non adaptés au bruit de speckle, est de croissance lente. Il n'est important qu'à partir d'un CNR de 0 dB dans 1 MHz.

L'effet du lissage se voit dans le retard de la décroissance du SNR à bas CNR, que ce soit en régime d'émission continu ou impulsionnel, à partir de -10 dB dans 1 MHz. Le gain qu'il apporte est maximal autour de -20dB dans 1 MHz.

La caractéristique est également tracée en fonction de la bande du bruit de speckle en Figure VI. 6 b), depuis un speckle faible (500 Hz), jusqu'à un speckle très fort, tel qu'il se produit lors de la rotation propre d'une cible (50 kHz). Le CNR est choisi élevé (20 dB dans 1 MHz).

Nous remarquons la très forte sensibilité de la vibrométrie impulsionnelle au bruit de speckle. La décroissance du SNR obtenu par la vibrométrie à doublets d'impulsions continue et forte avec B_{speckle} . Les multiplets à 6 impulsions semblent moyenniser en partie le bruit de speckle, mais seul le traitement par estimateur du maximum de vraisemblance (ML-s) y est totalement robuste jusqu'à ce que B_{speckle} approche 10 kHz, i.e. la moitié de la bande d'analyse $1/T_s$. Rappelons que la largeur spectrale complète du signal est de l'ordre de $2 B_{\text{speckle}}$. Ensuite, le signal s'étend trop largement et produit des ambiguïtés, qui sont la cause de la très forte décroissance du SNR observée. L'adaptation de la bande d'analyse pourrait permettre de prévenir cette chute du SNR. Par ailleurs, la vibrométrie continue conserve les meilleures performances, grâce à un meilleur moyennage.

2.2 INFLUENCE DE LA FREQUENCE DE REPETITION ET DE LA BANDE D'ANALYSE

Nous étudions maintenant l'influence de deux paramètres critiques auparavant fixés, à savoir la fréquence des mesures de vitesse (égale en régime impulsionnel à la fréquence de répétition WRF) et la bande d'analyse du signal (fixée par $1/T_s$).

En premier lieu, nous traçons en Figure VI. 8 la caractéristique SNR/CNR pour différentes valeurs de la fréquence de répétition WRF. Notons qu’en vibrométrie continue, si un lissage temporel de la RTF est employé, la caractéristique varie très peu en fonction de la période T, à recouvrement fixé entre les segments. Pour chaque régime, nous gardons ici le meilleur SNR des différents estimateurs.

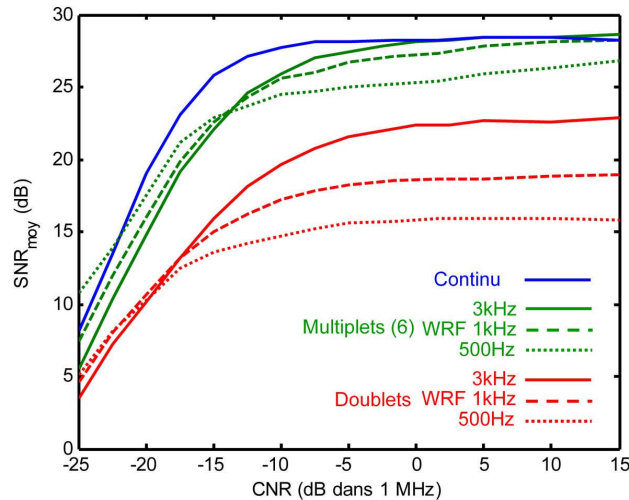


Figure VI. 7 : caractéristiques SNR en fonction du CNR moyen, obtenues pour chaque régime par les meilleurs estimateurs, pour différentes fréquences de répétition des impulsions WRF. Bruit de speckle fort ($B_{speckle} = 5\text{kHz}$). Méthode de Monte-Carlo sur 20 réalisations de signal simulé.

Ces courbes montrent donc les performances maximales des différents régimes d’émission. Nous voyons ainsi que les multiplets d’impulsions peuvent approcher le régime continu pour toute valeur du CNR, si l’on adapte la fréquence de répétition comme proposé au IV.1.3. D’autre part, une fréquence de répétition élevée permettra de gagner près de 8 dB en régime impulsif à doublets.

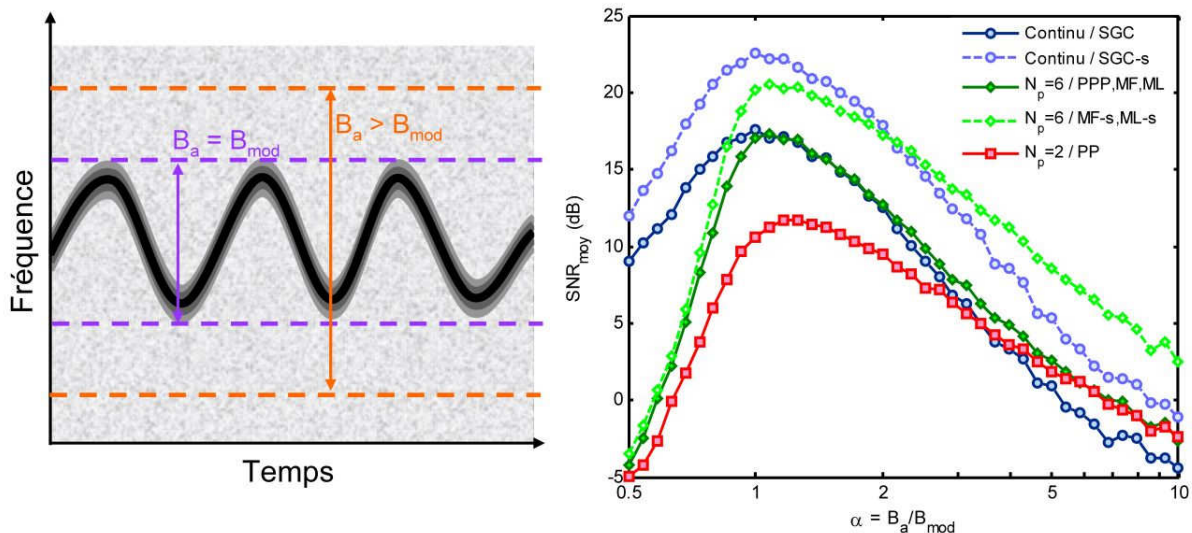


Figure VI. 8 : évolution comparée des SNR moyennes obtenus par les différents estimateurs en fonction du paramètre d’adaptation α de la bande d’analyse B_a à la bande effectivement occupée par le signal B_{mod} . CNR faible (-20dB dans 1 MHz), bruit de speckle fort ($B_{speckle}=5\text{kHz}$). Méthode de Monte-Carlo sur 30 réalisations de signal simulé.

D’autre part, nous avons considéré jusqu’ici que la bande d’analyse était adaptée à celle induite par la vibration. En pratique, toutefois, on pourra être amené à élargir cette bande pour s’accommoder

d'une forte largeur spectrale due au bruit de speckle ou d'une dérive Doppler résiduelle à la suite de mouvements d'ensemble de la cible.

En Figure VI. 8, l'influence de la désadaptation de la bande d'analyse au signal est étudiée. Un paramètre d'adaptation $\alpha = B_a/B_{\text{mod}}$ est introduit. Notons que si une variation de la bande d'analyse s'applique par simple filtrage en vibrométrie continue, elle nécessite cependant une variation de la séparation des impulsions T_S en vibrométrie impulsionnelle ($B_a = 1/T_S$). Elle ne peut donc être réalisée après la mesure. Nous travaillons à bruit additif dominant et prenons un CNR faible (-20 dB dans 1 MHz) pour cette simulation, car c'est l'impact du bruit additif qui est principalement modifié par la variation de la bande d'analyse.

Le résultat montre la grande variabilité du SNR en fonction de la bande d'analyse choisie.

Tout d'abord, pour $\alpha < 1$, la perte du signal en vibrométrie continue et les ambiguïtés Doppler en vibrométrie impulsionnelle détériorent fortement la mesure. En régime impulsionnel, un paramètre α légèrement supérieur à 1 est préférable pour écarter toute risque d'ambiguïté en vitesse.

Pour $\alpha > 1$, les différents régimes d'émission réagissent de manière distincte à l'accroissement du bruit accepté dans la bande d'analyse. La décroissance du SNR avec α est rapide en vibrométrie continue, intermédiaire en vibrométrie par multiplets et lente en vibrométrie par doublets. Ce phénomène est dû à la plus forte probabilité d'occurrence de valeurs aberrantes lorsque la dynamique de mesure (rapport intervalle de recherche sur résolution) est élevée (cf. IV 1.2.1). Le régime impulsionnel à multiplets, de faible dynamique de mesure, est donc ici plus robuste. Le lissage temporel de la RTF (ML-s ou MF-s) permet par ailleurs de maintenir un gain de plus de 5 dB par rapport à une estimation sans hypothèse de continuité.

Du fait de l'inégalité de robustesse entre les régimes d'émission, nous noterons qu'avec une bande d'analyse de 100 kHz, c'est-à-dire $T_S = 10 \mu\text{s}$ et $\alpha = 5$, seule la vibrométrie impulsionnelle à multiplets d'impulsions, traitée par filtrage adapté ou maximum de vraisemblance et lissage temporel de la RTF associée, est capable de garder un SNR de l'ordre de 10 dB. Ainsi, sous certaines conditions, même en cas de fort bruit de speckle, la vibrométrie impulsionnelle améliorée comme nous l'avons décrit peut être préférable grâce à sa robustesse au bruit additif.

2.3 EFFETS DU BRUIT DE PHASE LASER

Le bruit de phase laser affecte différemment la vibrométrie en régime continu ou impulsionnel.

Il peut être aisément réduit à l'aide de lignes à retard placées dans la voie oscillateur local, comme nous l'avons vu au chapitre II, ce qui explique que nous ne l'avons pas considéré précédemment. Nous souhaitons cependant mettre en évidence la sensibilité du régime impulsionnel à multiplets d'impulsions à un bruit de phase laser important.

Nous comparons en Figure VI. 9 les performances des différents estimateurs en présence de bruit de speckle faible ($B_{\text{speckle}} = 1 \text{ kHz}$) mais de bruit de phase laser important, à CNR intermédiaire (CNR moyen de 0 dB dans 1 MHz). Le bruit de phase est pourtant celui d'un injecteur laser fin, de largeur spectrale $\Delta\nu \approx 2 \text{ kHz}$.

En Figure VI. 9 a), le très fort impact du bruit de phase laser en régime impulsionnel est mis en évidence, en employant des estimateurs classiques pour les trois régimes d'émission. Alors qu'à différence de marche faible, les SNR obtenus sont équivalents, dès 20 km de différence de marche (10 km de portée, sans compensation), le SNR en régime impulsionnel est 14 dB (multiplets) à 18 dB (doublets) plus faible qu'en régime continu.

Les différents estimateurs proposés, qui sont comparés en Figure VI. 9 b) pour une différence de marche de 2 et 20 km, ne permettent pas d'amélioration substantielle, y compris l'estimateur du

maximum de vraisemblance. Le gain en SNR maximal (3,5 dB) est assuré par le lissage temporel de la RTF pour le filtrage adapté (MF-s).

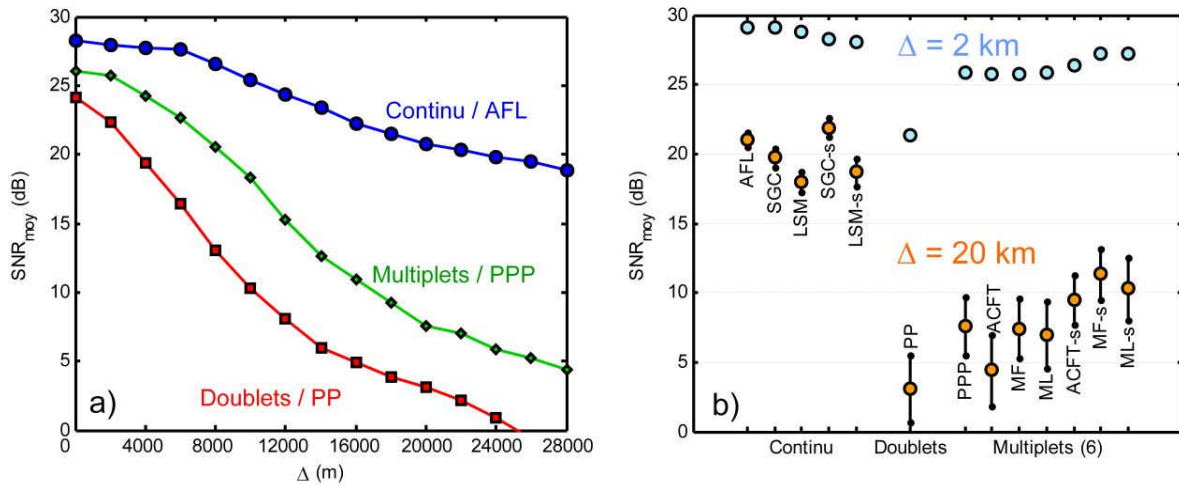


Figure VI. 9 : comparaison des SNR moyens obtenus en présence de bruit de phase laser (injecteur fin Koheras $\Delta v \approx 2$ kHz) ($CNR|_{1MHz} = 0dB$, $B_{speckle} = 2$ kHz). a) estimateurs classiques en fonction de la différence de marche Δ . b) tous estimateurs à Δ faible (2km) et élevée (20km). Méthode de Monte-Carlo sur 50 réalisations de signal simulé.

Une telle chute des performances du régime impulsionnel n’était pas entièrement prévisible par l’étude des bornes de Cramér-Rao. Deux hypothèses peuvent être avancées pour l’expliquer. Elle peut d’abord être due à la forte largeur spectrale du bruit de phase laser. En effet, en régime impulsionnel, le spectre large du bruit de phase est replié de multiples fois dans la bande d’analyse, diminuant de ce fait le CNR effectif entre le pic à la fréquence Doppler et le bruit de fond. L’autre hypothèse est la présence de fluctuations de fréquence lentes d’une forme d’onde à l’autre. Mal moyennées du fait de la faible répétition des mesures, cela affecterait le régime impulsionnel de manière plus importante. Une étude en fonction de la fréquence de répétition WRF permettrait de trancher entre ces deux explications.

Nous retiendrons que, de manière générale, la vibrométrie en régime impulsionnel à multiplots d’impulsions est très sensible au bruit de phase laser. Aucun estimateur proposé n’y est immune. Il sera donc indispensable de prévoir une compensation de ce bruit de phase, par l’emploi d’un jeu de lignes à retard, de longueurs multiples de 5 km environ (d’après la Figure VI. 9, le SNR est affecté de moins de 3 dB si $\Delta < 2500$ m).

2.4 EFFETS DE VIBRATIONS A HAUTE FREQUENCE

La robustesse des estimateurs à des perturbations « systématiques » (non liées aux bruits) de la mesure doit aussi être quantifiée. Nous considérons dans un premier temps la présence de vibrations à haute fréquence de la cible, outre les modes de structure étudiés. Elles sont attendues par exemple sur des cibles aériennes dont les réacteurs produisent des vibrations fortes à des fréquences de plusieurs kHz, qui sont généralement sous échantillonnées. Le repliement du spectre de ces vibrations est tolérable en supposant qu’elles puissent être identifiées, mais la forte non-stationnarité du signal est susceptible d’affecter particulièrement les performances de certains estimateurs présentés.

En Figure VI. 10 a), on voit l’effet de ces vibrations à haute fréquence sur le signal. Etant donnée l’échelle de temps à laquelle la fréquence instantanée du signal est étudiée, cela se traduit principalement par une dispersion non stationnaire de la puissance spectrale, visible sur le spectrogramme en b).

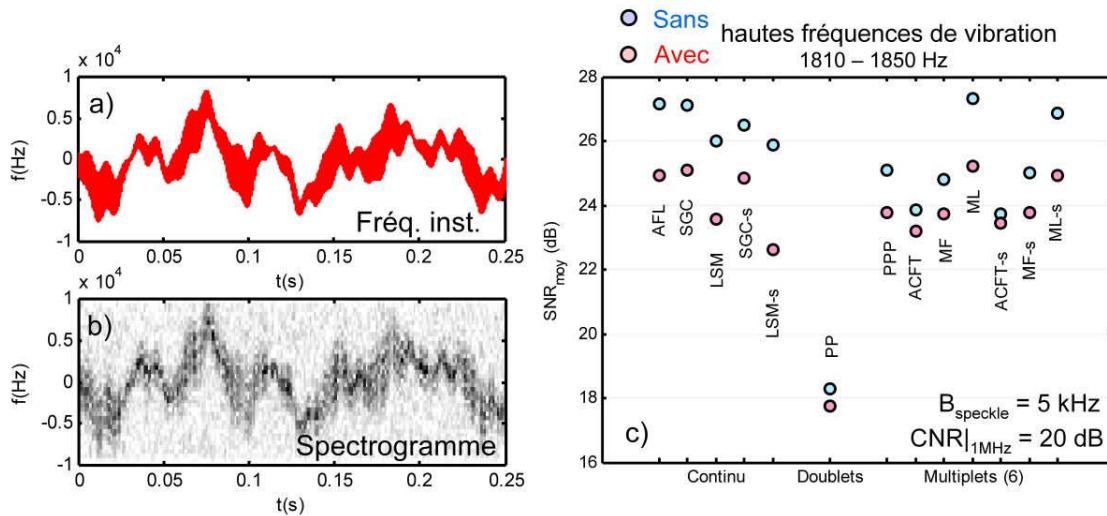


Figure VI. 10 : comparaison des SNR moyens obtenus à speckle fort et CNR élevé ($B_{\text{speckle}} = 5 \text{ kHz}$, $\text{CNR}|_{1\text{MHz}} = 20\text{dB}$) en présence ou non de vibrations à fréquence élevée (2,5 mm/s, 1,81 à 1,85 kHz), illustrées en a) et b). Méthode de Monte-Carlo sur 50 réalisations de signal simulé. Dispersions de SNR $\approx 1 \text{ dB}$.

Nous constatons qu’à CNR intermédiaire ou faible, tant que cette dispersion reste bien inférieure à la bande d’analyse, la diminution de SNR est peu marquée ($\sim 1\text{dB}$). Comme le montre la Figure VI. 10 b), c’est le cas également à CNR élevé ($<2\text{dB}$) ; cependant le gain en SNR permis par l’estimateur du maximum de vraisemblance (ML) sur le bruit de speckle est notablement réduit (1 dB contre 3,5 dB). En effet, la dispersion spectrale produite par les vibrations à haute fréquence est prise pour un effet du speckle, et l’estimateur s’y adapte. Toutefois la forme non gaussienne et la variabilité temporelle de la dispersion, alors que l’estimateur est conçu pour atténuer les effets d’un bruit de spectre gaussien et stationnaire, l’empêchent d’atteindre son but. Pour la même raison (supposition d’une bande de speckle fixe), l’estimateur de Lee est aussi plus affecté que les autres (-2 dB). Le régime continu est par ailleurs légèrement plus perturbé.

En conclusion, la présence de vibrations à haute fréquence n’est pas fortement dommageable, mais elle réduit l’intérêt des estimateurs de fréquence instantanée qui emploient des hypothèses sur la dispersion spectrale induite par les bruits de phase.

2.5 CAS DE SIGNAUX MULTI-COMPOSANTES

Une autre perturbation prépondérante en vibrométrie est, nous l’avons vu au chapitre V, la présence de signaux multiples, causant une « cochannel interference » selon le vocabulaire de la démodulation de fréquence. Ceux-ci sont dus à des parties de la cible vibrant de manière indépendante, sous un faisceau laser assez large pour les sonder en même temps.

Les différents signaux ont alors un décalage Doppler distinct, mais les fréquences modales restent les mêmes. D’autre part, les bruits de speckle associés aux différentes parties de la cible sont indépendants (leur spectre est particulier à leur forme, mais pour simplifier on les suppose gaussiens).

Nous adoptons ce type de cas pour l’exemple présenté en Figure VI. 11, à bruit de speckle modéré (2 kHz) et CNR intermédiaire (0 dB dans 1 MHz). En a) et b) sont tracés un segment des deux composantes considérées et le spectrogramme associé.

En c), nous comparons l’impact sur le SNR des différents estimateurs. Nous constatons une perte de 7 à 8 dB en SNR moyen, et une grande dispersion des résultats ($\pm 4 \text{ dB}$), suivant la phase relative des modes de vibration des composantes (des vibrations en opposition de phase s’annulent).

Les estimateurs sont affectés de la même manière, sauf ceux utilisant le « spectral matching » : l'estimateur de Lee (LSM) perd 11 dB et la TF Autocorrélation Fenêtrée (ACFT) perd 13 dB.

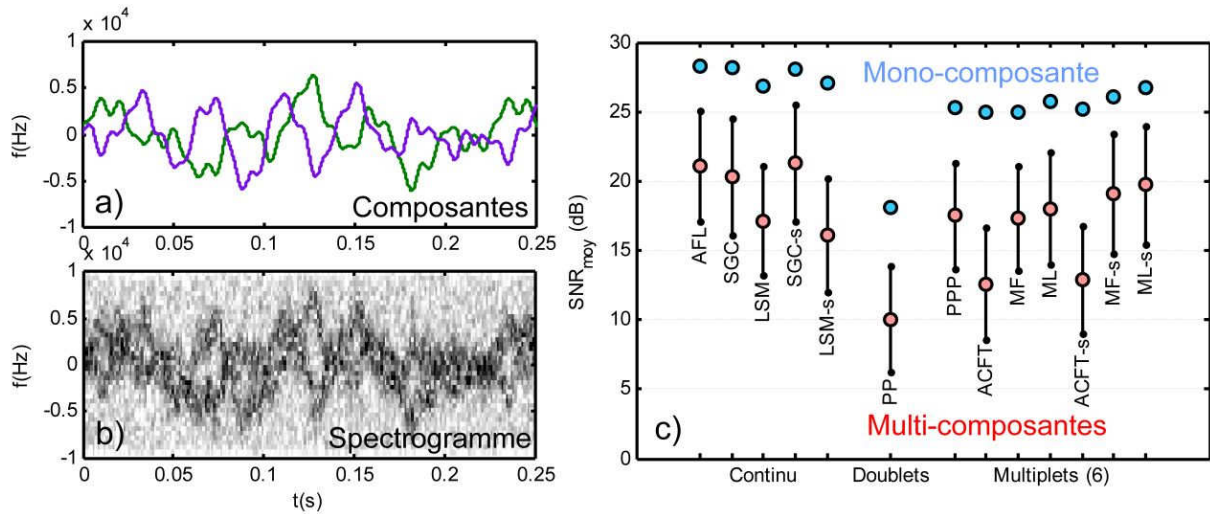


Figure VI. 11 : comparaison des SNR moyens obtenus à speckle modéré ($B_{\text{speckle}} = 2 \text{ kHz}$) et CNR moyen intermédiaire ($\text{CNR}_{1\text{MHz}} = 0\text{dB}$) sur un signal mono-composante, ou multi-composantes, illustré en a) et b). Méthode de Monte-Carlo sur 50 réalisations de signal simulé.

Nous concluons que la présence de composantes multiples affecte fortement mais de manière équivalente les estimateurs proposés pour les différents régimes d'émission. Il reste à développer, comme envisagé au chapitre V, des méthodes pour séparer les composantes.

2.6 DISCUSSION

A la suite de ces simulations comparatives, nous discutons des résultats pour conclure sur le choix des estimateurs optimaux dans chacun des régimes d'émission et sur les avantages plus génériques de la vibrométrie en régime d'émission continu ou impulsionnel. Nous revenons également sur les limitations de l'étude menée.

Concernant les estimateurs en régime continu (cf. Figure VI. 5), nous remarquons tout d'abord que les estimateurs Autocorrélation First Lag et barycentre du spectrogramme sont sensiblement équivalents, comme montré par [25]. Reste que le premier est plus rapide (quoique le gain de temps soit faible en considérant un pré-traitement) alors que le barycentre du spectrogramme, basé sur une RTF, possède d'autres avantages. Il permet notamment d'appliquer des méthodes d'extraction de composante sur RTF très utiles en cas de CNR faible (gain par lissage temporel déjà très important ici) et de composantes multiples. L'estimateur proposé par Lee pour tenir compte de la largeur spectrale du signal n'apporte quant à lui aucun gain en SNR qui pourrait justifier son temps de calcul important. Pire, il est sensible aux dispersions spectrales non gaussiennes.

Concernant les estimateurs en régime impulsionnel (cf. Figure VI. 5), nous retiendrons la rapidité et les bonnes performances du traitement Poly-Pulse-Pair. Il ne permet pas cependant d'utiliser d'hypothèse de continuité de la fréquence instantanée, qui apporte beaucoup à bas CNR (jusqu'à 5 dB dans ce cas). Il ne peut pas non plus traiter les cas multi-composantes de manière spécifique. Encore une fois, on pourra être conduit à préférer les estimateurs sur RTF, comme le filtrage adapté. L'alternative de la TF de l'autocorrélation, fenêtrée pour tenir compte de la largeur spectrale du signal, n'est par contre guère intéressante. Comme prévu au chapitre IV, ces simulations

ont mis en évidence un gain en SNR important (jusqu'à 5 dB) de l'estimateur du maximum de vraisemblance en cas de bruit de speckle fort et dominant. Son coût calculatoire est toutefois 3 fois plus important que le filtrage adapté. D'autre part, il n'atténue pas l'impact du bruit de phase laser.

Pour ce régime d'émission, le choix d'un estimateur devrait être effectué suivant les conditions de mesure. L'estimateur Poly-Pulse-Pair peut être employé dans tous les cas pour une démodulation sommaire et quasi-instantanée. En cas de CNR faible, on préférera appliquer le filtrage adapté et une extraction de composante sur la RTF (lissage temporel exclusivement si fort speckle, autres méthodes adaptées à une trace fine sinon). En cas de bruit de speckle fort et CNR correct, on appliquera l'estimateur du maximum de vraisemblance.

Nous concluons maintenant sur les performances relatives des trois régimes d'émission.

La vibrométrie continue obtient finalement le SNR le plus élevé dans la majorité des cas. Par ailleurs, son plus grand avantage reste qu'elle ne nécessite pas d'adaptation de l'émission à la vibration.

Le régime d'émission impulsionnel a été présenté comme une meilleure alternative à longue portée pour ses performances intrinsèquement supérieures [8]. Notre étude permet pourtant de conclure définitivement que, malgré la robustesse constatée dans des cas particuliers, il serait illusoire d'espérer un gain qui ne soit pas seulement marginal. On rencontrera rarement un CNR assez faible et des bruits multiplicatifs assez modérés, dans les conditions réelles de mesure. Par ailleurs, la sensibilité de la vibrométrie impulsionnelle au bruit de phase laser est très importante (cf. Figure VI. 9 : perte de 10 dB en SNR par rapport au régime continu à $\Delta = 20$ km). Rappelons toutefois que les avantages pratiques sont variés, et que le signal parasite issu des aérosols atmosphériques qui est susceptible d'affecter le signal en régime continu n'a pas été inclus dans le modèle.

Certes la vibrométrie impulsionnelle par doublets est, comme argué par [8], très rapide à traiter. Cependant, les simulations ont montré l'ampleur de sa sensibilité aux bruits multiplicatifs complexes (cf. Figure VI. 6 : chute du SNR des doublets avec B_{speckle}). Ceci complète les inconvénients relevés par [9].

Dans des conditions de bruit de speckle fort, cette étude a montré que les multiplets d'impulsions leur sont préférables. Si une émission impulsionnelle est nécessaire opérationnellement, les performances peuvent être grandement améliorées avec quelques impulsions supplémentaires. Leur optimisation par rapport aux conditions de bruit est toutefois critique (cf. Figure VI. 7 et 8) et nécessite un certain nombre d'a priori (cf. chapitre IV).

Notons enfin que grâce à l'estimateur du maximum de vraisemblance et une technique simple d'extraction de composante tel que le lissage de la RTF, que nous avons introduits, le régime impulsionnel approche les performances du régime continu pour tout CNR (cf. Figure VI. 7). Par rapport à l'estimateur Poly-Pulse-Pair classique, un gain en SNR de 3 à 5 dB est obtenu (cf. Figure VI. 6). Nous avons donc clairement contribué à la diminution de la sensibilité de la vibrométrie impulsionnelle au bruit de speckle typique du lidar cohérent. Par ailleurs, nous avons mis en évidence une robustesse certaine au fort bruit additif, au point qu'elle soit plus performante que la vibrométrie continue dans certains cas à bande d'analyse large.

Cette étude a cependant plusieurs limitations. En premier lieu, nous n'avons pas considéré la totalité des stratégies d'estimation possibles. Sur le diagramme des méthodes de traitement envisageables proposé en Figure IV, nous nous sommes restreints aux approches classiques ou employant un minimum d'a priori sur l'évolution de la fréquence instantanée. Or il reste à développer des méthodes de traitement utilisant un modèle complet de la vibration, qui, si elles sont assez robustes, pourraient encore améliorer l'estimation. Nous pensons particulièrement à des méthodes itératives telle que celle proposée au chapitre V (§ 2.1.4).

Ensuite, le modèle du signal repose sur une connaissance encore limitée de certains phénomènes : l'amplitude des vibrations et du bruit de speckle est encore mal connue pour des cibles aériennes. Des campagnes de mesure devraient permettre dans le futur de fixer des spécifications plus précises. Notons aussi que le signal parasite des aérosols nécessitera d'être pris en compte.

Il reste également à valider les résultats de cette simulation sur des signaux réels, comportant les défauts inévitables des formes d'ondes en amplitude et en phase, ainsi que les limitations en puissance liées à la technologie employée. La validation expérimentale qui suit répond en partie à ce point.

3 VALIDATION EXPERIMENTALE EN PRESENCE DE FORT BRUIT DE SPECKLE

Nous avons souhaité confirmer les résultats précédents par une mise en œuvre des mêmes méthodes de traitement sur des signaux réels. Pour cela une expérience de lidar vibromètre, pouvant émettre indifféremment en continu ou en multiplets d'impulsions, a été mise au point en laboratoire. Nous avons également reconstitué les conditions de bruit de speckle et de bruit additif supposées dans les simulations précédentes. Employant la technologie fibrée à 1,55 μm en configuration MOPA, cette expérience permet aussi de mettre en évidence les difficultés à résoudre pour l'implémentation de la vibrométrie impulsionnelle avec un tel système.

Après une présentation de l'architecture lidar utilisée, nous détaillons les conditions expérimentales dans lesquelles les signaux ont été enregistrés, ainsi que les points difficiles qu'ont été la génération des impulsions et la simulation d'un bruit de speckle conforme au modèle. L'étude des performances des différents estimateurs est ensuite reprise en se concentrant sur la validation des résultats importants de la section précédente.

3.1 ARCHITECTURE DU LIDAR FIBRE UTILISE

Le choix d'un système tout fibré en configuration MOPA est naturel pour cette expérience, du fait de sa compacité, sa facilité d'implémentation et sa versatilité. En effet, dans cette configuration représentée en Figure VI. 12, le passage d'une émission continue à une émission impulsionnelle requiert simplement l'application d'une modulation d'amplitude sur le signal de commande du Modulateur Acousto-Optique (MAO) employé pour le décalage fréquentiel de l'émission laser.

La sortie d'un injecteur laser Koheras générant 10 mW avec une largeur de raie de 90 kHz est séparée par un coupleur en une onde signal et une onde d'Oscillateur Local (OL). L'onde signal est modulée par un MAO IntraAction décalant sa fréquence de 70 MHz. Le signal de pilotage du MAO peut être modulé en amplitude par un signal porte TTL (qui fixe le support de la forme d'onde), ainsi qu'un signal analogique produit par un générateur arbitraire Wavetek (qui module finement la puissance transmise au cours du temps). Ces deux signaux sont nécessaires pour correctement découper l'émission avec une extinction de 70 dB. L'onde signal modulée est ensuite transmise à un amplificateur à fibre dopée erbium (Erbium Doped Fiber Amplifier, EDFA), fournissant une puissance moyenne légèrement inférieure à 200 mW en sortie (23 dBm mesurés). L'onde signal amplifiée est envoyée au télescope d'émission.

Une architecture bistatique, à optiques d'émission et de réception distinctes, est employée pour que l'onde rétrodiffusée par la cible fixe du laboratoire ne soit pas occultée par la réflexion parasite de l'émission laser sur l'optique d'émission. Le télescope de réception collecte l'onde rétrodiffusée par la cible ; elle est mélangée à l'onde OL de puissance 500 μW sur un détecteur en InGaAs Hamamatsu de bande passante 100 MHz et de densité spectrale de NEP (puissance équivalente au bruit) 6,5 $\text{pW}/\sqrt{\text{Hz}}$.

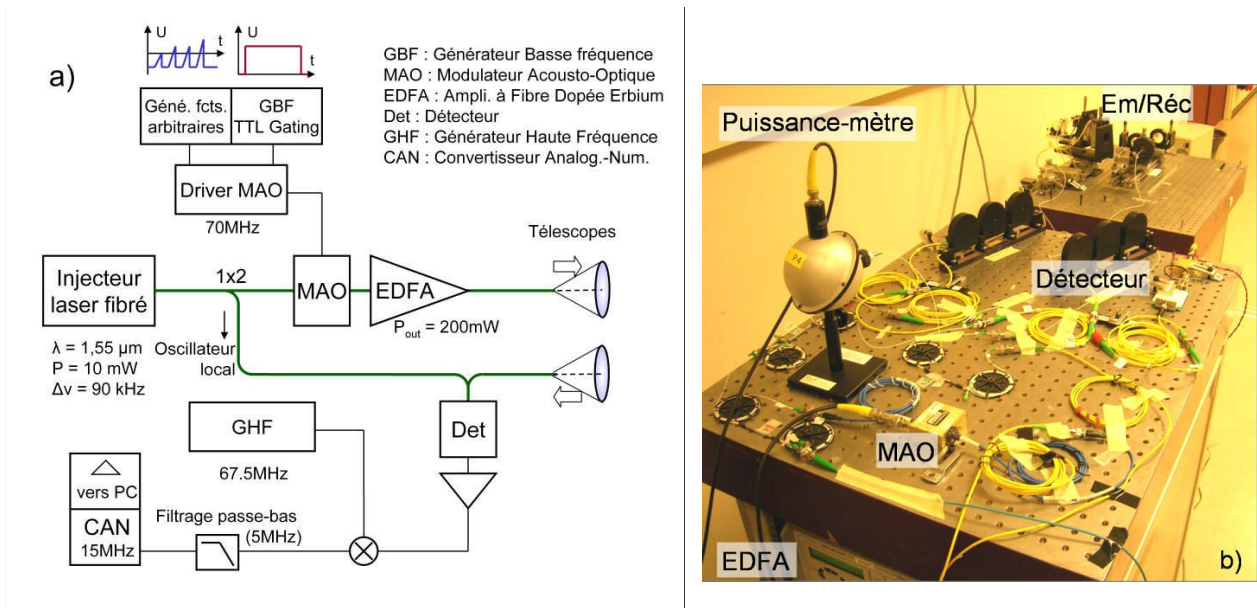


Figure VI. 12 : a) diagramme et b) photo de l'architecture du lidar vibromètre fibré utilisé (fonctionnant indifféremment en régime d'émission continu ou impulsif). Une voie d'émission et une voie de réception supplémentaires (non représentées sur le schéma) permettent éventuellement de contrôler la puissance (puissance-mètre visible sur la photo), le profil et la phase des impulsions émises.

Le signal hétérodyne autour de 70 MHz est amplifié puis replacé autour d'une fréquence intermédiaire de 2,5 MHz. Il est filtré passe-bas à 5 MHz et numérisé sur 16 bits à 15 MHz par une carte d'acquisition National Instruments 5922.

A noter qu'une voie de contrôle non représentée sur le schéma, jumelle de la voie de mesure décrite ici, permet d'acquérir simultanément les formes d'ondes émises et leur puissance. Ceci est utile pour évaluer la distorsion des formes d'ondes due à l'EDFA et la compenser en modifiant la modulation au niveau du driver du MAO.

Le traitement du signal acquis, de durée $T_{mes} = 1$ s, est implémenté sous Matlab. Le signal analytique (i_s) est obtenu par transformation de Hilbert de l'acquisition. En régime continu, il est rééchantillonné à une fréquence basse ; en régime impulsif, les impulsions y sont détectées, fenêtrées et moyennées pour fournir les $\langle i_s \rangle_{k,p}$. Ces deux méthodes permettent une réduction de données très utile. Pour finir, les méthodes de traitement du signal étudiées sont appliquées à ces signaux.

3.2 CONDITIONS EXPERIMENTALES

L'expérience comprend un système destiné à reproduire la vibration et les conditions de bruits (speckle et additif) simulées dans la section précédente, représenté en Figure VI. 13.

La vibration est celle d'un miroir placé sur le trajet du faisceau laser. A noter que le décalage Doppler induit est donc proche du double de celui normalement associé à la vibration. Cependant celle-ci est ajustée « mode » par « mode » pour être la même que dans les simulations précédentes.

Un diffuseur tournant constitue la cible : c'est à sa surface que les voies d'émission et de réception sont conjuguées (et non sur le miroir). Lorsque le disque est en rotation, le renouvellement des diffuseurs élémentaires éclairés par le faisceau produit le bruit de speckle désiré. La vitesse de déplacement de la surface et la taille de la tache laser fixent la valeur de $B_{speckle}$.

Un atténuateur réglable (à puissance-mètre intégré) permet par ailleurs de faire varier et de contrôler la puissance laser émise et donc le paramètre CNR.

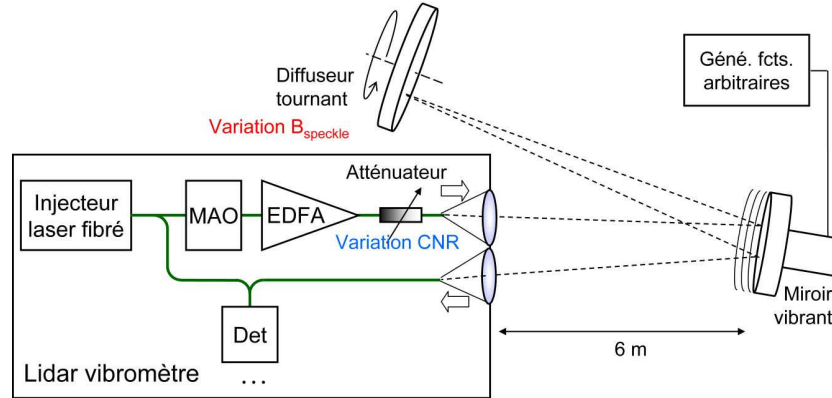


Figure VI. 13 : configuration expérimentale employée pour introduire indépendamment le décalage Doppler vibratoire (miroir vibrant sur le trajet des faisceaux), l'atténuation du signal due à l'éloignement de la cible (atténuateur variable sur la voie d'émission) et le bruit de speckle dû à son mouvement (diffuseur tournant).

Dans les expériences qui suivent, les performances sont associées à une valeur du CNR moyen, ce qui permet à nouveau de comparer les régimes d'émission à puissance moyenne égale.

Le CNR moyen est mesuré à partir du signal. En régime d'émission continu, il est évalué dans le domaine spectral comme le rapport entre la puissance du pic dû au signal dans la bande adaptée et la densité spectrale de puissance du bruit hors de cette bande, puis sa valeur est extrapolée dans 1 MHz :

$$\hat{CNR} \Big|_{B=1\text{MHz}, \text{continu}} = \frac{\int_{B_{\text{adaptée}}} DSP_{i_s}(f)df - B_{\text{adapt}} DSP_b}{B_{\text{adapt}} DSP_b} \frac{B_{\text{adapt}}}{B} \text{ avec } DSP_b = \frac{2}{B_{\text{acq}} - B_{\text{adapt}}} \int_{B_{\text{adapt}}/2}^{B_{\text{acq}}/2} DSP_{i_s}(f)df \quad (\text{VI.1})$$

avec B_{acq} la bande d'acquisition et B_{adapt} la bande adaptée. En régime d'émission impulsionnel, il est évalué comme le rapport entre l'énergie récoltée à la suite du fenêtrage des impulsions et le plancher de bruit mesuré hors impulsions :

$$\hat{CNR} \Big|_{B=1\text{MHz}, \text{impulsionnel}} = \frac{\int_0^T |i_s^2(t)| dt - T \overline{i_b^2}}{T \overline{i_b^2}} \frac{B_{\text{acq}}}{B} \text{ avec } \overline{i_b^2} = \frac{1}{T - N_p t_p} \int_0^T (1 - \mu(t)) |i_s^2(t)| dt \quad (\text{VI.2})$$

En régime impulsionnel, nous n'avons généré que des multiplets à 6 impulsions avec un WRF de 1 kHz, pour lesquels la compensation de modulation au niveau du pilotage du MAO a été parfaitement calibrée. L'étude a cependant été effectuée à WRF = 500 Hz, en prenant une forme d'onde sur deux et en diminuant de 3 dB le CNR mesuré. Pour les doublets d'impulsions, seules les deux premières impulsions du multiplet sont gardées et le CNR mesuré est diminué de 4,8 dB.

A noter que pour toutes les mesures rapportées, l'incertitude sur le CNR est de l'ordre de 0,5 dB.

Nous détaillons en Annexe 5 plusieurs difficultés rencontrées lors de la mise en place de cette expérience. Elles concernent la modulation d'amplitude et la stabilité de la phase en régime d'émission impulsionnel, la calibration de la vibration, la génération du bruit de speckle et la dynamique limitée de la chaîne de pré-traitement analogique.

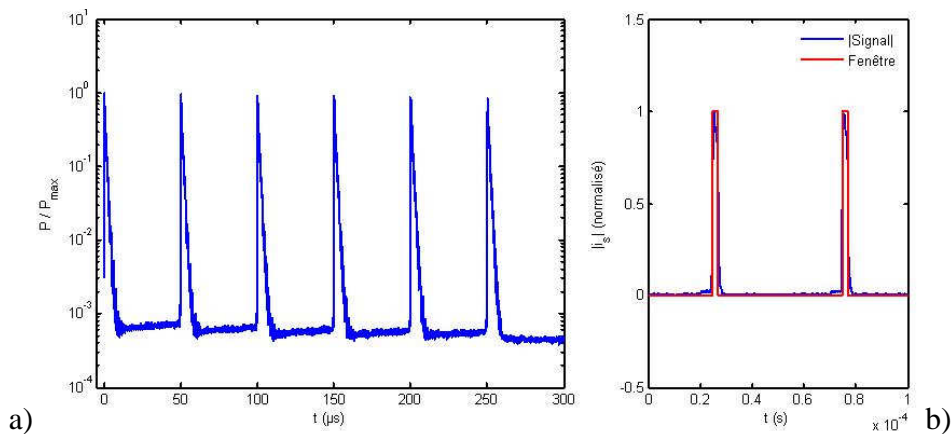


Figure VI. 14 : a) profil et b) fenêtrage des multiplets d'impulsions générés

Nous relevons notamment, par mesure de puissance sur la voie de contrôle, que seule 20 à 25 % de la puissance optique moyenne émise est contenue dans les impulsions et récupérée. Ceci correspond au rapport T_m/T . Dans ces conditions, l'énergie des impulsions est d'environ 6 μJ , et leur puissance crête de 3 W.

D'autre part, nous constatons une modulation de phase d'écart-type 214 mrad ($\lambda/29$) au cours de l'impulsion. Elle est peut-être due au phénomène d'auto-modulation de phase déjà mis en évidence par [76], encore mal caractérisé. Nous en discutons au chapitre VII. Etant donné cependant que la phase moyenne de l'impulsion, seule étudiée en vibrométrie impulsionnelle, reste stable à 58 mrad ($\lambda/108$) près sur cette série d'impulsions, nous considérons les formes d'ondes suffisamment stables en phase pour obtenir une mesure précise.

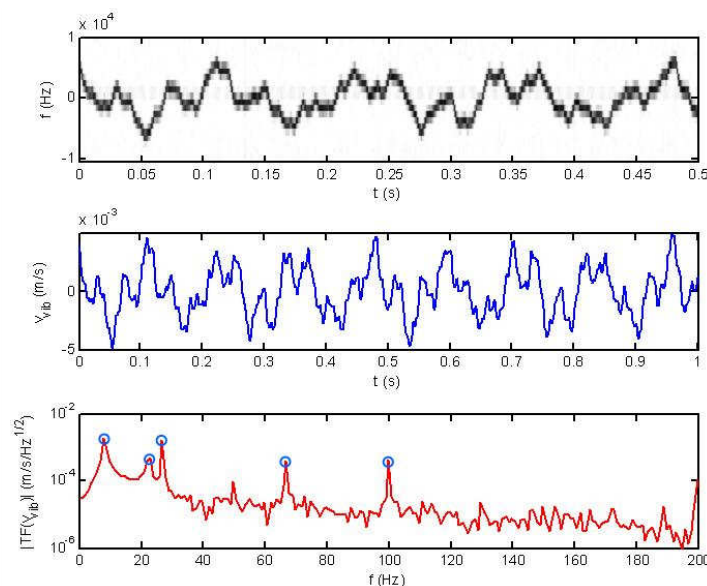


Figure VI. 15 : ajustement de la vibration mesurée à la vibration nominale à puissance laser maximale et bruit de speckle nul, en vibrométrie continue : spectrogramme, vitesse de vibration et spectre de vibration estimés.

Le miroir vibrant, mis en mouvement par un actuateur électromagnétique, filtre l'excitation commandée par ce dernier. Le signal de commande a donc dû être ajusté afin de renforcer les hautes

fréquences de vibration. La vibration est contrôlée en vibrométrie continue, sans bruit de speckle, à puissance laser maximale, en Figure VI. 15. Elle est conforme à celle décrite dans les hypothèses.

Une vibration parasite due au disque tournant a été mise en évidence. Le spectre de vibration comporte nombre d’harmoniques de la fréquence de rotation du disque, sur une très large bande. Même minimisées, ces vibrations parasites limitent les performances en SNR sur le spectre de vibration mesuré. Le régime d’émission impulsionnel est par ailleurs beaucoup plus affecté car le large spectre de ces vibrations est replié, du fait de l’échantillonnage limité. Il est par contre filtré naturellement en vibrométrie continue.

Une dernière difficulté notable a été l’optimisation de la chaîne de pré-traitement analogique afin de pouvoir obtenir un CNR suffisant en vibrométrie impulsionnelle. Du fait de bruits supplémentaires dus au mélange électronique pour le passage à fréquence intermédiaire, le CNR maximal obtenu a été de 18,7 dB dans 1 MHz seulement en vibrométrie impulsionnelle.

3.3 RESULTATS

La Figure VI. 16 superpose les spectres de vibration d’estimateurs choisis pour chaque régime d’émission, obtenus à CNR maximal (a) et faible (b).

Dans les meilleures conditions, nous obtenons un CNR maximal autour de 15,5 dB. Nous comparons les spectres expérimentaux (Figure VI. 16 a) aux spectres obtenus en simulation (Figure VI. 4), pour constater que dans le cas des estimateurs classiques, ils sont tout à fait similaires. Nous notons seulement un artefact lié aux vibrations parasites du diffuseur tournant en vibrométrie continue et le repliement d’un pic en régime impulsionnel. Ceci permet de valider nos simulations. Cependant, nous notons que l’estimateur du maximum de vraisemblance appliqué aux multiplets d’impulsions ne répond pas aux attentes et ne présente pas un niveau de bruit aussi bas que la vibrométrie continue. Nous attribuons ce fait aux vibrations parasites du diffuseur tournant, puisqu’en diminuant leur impact, tout choses égales par ailleurs, nous avons constaté une diminution du plancher de bruit. Ainsi les performances maximales atteignables en vibrométrie impulsionnelle sont limitées par ces parasites, et nous ne pouvons par valider quantitativement l’apport de l’estimateur du maximum de vraisemblance proposé. Cependant, en comparaison de l’estimateur Poly-Pulse-Pair, le plancher de bruit est notablement plus bas, ce qui confirme qualitativement sa robustesse au bruit de speckle.

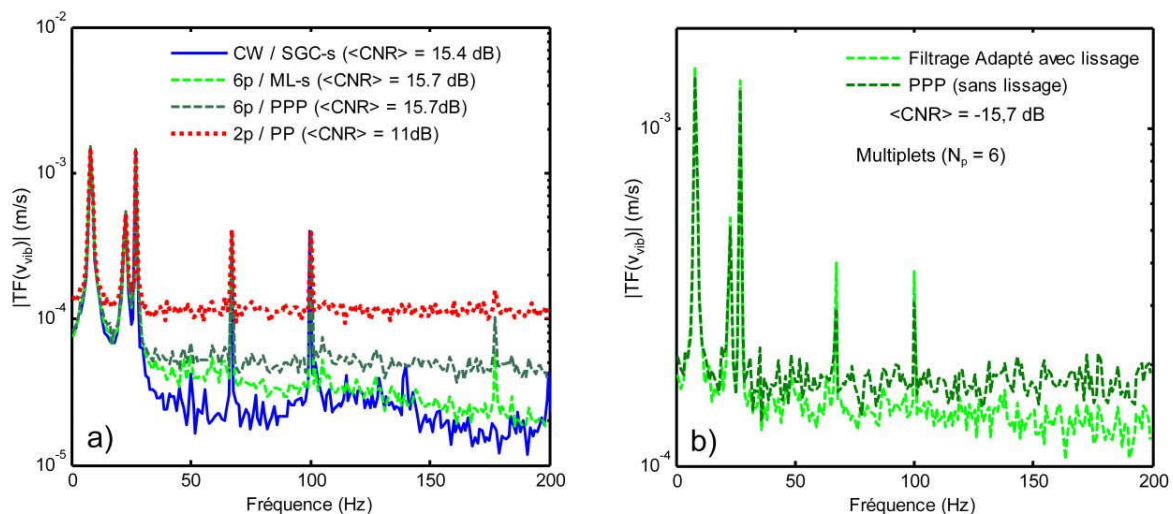


Figure VI. 16 : comparaison des spectres de vibration mesurés pour un bruit de speckle fort (Bspeckle = 4,8 kHz) et un CNR a) maximal puis b) faible (-15,7 dB dans 1 MHz). Rappel : bleu/CW = continu, vert/6p = multiplets, rouge/2p = doublets. Moyennes sur 40 mesures.

La Figure VI. 16 b) compare à CNR faible les spectres obtenus en vibrométrie impulsionnelle avec (filtrage adapté avec lissage temporel de la RTF) et sans (estimateur Poly-Pulse-Pair) hypothèse de continuité de la fréquence instantanée. Elle montre nettement l'amélioration du spectre mesuré grâce à l'application d'un simple lissage temporel, ce qui valide également cette conclusion de nos précédentes simulations.

En Figure VI. 17, nous traçons la caractéristique SNR en fonction du CNR moyen pour les estimateurs intéressants dans chaque régime d'émission. 5 valeurs de CNR ont été étudiées pour chaque régime, mais les performances en termes de SNR sont moyennées sur 30 à 40 mesures. L'écart-type (systématique et non d'incertitude) sur le SNR est de l'ordre de 2 dB à SNR faible et 0,5 dB à SNR élevé.

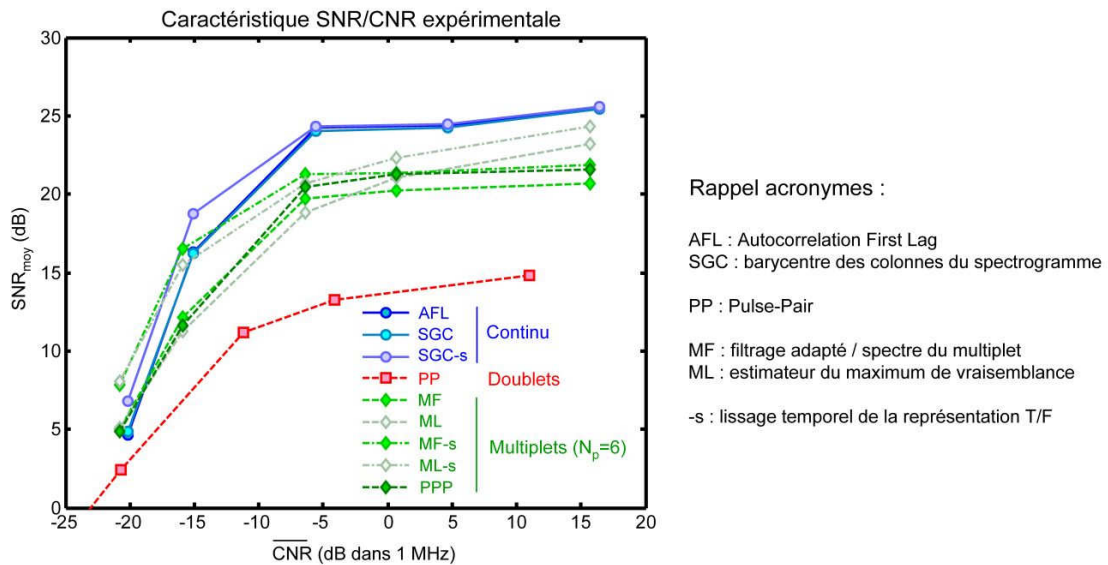


Figure VI. 17 : évolution comparée des SNR moyens obtenus par les estimateurs sélectionnés en fonction du CNR moyen. Moyennes sur 30 à 40 mesures.

En comparant ces caractéristiques à celles obtenues en simulation (Figure VI. 6), nous remarquons que le SNR n'atteint pas les valeurs maximales prévues, certainement à cause des vibrations parasites. Cependant, les résultats qualitatifs, tels que le gain apporté par le lissage temporel de la RTF et l'estimateur du maximum de vraisemblance, les meilleures performances de la vibrométrie continue et les mauvais résultats de la vibrométrie impulsionnelle, sont confirmés. Notons que le lissage de la RTF permet, en régime d'émission impulsionnel, une atténuation partielle des vibrations parasites sous-échantillonnées et un gain artificiel en SNR.

A CNR faible, la robustesse supérieure de la vibrométrie impulsionnelle est confirmée autour de -20 dB. Une étude plus détaillée à bas CNR (non montrée ici), avec des mesures plus régulières mais moins nombreuses en fonction du CNR, montre que la robustesse supérieure au bruit additif de la vibrométrie impulsionnelle par multiplets avec lissage de la RTF apparaît pour des CNR très faibles inférieurs à -20 dB dans 1 MHz. Cependant, le gain reste marginal par rapport à la vibrométrie continue.

Nous remarquons néanmoins sur ces derniers résultats expérimentaux qu'à puissance moyenne égale, la vibrométrie impulsionnelle à multiplets, telle que nous l'avons améliorée, approche en performance la vibrométrie continue dans tous les cas. L'apport est net par rapport à la vibrométrie classique à multiplets d'impulsions, dont le SNR est de 10 dB inférieur aux autres dans ces conditions de fort bruit de speckle, typiques des cibles mobiles.

3.4 DISCUSSION

La conclusion principale de cette étude expérimentale est la confirmation des résultats obtenus en simulation, malgré quelques artefacts au niveau de la génération du bruit de speckle. Elle étend donc largement l'étude de Hill et al. [9] qui avaient effectué une comparaison simple des vibrométries continue et impulsionnelle à doublets, avec quelques estimateurs.

Par ailleurs, les difficultés rencontrées expérimentalement présagent de points durs à résoudre lors de l'implémentation pratique de la vibrométrie impulsionnelle. Les subtilités de la modulation d'amplitude des formes d'ondes en configuration MOPA sont bien connues aujourd'hui, mais les fluctuations de phase dans les amplificateurs à fibre font encore l'objet d'études, notamment à l'Onera. La grande dynamique d'acquisition nécessaire pour permettre un CNR élevé en vibrométrie impulsionnelle sera également un problème, soluble grâce à un dimensionnement adéquat, mais récurrent. Enfin, l'effet délétère des vibrations parasites est un artefact dans cette expérience mais pourrait tout à fait se rencontrer en pratique du fait des vibrations non modales et à haute fréquence causées par la motorisation d'une cible. Des données expérimentales manquent encore pour quantifier la probabilité de ce phénomène, mais il devra être pris en compte.

Des résultats de l'application des différents estimateurs aux signaux réels, nous retiendrons le succès notable des formes d'ondes multiplètes, de l'estimateur du maximum de vraisemblance adapté au bruit de speckle, ainsi que de la méthode simple d'extraction de composante proposée.

Nous sommes en mesure de quantifier leur apport. En supposant que la limite de détection des modes de vibration est fixée pour un SNR moyen de 10 dB (qui permet une détection certaine en une seule mesure de 1 seconde). Dans ce cas, la sensibilité ultime en vitesse de vibration à haut CNR, sous le fort speckle supposé, passe de 1 à 0,2 mm/s grâce à l'emploi de multiplètes d'impulsions au lieu de doublets. Une estimation du maximum de vraisemblance de la fréquence instantanée permet d'atteindre 80 $\mu\text{m/s}$. Enfin, une méthode simple d'extraction de composante sur représentation temps-fréquence repousse le CNR limite de 5 dB, soit une augmentation de portée de presque 80%.

Enfin, le rendement faible de l'émission de multiplètes d'impulsions à faible WRF montre l'inefficacité de ce type d'émission en technologie fibrée à architecture MOPA. Ce résultat important rappelle la limite de l'hypothèse de comparaison des formes d'ondes à puissance moyenne égale, qui est de ne pas prendre en compte les contraintes instrumentales liées à leur émission.

CONCLUSION

A l'issue de l'étude présentée dans ce chapitre, nous connaissons le comportement des méthodes de traitement, et des différents régimes d'émission (doublets, multiplètes, émission continue) dans les conditions de mesure difficiles rencontrées en vibrométrie. Les méthodes de traitement spectrales (spectrogramme), semblent offrir le meilleur compromis entre performance, robustesse et rapidité. Par ailleurs, contrairement aux doublets d'impulsions, le régime d'émission à multiplètes proposé approche les performances du régime continu.

Nous avons confirmé ces conclusions sur des signaux réels, ce qui nous a également permis d'étudier les difficultés liées à une émission impulsionnelle à multiplètes, en technologie fibrée.

L'objectif fixé d'améliorer la vibrométrie en régime impulsionnel vis-à-vis de sa sensibilité aux perturbations de la mesure typiques du lidar cohérent semble rempli. Cela a été fait au prix d'un temps de calcul plus long (mais inférieur à celui de la vibrométrie continue) et de la nécessité d'informations a priori plus conséquentes sur les conditions de mesure (vibration et bruits).

CHAPITRE VII : APPLICATION A LA PREDICTION DES PERFORMANCES D'UN LIDAR VIBROMETRE IMPULSIONNEL FIBRE A 1,55 μM

INTRODUCTION.....	172
1 CHOIX DES FORMES D'ONDES POUR UN LIDAR VIBROMETRE FIBRE A 1,55μM.....	172
1.1 AVANTAGES ET LIMITATIONS DES LASERS A FIBRE A 1,55 μM EN EMISSION IMPULSIONNELLE	172
1.2 CONTRAINTES RESULTANTES SUR LES FORMES D'ONDES IMPULSIONNELLES EN VIBROMETRIE	173
2 APPLICATION A L'IDENTIFICATION DE CIBLES AERIENNES.....	176
2.1 CHOIX DES FORMES D'ONDES	177
2.2 DESCRIPTION DE L'INSTRUMENT.....	178
2.3 TRAITEMENT DU SIGNAL.....	181
2.4 SIMULATION DES PERFORMANCES.....	182
3 APPLICATION AU DIAGNOSTIC STRUCTUREL POST-SISMIQUE.....	185
3.1 CHOIX DES FORMES D'ONDES	185
3.2 DESCRIPTION DE L'INSTRUMENT.....	186
3.3 SIMULATION DES PERFORMANCES.....	190
CONCLUSION.....	191

INTRODUCTION

La perspective principale de cette thèse est l'application des règles de choix de forme d'ondes impulsionnelles ainsi que des méthodes de traitement du signal mises au point aux chapitres précédents, afin de concevoir un lidar vibromètre impulsionnel employant la technologie fibrée développée à l'Onera. Nous souhaitons également prédire les performances de ce lidar vibromètre dans les conditions typiques de mesure à l'aide du simulateur complet du signal hétérodyne présenté au chapitre II. Dans ce chapitre, nous présentons les résultats de cette étude dans le cadre de deux applications : l'identification de cibles aériennes mobiles et le diagnostic post-sismique de bâtiments.

Dans un premier temps, nous récapitulons les avantages mais aussi les limitations de l'emploi de la technologie fibrée à 1,55 μm pour la vibrométrie par lidar cohérent en régime impulsionnel. Nous exposons les contraintes fortes qui en découlent pour le choix des formes d'ondes.

Le choix des formes d'ondes, le dimensionnement instrumental, le choix du traitement du signal et les performances simulées sont ensuite détaillées pour les deux applications envisagées. Il est à noter que l'objectif principal de la simulation est d'identifier les sources de bruits limitantes dont l'impact devra être réduit dans le futur.

1 CHOIX DES FORMES D'ONDES POUR UN LIDAR VIBROMETRE FIBRE A 1,55 μm

1.1 AVANTAGES ET LIMITATIONS DES LASERS A FIBRE A 1,55 μm EN EMISSION IMPULSIONNELLE

Depuis les années 1990, la technologie fibrée à 1,55 μm est couramment employée pour réaliser nombre de lidars cohérents, à émission continue comme impulsionnelle [7]. Ces lidars ont bénéficié de la montée en puissance des lasers à fibre. Nous passons ici en revue les avantages et les limitations de cette technologie pour le lidar cohérent.

Les avantages principaux de la technologie fibrée elle-même restent la compacité et la robustesse des systèmes, qui facilitent sa mise en œuvre sur le terrain et permettent d'envisager des instruments embarqués. En outre, la qualité spatiale de l'émission est très utile en lidar cohérent.

Le choix de la longueur d'onde de travail à 1,55 μm a également des avantages particuliers, parmi lesquels la sensibilité Doppler liée à la courte longueur d'onde (contrairement aux puissants lasers CO_2 à 10,6 μm par exemple), la sécurité oculaire (de par l'opacité de la cornée à partir de 1,4 μm), et surtout la disponibilité de composants performants, éprouvés et à coût modéré issus de l'industrie des télécommunications.

En émission impulsionnelle, la configuration Master Oscillator Power Amplifier est facilement implémentable en technologie fibrée. Or elle est indispensable pour une modulation versatile de l'émission laser. La montée en cadence (fréquence d'émission des impulsions) à puissance moyenne fixée ne pose pas non plus de difficulté, contrairement aux lasers impulsionnels déclenchés. De faibles séparations d'impulsions sont donc possibles, ce qui permet d'élargir la plage de vitesses non ambiguës en régime impulsionnel.

Le principal inconvénient de la technologie fibrée provient de la forte densité de puissance présente dans les fibres et les composants, en particulier en émission impulsionnelle. En effet, les puissances maximales qui peuvent être obtenues sont d'abord limitées par les seuils d'apparition d'effets non linéaires dans les fibres monomodes utilisées. On tente en conséquence d'élargir le cœur des fibres (fibres faiblement multi-modes ou à Large Mode Area), ce qui entraîne toutefois une moindre qualité de faisceau et affecte le rendement hétérodyne en lidar cohérent. La présence

inévitables de certains composants qui doivent être placés après l'amplification et être exposés aux fortes puissances fixe également une limite.

D'autre part, à la longueur d'onde de 1,55 μm, les énergies maximales (~mJ) et le rendement des lasers à fibre dopée Erbium-Ytterbium sont faibles en comparaison de ceux couramment obtenus à 1,06 μm (Ytterbium seul, 4mJ). La transmission atmosphérique à 1,55 μm est également plus faible que celle à 2 ou 10 μm, réduisant la portée des systèmes lidars.

La Table VII. 1 récapitule les points évoqués. Pour plus de détails sur les sources laser classiques en lidar et la transmission atmosphérique associée, se référer à l'Annexe 1.

	Avantages	Inconvénients
Technologie fibrée (par rapport à techno. « bulk »)	Finesse spectrale Qualité de faisceau Compacité & robustesse	Puissance limitée par la densité max dans fibres et composants exposés
λ = 1,55 μm (par rapport aux autres λ classiques en lidar : 1, 2, 10,6 μm)	Sécurité oculaire (≠1064 nm) Disponibilité de composants éprouvés, bas coût (≠ 2 μm) Sensibilité liée à longueur d'onde courte (≠ 10 μm)	Puissance/rendement des amplificateurs à fibre dopée Er limitée (≠ 1,06 μm) Transmission atmosphérique moyenne (< 2 ou 10,6 μm)
Technologie fibrée & émission impulsionnelle	Versatilité de la modulation en configuration MOPA Montée en cadence (à P _{moy} égale) ne pose pas de difficulté : T _s faibles possibles	Puissance crête limitée (effet Brillouin, automodulation de phase)

Table VII. 1 : récapitulatif des avantages et inconvénients de la technologie fibrée à 1,55 μm.

1.2 CONTRAINTES RESULTANTES SUR LES FORMES D'ONDES IMPULSIONNELLES EN VIBROMETRIE

Nous étudions pour commencer les limitations en puissance crête des impulsions, en régime impulsionnel.

La puissance crête maximale dans les lasers à fibre est d'abord limitée par l'effet Brillouin.

La diffusion Brillouin stimulée est un phénomène d'optique non-linéaire par lequel l'onde optique se propageant dans une fibre entretient une onde sonore dans le milieu de la fibre par électrostriction, et se diffracte sur le réseau que cette dernière imprime par photoélasticité. Cet effet survient au-delà d'une puissance seuil donnée par (d'après [77]):

$$P_{seuil}^{DBS} = \frac{21A_{eff}}{g_B L_{eff}} \tag{VII.1}$$

où $A_{eff} \approx 0,8 \pi r_{coeur}^2$ est l'aire effective de la fibre, $L_{eff} = L_{fibre} (1-1/G)/\ln(G) \approx 0,39 L_{fibre}$ pour $G = 10$ est sa longueur effective. $r_{coeur} = 15 \mu m$ et $L_{fibre} = 10 m$ sont des valeurs typiques pour un EDFA impulsionnel quasi-monomode. g_B est le gain Brillouin et vaut typiquement $2.10^{-11} m/W$. Dans ces conditions, la puissance seuil vaut : $P_{seuil}^{DBS} = 170 W$.

Au-delà du seuil Brillouin, la puissance laser est prélevée et diffractée à ± 1 GHz environ de sa fréquence originelle. L'effet Brillouin limite donc la puissance crête des impulsions dans un EDFA actuel à 150-200 W environ. Cependant, des impulsions notablement plus courtes que la durée de vie des phonons (de l'ordre de 10 ns) ne peuvent générer de la diffusion Brillouin. Ceci permet d'avoir des puissances crêtes plus importantes pour des durées d'impulsions de l'ordre de la nanoseconde.

La limitation de l'énergie des impulsions par l'effet Brillouin est mise en évidence sur la Figure VII. 1. Les autres limites (diffusion Raman, dommages à la fibre, énergie maximale emmagasinée dans la fibre, de l'ordre de $1,5 \mu\text{J}/\mu\text{m}^2$) sont manifestement secondaires. Le léger relèvement du seuil Brillouin à durée d'impulsion faible correspond à l'affaiblissement du gain pour les signaux de large bande (impulsions courtes). Mais en deçà de 10 ns, ce seuil n'est plus valable.

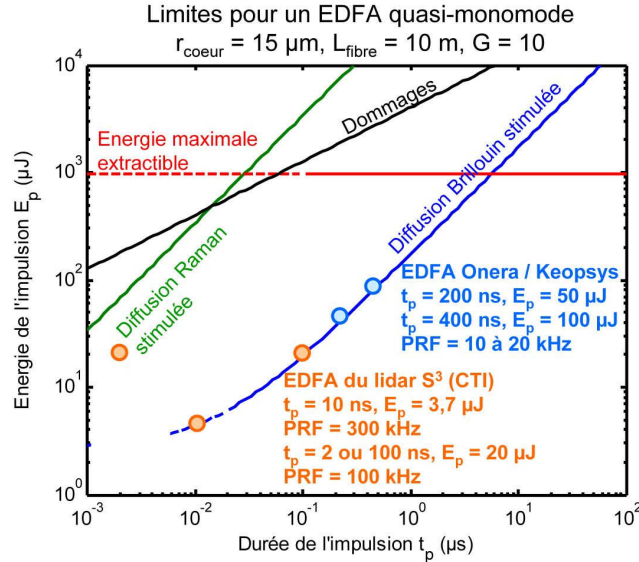


Figure VII. 1 : limites et état de l'art (sources commerciales) de l'émission impulsionnelle avec un EDFA (Amplificateur à Fibre Dopée Erbium) quasi-monomode à 1,55 μm .

Nous notons également sur cette figure les performances expérimentales de deux sources similaires disponibles actuellement et utilisées en lidar cohérent. La première a été développée à l'unité SLS de l'Onera pour l'anémométrie [78] et maintenant commercialisée par la société Keopsys. La seconde est celle employée par le lidar S³ de Coherent Technologies Inc. [20]. Ses performances permettent de supposer une conception similaire à celle de l'Onera. Considérant que ces deux exemples sont significatifs de l'état de l'art actuel des sources applicables au lidar cohérent, nous prenons leurs performances comme références pour l'étude qui suit.

Une limitation supplémentaire liée à la puissance crête n'est cependant pas prise en compte en Figure VII. 1 : il s'agit du phénomène d'automodulation de phase, dont les effets en vélocimétrie Doppler ont déjà été mis en évidence par Ando et al. dans [76]. Ce phénomène est dû à la dépendance de l'indice du matériau de la fibre vis-à-vis de la densité de puissance instantanée. La prédiction théorique de l'automodulation de phase φ_{AMP} est :

$$\varphi_{AMP}(t) = \frac{n_2 k}{A_{eff}} \int_0^{L_{fibre,tot}} P(\ell, t) d\ell \quad (\text{VII.2})$$

où n_2 est l'indice non-linéaire de la fibre liée à la susceptibilité d'ordre 3, en m^2/W , $k = 2\pi/\lambda$ et $L_{fibre,tot}$ est la longueur totale de fibre optique exposée à la forte puissance (ℓ est la coordonnée linéaire le long de la fibre).

Sachant que l'indice non linéaire est de l'ordre de $2,6 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$, pour la fibre amplificatrice considérée suivie de 1m de fibre jusqu'au télescope d'émission, l'application numérique donne :

$$\varphi_{AMP}(t)(\text{rad}) = 1,82 \cdot 10^{-3} P_{out}(t)(\text{W}) \quad (\text{VII.3})$$

L'automodulation de phase avoisine donc 365 mrad ($\lambda/17$) lorsque la puissance crête atteint 200 W, et 18 rad ($2,9 \lambda$) pour les puissances crêtes de 10 kW permises en régime d'impulsions nanosecondes.

Plus que cette modulation de phase, c'est la variabilité de la phase moyenne entre impulsions qui est dommageable en vibrométrie. Si l'on suppose un écart-type relatif de 5% pour l'énergie des impulsions, celui-ci se retrouve sur la phase moyenne mesurée. Il est négligeable ($<\lambda/100$) pour des impulsions de puissance crête inférieure à 500 W ; au-delà, par contre, il devra être pris en compte.

La présence d'une modulation de la phase des impulsions a été confirmée lors de notre étude expérimentale au chapitre VI. La fibre étant de cœur plus étroit et plus longue, la modulation de phase attendue était de l'ordre de 60 mrad malgré la puissance crête réduite (3 W) des impulsions émises. Ceci n'explique pas cependant les 200 mrad mesurés, qui doivent provenir de la forme particulière des impulsions et de variations dans la modulation induite par le MAO.

Ces deux effets (Brillouin et auto-modulation de phase) liés à la puissance crête des impulsions ont une conséquence fondamentale sur les formes d'ondes considérées pour la vibrométrie impulsionnelle. Elle s'ajoute aux contraintes déjà exprimées au chapitre III.

Lorsque la puissance crête est limitée, l'émission discontinue d'impulsions (doublets, multiplets) qui était intéressante en vibrométrie pour les raisons exposées en section 2 du chapitre III (traitement rapide, isolation du signal aérosolaire...), peut ne plus être avantageuse. En effet, comme nous l'avons vu au chapitre précédent, dans les différents régimes le SNR reste globalement fonction du CNR *moyen*. Pour maximiser le CNR, il faut maximiser la puissance *moyenne* émise, qui doit être maximale.

Une émission discontinue signifie que la durée de la forme d'onde, de l'ordre de $N_p T_S$, est faible devant la période de répétition des multiplets, égale à $1/WRF$:

$$N_p T_S \ll 1/WRF \tag{VII.4}$$

Or le nombre minimal d'impulsions dans la forme d'onde est donné par l'énergie de la forme d'onde E_{wf} divisée par l'énergie maximale d'une impulsion $E_{p,max}$. La première est égale à P_{moy}/WRF tant qu'elle ne dépasse pas l'énergie maximale extractible, c'est-à-dire environ 1 mJ. Elle doit être maximisée pour optimiser le SNR. La seconde est fixée vis-à-vis de la puissance crête maximale atteignable $P_{crête,max}$. On a donc :

$$N_{p,min} = \frac{E_{wf}}{E_{p,max}} = \frac{P_{moy} / WRF}{P_{crête,max} t_p} \tag{VII.5}$$

En remplaçant ce nombre d'impulsion minimal dans (VII.4), on obtient qu'il faut, pour qu'une émission discontinue soit envisagée :

$$P_{crête,max} \gg \frac{T_S}{t_p} P_{moy} \tag{VII.6}$$

Si une telle puissance crête est possible, une émission discontinue peut être envisagée. Sinon, l'émission doit être régulière, sans quoi l'énergie fournie par l'EDFA n'est pas utilisée de manière optimale. Or étant donné : $t_p \sim 10 \text{ ns} - 1 \mu\text{s}$ et $T_S \sim 1 \mu\text{s} - 100 \mu\text{s}$ dans les applications longue portée, $T_S/t_p > 100$. En supposant une puissance moyenne de l'ordre de quelques Watts, la puissance crête doit être de quelques kW pour respecter ce critère. Ces puissances crêtes ne sont actuellement accessibles qu'avec des durées d'impulsions de l'ordre de la nanoseconde, ce qui engendrerait un effet d'automodulation de phase important et nécessiterait une acquisition très rapide du signal.

Notons par ailleurs que l'énergie disponible par unité de temps (c'est-à-dire la puissance moyenne de l'émission) est fixée par la puissance du pompage optique de la fibre dopée. A durée et énergie d'impulsion données, une augmentation de la cadence d'émission est possible si l'on augmente la puissance de pompe. Par conséquent, la puissance moyenne est également limitée, comme en régime continu, par l'échauffement de la fibre, à quelques dizaines de Watts.

De plus, à pompage fixé, l'énergie contenue dans la fibre est régénérée après un temps de rétablissement fixé. Pour optimiser la puissance moyenne émise, il faut donc émettre l'énergie accumulée à la cadence prévue, sous peine d'en perdre une partie. Les formes d'ondes à séparation d'impulsions fortement variables ne sont donc pas favorables.

Rappelons finalement qu'en configuration monostatique, la réception est généralement saturée lors de l'émission des impulsions. On parle de pertes par éclipse, qui surviennent aux distances multiples de $D_{amb} = cT_s/2$, y compris à l'origine. Il existe donc des zones aveugles à ces distances, de largeur ct_p . Pour les minimiser, on cherchera donc à réduire le rapport cyclique t_p/T_s . Il existe cependant en radar des méthodes pour concevoir des formes d'ondes à moindres pertes par éclipse, par légère variation de la séparation des impulsions [79].

Le résultat le plus important est que les limites en puissance crête actuelles des lasers à fibre à $1,55 \mu\text{m}$ ne vont pas permettre une concentration de l'énergie en un nombre réduit d'impulsions, et donc l'utilisation de formes d'ondes multiplets. On privilégie alors une émission régulière d'impulsions, pour conserver une puissance moyenne élevée et un rendement énergétique optimal.

L'émission régulière d'impulsions a des performances équivalentes au régime continu, avec l'avantage de permettre une télémétrie simultanée et l'emploi d'instruments monostatiques sur des cibles fixes. En revanche, elle ne tire pas le meilleur parti d'une émission impulsionnelle. Les avantages pratiques supplémentaires tels que l'isolation face au signal parasite aérosolaire, une quantité de données particulièrement réduite et une robustesse supplémentaire au fort bruit additif, sont soumis à l'emploi de multiplets. Notons que d'autres technologies (lasers déclenchés par exemple) n'ont pas les mêmes limitations.

Du point de vue du traitement du signal, le gain apporté par les estimateurs développés spécifiquement pour le régime à multiplets (estimateur du maximum de vraisemblance, cf chapitre IV) est moindre dans ce cas. Les méthodes d'extraction de composante sur représentation temps-fréquence apportent, elles, une amélioration des performances dans tous les cas.

Nous présentons maintenant la simulation des performances d'un lidar vibromètre fibré à émission impulsionnelle, dans le cadre de deux applications : l'identification de cibles aériennes mobiles et le diagnostic structurel de bâtiments.

2 APPLICATION A L'IDENTIFICATION DE CIBLES AERIENNES

Dans ce contexte, les avantages de l'émission impulsionnelle sont : la possibilité de télémétrie simultanée, la réduction de données par rapport au régime continu et le fonctionnement en architecture monostatique indépendamment de la vitesse des cibles et de l'isolation des voies émission et réception (au seuil de dommage du détecteur près).

Nous avons adopté les hypothèses suivantes :

- Vibrations : fréquences 1 Hz à 200 Hz. Résolution nécessaire : 1 Hz (la durée de mesure est donc $T_{mes} = 1 \text{ s}$). Vibrations haute fréquence autour de 2 kHz. Vitesses de 0,1 mm/s à 1 cm/s. Vibrations amples et lentes possibles jusqu'à 20 cm/s.

- Visée : sol air, longue portée (jusqu'à 30 km).
- Conditions : cible mobile (dérive Doppler résiduelle possible jusqu'à quelques 10 cm/s, et bruit de speckle fort de bande 5 kHz). Présence de turbulence avec $C_n^2 = 10^{-13} \text{ m}^{-2/3}$ et $V_{\perp} = 10 \text{ m/s}$ (au sol), d'atténuation atmosphérique forte et d'aérosols à basse altitude.

2.1 CHOIX DES FORMES D'ONDES

Etant donné le souhait d'une télémétrie simultanée et les fortes vitesses attendues, une source capable d'émettre des impulsions courtes et à haute fréquence est nécessaire. Nous prenons donc ici les spécifications de la source du lidar S³ de CTI [20] : $t_p = 10 \text{ ns}$, $T_S = 3,3 \mu\text{s}$. L'émission est régulière.

Les capacités associées sont :

Ambiguïté en distance / éclipse :

$$D_{amb} = cT_S / 2 = 500 \text{ m}$$

Résolution en distance :

$$\delta D \approx ct_p / 2 = 1,5 \text{ m}$$

Ambiguïté en vitesse :

$$V_{amb} = \lambda / 2T_S = 23,3 \text{ cm/s}$$

Taux de pertes par éclipse :

$$D_{aveugle} / D_{amb} = t_p / T_S = 1/333$$

Notons que l'adjonction d'une modulation de phase permet, comme il a été rapporté dans [20,52], des résolutions en distances supérieures. En considérant les performances de l'état de l'art, il est possible de générer ces formes d'ondes avec une puissance crête de 370 W. L'énergie des impulsions est alors de 3,7 μJ, ce qui, répété à 300 kHz, permet une puissance moyenne de 1,1 W.

$P_{crête,max}$ (~ 370 W) n'est pas grande devant $P_{moy} T_S/t_p$ (~ kW), donc une émission régulière d'impulsions est le seul choix possible pour obtenir une puissance moyenne et un CNR moyen optimaux. Les impulsions sont traitées par groupes de N_p impulsions tel que $T_m = N_p T_S \sim 250 \mu\text{s}$ pour échantillonner correctement les vibrations haute fréquence et limiter leur impact. D'où $N_p = 75$. Dans ces conditions, la résolution en vitesse est (cf. Chapitre IV) :

$$\delta V = \frac{\lambda}{2} \frac{\sqrt{12}}{4\pi N_p T_S} \tag{VII.5}$$

soit $\delta V = 8,4 \cdot 10^{-4} \text{ m/s}$. Comme il est classique en émission continue, nous adoptons un recouvrement de 50% des groupes d'impulsions successifs. Les caractéristiques de l'émission choisie sont récapitulées en Figure VII. 2.

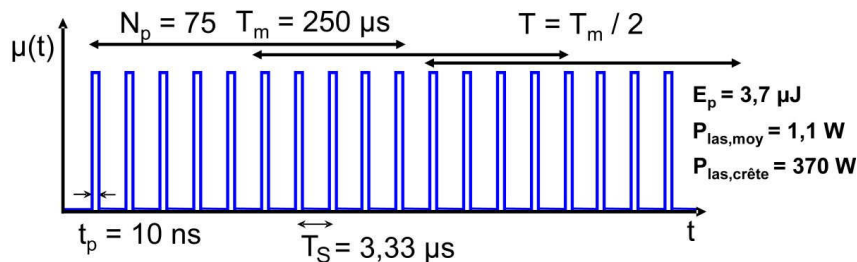


Figure VII. 2 : formes d'ondes choisies (au vu des performances démontrées dans [20]).

2.2 DESCRIPTION DE L'INSTRUMENT

On suppose un instrument monostatique. Les « paramètres libres » du lidar vibromètre sont principalement l'optique d'émission, la puissance laser émise, la largeur de raie laser et la chaîne de réception (circulateur, oscillateur local, détecteur, hétérodynage).

Optique :

Le faisceau est pris collimaté afin de permettre un bon rendement hétérodyne sur une large plage de distances. L'optique est choisie large : $\Phi_p = 10$ cm. En conséquence, le rendement hétérodyne (et donc le CNR moyen) est limité à courte portée mais meilleur à longue portée qu'avec une optique de faible diamètre [18]. Le waist laser ω_0 est pris à $\Phi_p/2\sqrt{2}$.

Puissance laser :

On souhaite atteindre la portée maximale possible. On utilisera donc la puissance maximale disponible : 1,1 Watt moyen.

CNR en fonction de la distance pour un système limité par le bruit de photons :

D	0	5	10	15	20	30	50	(km)
$\overline{CNR}_{1\text{MHz}}$ pour $P_{\text{laser}} = 1,1$ W	12,9	7	0	-6,2	-11,9	-21,4	-38	(dB)

Nous calculons également la Distance Nominale de Risque Oculaire (DNRO).

D'après la norme NF-EN 60825-1 : 1994, pour des impulsions identiques de durée $t_p > 1$ ns et une longueur d'onde à sécurité oculaire ($\lambda > 1400$ nm), le seul critère pour le risque oculaire est celui de l'énergie totale durant le temps d'exposition au faisceau laser. L'exposition maximale permise est alors : $EMP(1,55\mu\text{m}, t_{\text{exp}}) = 10^4$ J/m². En considérant que $t_{\text{exp}} = 10$ s au maximum, on constate que la DNRO est nulle pour la puissance laser et le diamètre d'optique choisis. Il faut $P_{\text{las}} > 2$ W environ pour que ce ne soit pas le cas.

Remarque sur la largeur de raie laser :

Pour la mesure de vibrations à longue portée, une largeur de raie minimale est souhaitable. D'après la campagne de mesure à longue distance rapportée au chapitre II, il est certain que les injecteurs lasers dont nous disposons, de largeur 30 kHz et affectés de fluctuations de fréquence importantes, ne sont pas utilisables. Les meilleures performances de l'état de l'art sont ici nécessaires. Nous supposons donc une largeur de raie laser de l'ordre de 2 kHz (injecteur Koheras). Notons qu'en régime impulsionnel l'emploi d'injecteurs laser aussi fins n'a pas encore été testé ; on craint un renforcement de l'effet Brillouin qui abaisserait le seuil de puissance crête maximale qu'il est possible d'émettre.

Pour un tel injecteur, le bruit de phase laser ne devient important qu'après plusieurs dizaines de kilomètres de propagation. Ceci est à vérifier en simulation. S'il est limitant, il faut envisager l'emploi d'un jeu de lignes à retard.

Dimensionnement de la chaîne de réception :

- Système circulateur :

La puissance en sortie de l'EDFA est 1,1W (moyenne) = 30,4 dBm et 370 W (crête) = 55,7 dBm. Le système circulateur doit pouvoir tenir à ce flux. Son taux de réjection entre l'émission et la réception doit par ailleurs satisfaire aux deux critères suivants.

i) Endommagement du détecteur par la puissance rétrodiffusée par l'optique de sortie :

Un détecteur de 10^{-4} cm^2 supporte typiquement une puissance moyenne de l'ordre de 1 mW et une puissance crête de l'ordre de 100 kW. Un taux de réjection aller-retour de -30 dB est donc suffisant pour éviter un endommagement.

ii) Brouillage de la détection par la puissance de fuite de la modulation :

Comme nous l'avons vu expérimentalement au chapitre VI, un MAO permet typiquement un taux d'extinction de -70 dB entre les impulsions. Deux Modulateurs Electro-Optiques (MEO, plus rapides, probablement nécessaires pour des impulsions de durée 10 ns) mis en série peuvent atteindre les mêmes performances. Il existe donc une puissance de fuite résiduelle de l'ordre de -14,3 dBm, qui peut parvenir à brouiller la détection si l'isolation du système circulateur est trop faible. Notons par ailleurs que la puissance de l'émission spontanée amplifiée de la fibre peut atteindre 10 dBm, mais est répartie sur une trop large bande (plusieurs nm en longueur d'onde) pour être limitante.

Le bruit de photons possédant un écart-type de l'ordre de 0,3 nW (-65 dBm) dans la bande adaptée au signal (5 kHz), une puissance de fuite de cet ordre parvenant au détecteur est négligeable. Il faut alors un taux de réjection aller-retour de -51 dB.

- *Puissance d'oscillateur local, détecteur et bande :*

La puissance d'oscillateur local doit être dimensionnée par rapport au bruit électronique du détecteur, afin que le bruit de photons reste prédominant. Si nep est la densité spectrale de flux équivalent au bruit, NEP, telle que $NEP^2 = nep^2 B$, il faut, d'après (I.21) :

$$\frac{4k_B T}{R_c} F + (S nep)^2 \ll 2eSP_{ol} \quad (\text{VII.6})$$

L'application numérique est menée pour les détecteurs PIN en InGaAs dont nous disposons, qui ont pour sensibilité $S \sim 1 \text{ A/W}$, une résistance de charge $R_c = 2 \text{ k}\Omega$, un facteur de bruit d'amplificateur $F = 0,2 \text{ dB}$. D'après leur puissance de saturation $P_{sat} \sim 700 \mu\text{W}$, on peut choisir $P_{ol} \sim 500 \mu\text{W}$, auquel cas il faut $nep \ll 12 \text{ pW/Hz}^{1/2}$. Or la densité spectrale de NEP de ces détecteurs, que nous avons mesuré, est de l'ordre de $8 \text{ pW/Hz}^{1/2}$, ce qui reste acceptable.

La bande passante du détecteur doit par ailleurs être suffisamment large pour acquérir les impulsions de durée 10 ns, tout en acceptant les décalages Doppler induits par des cibles aériennes rapides. Il faut envisager une bande passante de l'ordre de 1 GHz, bien supérieure à celle de 150 MHz des détecteurs dont nous disposons. En choisissant $f_{MAO} = 250 \text{ MHz}$ (maximum disponible en modulateur acousto-optique fibré actuellement [80]), on pourra étudier des cibles mobiles dont la vitesse radiale globale est comprise entre +155 m/s (560 km/h) et -542 m/s (1950 km/h) environ.

Cependant, l'évolution suivante des caractéristiques des détecteurs en InGaAs en fonction de leur surface S_{det} est à prendre en compte (d'après les caractéristiques de détecteurs commerciaux [81]) :

$$B_{det} \propto 1/S_{det} \quad P_{sat} \propto 1/S_{det} \quad nep \propto S_{det}^{3/4} \quad (\text{VII.7})$$

En supposant que cette échelle est valable à partir du détecteur de bande 150 MHz, il semble possible de maintenir la limitation par le bruit de photons jusqu'à une bande d'environ 1 GHz, comme le montre la Figure VII. 3. Pour $B_{det} = 1 \text{ GHz}$, nep est prévue à $1,5 \text{ pW/Hz}^{1/2}$ et la puissance de saturation étant $80 \mu\text{W}$, celle de l'oscillateur local doit être réduite à $P_{ol} = 70 \mu\text{W}$.

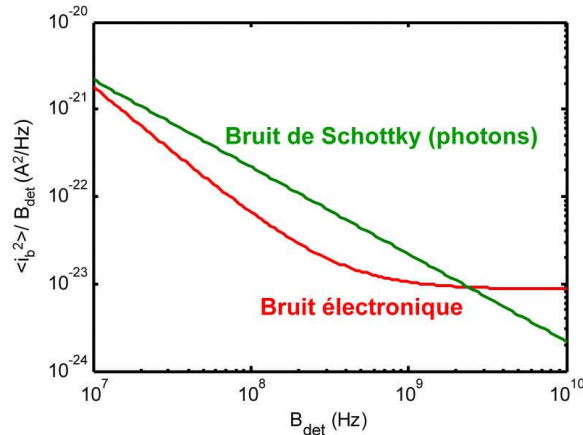


Figure VII. 3 : évolution approximative (empirique) du bruit de Schottky et du bruit électronique en fonction de la bande passante du détecteur.

- Chaîne de traitement analogique et d'acquisition :

La dynamique de la chaîne de traitement analogique et d'acquisition doit permettre l'acquisition des impulsions sans saturation. Pour rappel, si $CNR_{1MHz} = 13$ dB, $CNR_{crête,1MHz} = 38,2$ dB. Il faut donc une dynamique d'environ 40 dB.

Après amplification du signal, on utilise une télémétrie/vélocimétrie extérieures (issues d'un radar Doppler par exemple) afin de supprimer la majorité du décalage Doppler du signal lié à la vitesse globale de la cible lors d'une démodulation I/Q autour de la fréquence $f_{MAO} + f_{Doppler\ global}(t)$ et de déclencher l'acquisition du signal à l'instant du retour de l'impulsion.

L'architecture du lidar accompagnée des caractéristiques établies pour ses composants à l'issue du dimensionnement précédent est présentée en Figure VII. 4.

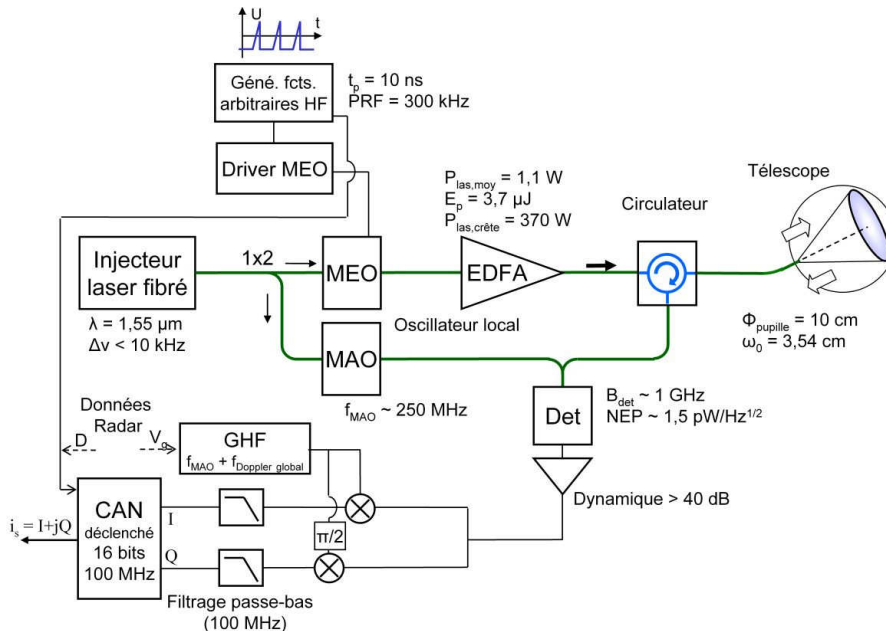


Figure VII. 4 : architecture préférentielle d'un lidar fibré à 1,55 μ m destiné à l'identification de cibles aériennes (Driver : générateur de pilotage, MEO : Modulateur Electro-Optique, MAO : Modulateur Acousto-Optique, EDFA : amplificateur à fibre dopée Erbium, CAN : Convertisseur Analogique Numérique, GHF : Générateur Haute Fréquence).

2.3 TRAITEMENT DU SIGNAL

A l'issue de l'acquisition du signal, les impulsions doivent être détectées et fenêtrées précisément, et le décalage Doppler global résiduel (erreur sur l'estimation de vitesse du radar et dérive temporelle) doit être supprimé. Comme le montre la Figure VII. 5, l'estimation de la vitesse de vibration est réalisée dans un second temps.

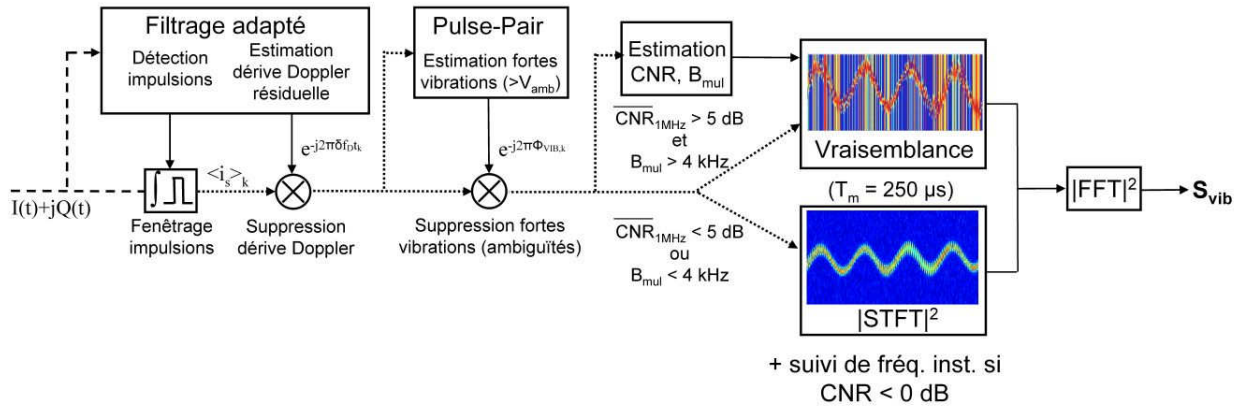


Figure VII. 5 : schéma-bloc du traitement du signal proposé.

Avec une précision de télémétrie/vélocimétrie radar de l'ordre de 100 m et 1 m/s respectivement, on peut s'attendre à une incertitude de temps de vol de 600 ns, et un décalage Doppler résiduel de 1 MHz, approximativement. La variation de ces résidus est lente et quasiment linéaire au cours de la mesure ; leur estimation par filtrage adapté est aisément intégrée sur toute la durée de la mesure et par conséquent précise. Nous ne rentrons pas en détail ici sur les techniques ou les performances de cette estimation, qui devra être adaptée à l'application. Il est donc supposé que les impulsions sont parfaitement fenêtrées et le décalage Doppler global parfaitement supprimé.

Une première estimation du décalage Doppler non linéaire (supposément dû aux vibrations) par l'estimateur Pulse-Pair permet par la suite de mettre en évidence les vibrations les plus fortes, rarement identifiantes, et causant des ambiguïtés en vitesse. La plupart de ces vibrations fortes, si elles sont transitoires, ou alors de longue durée mais lentes, peuvent être supprimées à ce stade. Le signal occupe finalement une bande spectrale réduite ($B_{red} \approx 50 \text{ kHz}$) et ne contient plus que les vibrations d'intérêt.

Comme nous l'avons évoqué au chapitre III, le signal formé par des impulsions répétées régulièrement équivaut à un signal de vibrométrie continue. On lui appliquera donc les méthodes de traitement de la vibrométrie continue que sont l'Autocorrélation First Lag ou le barycentre des colonnes du spectrogramme. Nous implémentons tout de même l'estimateur du maximum de vraisemblance proposé ; il est cependant de moindre apport et lourd en temps de calcul sur ces séries de nombreuses impulsions.

Les impulsions sont groupées en groupes de $N_p = 75$ impulsions, de durée $T_m = 250 \mu s$, et de 50% de superposition. Une fenêtre parabolique est appliquée sur chaque groupe, comme recommandé par [57] pour les grands N_p . Avant l'estimation de la vibration proprement dite, le CNR moyen et la largeur de bande moyenne du bruit multiplicatif sont évalués, respectivement à partir de la puissance et de l'autocorrélation des impulsions.

L'estimation est faite sur une représentation temps-fréquence, réduite à la bande B_{red} , construite par différents estimateurs suivant les conditions de bruit :

- si le CNR est élevé ($\overline{CNR}_{1MHz} > 5 \text{ dB}$) et le bruit multiplicatif fort ($1/B_{mul} \ll T_m$), on emploie l'estimateur du maximum de vraisemblance proposé. Son application est

restreinte à une bande étroite autour de la fréquence centrale estimée par Pulse-Pair, pour réduire le temps de calcul.

- si le CNR est intermédiaire ($0 \text{ dB} < \overline{\text{CNR}}_{1\text{MHz}} < 5 \text{ dB}$), on emploie le barycentre du spectre à court terme.
- si le CNR est faible ($\overline{\text{CNR}}_{1\text{MHz}} < 0 \text{ dB}$), on emploie une méthode d'extraction de composante sur représentation temps-fréquence (cf. chapitre V).

Nous proposons par ailleurs pour l'extraction de composante sur la représentation temps-fréquence d'implémenter une méthode itérative. Il s'agit d'une estimation réitérée de la fréquence instantanée par réduction progressive de la bande d'analyse autour d'une trace régularisée respectant un critère de continuité, présentée brièvement au chapitre V. Il apparaît qu'elle est la seule à même de passer outre les longs évanouissements du signal produits par la turbulence atmosphérique à grande distance, ainsi que les autres effets d'échelle qui affectent les méthodes « locales » telles que le lissage temporel ou la transformée de Hough locale.

2.4 SIMULATION DES PERFORMANCES

Les performances, en termes de SNR, du lidar vibromètre dont les caractéristiques viennent d'être établies sont évaluées sur les signaux générés par le simulateur présenté au chapitre II.

Notre objectif dans cette étude étant d'établir quelles sources de bruit limitent encore la mesure, nous adoptons les hypothèses supplémentaires qui suivent, afin de garder une simulation simple. La vibration d'intérêt est une vibration uniforme (signal mono-composante) à basse fréquence de vitesse maximale de l'ordre de 1 cm/s. Nous considérons de même la cible uniforme et ne prenons pas en compte les instabilités de pointage du faisceau.

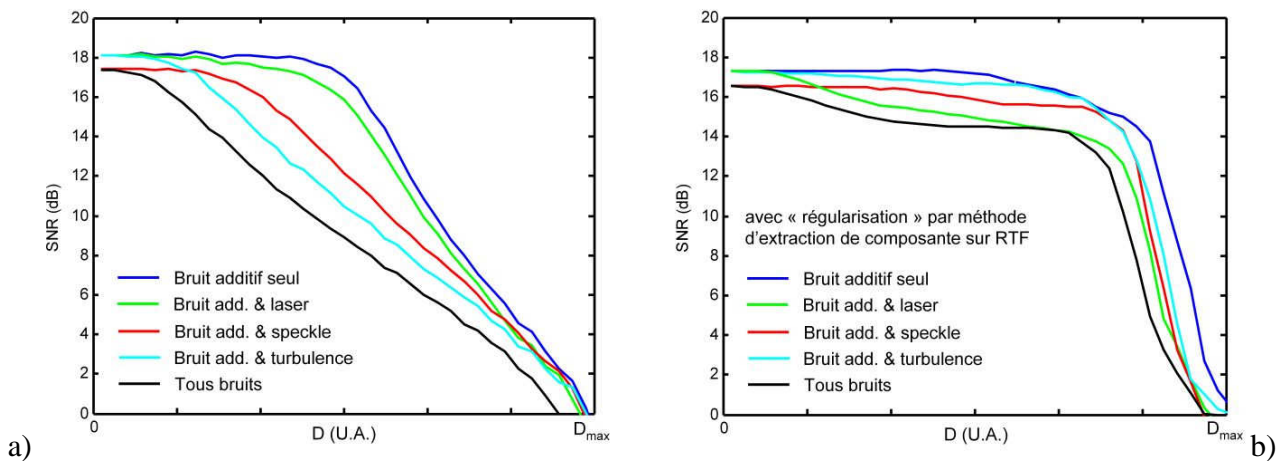


Figure VII. 6 : évolution du SNR en fonction de la distance, pour une vibration typique, a) sans et b) avec méthode d'extraction de composante sur RTF. Gain de l'estimateur du maximum de vraisemblance (non représenté) : 0,8 dB en cas de speckle dominant.

La Figure VII. 6 montre, en terme de diminution du SNR par rapport au SNR maximum, l'impact des différents bruits, successivement pris en compte avec le bruit additif.

En Figure VII. 6 a), aucune régularisation de la vitesse de vibration mesurée n'est effectuée. On voit ici l'impact prépondérant des évanouissements de signal dans ce cas. Ceux-ci provoquent en effet de longues séries de valeurs aberrantes qui corrompent le spectre de la vibration. La modulation d'amplitude causée par la turbulence, de fréquence de coupure en $V_{\perp}/(\lambda D)^{1/2}$, cause des

évanouissements plus longs que le bruit de speckle, et diminue le plus fortement le SNR (jusqu'à -8 dB par rapport au bruit additif). En comparaison, le bruit de phase laser, qui ne produit qu'un élargissement du spectre du signal, a un impact quasiment négligeable (<1 dB).

La méthode d'extraction de composante implémentée donne de bien meilleurs résultats, comme on peut le voir en Figure VII. 6 b). La chute de SNR due aux évanouissements est quasiment annulée ; la limitation du SNR est maintenant due aux bruits de phase. On constate alors la prépondérance du bruit de speckle à courte portée. Au-delà, le bruit de phase laser devient dominant jusqu'à la perte du signal à moyenne portée. Il est donc possible de garder l'impact du bruit de phase laser négligeable en employant une série de lignes à retard sur la voie oscillateur local, de longueurs multiples de 5 km. On revient dans ce cas à la limite imposée par le bruit de speckle.

Le gain apporté par l'estimateur du maximum de vraisemblance atteint 0,8 dB seulement lorsque le bruit de speckle est dominant. Il s'annule rapidement lorsque la distance augmente. En effet, le CNR n'est pas assez élevé et le bruit de speckle déjà suffisamment moyenné sur les nombreuses impulsions prises en compte dans l'estimation de fréquence instantanée pour qu'il présente un gain notable. Son calcul est par ailleurs rendu lourd par le grand nombre d'échantillons (~500 ms par case fréquence).

Nous n'avons pas pris en compte dans les simulations précédentes la présence d'aérosols sur le trajet du faisceau, dont l'impact dépend trop fortement des conditions de visibilité et de vitesse du vent. En effet, d'une part la rétrodiffusion des aérosols près du sol est extrêmement variable, et d'autre part seuls les aérosols possédant une vitesse proche de la cible génèrent un signal parasite.

Du fait de leur grande dispersion de vitesse (~m/s), le signal parasite a une largeur spectrale de l'ordre du MHz. Ainsi la bande d'analyse du signal ($B_a = 1/T_S$) est faible devant 1 MHz, il se traduit par un bruit blanc supplémentaire sur le signal hétérodyne. Toutefois, la contribution de la couche $[z ; z+dz[$ à ce bruit est très variable : elle est proportionnelle à la puissance du parasite contenue dans la bande définie par la transformée de Fourier de l'impulsion, sachant que cette puissance est localisée à la fréquence Doppler associée à la vitesse radiale du vent. Si la vitesse radiale du vent est très différente de celle de la cible, il n'y a aucune contribution et le signal parasite est nul. Si elles sont proches sur toute la distance de propagation, le signal parasite est maximal. Dans notre cas, seuls les aérosols possédant une vitesse radiale proche de celle de la cible à ± 11 km/h près (bande d'acquisition de 100 MHz) généreront un signal parasite.

Par conséquent, nous ne pouvons prédire, avec certitude, que l'impact maximal des aérosols, en étudiant l'impact en diminution CNR de la totalité de la puissance rétrodiffusée. On peut définir un CNR effectif de la manière suivante :

$$CNR_{eff}|_B(t) = CNR|_B(t) \frac{\langle i_b^2 \rangle}{\langle i_a^2(t) \rangle + \langle i_b^2 \rangle} \quad (VII.8)$$

où $\langle i_b^2 \rangle$ est la variance du bruit additif et $\langle i_a(t)^2 \rangle$ est celle du courant hétérodyne dû aux aérosols, donné au chapitre III dans l'expression (III.17).

Nous traçons en Figure VII. 7 la diminution maximale du CNR effectif pour le scénario simulé, c'est-à-dire dans le cas où tout le signal aérosolaire se trouve dans la bande d'acquisition. On constate qu'elle peut atteindre 7 dB lorsque la distance à la cible est supérieure à 5 km.

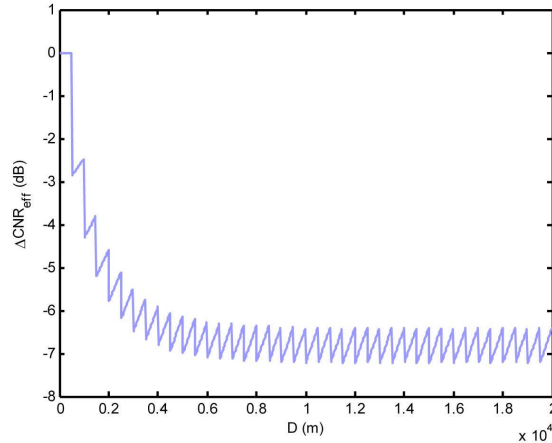


Figure VII. 7 : effet maximal des aérosols en termes de décroissance du CNR effectif.

Pour finir, nous montrons en Figure VII. 8 la capacité de notre simulateur à étudier des cibles complexes modélisées par éléments finis, en prenant en compte l'élargissement et le dépointage du faisceau laser, ainsi que les caractéristiques locales de la cible. Le temps de calcul sensiblement plus long du simulateur (quelques secondes) et la variabilité des spectres obtenus, qui implique le moyennage d'un grand nombre de mesures, ne permet pas de caractériser aussi facilement et précisément toutes les limitations du système en fonction de la portée. Il doit être réservé à la validation de faisabilité de la mesure à une portée donnée. Ici, pour la distance de 2 km supposée, on constate sur le spectrogramme que la modulation de fréquence due à la vibration est claire, même si le spectre de vibration obtenu nécessite un affinement.

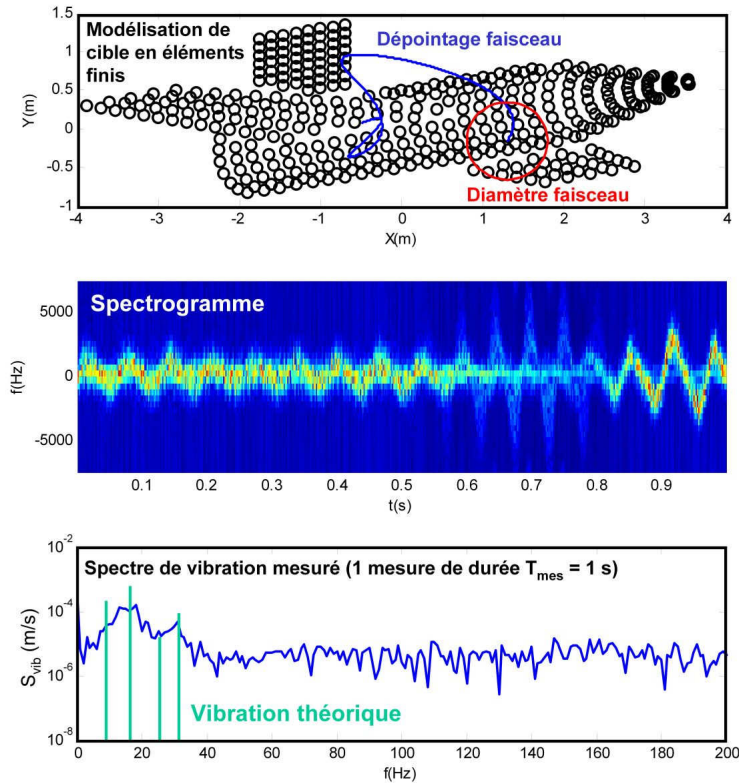


Figure VII. 8 : exemple de mesure simulée avec un modèle par éléments finis complet : a) allure du modèle, b) spectrogramme du signal, c) spectre de vibration mesuré.

3 APPLICATION AU DIAGNOSTIC STRUCTUREL POST-SISMIQUE

Nous présentons enfin la simulation des performances d'un lidar vibromètre à émission impulsionnelle consacré au diagnostic post-sismique de bâtiments.

Dans ce contexte, l'avantage principal du régime impulsionnel est la possibilité d'employer un instrument monostatique, ce qui est impossible en émission continue. La réduction de données et le traitement en temps réel accessibles avec un nombre réduit d'impulsions sont aussi des atouts potentiels, étant donné les acquisitions de plusieurs minutes nécessaires dans cette application.

Nous avons adopté les hypothèses suivantes :

- Vibrations : fréquences 1 Hz à 20 Hz. Résolution nécessaire : 0,1 Hz (la durée de mesure est donc $T_{mes} = 10$ s). Transitoires possibles jusqu'à 100 Hz. Vitesses de 1 $\mu\text{m/s}$ à 50 $\mu\text{m/s}$. Transitoires possibles jusqu'au mm/s.
- Visée : quasi-horizontale (lidar : 3m/30m à cible : 30m), moyenne portée (jusqu'à 500 m) pour l'étude modale d'un bâtiment, ou longue portée (jusqu'à 5 km) pour l'étude rapide de plusieurs bâtiments d'une ville.
- Conditions : cible fixe. Présence de turbulence avec $C_n^2 = 10^{-14}$ à $10^{-13} \text{ m}^{-2/3}$, $V_{\perp} = 10$ m/s, et d'atténuation atmosphérique.

Notons que les vibrations de l'observateur (plate-forme du lidar, bâtiment porteur) sont non négligeables dans ce cas. Elles doivent être corrigées. Une méthode de correction par filtrage adaptatif a été développée à l'Onera [18]. La correction doit toutefois agir au niveau du signal acquis, pour éviter de possibles ambiguïtés en vitesse.

3.1 CHOIX DES FORMES D'ONDES

Etant données les faibles vitesses attendues, la source laser doit être conçue pour émettre à faible cadence. Afin de limiter la zone aveugle par perte par éclipse à l'origine, les impulsions doivent néanmoins être choisies assez courtes. Nous prenons donc ici les spécifications de la source développée à l'Onera [78], qui peut générer des impulsions de durée $t_p = 400$ ns, d'énergie $E_p = 100\mu\text{J}$, avec une cadence maximale de 20 kHz ($T_S > 50 \mu\text{s}$). Ici on prendra plutôt $T_S = 1$ ms. L'émission est régulière. Ses caractéristiques sont récapitulées en Figure VII. 9.

Les capacités associées sont :

Ambiguïté en distance / éclipse :

$$D_{amb} = cT_S / 2 = 150 \text{ km}$$

Zone aveugle à l'origine :

$$D_{min} = ct_p = 120 \text{ m}$$

Ambiguïté en vitesse :

$$V_{amb} = \lambda / 2T_S = 775 \mu\text{m/s}$$

Des ambiguïtés en vitesse sont possibles du fait de vibrations transitoires mais peu fréquentes. Il est à noter que cette bande d'analyse est largement désadaptée par rapport à celle occupée par le signal (sans prendre en compte les transitoires). La bande d'analyse doit être réduite, sous peine de ne pas suivre l'optimum de précision à faible CNR.

Le nombre d'impulsions groupées pour l'estimation de fréquence instantanée est pris à $N_p = 10$, ce qui donne $T_m = 9$ ms et une résolution en vitesse (par l'équation (VII.5)) : $\delta V = 10,7 \mu\text{m/s}$. Pour ces vibrations lentes causant une modulation de fréquence en « bande étroite », il faut cependant vérifier que la durée d'estimation T_m est suffisamment courte pour respecter le critère de stationnarité sur la plage de fréquences et de vitesses d'intérêt :

$$T_m < T_{stat} = \left(\frac{4\pi}{\lambda} \max(v_{max} f_{vib}) \right)^{-1/2} \quad (VII.9)$$

Application numérique pour $v_{vib} = 20 \mu\text{m/s}$, $f_{vib} = 20 \text{ Hz}$: il faut $T_m < 17,6 \text{ ms}$, ce qui est respecté.

Cette durée d'estimation est toutefois insuffisamment courte pour les vibrations transitoires, qui causeront des variations de fréquence instantanée notables au cours du groupe d'impulsions : pour $v_{vib} = 500 \mu\text{m/s}$, $f_{vib} = 100 \text{ Hz}$: il faudrait $T_m < 1,6 \text{ ms}$. Mais l'effet de filtrage qui en découle pour les vibrations de fréquence élevée est utile afin de conserver les vibrations d'intérêt à basse fréquence.

Le recouvrement entre les groupes d'impulsions est pris à 50%. Cela permet d'échantillonner la vibration à 200 Hz et de ne pas replier le spectre des vibrations parasites jusqu'à 100 Hz.

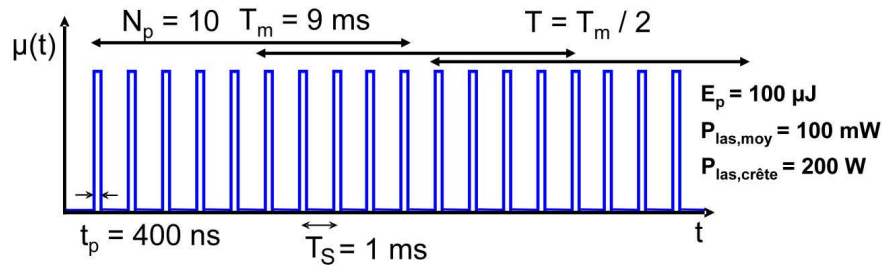


Figure VII. 9 : formes d'ondes choisies (au vu des performances démontrées dans [78]).

3.2 DESCRIPTION DE L'INSTRUMENT

A courte ou moyenne portée, sur des cibles fixes (pas de bruit de speckle), on sait que la précision de mesure est limitée par le bruit de phase lié au piston de la turbulence atmosphérique. Le dimensionnement du lidar vibromètre consiste donc dans ce cas à minimiser les autres sources de bruit, afin de rendre leur impact négligeable par rapport à celui de la turbulence. Ceci requiert dans un premier temps de le quantifier.

Prédiction de l'impact du piston de la turbulence atmosphérique :

Le niveau de bruit sur le spectre de vibration dû à ce bruit de phase dépend du paramètre C_n^2 et de la distance D à la cible, mais surtout de la vitesse du vent transverse V_{\perp} , qui est fortement variable.

En notant $S_{v,piston}$ le niveau de bruit sur le module de la TF de la vitesse, en m/s:

$$S_{v,piston}(f) = \sqrt{2DSP_{v,piston}(f)/T_{mes}} = \sqrt{\frac{2C_n^2 D}{T_{mes}}} V_{\perp}^{5/6} f^{-1/3} \quad (VII.10)$$

Une application numérique dans de bonnes conditions avec $C_n^2 = 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$, $D = 1 \text{ km}$, $T_{mes} = 10 \text{ s}$, et $V_{\perp} = 3 \text{ m/s}$, donne :

$$S_{v,piston}(f) = 3,5 \mu\text{m/s} \left(\frac{f}{1\text{Hz}} \right)^{-1/3} \quad (VII.11)$$

Par contre, l'application numérique dans de mauvaises conditions avec $C_n^2 = 10^{-13} \text{ m}^{-2/3}$, $D = 1 \text{ km}$, $T_{mes} = 10 \text{ s}$, $V_{\perp} = 10 \text{ m/s}$:

$$S_{v,piston}(f) = 30,5 \mu\text{m/s} \left(\frac{f}{1\text{Hz}} \right)^{-1/3} \quad (VII.12)$$

Dans de mauvaises conditions, la mesure peut donc devenir difficile, à moins d'un moyennage de nombreuses mesures. Le bruit de piston de la turbulence, qui ne peut être atténué, doit toutefois rester prépondérant. Les autres sources de bruit sont ainsi négligeables si leur impact en termes de niveau de bruit ne dépasse pas 1 $\mu\text{m/s}$. Nous vérifions à l'issue des choix effectués que ce critère est vérifié.

Optique :

Le faisceau est pris collimaté afin de permettre un bon rendement hétérodyne sur une large plage de distances et de minimiser le risque oculaire. L'optique a un diamètre $\Phi_p = 5 \text{ cm}$. Le waist laser ω_0 est $\Phi_p/2\sqrt{2} = 1,77 \text{ cm}$.

Puissance laser :

La source prise en référence ([78]) peut fournir une énergie de 100 μJ par impulsion, soit 100 mW de puissance moyenne pour une cadence de 1 kHz. Nous souhaitons vérifier la pertinence de cette puissance pour obtenir un CNR correct tout en minimisant le risque oculaire.

Rappelons que la norme de sécurité laser NF-EN 60825-1 : 1994 fixe l'exposition maximale permise à : $\text{EMP}(1,55\mu\text{m}, t_{\text{exp}}) = 10^4 \text{ J/m}^2$. Pour $P_{\text{las}} = 100 \text{ mW}$, la DNRO est nulle (contrairement au cas $P_{\text{las}} = 1 \text{ W}$).

CNR en fonction de la distance pour un système limité par le bruit de photons :

D	0	1	2	3	4	5	6	(km)
$\overline{\text{CNR}}_{1\text{MHz}}$ pour $P_{\text{laser}} = 100 \text{ mW}$	5,8	3,6	-0,5	-3,8	-6,4	-8,7	-10,6	(dB)

Grâce à la formule de la borne de Cramér-Rao de Van Trees (IV.1), on trouve, sans recouvrement entre fenêtres :

$$\sigma_{v,add} \approx \frac{\sqrt{2\delta V}}{\sqrt{\text{CNR}_{wf}}} = \frac{\lambda\sqrt{6}}{4\pi} \frac{1}{N_p T_S} \frac{1}{\sqrt{\text{CNR}_B N_p T_S B}} \quad (\text{VII.13})$$

Le niveau de bruit correspondant sur le module de la TF de la vitesse est $S_{v,add}$:

$$S_{v,add} = \sqrt{\frac{2}{N_{mes}}} \sigma_{v,add} = \sqrt{\frac{2N_p T_S}{T_{mes}}} \sigma_{v,add} \quad (\text{VII.14})$$

$$S_{v,add} = \frac{\lambda\sqrt{12}}{4\pi} \frac{1}{N_p T_S} \frac{1}{\sqrt{\text{CNR}_B B T_{mes}}} \quad (\text{VII.15})$$

L'application numérique donne pour $N_p = 10$, $T_S = 1 \text{ ms}$, $\overline{\text{CNR}}_{1\text{MHz}} = -10 \text{ dB}$ et $T_{mes} = 10 \text{ s}$: $S_{v,add} = 1,36 \cdot 10^{-7} \text{ m/s}$. Par ailleurs, $S_{v,add} < 0,1 \mu\text{m/s}$ et le bruit additif demeure donc négligeable, tant que $\overline{\text{CNR}}_{1\text{MHz}} > -17,4 \text{ dB}$. Ceci est confirmé en simulation. Une puissance laser moyenne de 100 mW est donc suffisante. Il semble clair qu'à courte portée la précision de vitesse est limitée par les sources de bruit multiplicatif.

Notons cependant que l'effet des fluctuations d'amplitude n'a pas été pris en compte dans ce dimensionnement sommaire, mais il l'a été en simulation.

Dimensionnement de la largeur de raie laser :

Pour la mesure de vibrations à moyenne portée, une largeur de raie standard peut être tolérée. Nous souhaitons établir à partir de quelle distance le niveau de bruit sur le spectre n'est plus négligeable devant 1 µm/s pour une largeur de raie donnée. D'après Gatt et al. [36], on a :

$$\sigma_{v,laser}^2 = \lambda^2 \int_0^\infty \frac{\sin^2(\pi f \Delta / c) \sin^2(\pi f T_m)}{(\pi f T_m)^2} DSP_{\delta v}(f) df \tag{VII.16}$$

Pour $\Delta/c \ll T_m$, ce qui est le cas ici car au maximum $\Delta/c = 67 \mu s$, petit devant $T_m = 9 ms$:

$$\sigma_{v,laser}^2 \approx \lambda^2 (\pi \Delta / c)^2 \int_0^\infty \text{sinc}^2(\pi f T_m) f^2 DSP_{\delta v}(f) df \tag{VII.18}$$

Un résultat analytique est obtenu pour une loi de DSP en f^2 : $DSP_{\delta v}(f) = DSP_{\delta v,0} + K/f^2$:

$$\sigma_{v,laser}^2 \approx \frac{\lambda^2 DSP_{\delta v,0} \Delta / c}{4 T_m^2} + \frac{\lambda^2 K \pi^2 (\Delta / c)^2}{2 T_m} \tag{VII.19}$$

Rappelons que le niveau de bruit (sur le module de la TF de la vitesse) est donné par :

$$S_{v,laser} = \sqrt{\frac{2 N_p T_s}{T_{mes}}} \sigma_{v,laser} \tag{VII.20}$$

Dans le cadre d'un modèle plus libre en $DSP_{\delta v}(f) = DSP_{\delta v,0} + K/f^\alpha$, le calcul numérique de l'intégrale nous permet de tracer le niveau de bruit prévu en fonction de la distance de la cible, sans ligne à retard, pour l'injecteur laser classique employé au chapitre II, dont les caractéristiques évaluées sont : $\Delta v = 30 kHz$, pour $DSP_{\delta v,0} \sim 0,5 Hz^2/Hz$, $K = 9.10^8 Hz^{2.5}/Hz$, $\alpha = 1,5$. Nous traçons également le niveau de bruit prévu pour l'injecteur laser fin développé par Koheras [82], dont les caractéristiques sont : $\Delta v = 2 kHz$, pour $DSP_{\delta v,0} = 0,5 Hz^2/Hz$, $K = 4.10^6 Hz^{2.1}/Hz$, $\alpha = 1,1$.

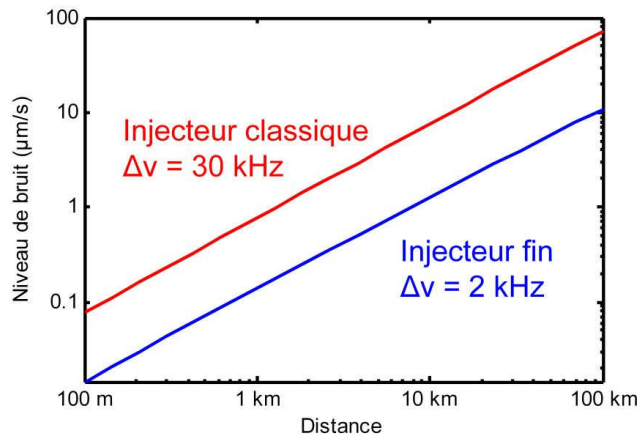


Figure VII. 10 : niveau de bruit de vitesse dû au bruit de phase laser, pour un lidar fibré à 1,55 µm destiné au diagnostic post-sismique.

Injecteur laser	Distance pour bruit négligeable (niveau bruit < 0,1 µm/s)	Distance pour bruit tolérable (niveau bruit < 1 µm/s)
$\Delta v = 30 kHz$	125 m	1250 m
$\Delta v = 2 kHz$	720 m	7500 m

En conclusion, à « moyenne portée », jusqu'à 500 m, l'utilisation d'un injecteur laser standard (stable en fréquence centrale toutefois) est possible. Par contre, à « longue portée », jusqu'à 5 km, un injecteur fin est nécessaire.

Dimensionnement de la chaîne de réception :

- *Système circulateur :*

La puissance en sortie de l'EDFA est 0,1W (moyenne) = 20 dBm et 200 W (crête) = 53 dBm. Le système circulateur doit pouvoir tenir à ce flux. Sa réjection entre l'émission et la réception doit par ailleurs satisfaire aux deux critères suivants.

i) Endommagement du détecteur :

Une réjection aller-retour de -20 dB est suffisante pour éviter un endommagement.

ii) Brouillage de la détection par la puissance de fuite de la modulation :

Si le MAO permet un taux d'extinction de -70 dB entre les impulsions, la puissance de fuite résiduelle est de l'ordre de -17 dBm.

Le bruit de photons possédant un écart-type de l'ordre de 36 pW (-75 dBm) dans la bande adaptée au signal (~50 Hz), une puissance de fuite de cet ordre parvenant au détecteur est négligeable. Il faut alors une réjection aller-retour de -58 dB.

- *Puissance d'oscillateur local, détecteur et bande :*

La puissance d'oscillateur local (500µW) et la bande passante (150 MHz) du détecteur utilisé au chapitre VI conviennent ici. Sa densité spectrale de NEP est de 8,3 pW/Hz^{1/2}. f_{MAO} est 70 MHz.

- *Chaîne de traitement analogique et d'acquisition :*

Ici, si $\overline{CNR}_{1\text{MHz}} = 6 \text{ dB}$, $CNR_{\text{crête},1\text{MHz}} = 40 \text{ dB}$. Il faut donc une dynamique équivalente pour la chaîne d'amplification, de traitement analogique et d'acquisition.

Après amplification du signal, on utilise une démodulation I/Q autour de la fréquence f_{MAO} et ainsi qu'un déclenchement de l'acquisition du signal à l'instant du retour de l'impulsion.

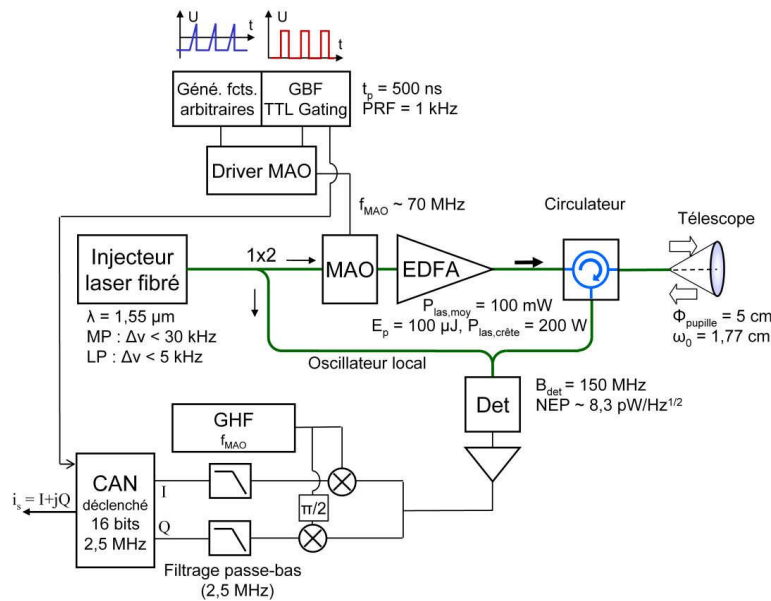


Figure VII. 11 : architecture préférentielle d'un lidar fibré à 1,55 μm destiné au diagnostic post-sismique.

L'architecture du lidar accompagnée des caractéristiques établies pour ses composants à l'issue du dimensionnement précédent est présentée en Figure VII. 11.

Après l'acquisition du signal, les impulsions sont détectées et fenêtrées. En cas de vibrations du porteur, la méthode présentée en [18] permet d'estimer cette vibration par accélérométrie et de la corriger. On applique par la suite une estimation de fréquence instantanée par barycentre des colonnes du spectrogramme du signal formé par les impulsions. Nous n'éprouvons pas le besoin de détailler plus avant le traitement du signal dans ce cas relativement simple, puisqu'il s'agit d'une cible fixe à courte portée (pas de bruit de speckle, haut CNR).

3.3 SIMULATION DES PERFORMANCES

Les performances, en terme de niveau de bruit moyen sur le spectre de vibration mesuré, du lidar vibromètre dont les caractéristiques viennent d'être établies sont évaluées sur les signaux générés par le simulateur présenté au chapitre II.

L'objectif est ici tout autant de savoir quelles sources de bruit limitent la mesure que de déterminer les vitesses de vibration minimales mesurables à une distance donnée. Notons que le bruit supplémentaire apporté par les aérosols présents dans le faisceau laser n'est pas considéré ici, à cause de sa très forte variabilité à basse altitude. Nous gardons les deux possibilités de sources laser proposées, chacune donnant une caractéristique de niveau de bruit en fonction de la distance différente en Figure VII. 12 .

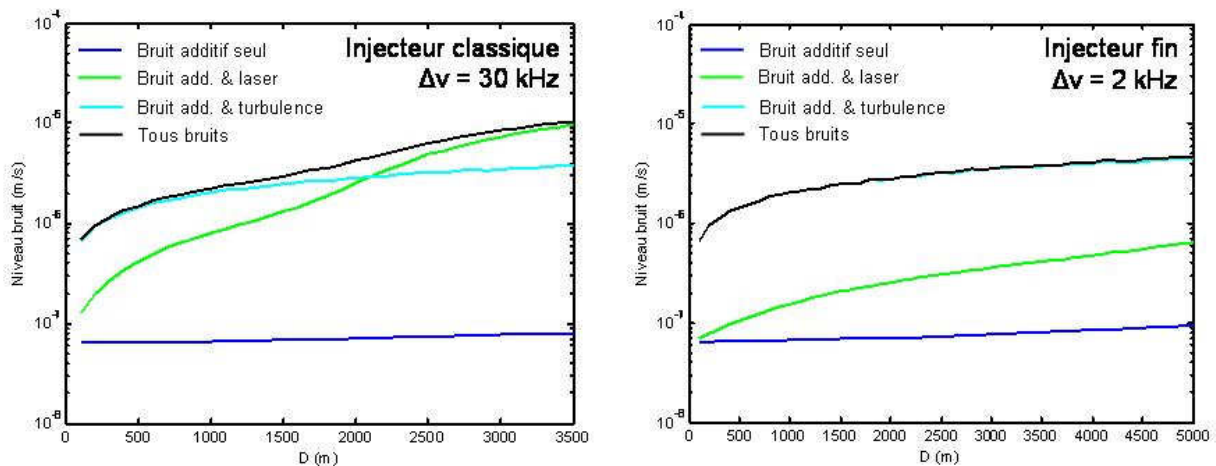


Figure VII. 12 : niveau de bruit moyen sur le spectre de vibration (0-50Hz) en fonction de la distance de la cible, pour a) l'injecteur classique dont nous disposons et b) un injecteur fin.

Dans les deux cas, il est à noter que le fort CNR permet un impact du bruit additif négligeable ($<10^{-7}$ m/s), et une incidence pratiquement nulle des évanouissements du signal. La conséquence des bruits multiplicatifs est principalement due aux fluctuations de phase qu'ils induisent.

Nous remarquons en Figure VII. 12 a) que l'impact du bruit de phase laser de l'injecteur classique devient non négligeable à partir de 1000 m environ. Comme il a été prévu, il pourra convenir pour de la vibrométrie à moyenne portée (jusqu'à 500 mètres), mais ne peut être employé à longue portée sans compensation de la différence de marche par une ligne à retard.

En Figure VII. 12 b) l'effet du bruit de phase laser de l'injecteur fin est par contre négligeable par rapport celui de la turbulence atmosphérique. Il est donc utilisable à longue portée.

Au final, la turbulence atmosphérique de fort C_n^2 et le fort vent considérés font culminer le niveau de bruit de vitesse moyen à $5 \mu\text{m/s}$ à la portée maximale envisagée pour le système, 5 km. Le niveau de bruit de vitesse est par ailleurs égal à environ $7 \mu\text{m/s}$ à une fréquence de vibration de 1 Hz ; cela rend la mesure difficile dans ces conditions. On peut calculer que pour que le bruit de mesure soit inférieur à $1 \mu\text{m/s}$ à 1 Hz, à 5 km, il faut que le produit $C_n^2 V_{\perp}^{5/3}$ soit inférieur à $10^{-15} \text{ m/s}^{5/3}$. Ceci est envisageable à vent faible.

En conclusion, même avec un injecteur laser fin, la faisabilité de la mesure dépend donc très fortement des conditions météorologiques. Il faut toutefois remarquer que le moyennage d'un grand nombre de spectres permet de diminuer le bruit causé par la turbulence. Le niveau de bruit sera en effet divisé par la racine carrée du nombre de spectres moyennés.

CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons appliqué nos travaux à des lidars vibromètres impulsionsnels fibrés à la longueur d'onde $1,55 \mu\text{m}$, technologie très utilisée aujourd'hui.

Nous avons d'abord étudié les conséquences des limitations de la technologie des lasers à fibre à $1,55 \mu\text{m}$ en termes de contraintes sur l'émission en régime impulsionsnel. La principale conclusion est qu'une émission discontinue d'impulsions telle que les formes d'ondes multipléts proposées dans cette thèse ne sont pas avantageuses actuellement avec cette technologie. La limitation porte en effet sur la puissance crête et non sur la puissance moyenne émise.

Nous avons toutefois simulé les performances de lidar vibromètres à émission impulsionsnelle régulière, qui conservent l'avantage d'une télémétrie simultanée et de la possibilité d'employer des architectures monostatiques sur cibles fixes. Deux applications ont été considérées.

Dans le cadre de l'identification de cibles à grande distance par leurs modes de vibration, après avoir détaillé l'instrument, nous avons montré que les évanouissements du signal et le bruit de phase laser peuvent être limitants à grande distance. Une méthode préliminaire développée pour régulariser la fréquence instantanée estimée permet alors une nette amélioration en empêchant la dégradation des performances, jusqu'à ce que le signal hétérodyne soit noyé dans le bruit.

Dans le cadre du diagnostic structurel post-sismique de bâtiments, nous nous sommes attachés à vérifier que l'instrument proposé soit bien limité par le bruit de vitesse causé par le piston de la turbulence atmosphérique, tout en demeurant à sécurité oculaire. Il s'avère que le bruit de phase laser d'un injecteur non optimisé pour sa faible largeur de raie peut être prépondérant à partir de quelques kilomètres. D'autre part, en cas de conditions de turbulence défavorables, le niveau de bruit à quelques kilomètres est tel que la combinaison de nombreuses mesures est indispensable pour mesurer les vibrations de bâtiments.

CONCLUSION

Au cours de ces travaux de doctorat, nous avons étudié les possibilités offertes par une émission impulsionnelle optimisée et un traitement du signal fondé sur des méthodes paramétriques ou temps-fréquence, dans le cadre de la vibrométrie à longue portée par lidar à détection cohérente.

La problématique principale était de rendre le régime impulsionnel (traditionnellement à doublets d'impulsions) moins sensible aux bruits d'amplitude et de phase spécifiques au lidar cohérent, car il possède par ailleurs de nombreux avantages et pourrait être indispensable pour certaines applications. Parmi celles-ci, nous nous sommes concentrés sur la mesure de vibrations de cibles mobiles à grande distance, qui présente encore de multiples points durs, notamment un fort bruit de speckle. D'autre part, une hypothèse majeure a été de comparer les formes d'ondes à puissance moyenne émise égale afin de savoir quelle distribution d'énergie au cours du temps apporte les meilleures performances.

Dans un premier temps, nous avons développé un simulateur complet, rapide et modulaire du signal hétérodyne en vibrométrie, indispensable pour caractériser les améliorations proposées. Il a fallu pour cela mieux caractériser les bruits d'amplitude et de phase liés au laser et à la turbulence atmosphérique.

Par la suite, après une revue des formes d'ondes et méthodes de traitement du signal existant dans la littérature, nous avons employé des multiplets d'impulsions. La borne de Cramér-Rao sur l'estimation de vitesse que nous avons calculée nous a permis d'optimiser les paramètres de ces formes d'ondes en fonction des conditions de bruit, et de constater que leurs performances peuvent en théorie approcher celles du régime continu, même en présence de bruit de speckle fort. Un estimateur du maximum de vraisemblance que nous avons développé atteint ces performances théoriques. D'autre part, nous avons proposé plusieurs méthodes d'extraction de composantes sur représentation temps-fréquence, qui utilisent les propriétés de continuité du décalage Doppler lié à la vibration, afin de minimiser l'impact des évanouissements de signal. Enfin, nous avons comparé en simulation puis sur des signaux réels les régimes d'émission et méthodes de traitement envisageables, ce qui a confirmé l'apport de notre démarche.

Pour conclure, nous avons étudié le cas de lidars vibromètres fibrés à $1,55\mu\text{m}$ actuellement développés à l'Onera. Les contraintes inhérentes à cette technologie imposent une émission ininterrompue d'impulsions ; nous avons pu prédire les performances ultimes de ces instruments et les facteurs qui limitent celles-ci.

L'originalité de ce travail tient principalement en l'utilisation des propriétés connues du signal (continuité de l'évolution de fréquence instantanée) et des bruits (statistique), auparavant non prises en compte, afin de choisir l'émission et d'améliorer le traitement du signal hétérodyne.

Plus spécifiquement, un premier apport au domaine a été l'étude de la turbulence atmosphérique, qui à notre connaissance n'avait jamais été réalisée de manière conjointe (en simulation

et expérimentalement, en amplitude et en phase), et a permis d'établir des divergences vis-à-vis des modèles antérieurs. L'utilisation de la borne de Cramér-Rao, en présence de bruit multiplicatif complexe quelconque, pour l'optimisation quantitative des formes d'ondes en fonction des conditions de bruit est également nouvelle, tout comme l'estimateur du maximum de vraisemblance développé, seul à fonctionner sur des signaux comportant peu d'échantillons. Il faut aussi citer la mise en œuvre de méthodes d'extraction sur représentation temps-fréquence employant une hypothèse de continuité pour réduire l'impact des évanouissements du signal, qui est pour la première fois appliquée à la vibrométrie. En particulier, nous notons que la méthode proposée, fondée sur une transformée de Hough locale de la représentation temps-fréquence du signal, semble apporter un compromis intéressant entre performance et rapidité. Une première comparaison extensive en vibrométrie de différents régimes d'émission et des méthodes de traitement applicables a été menée lors de cette thèse. Enfin, l'étude des performances de lidars fibrés impulsionnels à $1,55\mu\text{m}$, en prenant en compte toutes les perturbations de la mesure, est très utile en ce qu'elle établit l'importance de lutter contre les évanouissements du signal à longue portée.

Pour conclure sur la question de l'intérêt d'un régime impulsionnel en vibrométrie, nous avons montré qu'avec des formes d'ondes bien choisies et un traitement du signal évolué, les performances du régime impulsionnel et du régime continu sont équivalentes. Le régime d'émission doit donc être choisi en fonction des contraintes instrumentales et opérationnelles.

A l'heure actuelle, la technologie fibrée majoritairement répandue favorise une émission continue ou impulsionnelle ininterrompue. Mais, même dans l'absolu, il reste discutable que la quantité d'a priori nécessaires pour optimiser le régime impulsionnel (vitesse et fréquence maximale de fibration, conditions de bruit, ...) soient effectivement disponibles. Il est donc possible que le régime impulsionnel ne soit préférable que lorsque le cadre opérationnel impose totalement ce type d'émission (instrument monostatique et cible fixe par exemple).

Les perspectives de nos travaux n'en sont pas moins multiples.

Dans le cadre de l'optimisation des formes d'ondes impulsionnelles, il serait possible d'ajouter une prise en compte de la non-stationnarité du signal et des signaux parasites dans le calcul de la borne de Cramér-Rao prédisant les performances ultimes. Par ailleurs, l'intérêt d'une variation de la séparation des impulsions en lidar vibromètre fibré à $1,55\mu\text{m}$, pour résoudre les ambiguïtés en vitesse, reste à étudier en détails. Il serait aussi intéressant de poursuivre l'étude des contraintes instrumentales liées à l'émission impulsionnelle, notamment le phénomène d'auto-modulation de phase, qui peut rendre difficile l'émission d'impulsions courtes souhaitables pour une télémétrie simultanée.

Plus généralement, les pistes que nous avons identifiées pour un traitement du signal plus évolué en vibrométrie par lidar cohérent (en régime quelconque) sont susceptibles de résoudre plusieurs points durs des applications sur cibles mobiles à grande distance. En effet, en travaillant sur une représentation temps-fréquence du signal, les méthodes d'extraction telles que la transformée de Hough, ou des techniques itératives réduisant progressivement la bande d'analyse, peuvent apporter beaucoup. On citera comme applications la résolution des ambiguïtés en vitesse, à nouveau, le traitement de signaux multi-composantes ou l'atténuation de l'impact de longs évanouissements.

L'arrivée de composants ou d'architectures permettant de larges modulations de fréquence de l'émission ouvre également la voie vers des instruments multi-fonctions, qui sont encore aux premiers stades de mise en œuvre. C'est aujourd'hui l'une des voies privilégiées pour le développement de la vibrométrie par lidar cohérent.

ANNEXES

1	PHYSIQUE DE LA MESURE.....	196
1.1	PROPAGATION ATMOSPHERIQUE.....	196
1.2	INTERACTION LASER – CIBLE	199
1.2.1	Diffusion	199
1.2.2	Décalage de la fréquence par l’effet Doppler.....	199
1.2.3	Le phénomène de speckle	200
1.3	DETECTION COHERENTE HETERODYNE	202
1.3.1	Photocourant et courant hétérodyne.....	202
1.3.2	Courant de bruit de détection	203
1.4	EXPRESSION DU SIGNAL	203
2	PROPAGATION DES CHAMPS OPTIQUES ET OSCILLATEUR LOCAL RETROPROPAGE	205
2.1	PROPAGATION DES CHAMPS OPTIQUES	205
2.2	FORMALISME DE L’OSCILLATEUR LOCAL RETROPROPAGE.....	206
3	DISTRIBUTIONS TEMPS-FREQUENCE ET EMPLOI EN VIBROMETRIE	207
4	INVERSION DE LA MATRICE DE COVARIANCE DU SIGNAL HETERODYNE REDUIT	209
5	CALCUL D’UN NOYAU DE LISSAGE DE RTF OPTIMISE POUR TRADUIRE UNE HYPOTHESE DE CONTINUTE SUR LA FREQUENCE INSTANTANEE.....	211
6	REMARQUES SUR L’EXPERIENCE DE VIBROMETRIE IMPULSIONNELLE EN LABORATOIRE.....	213

1 PHYSIQUE DE LA MESURE

Nous détaillons ici les phénomènes physiques en jeu dans la mesure en vibrométrie par lidar cohérent, au fur et à mesure de la propagation laser, en nous attachant aux différentes sources de bruit. La Figure A. 1 récapitule les phénomènes qui sont successivement présentés.

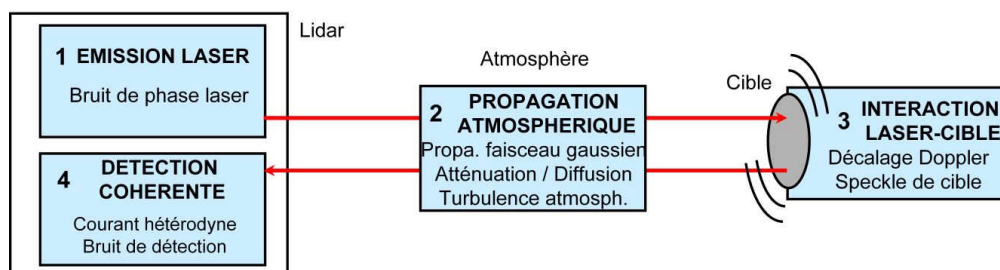


Figure A. 1 : phénomènes successifs à considérer au fil de la propagation. Le bruit de phase laser et les effets sur le signal hétérodyne de la turbulence atmosphérique sont toutefois présentés au chapitre II.

1.1 PROPAGATION ATMOSPHERIQUE

Au cours de sa propagation dans l'atmosphère, l'onde laser émise interagit avec les particules qu'elle rencontre (molécules, aérosols, ...).

La première conséquence en est l'atténuation progressive de son intensité du fait de l'absorption et de la diffusion sur ces particules. De par la loi de Beer-Lambert, on obtient l'expression suivante de la transmission atmosphérique $T_{atm}(z)$ pour une distance de propagation z :

$$T_{atm}(\lambda, z) = \frac{I(\lambda, z)}{I_0} = \exp\left(-\int_0^z \gamma(\lambda, z) dz\right) \quad (A.1)$$

avec :

$$\gamma = \alpha_m + \beta_m + \alpha_a + \beta_a \quad (A.2)$$

Le coefficient d'atténuation γ est en effet la somme des coefficients d'absorption α et de diffusion β sur les molécules (indice m) et les aérosols (indice a) atmosphériques.

L'absorption moléculaire possède un spectre de raies. Les molécules d'eau, de dioxyde de carbone et d'ozone rendent ainsi l'atmosphère opaque dans une grande partie du domaine infrarouge. Elles délimitent des fenêtres de transmission appelées bande I (0,8 à 2,5 μm), bande II (3 à 5 μm) et bande III (8 à 12 μm), dans lesquelles sont choisies les longueurs d'onde de travail des systèmes optroniques.

Dans ces fenêtres et à basse altitude, la diffusion moléculaire est par contre négligeable devant la diffusion par les aérosols, qui est décrite par la théorie de Mie (particules de taille supérieure ou égale à la longueur d'onde). L'ampleur de ce phénomène est très variable suivant l'altitude (décroissance exponentielle) et les conditions météorologiques (caractérisées par la visibilité, distance typique d'extinction exprimée en km), mais décroît en fonction de la longueur d'onde.

Par conséquent, la transmission atmosphérique dépend fortement des conditions de la mesure, mais des codes de simulation peuvent la prévoir pour des conditions données, comme montré en Figure A. 2. Sur ce spectre de transmission simulé, les principales longueurs d'ondes d'émission employées en lidar cohérent et leurs sources associées, sont fléchées en rouge. Dans les conditions adoptées par cette

simulation, le coefficient d'atténuation γ reste typiquement inférieur à quelques 10^{-5} m^{-1} , à la longueur d'onde d'émission $1,55 \mu\text{m}$.

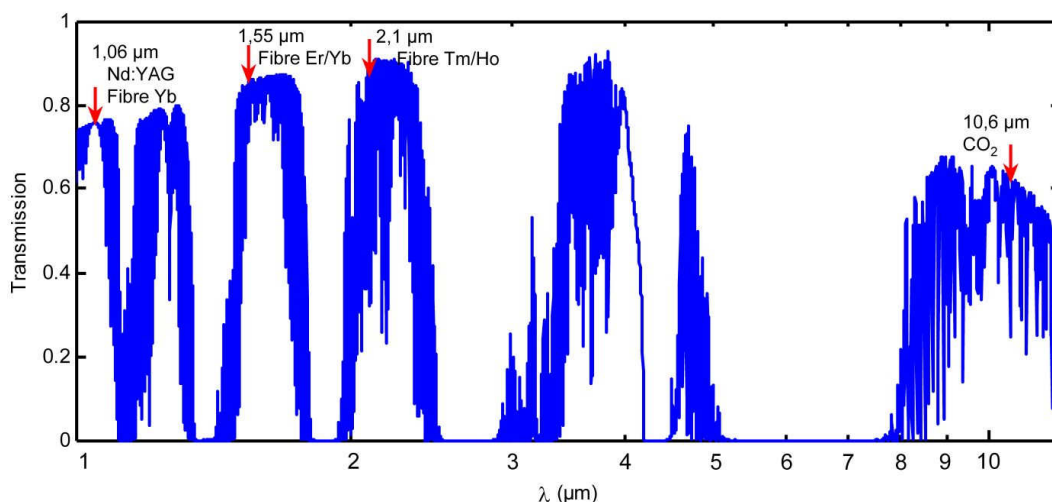


Figure A. 2 : exemple de spectre de transmission de l'atmosphère entre 1 et 12 μm de longueur d'onde. (Simulation par le code MATISSE, pour 10 km de propagation de 0 à 2 km d'altitude, en atmosphère d'été de zone tempérée, sous visibilité de 25 km). Fléchées en rouge, les longueurs d'ondes d'émission possibles en lidar.

Une seconde conséquence de l'interaction avec les particules de l'atmosphère est la puissance rétrodiffusée par les aérosols, qui peut aisément perturber la réception d'un signal faible provenant d'une cible éloignée. Elle est proportionnelle au coefficient de *rétro*-diffusion des aérosols noté $\beta_{a,\pi}$.

La présence d'un signal parasite, noté $i_a(t)$, issu des aérosols est donc à prendre en compte dans la couche limite de l'atmosphère (de 0 à 2 km d'altitude), où l'abondance des aérosols est la plus importante. Elle diminue en effet avec l'altitude suivant une loi exponentielle. Nous adopterons la modélisation développée dans [29,Ch.2]. La puissance totale de ce parasite est donnée par :

$$\langle i_a(t) \rangle^2 = \int_0^D \mu^2 \left(t - 2 \frac{z}{c} \right) \zeta^2(z) dz \quad (\text{A.3})$$

avec $\zeta(z)$ la contribution de la tranche $(z, z+dz)$, telle que :

$$\zeta^2(z) = T_{inst} S^2 T_{atm}^2(z) P_{laser} P_{ol} \frac{A_R}{z^2} \beta_{a,\pi}(z) \eta_{het}(z) \quad (\text{A.4})$$

avec $\beta_{a,\pi}(z)$ le coefficient de rétrodiffusion des aérosols de la tranche z . Ce signal a une largeur spectrale importante, due à la dispersion de la vitesse du vent, de l'ordre du MHz, et est centré autour de la fréquence Doppler associée à la vitesse radiale du vent.

Propagation à travers la turbulence atmosphérique

La turbulence atmosphérique, due aux gradients de température dans l'atmosphère et les phénomènes de convection turbulente qu'ils induisent, provoque des fluctuations spatiales et temporelles de l'indice de l'air. Cette turbulence d'indice, qui impacte la propagation des ondes et donc le signal hétérodyne en lidar, est étudiée au chapitre II. Nous rappelons ici ses effets physiques.

Une onde optique se propageant dans la turbulence d'indice voit son front d'onde déformé par les retards et avances de phase introduits par les bulles d'indice. Outre cette déformation, les conséquences à l'issue de la propagation d'un faisceau laser sont :

- Une déviation aléatoire du faisceau (« beam wander »)

- Un élargissement du faisceau (« beam spreading »)
- Des fluctuations de sa répartition d'éclairement (scintillations)

L'ampleur des fluctuations d'indice est caractérisée par la constante de structure de la turbulence d'indice, notée C_n^2 . Celle-ci varie typiquement de $10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$ à l'aube ou au crépuscule, à $10^{-13} \text{ m}^{-2/3}$ au plus fort de la journée. La déviation et l'élargissement du faisceau laser sont visibles à faible C_n^2 . L'éclatement du faisceau (scintillations) n'apparaît que sur de longues propagations à fort C_n^2 .

Effets sur la propagation (pour les effets sur le signal, voir le chapitre II)

Dans le cas de mesures à grande distance, le faisceau laser émis sera le plus souvent collimaté, hypothèse à laquelle nous nous limiterons ici. En effet, la distance maximale à laquelle un faisceau gaussien peut être focalisé est égale à la moitié de la distance de Rayleigh z_R :

$$z_R = \frac{\pi \omega_0^2}{\lambda} \quad (\text{A.5})$$

où ω_0 est le rayon de waist du faisceau. Cela implique par exemple qu'un faisceau de waist 2,5 cm (pour lequel il faut une pupille de 10 cm de diamètre) ne peut être focalisé à plus de 635 mètres (à la longueur d'onde de 1,55 μm). Aux portées multi-kilométriques recherchées, le faisceau sera donc collimaté.

Un faisceau gaussien collimaté (non perturbé) voit son diamètre augmenter du fait de la diffraction, au cours de la propagation. Son rayon de waist à une distance z , tracé en Figure A. 3, est donné par :

$$\omega(z) = \omega_0 \sqrt{1 + (z/z_R)^2} \quad (\text{A.6})$$

En cas de perturbations par la turbulence atmosphérique, la divergence supplémentaire (beam spreading) et la variance de la déviation aléatoire du faisceau s'expriment respectivement [49] :

$$\Delta \omega_{bs}(z) = \omega_0 4z / kr_0 \quad (\text{A.7})$$

$$\langle \rho_{bw}^2 \rangle = \frac{\omega_0^2}{2} (z/z_R)^2 + 2,2 C_n^2 r_0^{-1/3} z^3 \quad (\text{A.8})$$

où r_0 est le paramètre de Fried. Ils sont également tracés pour un C_n^2 de $10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$ en Figure A. 3.

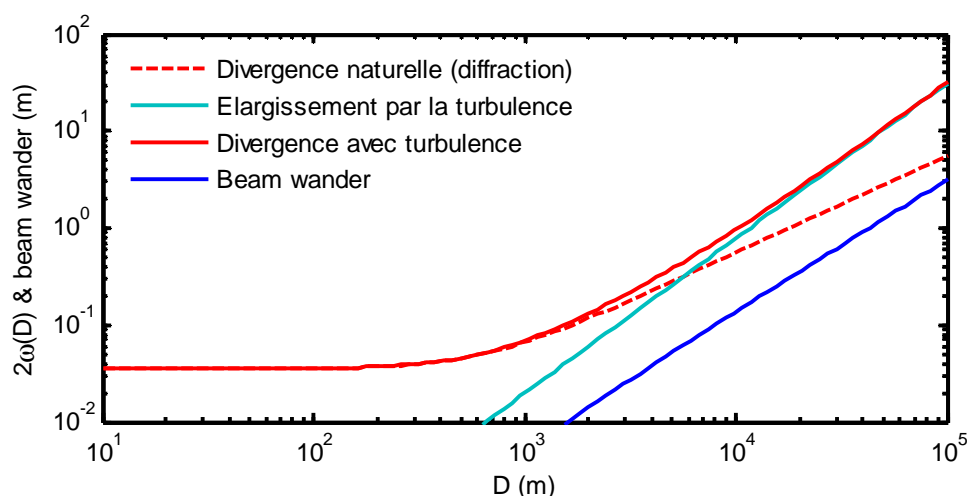


Figure A. 3 : divergence et déviation du faisceau après propagation à travers la turbulence atmosphérique

1.2 INTERACTION LASER – CIBLE

Nous considérons ici une cible d'extension radiale négligeable devant l'extension spatiale des impulsions éventuellement émises, afin de pouvoir la localiser à $z = D$ et de simplifier l'écriture. Dans un contexte de télémétrie, toutefois, elle sera à considérer. La cible est donc constituée d'un ensemble de points aux coordonnées (\vec{r}_C, D) .

1.2.1 Diffusion

Les cibles envisagées sont typiquement des cibles diffuses, pour lesquelles le « lobe de réflexion » de la lumière laser incidente est large. Si une réflexion spéculaire, qui se fait dans une direction très précise, coexiste avec la réflexion diffuse, elle est rarement captée. La surface diffuse idéale est dite lambertienne : sa luminance en réflexion est constante quelle que soit la direction (uniforme dans le demi-espace au dessus de la surface).

Nous nous limitons dans cette étude à des cibles lambertiennes, dont la luminance en réflexion, constante, s'écrit :

$$L = \frac{\rho E}{\pi} \quad (\text{A.9})$$

où ρ est l'albédo de la cible, compris entre 0 et 1, et E est l'éclairement laser reçu.

1.2.2 Décalage de la fréquence par l'effet Doppler

Tout élément au point \vec{r}_C de la surface de la cible, se déplaçant « radialement » à la vitesse $V_z(\vec{r}_C)$ par rapport à l'émetteur, rétrodiffuse une onde affectée du décalage Doppler :

$$\Delta \nu_{\text{Doppler}}(\vec{r}_C) = -2 \frac{V_z(\vec{r}_C)}{\lambda} \quad (\text{A.10})$$

Nous n'étudions donc que les déplacements longitudinaux de la cible (sur l'axe z). Elle peut être animée d'une vitesse d'ensemble V_g lentement variable au cours de la mesure dont la projection sur l'axe de visée z est $V_{g,z}$. Le déplacement induit par cette vitesse d'ensemble au cours de la mesure est cependant négligeable par rapport à D .

Nous nous intéressons au déplacement vibratoire z_{vib} de la cible qui s'ajoute au mouvement d'ensemble. Il est provoqué par une excitation harmonique (vibrateur interne, moteur ou son) ou de large bande (vibrations de l'environnement, vent, turbulences). La réponse du solide à cette excitation est affectée d'une fonction de transfert, dont le module est élevé autour des fréquences modales, et très faible ailleurs. Le déplacement vibratoire de la surface s'exprime donc rigoureusement :

$$z_{\text{vib}}(\vec{r}_C, t) = \sum_{m=1}^M z_{\text{max},m}(\vec{r}_C, t) \sin(2\pi f_{\text{vib},m} t + \varphi_m(\vec{r}_C, t)) + z_{\text{vib},\text{ex}}(\vec{r}_C, t) \quad (\text{A.11})$$

La vibration peut en effet se décomposer en M modes propres de vibration d'une part, et les vibrations transmises des excitateurs d'autre part, désignées par $z_{\text{vib},\text{ex}}$.

Les $z_{\text{max},m}$ sont les amplitudes locales des modes de vibration, les $f_{\text{vib},m}$ les fréquences modales de vibration, constantes dans le temps et sur toute la cible, et les φ_m les phases des modes. L'excitation des modes est aléatoire, d'où la dépendance en temps des amplitudes z_m et des phases φ_m (lente cependant par rapport à la durée de la mesure). Remarquons que l'amplitude d'un mode est nulle si l'excitation ne contient pas la fréquence de ce mode. Notons également que dans le cas où la dimension

de la zone étudiée de la cible est petite devant la longueur d'onde des vibrations modales et qu'il n'y a pas de discontinuité de structure, on parle de vibration « piston », et les z_m et φ_m sont considérés comme constants sur cette zone.

Nous définissons par ailleurs la vitesse de vibration v_{vib} (sur l'axe z) associée à ce déplacement :

$$v_{vib}(\vec{r}_C, t) = \sum_{m=1}^M v_{\max, m} \cos(2\pi f_{vib, m} t + \varphi_m(\vec{r}_C, t)) + v_{vib, ex}(\vec{r}_C, t) \quad (\text{A.12})$$

$$= \sum_{m=1}^M 2\pi z_m(\vec{r}_C, t) f_{vib, m} \cos(2\pi f_{vib, m} t + \varphi_m(\vec{r}_C, t)) + v_{vib, ex}(\vec{r}_C, t)$$

C'est en effet la vitesse de vibration qui est mesurable en lidar cohérent.

Rappelons que la première donnée d'intérêt est le plus souvent l'ensemble des fréquences modales $\{f_{vib, m}\}$. La carte modale représentée par la donnée des $\{z_m(\vec{r}_C)\}$ et $\{\varphi_m(\vec{r}_C)\}$ peut également être recherchée dans certaines applications.

1.2.3 Le phénomène de speckle

Sous un éclairage cohérent, chaque élément microscopique de la cible rétrodiffuse une ondelette avec une amplitude proportionnelle à l'albédo local, mais aussi une phase bien définie qui dépend du chemin optique précis parcouru par l'onde. Les rugosités de surface, si elles sont plus grandes que la longueur d'onde, font que la phase des ondelettes rétrodiffusées est totalement aléatoire d'un élément de cible à l'autre et uniformément distribuée sur $[-\pi; \pi]$. L'onde rétrodiffusée par la cible au niveau de la pupille de réception du lidar est la somme de ces ondelettes élémentaires, qui restent cependant cohérentes entre elles si la longueur de cohérence du laser est supérieure aux dimensions de la zone illuminée de la cible. Elles vont donc interférer.

L'interférence des ondelettes génère une répartition aléatoire d'amplitude et de phase pour le champ rétrodiffusé, phénomène appelé « speckle » (tavelures, en français, ou encore granularité laser). Etant la somme complexe d'un grand nombre de variables aléatoires de densité de probabilité identique, le champ possède une distribution qui tend vers la loi normale (théorème de la limite centrale). Sa répartition spatiale a par ailleurs une fonction d'autocorrélation gaussienne, avec un rayon d'autocorrélation :

$$\rho_{speckle} = \frac{\lambda D}{\phi_{tache}} \quad (\text{A.13})$$

avec ϕ_{tache} le diamètre de la zone illuminée de la cible, égal à $2\omega(D)$. Etant donné que ce diamètre vaut $2\lambda D/\pi\omega_0$ (cf. 1.1), si la tache laser est de taille inférieure à la cible, le rayon d'autocorrélation $\rho_{speckle}$ vaut quant à lui $\pi\omega_0/2$. La pupille, de diamètre Φ_p , est donc typiquement occupée par un unique « grain de speckle », au sein duquel le champ (complexe) est relativement uniforme, ce qui permet la mesure de l'évolution temporelle (globale) de la phase malgré sa répartition spatiale aléatoire. La Figure A. 4 illustre ce phénomène.

Ce terme grain de speckle provient de l'aspect granulaire de la figure de speckle en éclairage (module carré du champ), montrée en bas de la Figure A. 4. En temps que module carré d'une variable aléatoire gaussienne, l'éclairage suit, quant à lui, une loi exponentielle.

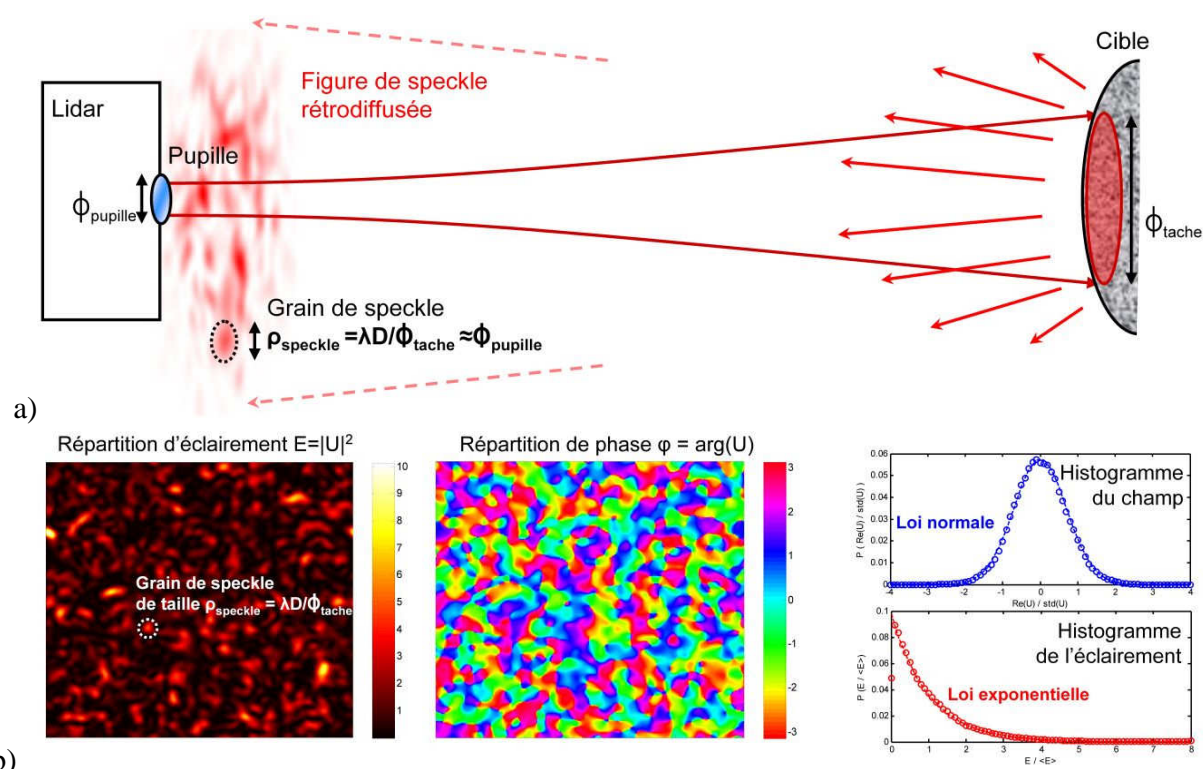


Figure A. 4 : description du phénomène de speckle : a) schéma explicatif et échelles, b) simulation de la répartition d'éclairement et de phase, distribution du champ (partie réelle) et de l'éclairement. Ces dernières suivent respectivement une loi gaussienne et exponentielle.

La présence de speckle a pour premier effet de dégrader les performances de la détection hétérodyne, du fait que le champ reçu n'est pas parfaitement uniforme dans la pupille de réception, comme nous le verrons dans le prochain paragraphe.

Par ailleurs, dès qu'il existe un mouvement relatif entre la cible et le lidar, la figure de speckle rétrodiffusée évolue au cours du temps. En sont responsables le renouvellement des diffuseurs élémentaires lors d'un déplacement de la tache laser à la surface de la cible, tout comme la modification du chemin optique parcouru par chaque ondelette en cas de visualisation de la cible sous des angles différents.

Le résultat, aux distances supérieures à la distance de Rayleigh z_R , est principalement un défilement de la figure de speckle devant la pupille de réception (le phénomène de bouillonnement, « speckle boiling », étant très lent sauf en champ proche). Comme pour la turbulence, cela entraîne des fluctuations d'amplitude et de phase du champ reçu et donc du courant hétérodyne. La statistique spatiale du champ rétrodiffusé qui défile se retrouve directement dans les fluctuations temporelles du champ au niveau de la pupille de réception.

Ainsi, le champ reçu au cours du temps suit une loi normale, et sa fonction d'autocorrélation est gaussienne, de temps de corrélation τ_{speckle} approximativement égal à la taille des grains divisée par la vitesse de défilement V_{def} [33]:

$$\Gamma_{U,\text{speckle}}(\tau) \propto \exp(-\tau^2 / \tau_{\text{speckle}}^2) \quad (\text{A.14})$$

$$\tau_{\text{speckle}} \approx \frac{\rho_{\text{speckle}}}{V_{\text{def}}} \quad (\text{A.15})$$

L'inverse du temps de corrélation, $B_{\text{speckle}} = 1/\tau_{\text{speckle}}$, appelée « bande de speckle », caractérise la dispersion de fréquence induite par le speckle sur le champ reçu. Cette dispersion limite directement la précision de l'estimation de fréquence instantanée du champ, et donc la précision de la mesure de vitesse.

L'effet de la rotation de la cible sur le défilement du speckle est largement prépondérant dans la majorité des conditions opérationnelles. On a, en conséquence :

$$B_{\text{speckle}} = \frac{1}{\tau_{\text{speckle}}} \approx \frac{2\Omega D}{\omega_0} \quad (\text{A.16})$$

où Ω est la vitesse de rotation de la cible (en rad/s). Il est intéressant de noter que l'on parvient exactement au même résultat en calculant la dispersion de fréquence induite, via l'effet Doppler, par la dispersion de vitesse des éléments illuminés de la cible, du fait de sa rotation.

1.3 DETECTION COHERENTE HÉTÉRODYNE

1.3.1 Photocourant et courant hétérodyne

Le photocourant à la sortie du détecteur est proportionnel au flux incident, c'est-à-dire à l'éclairement intégré sur la surface du détecteur. Cet éclairement étant lui-même proportionnel au module carré du champ optique U_D au niveau du détecteur, on a :

$$i(t) = S \frac{1}{2Z_0} \int_D |U_D(\vec{r}_D, t)|^2 d\vec{r}_D = S.P_r + S.P_{OL} + i_{\text{het}}(t) \quad (\text{A.17})$$

où $S = \eta_Q e \lambda / (h.c) \approx 1 \text{ A/W}$ est la sensibilité du détecteur (η_Q : rendement quantique, $e = 1,6.10^{-19} \text{ C}$: charge élémentaire, λ : longueur d'onde, $h = 6,62.10^{-34} \text{ J.s}$: constante de Planck, $c = 3.10^8 \text{ m/s}$: vitesse de la lumière), $Z_0 = \mu_0/\epsilon_0 = 376,7 \Omega$ est l'impédance de l'espace libre, U_D est le champ optique sur le détecteur, P_r et P_{OL} sont respectivement le flux reçu de la cible et le flux d'oscillateur local. Ici et dans la suite, l'intégrale $\int_P f(\vec{r}_p) d\vec{r}_p$ désigne l'intégrale surfacique de la fonction f dans le plan P .

U_D est la somme des champs reçu U_r et de l'oscillateur local U_{ol} :

$$U_D(\vec{r}_D, t) = U_{ol}(\vec{r}_D, t).e^{-j(2\pi\nu_{\text{laser}}t + \varphi_{ol}(t))} + U_r(\vec{r}_D, t).e^{-j(2\pi(\nu_{\text{laser}} + \nu_{MAO})t + \varphi_r(t))} \quad (\text{A.18})$$

Dans cette expression, nous avons extrait les termes de fréquence et de phase globaux, afin de ne laisser dans les champs U_r et U_{ol} que le terme de phase dépendant de \vec{r}_D qui caractérise la déformation du front d'onde.

Le courant hétérodyne $i_{\text{het}}(t)$ issu du terme d'interférence dans le développement du module carré s'explique :

$$i_{\text{het}}(t) = S \frac{1}{2Z_0} \int_D 2\text{Re}\left(U_{ol}(\vec{r}_D, t).e^{-j(2\pi\nu_{\text{laser}}t + \varphi_{ol}(t))} . U_r(\vec{r}_D, t) * .e^{j(2\pi(\nu_{\text{laser}} + \nu_{MAO})t + \varphi_r(t))}\right) d\vec{r}_D \quad (\text{A.19})$$

Ceci se simplifie en :

$$i_{\text{het}}(t) = \frac{S}{Z_0} \text{Re}\left(\int_D U_{ol}(\vec{r}_D, t).U_r(\vec{r}_D, t) * d\vec{r}_D . e^{j(2\pi\nu_{MAO}t + \varphi_r(t) - \varphi_{ol}(t))}\right) \quad (\text{A.20})$$

On voit ici que l'amplitude du courant hétérodyne est proportionnelle au recouvrement entre le champ reçu et le champ oscillateur local sur le détecteur. Ceci se traduit par une dépendance de

l'amplitude en racine carrée du produit des flux, $(P_r P_{ol})^{1/2}$, mais à un coefficient près qui caractérise la qualité du recouvrement entre les deux ondes. C'est là qu'interviennent les phénomènes de speckle et de turbulence atmosphérique, qui perturbent le front d'onde reçu et diminuent la qualité du mélange hétérodyne.

Par ailleurs, la fréquence centrale est bien ν_{MAO} et la phase « globale » du courant hétérodyne est bien la différence de celle du champ reçu et de l'oscillateur local.

1.3.2 Courant de bruit de détection

Le bruit de détection est gaussien et considéré comme blanc dans la bande d'intérêt autour de ν_{MAO} . Il a deux sources principales, l'une électronique, et l'autre optique. Toutefois, comme il a été expliqué au chapitre I, pour un système bien dimensionné, le bruit électronique est minimisé et le bruit de détection est principalement dû à la seule source de bruit non suppressible : le bruit de photons.

$$\langle i_b \rangle^2 = 2eS.P.B + \frac{4k_B T}{R_c} F.B + (S.NEP)^2 \approx 2eS.P_{ol}.B \quad (A.21)$$

1.4 EXPRESSION DU SIGNAL

A l'issue d'un prétraitement du signal consistant à un filtrage du courant hétérodyne autour de ν_{MAO} et une démodulation I/Q, on peut travailler sur le signal analytique associé au courant replacé autour de la fréquence nulle. Nous obtenons alors le signal i_s :

$$i_s(t) = \frac{S}{Z_0} \int_D U_{ol}(\vec{r}_D, t) U_r(\vec{r}_D, t) * d\vec{r}_D \cdot e^{j(\phi_r(t) - \phi_{ol}(t))} + i_a(t) + i_b(t) \quad (A.22)$$

Pour aller plus loin, il est utile de recourir au formalisme de l'oscillateur local « rétropropagé ». La propagation des champs optiques grâce à la fonction de Green, à sa base, est rappelée en Annexe 2, et le formalisme de l'oscillateur local rétropropagé y est justifié.

Il est ainsi possible d'imaginer un champ fictif U_{olrp} (oscillateur local rétro-propagé) duquel serait issu le champ oscillateur local au niveau du détecteur. Le calcul du terme d'interférence $\int U_{olrp} \cdot U_r^*$ peut alors être fait dans n'importe quel plan au cours de la propagation aussi bien que sur le détecteur. Les plans utiles de la propagation et les notations employées sont définis en Figure A. 5.

En calculant le recouvrement des champs dans le plan de la cible (cf. Annexe 2), nous pouvons exprimer le signal sous la forme :

$$i_s(t) \propto \int_C U_r(\vec{r}_C, z, t) U_{olrp}(\vec{r}_C, z, t) * e^{j\phi_{vib}(\vec{r}_C, t)} d\vec{r}_C + i_a(t) + i_b(t) \quad (A.23)$$

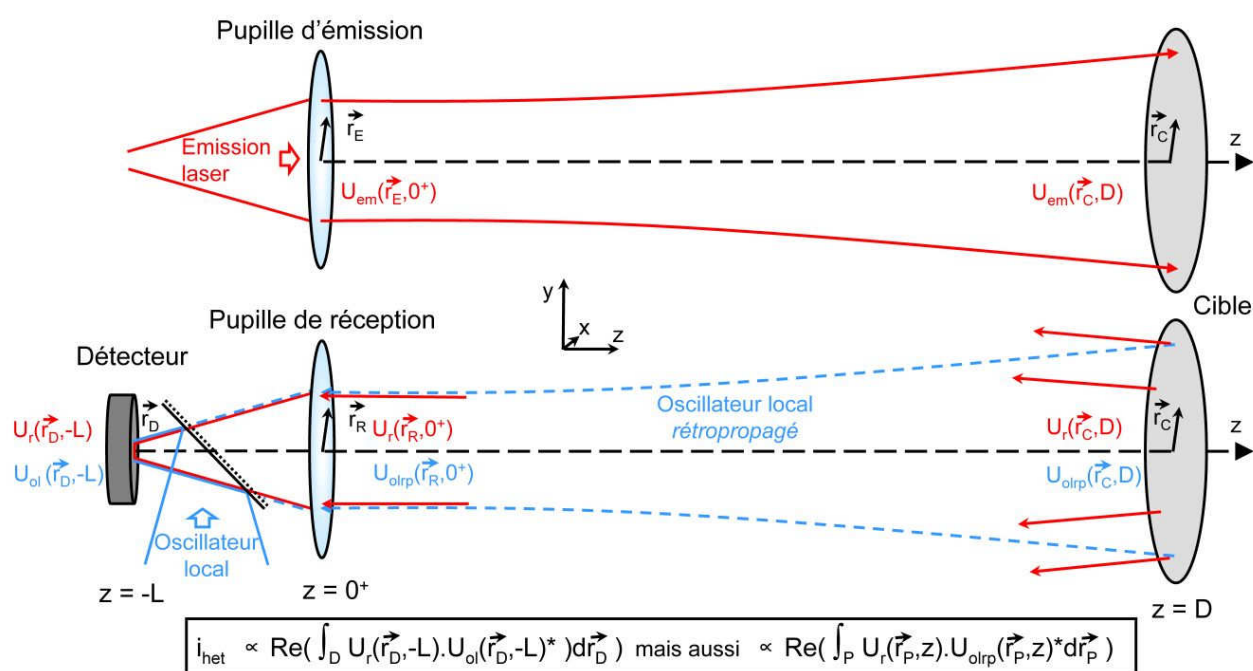


Figure A. 5 : principe et notations du formalisme d'oscillateur local rétropropagé. L'interférence entre les deux ondes, reçue et oscillateur local, peut-être calculée sur le détecteur mais aussi dans tout plan P de la propagation, en considérant un champ oscillateur local virtuel rétropropagé. En haut, trajet aller, en bas, trajet retour.

2 PROPAGATION DES CHAMPS OPTIQUES ET OSCILLATEUR LOCAL RETROPROPAGÉ

2.1 PROPAGATION DES CHAMPS OPTIQUES

La propagation d'un champ optique dans l'espace libre, par exemple entre les plans P et P' séparés d'une distance z , est calculable grâce au principe d'Huygens-Fresnel, qui explique que l'onde dans le plan P' est la somme des ondelettes élémentaires issues des points du plan P, pondérées par la valeur du champ en ces points.

La valeur du champ $U(\vec{r}', z, t + z/c)$ au point M' dans le plan P' est rigoureusement donnée à partir du champ $U(\vec{r}, 0, t)$ au point M dans le plan P par l'intégrale de Fresnel-Kirchhoff :

$$U(\vec{r}', z, t + z/c) = \int_P \frac{1}{j\lambda} \frac{e^{jkR}}{R} \frac{1 + \cos(\vec{e}_z, \vec{R})}{2} U(\vec{r}, 0, t) d\vec{r} \quad (\text{A.24})$$

où \vec{R} est le vecteur $\overrightarrow{MM'}$. Dans le cas où la distance z est grande devant les coordonnées \vec{r} et \vec{r}' , on peut procéder à l'approximation dite de Fresnel :

$$R \approx z, \quad \cos(\vec{e}_z, \vec{R}) \approx 1, \quad e^{jkR} \approx e^{jkz} e^{jk \frac{\|\vec{r}' - \vec{r}\|^2}{2z}} \quad (\text{A.25})$$

et l'intégrale de Fresnel-Kirchhoff devient :

$$U(\vec{r}', z, t + z/c) = \int_P \frac{e^{jkz}}{j\lambda z} e^{jk \frac{\|\vec{r}' - \vec{r}\|^2}{2z}} U(\vec{r}, 0, t) d\vec{r} \quad (\text{A.26})$$

Ceci s'exprime finalement comme une convolution avec une réponse impulsionnelle associée à la propagation dans une couche d'espace libre d'épaisseur z .

$$U(\vec{r}', z, t + z/c) = \int_P g(\vec{r}' - \vec{r}, z) U(\vec{r}, 0, t) d\vec{r} = \{g(\vec{r}, z) \otimes U(\vec{r}, 0, t)\}_{\vec{r}'} \quad (\text{A.27})$$

Cette fonction g est la fonction de Green :

$$g(\vec{r}, z) = \frac{e^{jkz}}{j\lambda z} e^{jk \frac{\|\vec{r}\|^2}{2z}} \quad (\text{A.28})$$

Il est à noter qu'une propagation sur une distance $-z$ correspond à une convolution par $g(\vec{r}, z)^*$. Toute optique possède également sa réponse impulsionnelle.

Le principe d'Huygens-Fresnel, l'intégrale de Fresnel-Kirchhoff et la fonction de Green peuvent être étendus à la propagation en milieu turbulent :

$$U(\vec{r}', z, t + z/c) = \int_P \frac{e^{jkz}}{j\lambda z} e^{jk \frac{\|\vec{r}' - \vec{r}\|^2}{2z} + j\psi(\vec{r}', \vec{r})} U(\vec{r}, 0, t) d\vec{r} \quad (\text{A.29})$$

$$g(\vec{r}' - \vec{r}, z) \mapsto G(\vec{r}', \vec{r}, z) = \frac{e^{jkz}}{j\lambda z} e^{jk \frac{\|\vec{r}' - \vec{r}\|^2}{2z} + j\psi(\vec{r}', \vec{r})} \quad (\text{A.30})$$

où $\psi(\vec{r}, \vec{r}')$ est le retard de phase accumulé sur le trajet du point M au point M' du fait de la turbulence d'indice. Si l'indice de l'air s'écrit $n = 1 + n_1$:

$$\psi(\vec{r}, \vec{r}') = k \int_M^{M'} n_1(u) du \quad (\text{A.31})$$

On voit alors que la propagation ne peut plus être calculée par convolution, mais la formulation intégrale avec la fonction de Green en régime turbulent G reste valable.

Cependant, l'on peut revenir à une propagation sous forme de convolution dans une tranche d'air suffisamment fine, telle qu'il n'y a pas ou peu d'influence du champ en (z, r) au champ en $(z+dz, r' \neq r)$. Cela est valide sur des distances plus importante si l'approximation de Fresnel est vérifiée, et que la lumière se propage quasiment en ligne droite entre les deux plans.

Alors $\psi(\vec{r}, \vec{r}') \approx \psi(\vec{r})$ et $G(\vec{r}', \vec{r}, dz) \approx e^{j\psi(\vec{r})} g(\vec{r}' - \vec{r}, dz)$. On obtient donc le champ en $z+dz$ par la multiplication du champ en z par un écran de phase, puis par convolution par la fonction de Green correspondant à la propagation dans l'espace libre d'épaisseur dz :

$$U(\vec{r}, z + dz, t + dz/c) = g(\vec{r}, dz) \otimes e^{j\psi(\vec{r})} U(\vec{r}, z, t) \quad (\text{A.32})$$

Cette opération peut être répétée un nombre indéfini de fois afin de calculer la propagation entre deux plans arbitrairement éloignés. C'est le principe de la propagation par écrans de phase.

2.2 FORMALISME DE L'OSCILLATEUR LOCAL RETROPROPAGÉ

Nous justifions ici le formalisme de l'oscillateur local rétropropagé. Il peut être utilisé dans les divers plans de la propagation. Les plans importants, schématisés dans la Figure A. 5, sont : le plan de la pupille d'émission E, le plan de la cible C, le plan de la pupille de réception R, et le plan du détecteur D. Nous noterons $\int_P f(\vec{r}_p) d\vec{r}_p$ l'intégrale surfacique de la fonction f dans le plan P.

Le champ reçu dans le plan du détecteur peut être calculé à partir du champ au niveau de la pupille de réception grâce à l'intégrale de Fresnel-Kirchhoff :

$$U_r(\vec{r}_D, -L) = \int_R g(\vec{r}_D - \vec{r}_R, -L) U_r(\vec{r}_R, 0) d\vec{r}_R = \int_R g(\vec{r}_D - \vec{r}_R, L) * U_r(\vec{r}_R, 0) d\vec{r}_R \quad (\text{A.33})$$

De la même manière, il est possible d'imaginer un champ fictif U_{olrp} (oscillateur local rétro-propagé) duquel serait issu le champ oscillateur local au niveau du détecteur. Ce champ serait :

$$U_{olrp}(\vec{r}_R, 0) = \int_D g(\vec{r}_R - \vec{r}_D, L) U(\vec{r}_D, 0) d\vec{r}_D \quad (\text{A.34})$$

En remplaçant U_r dans le terme de recouvrement sur le détecteur on a :

$$\begin{aligned} \int_D U_{ol}(\vec{r}_D, -L, t) U_r(\vec{r}_D, -L, t) * d\vec{r}_D &= \int_D \int_R U_{ol}(\vec{r}_D, -L, t) g(\vec{r}_D - \vec{r}_R, L) U_r(\vec{r}_R, 0, t) * d\vec{r}_R d\vec{r}_D \\ &= \int_R U_{olrp}(\vec{r}_R, 0, t) U_r(\vec{r}_R, 0, t) * d\vec{r}_R \end{aligned} \quad (\text{A.35})$$

D'où une expression pour i_s en calculant le recouvrement des champs dans le plan de la pupille de réception :

$$i_s(t) = \frac{S}{Z_0} \int_R U_{olrp}(\vec{r}_R, 0, t) U_r(\vec{r}_R, 0, t) * d\vec{r}_R e^{j(\phi_r(t) - \phi_{ol}(t))} + i_b(t) \quad (\text{A.36})$$

Il est aussi possible de se placer dans n'importe quel plan de la propagation, en faisant intervenir de la même manière le propagateur généralisé à travers la turbulence atmosphérique.

3 DISTRIBUTIONS TEMPS-FREQUENCE ET EMPLOI EN VIBROMETRIE

Au-delà du spectrogramme, il existe une multitude de « distributions » temps-fréquence, opérations de transformation qui fournissent une représentation temps-fréquence à partir du signal. Plusieurs distributions de la classe de Cohen (voir la référence [60]) autres que le spectrogramme ont été testées en vibrométrie [18,61,62]. La base en est la distribution de Wigner-Ville, donnée par :

$$WV(t, f) = \int s(t + \tau/2)s(t - \tau/2) * \exp(-j2\pi f\tau) d\tau \quad (A.37)$$

Contrairement au spectrogramme, sa réponse est ponctuelle en cas de variation linéaire de la fréquence, ce qui allège la contrainte d'ajustement d'une taille de fenêtre T_m . Par contre, elle génère des termes interférentiels entre les différentes localisations d'énergie.

D'autre part, on doit en pratique limiter l'intégration à un certain domaine de retards τ . Cela permet également de limiter le temps de calcul, généralement plus important que pour le spectrogramme. On a alors une distribution pseudo-Wigner-Ville :

$$PWV(t, f) = \int h(\tau)s(t + \tau/2)s(t - \tau/2) * \exp(-j2\pi f\tau) d\tau \quad (A.38)$$

où $h(\tau)$ est une fenêtre de durée compatible avec la résolution souhaitée en fréquence.

Nous montrons en Figure A. 6 son avantage et ses inconvénients en vibrométrie, en particulier sur des signaux affectés par un bruit multiplicatif ou multi-composantes (en cas de multiples vibrateurs indépendants sous le faisceau laser).

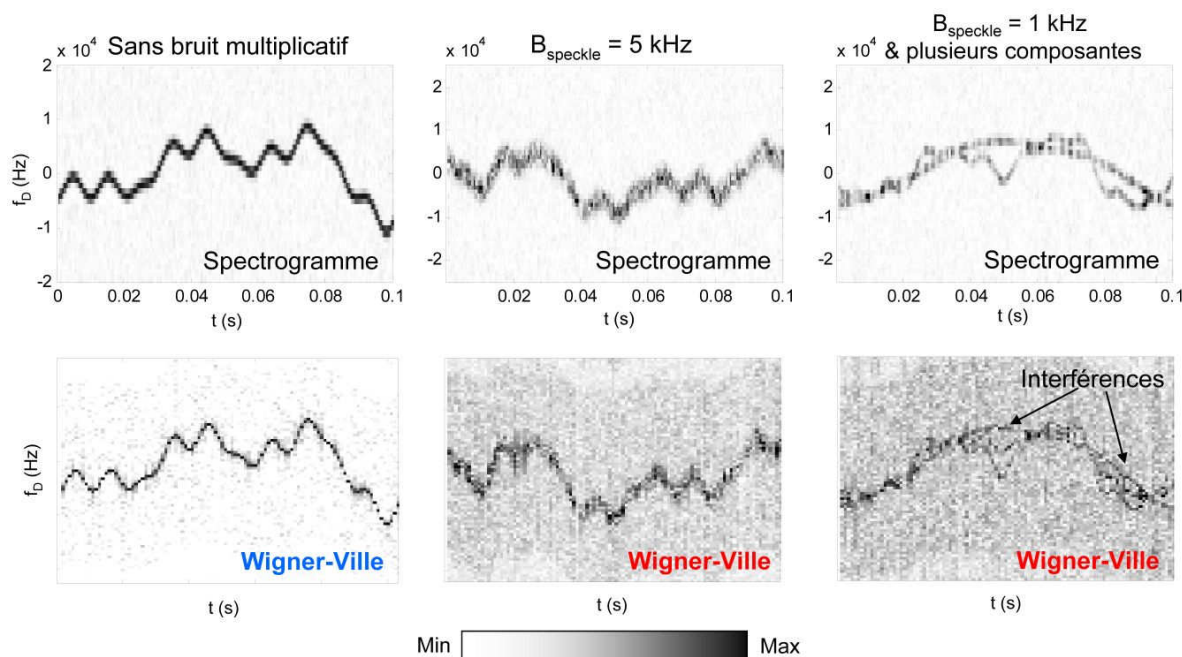


Figure A. 6 : comparaison de la distribution (pseudo) Wigner-Ville avec le spectrogramme dans plusieurs cas notables : 1) sans bruit de speckle, 2) avec bruit de speckle fort, 3) avec bruit de speckle modéré et signal multi-composantes.

Sur un signal sans bruit multiplicatif, on constate comme prévu que l'énergie de la distribution de Wigner-Ville est beaucoup mieux localisée, ce qui permet une détermination beaucoup plus précise de la fréquence instantanée. Cependant, avec un bruit de speckle fort, la dispersion spectrale de l'énergie est la même dans les deux cas, et il apparaît un fort bruit supplémentaire. Ceci est dû aux

variations rapides de la phase et de l'amplitude du signal. Enfin, avec un signal à deux composantes, ce bruit est encore plus important et il apparaît un terme d'interférence. Dans les deux derniers cas, le spectrogramme obtient de meilleures performances que Wigner-Ville.

Toutes les autres distributions temps-fréquence de la classe de Cohen s'expriment comme le produit de convolution (à 2 dimensions) entre la distribution de Wigner-Ville et un noyau donné $H(t, f)$:

$$C(t, f) = WV(t, f) * H(t, f) \quad (\text{A.39})$$

Le calcul effectué sur le signal est moins explicite du fait de cette double convolution :

$$C(t, f) = \iiint h(v, \tau) e^{-j2\pi v(t'-t)} s(t'+\tau/2) s^*(t'-\tau/2) \exp(-j2\pi f\tau) dv d\tau dt' \quad (\text{A.40})$$

où h est une fenêtre correspondant à la TF inverse à deux dimensions du noyau H .

Plusieurs noyaux ont été proposés afin de réduire les interférences de la distribution de Wigner-Ville [60]. En effet, celles-ci sont modulées rapidement et peuvent être lissées. Des exemples de ces « distributions à interférences réduites » sont la distribution de Choi-Williams et la distribution de Born-Jordan. Elles ont toutes deux un noyau « cruciforme » afin de lisser les interférences dans les dimensions temporelles et fréquentielles. Born-Jordan préserve le support de la distribution de Wigner-Ville. Ces distributions sont plus performantes que le spectrogramme en vibrométrie, d'après Youmans [61] ou Cole et al. [62], au prix d'un temps de calcul plus important [18].

Mais finalement, en vibrométrie, ce sont les interférences entre composantes, modulées temporellement à la différence des fréquences, qui ont le plus d'impact. Or elles peuvent être éliminées par lissage temporel uniquement. On peut pour cela employer une distribution pseudo-Wigner-Ville lissée (SPWV : Smoothed pseudo Wigner-Ville), qui possède un noyau à variables séparables, et est donc plus simple à écrire :

$$SPWV(t, f) = \iint h_t(t') h_f(\tau) s(t'+\tau/2) s^*(t'-\tau/2) \exp(-j2\pi f\tau) d\tau dt' \quad (\text{A.41})$$

où les fenêtres $h_t(t)$ et $h_f(\tau)$ sont respectivement responsables d'un lissage temporel et fréquentiel de la distribution de Wigner-Ville.

Ces distributions sont mises en œuvre en Figure A. 7 sur un signal multi-composantes.

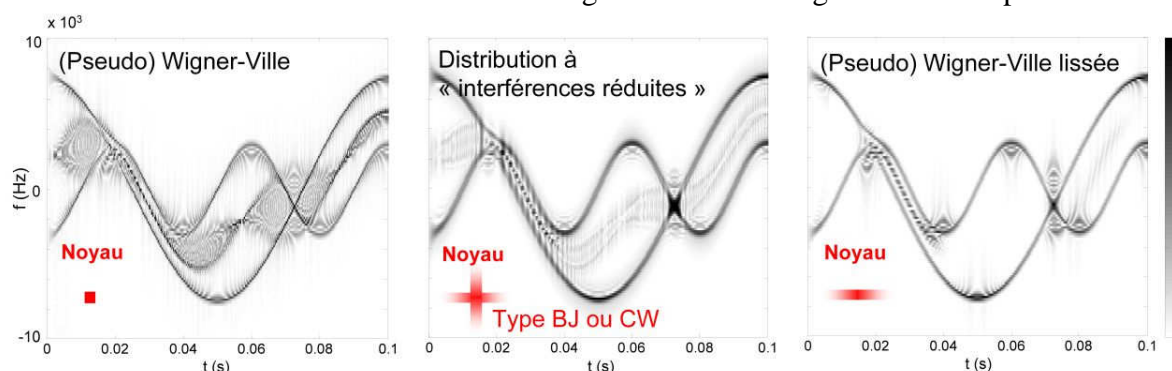


Figure A. 7 : comparaison de plusieurs distributions de la classe de Cohen sur un signal multi-composantes sans bruit.

Pour conclure sur ces distributions temps-fréquence, on peut retenir que les études précédentes [18,61,62] et les simulations préliminaires ont jugé certaines distributions évoluées de la classe de Cohen plus performantes que le spectrogramme dans un cas nominal ; elles sont cependant moins robustes et bien plus coûteuses en temps de calcul. C'est pourquoi nous employons dans ce travail le seul spectrogramme.

4 INVERSION DE LA MATRICE DE COVARIANCE DU SIGNAL HETERODYNE REDUIT

On peut noter que, comme toute matrice de covariance d'une variable aléatoire stationnaire, Q_s est de Toeplitz (formée de diagonales constantes) et symétrique, et s'écrit donc :

$$Q = [g(|p - q|T_s)]_{(p,q) \in (1, N_p)} \quad (\text{A.42})$$

$$g(\tau) = CNR_p \exp(-\tau^2 B_{spk}^2) + \delta(\tau) \quad (\text{A.43})$$

avec les valeurs de q toutes présentes sur la première ligne de la matrice Q .

Or une matrice de Toeplitz, si elle est de plus circulante ($g(1+p) = g(N_p-p)$ pour tout p entier dans $[0, N_p/2[$), peut s'inverser très simplement, car sa transformée de Fourier discrète (TFD) à 2 dimensions est diagonale.

Notons W la matrice associée à la transformation de Fourier discrète :

$$W = [e^{-j2\pi T_s \frac{(p-1)(q-1)}{N_p}}]_{(p,q) \in (1, N_p)} \quad (\text{A.44})$$

Remarque : $W^{-1} = W^H/N$. Alors ce que nous appellerons la transformée de Fourier de la matrice Q est donnée par :

$$R = W^H Q W \quad (\text{A.45})$$

C'est d'ailleurs la matrice de covariance du spectre du signal.

Proposition : si Q est circulante, R est strictement diagonale, et sa diagonale est donnée par la TFD de la fonction g .

Preuve : calculons l'élément (p,q) de la matrice R :

$$\begin{aligned} R_{pq} &= \sum_{r,s=1}^{N_p} W_{pr}^H g((r-s)T_s) W_{sq} = \sum_{r,q=1}^{N_p} e^{j\frac{2\pi}{N_p} T_s [(p-1)(r-1) - (q-1)(s-1)]} g((r-s)T_s) \\ &= \sum_{r',s'=0}^{N_p-1} e^{j\frac{2\pi}{N_p} T_s [(p-1)r' - (q-1)s']} g((r'-s')T_s) \end{aligned} \quad (\text{A.46})$$

Posons $d = p-q$, l'indice de la diagonale de R_{pq} :

$$R_{pq} = \sum_{r',s'=0}^{N_p-1} e^{j\frac{2\pi}{N_p} T_s (p-1)(r'-s')} g((r'-s')T_s) e^{-j\frac{2\pi}{N_p} ds'} \quad (\text{A.47})$$

En introduisant l'hypothèse Q circulante, on peut identifier la translatée d'une fonction, ce qui simplifie le calcul de R_{pq} :

$$\begin{aligned}
R_{pq} &= \sum_{r'=0}^{N_p-1} \sum_{s'=0}^{N_p-1} Tr_{-r'} \left[e^{-j\frac{2\pi}{N_p}(r-1)s'} g(-s') \right] \cdot e^{-j\frac{2\pi}{N_p}ds'} \\
&= \sum_{r'=0}^{N_p-1} e^{j\frac{2\pi}{N_p}r'd} TFD[g]((d-p+1)T_S) \\
&= N_p \delta(d) TFD[g]((d-p+1)T_S) \\
&= N_p \delta(p-q) TFD[g]((1-p)T_S)
\end{aligned} \tag{A.48}$$

On a bien R diagonale, avec la diagonale valant :

$$\boxed{R_{pp} = N_p TFD[g]((p-1)T_S)} \tag{A.49}$$

La matrice W de la TFD est en fait la matrice de changement de base permettant la diagonalisation d'une matrice de Toeplitz symétrique.

On sait alors facilement inverser R, matrice diagonale :

$$R^{-1} = [R_{pp} \delta(p-q)]_{(p,q) \in (1, N_p)}^{-1} = \left[\frac{1}{R_{pp}} \delta(p-q) \right]_{(p,q) \in (1, N_p)} \tag{A.50}$$

Et de même $Q_{s'}$:

$$Q_{s'}^{-1} = ((W^H)^{-1} W^H Q_{s'} W W^{-1})^{-1} = ((W^H)^{-1} R W^{-1})^{-1} = W R^{-1} W^H \tag{A.51}$$

$Q_{s'}^{-1}$ est logiquement aussi de Toeplitz et symétrique. Nous l'écrivons :

$$Q_{s'}^{-1} = [h(p-q|T_S)]_{(p,q) \in (1, N_p)} \tag{A.52}$$

Il serait bienvenu de trouver une relation simple entre g et h. Pour cela, tentons d'exprimer la première ligne de la matrice $Q_{s'}^{-1}$. Par définition, $Q_{s'}^{-1}(1, q) = h((q-1)T_S)$:

$$\begin{aligned}
Q_{s'}^{-1}(1, q) &= \sum_{r,s=1}^{N_p} W_{1r}^H R_{rs}^{-1} W_{sq} = \sum_{r=1}^{N_p} \frac{W_{1r}^H W_{rq}}{R_{rr}} = \sum_{r=1}^{N_p} \frac{1}{R_{rr}} e^{+j\frac{2\pi}{N_p}T_S(r-1)(q-1)} \\
&= TFD^{-1}[1/R_{rr}]((q-1)T_S)
\end{aligned} \tag{A.53}$$

D'où :

$$\boxed{h((q-1)T_S) = TFD^{-1}[1/R_{pp}]((q-1)T_S)} \tag{A.54}$$

et la relation voulue entre g et h :

$$\boxed{h(\tau) \propto TF^{-1} \left[\frac{1}{TF[g]} \right] (\tau)} \tag{A.55}$$

5 CALCUL D'UN NOYAU DE LISSAGE DE LA RTF OPTIMISE TRADUISANT L'HYPOTHESE DE CONTINUITE

Comme rappelé en Annexe 3, des propositions de noyaux de convolution à 2 dimensions (temps et fréquence) très diverses ont été faites pour l'analyse temps-fréquence. Nous abordons ici un problème similaire en tachant de trouver le noyau permettant de traduire au mieux notre hypothèse de continuité de la fréquence instantanée du signal, objet du chapitre V. L'objectif est de réaliser un filtrage tel que peut le permettre une méthode de Kalman en supposant la dérivée de la fréquence instantanée bornée, mais non causal afin de prendre en compte la totalité du signal.

Rappelons que notre estimation consiste à trouver à chaque instant la fréquence instantanée qui maximise une certaine fonction de « score » S . Lorsqu'on travaille avec une Représentation Temps-Fréquence (RTF) du signal, le score $S(t,f)$ associé à une fréquence instantanée f donnée à un instant t donné est typiquement choisi égal à la RTF : $S(t,f) = RTF(t,f)$.

Nous proposons pour aller plus loin un score $S(t,f)$ effectivement lié à $RTF(t,f)$ mais modulé sachant les scores obtenus aux instants précédents et suivants et la faible variation de la fréquence. En indexant le temps par $t = kT$ pour $k = 0, 1, \dots, N_w-1$, on l'exprime :

$$S(t = kT, f) = RTF(t = kT, f) + \sum_k \int P(f_{inst}(kT) = f / f_{inst}((k+k')T) = f') RTF(t = (k+k')T, f') df' \quad (A.56)$$

où $P(f_{inst}(kT)=f / f_{inst}((k+k')T)=f')$ traduit la probabilité d'avoir une valeur de la fréquence instantanée à l'instant $t = kT$ sachant les fréquences aux instants adjacents et notre hypothèse de continuité. En supposant une faible variation de la fréquence, on peut ainsi l'écrire :

$$P(f_{inst}(kT) / f_{inst}((k+k')T) = F_{k'}(f_{inst}((k+k')T) - f_{inst}(kT)) \quad (A.57)$$

avec $F_{k'}(\Delta f)$ une fonction qui décroît avec $|\Delta f/k'|$, ou du moins de support restreint. Nous choisissons par exemple une fonction gaussienne :

$$F_{k'}(\Delta f) = \frac{1}{|k'| \sigma_{\Delta f} \sqrt{2\pi}} \exp(-\Delta f^2 / 2(k' \sigma_{\Delta f})^2) \quad (A.58)$$

où $\sigma_{\Delta f}$ est l'écart-type de la variation de fréquence supposée entre deux colonnes de la RTF.

Ainsi la fonction S s'écrit :

$$S(t = kT, f) = RTF(t = kT, f) + \sum_k \int F_{k'}(f' - f) RTF((k+1)T, f') df' \quad (A.59)$$

Ceci revient à renforcer le score dans un intervalle de recherche réduit compris autour des maxima d'énergie avant et après l'instant t .

On peut considérer que l'on a opéré un lissage de la RTF avant de la prendre pour fonction de score, auquel cas la représentation lissée RTF' se construit à partir de la RTF grâce à :

$$RTF'(kT, f) = RTF(kT, f) + \sum_{\substack{k=-K \\ k \neq 0}}^K \frac{1}{|k'| \sigma_{\Delta f} \sqrt{2\pi}} \exp\left(\frac{-f^2}{2k'^2 \sigma_{\Delta f}^2}\right) * RTF((k+k')T, f) \quad (A.60)$$

Soit, en passant en formulation continue en temps :

$$RTF'(t, f) = RTF(t, f) + \frac{\alpha}{\sigma_{df/dt}} H(t, f) * RTF(t, f)$$

$$H(t, f) = \begin{cases} 0 & \text{si } t = 0 \\ \frac{1}{|t|} \exp\left(-\frac{f^2}{2\sigma_{df/dt}^2 t^2}\right) & \text{sinon} \end{cases} \quad (\text{A.61})$$

où $\sigma_{df/dt}$ est l'écart-type supposé de la dérivée de la fréquence instantanée, et α un coefficient permettant de pondérer le lissage. Le noyau de convolution H est alors conique, ce qui rejoint la proposition de Zhao, Atlas et Mark [60] pour un lissage des interférences de la distribution de Wigner-Ville.

Si l'on suppose par contre qu'il vaut mieux prendre le logarithme de la RTF comme fonction de score $S(t, f)$, comme c'était le cas dans l'estimateur du maximum de vraisemblance, mutatis mutandis, on effectuera la transformation suivante :

$$RTF'(kT, f) = RTF(kT, f) \exp\left(\sum_{\substack{k'=-K \\ k' \neq 0}}^K \frac{-1}{k'^2} \frac{\left(f - \hat{f}_D((k+k')T)\right)^2}{2\sigma_{\Delta f}^2} \ln RTF((k+k')T, f)\right) \quad (\text{A.62})$$

$$RTF'(t, f) = RTF(t, f) \exp\left(-\frac{1}{2\sigma_{df/dt}^2} \ln RTF(t, f) \circ H(t, f)\right)$$

$$H(t, f) = \begin{cases} 0 & \text{si } t = 0 \\ \frac{f^2}{t^2} & \text{sinon} \end{cases} \quad (\text{A.63})$$

Cette transformation, qui obtient de meilleurs résultats que le lissage linéaire (A.61), est étudiée dans la suite du chapitre V.

6 REMARQUES SUR L'EXPERIENCE DE VIBROMETRIE IMPULSIONNELLE EN LABORATOIRE

Nous détaillons ici plusieurs difficultés rencontrées lors de la mise en place de l'expérience dont les résultats sont détaillés au chapitre VI.

Modulation d'amplitude et stabilité de la phase en régime d'émission impulsionnel

Les formes d'ondes sont générées par modulation du signal de pilotage du MAO. Conformément à la commande en sortie de celui-ci, elles sont cependant distordues par leur passage dans l'EDFA. Il faut donc pré-compenser la modulation du MAO pour obtenir les formes d'ondes voulues en sortie d'EDFA.

Le gain apporté par l'EDFA dépend en effet de l'inversion de population des ions erbium au sein de la fibre amplificatrice à chaque instant. Cette inversion de population est en permanence régénérée par le pompage laser de la fibre, jusqu'à atteindre une valeur maximale. Lorsque l'onde signal traverse la fibre, elle est amplifiée en fonction de l'état de l'inversion de population ; elle consomme également cette dernière. En conséquence, on peut considérer que la réponse à un échelon de puissance optique en entrée est une exponentielle décroissante de temps caractéristique de l'ordre de la microseconde.

Ainsi, pour générer une impulsion proche d'un créneau en sortie, il faut appliquer une impulsion en dent de scie en entrée. Par ailleurs, cette impulsion ayant consommé une partie importante de l'inversion de population, il est possible que celle-ci n'ait pas été entièrement régénérée au moment choisi pour l'impulsion suivante. Le temps caractéristique de régénération de l'inversion de population est en effet de quelques dizaines de microsecondes. Dans ce cas, il faut que la dent de scie suivante soit de puissance supérieure à la précédente.

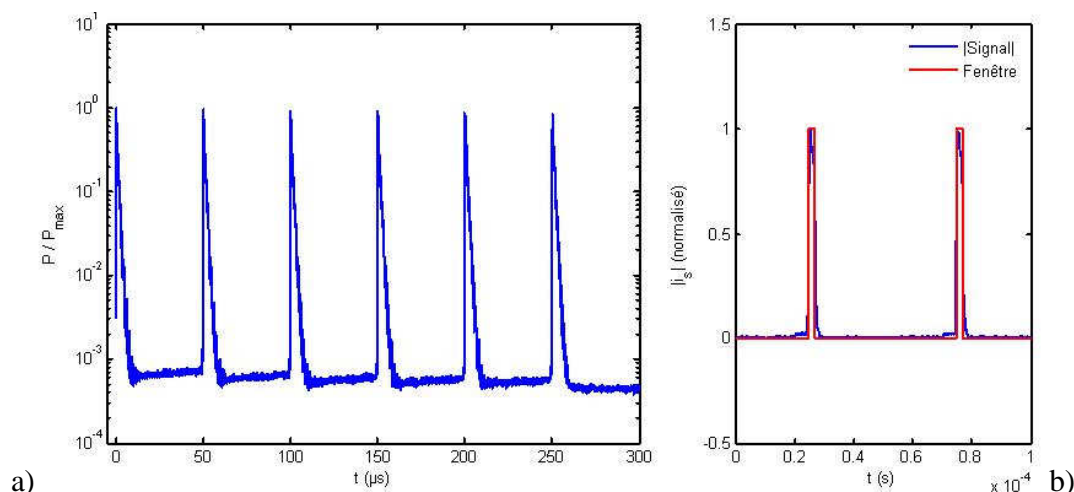


Figure A. 8 : a) profil et b) fenêtrage des multiplets d'impulsions générés

Pour les impulsions souhaitées de $t_p = 2 \mu s$, $T_S = 50 \mu s$ et $WRF = 1 \text{ kHz}$, le résultat en sortie de l'EDFA est mesuré sur la voie de contrôle de l'émission et représenté en Figure A. 8 a).

Les impulsions sont d'une durée à mi-hauteur comprise entre 1 et $2 \mu s$. Nous constatons que le taux d'extinction est de 10^{-3} entre les impulsions ; grâce à un fenêtrage supplémentaire TTL autour du multiplet, il atteint finalement 10^{-7} .

A la réception, les impulsions sont récupérées par fenêtrage du signal numérisé, comme montré en Figure A. 8 b). Nous constatons toutefois, par mesure de puissance sur la voie de contrôle, que seule

20 à 25 % de la puissance optique moyenne émise est contenue dans les impulsions et récupérée. Ceci correspond au rapport T_m/T . Dans ces conditions, l'énergie des impulsions est d'environ 6 μJ , et leur puissance crête de 3 W. Le reste de la puissance est dissipée sous forme d'Emission Spontanée Amplifiée (ESA) de la fibre entre les multiplets d'impulsions, inexploitable. En employant un amplificateur à fibre optimisé pour l'émission impulsionnelle (Keopsys) et fournissant une puissance moyenne similaire (170 mW mesurés), le rendement est du même ordre. Ceci montre l'inefficacité d'une émission impulsionnelle discontinue en technologie fibrée : l'énergie apportée à la fibre entre les formes d'ondes est dissipée.

Nous étudions également l'évolution de la phase du signal au sein des impulsions, car sa stabilité est indispensable pour une mesure de vitesse précise. Sur une série ininterrompue d'impulsions de 2 μs séparées par 50 μs , nous traçons en Figure A. 9 l'évolution de la phase du signal analytique déterminé par transformée de Hilbert du signal acquis sur la voie de contrôle.

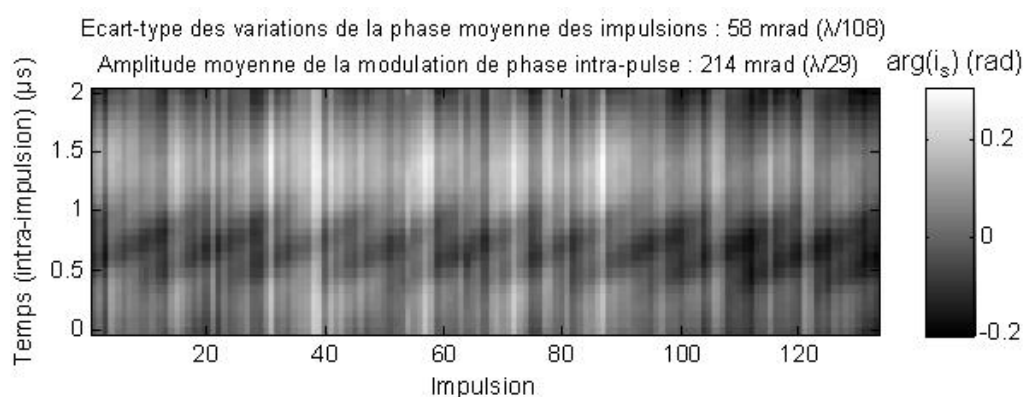


Figure A. 9 : étude de la phase du signal analytique au cours d'impulsions successives.

Nous constatons une modulation de phase d'amplitude d'écart-type 214 mrad ($\lambda/29$) au cours de l'impulsion. Elle est peut-être due au phénomène d'auto-modulation de phase déjà mis en évidence par [76], encore mal caractérisé. Nous en discutons au chapitre VII. Etant donné cependant que la phase moyenne de l'impulsion, seule étudiée en vibrométrie impulsionnelle, reste stable à 58 mrad ($\lambda/108$) sur cette série d'impulsions, nous considérons les formes d'ondes suffisamment stables en phase pour obtenir une mesure précise.

Génération du bruit de speckle et calibration de la vibration

La génération du bruit de speckle fort repose sur l'utilisation d'un diffuseur tournant habituellement employé pour générer les décorrélations fortes typiques du lidar anémomètre. Un tel système est moins approprié en vibrométrie. Outre le réglage en incidence normale du disque pour éviter l'apparition d'un décalage Doppler global important, le problème a consisté à minimiser l'impact de vibrations parasites dues au voilage et à la motorisation du système.

La Figure A. 10 a) montre la densité spectrale de puissance du bruit de speckle généré, en fonction de la commande de vitesse. Une vibration parasite est mise en évidence en Figure A. 10 et sur le spectrogramme du signal hétérodyne en vibrométrie continue (b) et sur la vitesse de vibration estimée (c). Non représenté ici, le spectre de vibration comporte nombre d'harmoniques de la fréquence de rotation du disque, sur une très large bande. Ces vibrations parasites ont dans un second temps été minimisées en choisissant une vitesse de rotation du disque la plus lente possible et, pour compenser la diminution de B_{speckle} , en élargissant la tache laser. Elles restent cependant un artefact important qui limite les performances en SNR sur le spectre de vibration mesuré. Le régime d'émission impulsionnel

est par ailleurs beaucoup plus affecté car le large spectre de ces vibrations est replié, du fait de l'échantillonnage limité. Il est par contre filtré naturellement en vibrométrie continue.

La valeur de B_{speckle} est approximativement réglée à 4,8 kHz (bande mesurée par ajustement paramétrique de la fonction d'autocorrélation du signal i_s). La part des vibrations parasites dans cette bande n'a pas été déterminée.

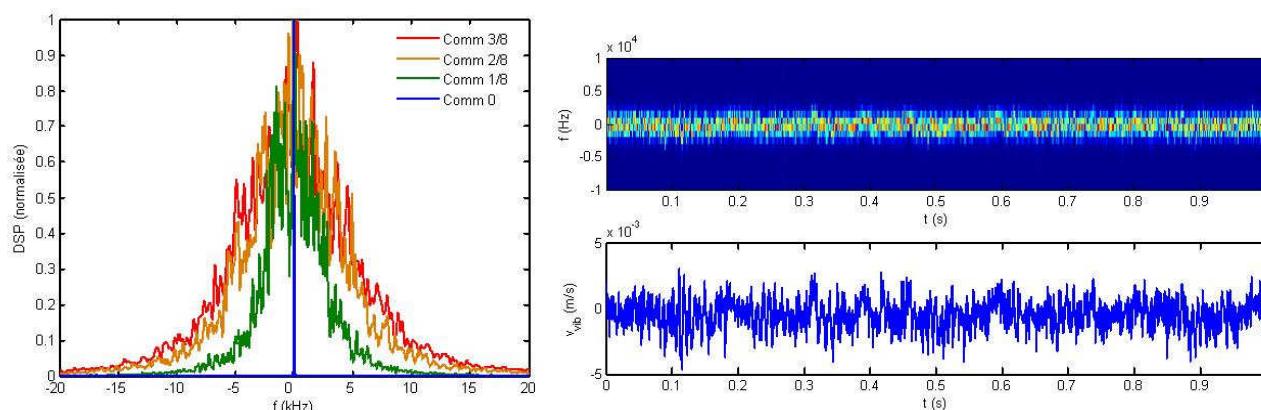


Figure A. 10 : a) DSP et b) spectrogramme du bruit de speckle généré, c) vitesse mesurée des vibrations parasites.

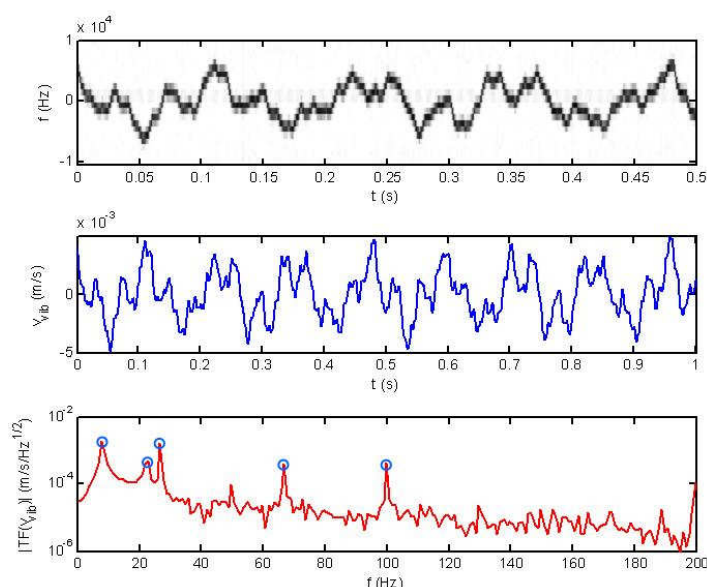


Figure A. 11 : ajustement de la vibration mesurée à la vibration nominale à puissance laser maximale et bruit de speckle nul, en vibrométrie continue : spectrogramme, vitesse de vibration et spectre de vibration estimés.

L'élargissement du faisceau a imposé l'utilisation d'un miroir vibrant également large, car les voies d'émission et de réception ne doivent pas s'y recouvrir sous peine de produire un signal parasite. Ce miroir lourd, mis en mouvement par un actuateur électromagnétique, filtre l'excitation commandée par ce dernier. Le signal de commande a donc du être ajusté afin de renforcer les hautes fréquences de vibration. La vibration est contrôlée en vibrométrie continue, sans bruit de speckle, à puissance laser maximale, en Figure A. 11. Elle est conforme à celle décrite dans les hypothèses.

Une dernière difficulté notable a été l'optimisation de la chaîne de pré-traitement analogique afin de pouvoir obtenir un CNR suffisant en vibrométrie impulsionnelle.

En effet, le CNR moyen de 20 dB dans 1 MHz étudié en simulation suppose un CNR crête de 67 dB dans 1 MHz en pratique. Ceci pose des difficultés au niveau de la chaîne de traitement, car si un tel CNR peut être obtenu par rapport au bruit de détection dans de bonnes conditions expérimentales, il doit être maintenu entre la puissance du signal et le bruit propre de la chaîne de traitement et d'acquisition, qui possèdent une dynamique limitée.

En pratique, le CNR est limité par :

- la dynamique de numérisation sur N_b bits à raison de : $\text{CNR}_{\text{lim,num}} = 3/2 \cdot 2^{2N_b} \cdot B_{\text{num}}/B$. Cette limite vaut $\text{CNR}_{\text{lim,num}} = 61,5$ dB dans 1 MHz pour une numérisation sur 8 bits, insuffisants, et $\text{CNR}_{\text{lim,num}} = 110$ dB dans 1 MHz pour une numérisation sur 16 bits.
- la dynamique de l'amplificateur à raison de $\text{CNR}_{\text{lim,ampli}} = P_{\text{sat}} / 4 F G k_B T B$. Cette limite vaut $\text{CNR}_{\text{lim,ampli}} = 76,5$ dB dans 1 MHz pour l'amplificateur choisi, de gain $G = 60$ dB, de saturation $P_{\text{sat}} = 10$ dBm et de facteur de bruit $F = 1,2$ dB, à $T = 300$ K.
- la dynamique du détecteur, beaucoup plus large, de $\text{CNR}_{\text{lim,dét}} = 125$ dB dans 1 MHz.

Ainsi, le réglage de la chaîne de pré-traitement est critique au niveau de l'amplificateur et a nécessité l'ajustement de la puissance du courant hétérodyne pour rentrer dans sa dynamique. Du fait d'un ajustement possible uniquement par pas de 10 dB et de bruits supplémentaires dus au mélange électronique pour le passage à fréquence intermédiaire, le CNR maximal obtenu a été de 18,7 dB dans 1 MHz seulement en vibrométrie impulsionnelle.

Ces difficultés ne se posent pas en vibrométrie continue pour laquelle le CNR crête est égal au CNR moyen.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] P. Lutzmann, R. Frank, M. Hebel et al, « Potential of Remote Laser Vibration Sensing for Military Applications » (2006) (en ligne). Disponible sur <http://handle.dtic.mil/100.2/ADA457194> (consulté le 3/12/2010).
- [2] V. Aranchuk, J. Sabatier, A. Ekimov et al, « Standoff detection of obscured vehicle with laser Doppler vibrometer », Proc. of SPIE 7303 (2009).
- [3] P. Lutzmann, G. Anstett et B. Göhler, « Off Line-of-Sight Measurements of Target Vibrational Features Using Laser Vibrometry », 15th Coherent Laser Radar Conference, Toulouse (2009).
- [4] J. Shang, Y. He, D. Liu et al, « Laser Doppler vibrometer for real-time speech-signal acquirement », Chinese Optics Letters 7, 732-733 (2009).
- [5] W. Kranz, « Target Classification by Laser Vibration Sensing », Proc. of SPIE 1181, 301-306 (1989).
- [6] P. Gueguen, V. Jolivet, C. Michel et al, « Comparison of velocimeter and coherent lidar measurements for building frequency assessment », Bulletin of Earthquake Engineering 8, 327-338 (2010).
- [7] J.-P. Cariou & B. Augère, « Performance of an erbium laser vibration sensor », Proc. of SPIE 3707, 491-498 (1999).
- [8] S. M. Hannon, J. A. Thomson, S. W. Henderson et al, « Agile Multiple Pulse Coherent Lidar for Range and Micro-Doppler Measurement », Proc. of SPIE 3380, 259-269 (1998).
- [9] C. Hill, M. Harris et K. D. Ridley, « Fiber-based 1.5 μ m lidar vibrometer in pulsed and continuous modes », Applied Optics 46, 4376-4385 (2007).
- [10] B. Garnier, Capteurs industriels de vibration (en ligne). In Techniques de l'Ingénieur R6193 (2010). Disponible sur <http://www.techniques-ingenieur.fr> (consulté le 3/11/2010).
- [11] S. De Rossi, « Etude et réalisation d'un vibromètre holographique », thèse de doctorat, Université Paris 6, 132 p. (2001).
- [12] Brüel & Kjær Vibro : Velocity sensors (en ligne). Disponible sur <http://www.bkvb.com/en/products/sensors/velocity-sensors.html> (consulté le 3/12/2010)
- [13] Holo 3 : Analyse vibratoire (en ligne). Disponible sur <http://www.holo3.com/analyse-vibratoire-afr18.html> (consulté le 3/12/2010).
- [14] Polytec GmbH : Laser Measurement Systems (en ligne). Disponible sur <http://www.polytec.com> (consulté le 28/10/2010).
- [15] O. J. Løkberg & Ola K. Ledang, « Vibration of flutes studied by electronic speckle pattern interferometry », Applied Optics 23, 3052-3056 (1984).
- [16] A. J. Berni, « Remote sensing of seismic vibrations by laser Doppler interferometry », Geophysics 59, 1856-1867 (1994)
- [17] V. Jolivet, X. Délen, J. Totems et al, « Target Recognition and Identification using Coherent Laser Radar Vibrometry », conférence Optro 2010, Paris (2010).
- [18] V. Jolivet, « Etude théorique et expérimentale de la vibrométrie laser à longue distance par lidar cohérent », thèse de doctorat, Université Paris-Sud XI, 216 p. (2008).
- [19] S. W. Henderson, J. A. Thomson, S. M. Hannon et al, « Comparison of Pulsed Waveform and CW Lidar for Remote Vibration Measurement », 10th Coherent Laser Radar Conference, Mount Hood (1999).

- [20] J. Buck, A. Malm, A. Zakel et al, « Multi-function Coherent Ladar 3D Imaging with S^3 », Proc. of SPIE 6739 (2007).
- [21] G. Pillet, L. Morvan, D. Dolfi et al, « Wideband Dual-Frequency Lidar-Radar: Waveform Generation and Field Experiment », 15th Coherent Laser Radar Conference, Toulouse (2009)
- [22] P. Gatt, S. W. Henderson, J. A. Thomson et al, « Micro-Doppler Lidar Signal and Noise Mechanisms : Theory and Experiment », Proc. of SPIE 4035, 422-435 (2000).
- [23] P. Gatt, S. Johnson, S. Henderson et al, « Theoretical Analysis of the Impact of Local Oscillator Frequency Noise on a Laser Vibration Sensor », Proc. SPIE 4723, 156-161 (2002).
- [24] D. Jameson, M. Dierking et B. Duncan, « Effects of spatial modes on ladar vibration signature estimation », Applied Optics 47, 7365-7373 (2007).
- [25] D. S. Zrnic, « Estimation of spectral moments for weather echoes », IEEE Trans. on Geoscience Electronics 17, 113-128 (1979).
- [26] P. Gatt, S. Henderson et B. Krause, « Poly-pulse waveforms for coherent lidar measurements », Coherent Optical Techno. and App. Conference, Whistler (2006).
- [27] M. Harris, G. N. Pearson, J. M. Vaughan et al, « The role of laser coherence length in continuous-wave coherent laser radar », Journal of Modern Optics 45, 1567-1581 (1998).
- [28] R. Stierlin, R. Bättig, P.-D. Henchoz et al, « Excess noise suppression in a fibre-optic balanced heterodyne detection system », Opt. & Quant. Elec. 18, 445-454 (1986).
- [29] M. Valla, « Etude d'un lidar Doppler impulsif à laser Erbium fibré pour des mesures de champ de vent dans la couche limite de l'atmosphère », thèse de doctorat, Ecole Nationale Supérieure des Télécommunications, 178 p. (2005).
- [30] R. G. Frehlich & M. J. Kavaya, « Coherent laser radar performance for general atmospheric turbulence », Applied Optics 30, 5325-5352 (1991).
- [31] C. A. Hill, M. Harris, K. D. Ridley et al, « Lidar frequency modulation vibrometry in the presence of speckle », Applied Optics 42, 1091-1100 (2003).
- [32] A. L. Kachelmyer & K. I. Schultz, « Spectrogram Processing of Laser Vibration Data », Proc. of SPIE 1936, 78-89 (1993)
- [33] S. Henderson & P. Gatt, « Coherent Laser Radar Tutorial », MSS Conference, Boulder (2003).
- [34] C. Chardonnet, cours « Laser monofréquence et stabilisation » in « Les lasers et leurs applications scientifiques et médicales », C. Fabre et J. P. Pocholle éd., (1996-2002).
- [35] J.-Ph. Turrenc, Ph. Signoret, M. Myara, et al, « Low-frequency FM-noise-induced lineshape : a theoretical and experimental approach », IEEE Journal of Quantum Electronics 41, 549-553 (2005).
- [36] P. Gatt, S. Johnson, S. Henderson et al, « Theoretical Analysis of the Impact of Local Oscillator Frequency Noise on a Laser Vibration Sensor », Proc. SPIE 4723, 156-161 (2002).
- [37] K. D. Ridley, E. Jakeman, D. Bryce et al, « Dual-channel heterodyne measurements of atmospheric phase fluctuations », Applied Optics 42, 4261-4269 (2009).
- [38] T. J. Karr, « Atmospheric Phase Error in Coherent Laser Radar », IEEE Trans. on Antennas and Propagation 55, 1122-1133 (2007).
- [39] L. E. Richter, H. I. Mandelberg, M. S. Kruger et al, « Linewidth Determination from Self-Heterodyne Measurements with Subcoherence Delay Times », IEEE Journal of Quantum Electronics 22, 2070-2074 (1986).
- [40] S. Corrsin, « On the Spectrum of Isotropic Temperature Fluctuations in an Isotropic Turbulence », Journal of Applied Physics Vol. 22 No. 4 (1951).
- [41] R. J. Hill, « Models of the Scalar Spectrum for Turbulent Advection », Journal of Fluid Mechanics 88, pp. 541-562 (1978).
- [42] R. G. Frehlich, « Laser scintillation measurements of the temperature spectrum in the atmospheric surface layer », Journal of Atmospheric Sciences 49, 1494-1509 (1992).

- [43] M. Séchaud, « Imagerie à travers la turbulence atmosphérique », Cours de l'Ecole Supérieure d'Optique (2007)
- [44] S. F. Clifford, « Temporal-Frequency Spectra for a Spherical Wave propagating through Atmospheric Turbulence », *Journal of the Optical Society of America* 61, 1285-1292 (1971).
- [45] A. Ishimaru, « Temporal Frequency Spectra of Multifrequency Waves in Turbulent Atmosphere », *IEEE Trans. on Antennas and Propagation* 20, 10-19 (1972).
- [46] R. Rao, S. Weng, X. Liu et al, « Turbulence spectrum effect on wave temporal-frequency spectra for light propagating through the atmosphere », *Journal of the Optical Society of America A* 18, 2755-2762 (1999).
- [47] P. Gatt, T. P. Costello et D. H. Gantala, « Dual Aperture Measurements of Two km (round-trip Intensity and Phase Perturbations One Micron Laser Speckle Propagating through a Turbulent Atmosphere », *Proc. SPIE* 2471, 254-258 (1995).
- [48] A. Belmonte, « Feasibility study for the simulation of beam propagation : consideration of coherent lidar performance », *Applied Optics* 39, 5426-5445 (2000).
- [49] A. Belmonte, « Statistical model for fading return signals in coherent lidars », *Applied Optics* 49, 6737-6748 (2010).
- [50] P. Flandrin, « Questions d'interprétations », in *Temps-Fréquence*, Hermès, Paris (1993)
- [51] A. Ferrari, C. Bérenguer et G. Alengrin, « Doppler Ambiguity Resolution using Multiple PRF », *IEEE Trans. on Aerospace & Electronic Systems* 33, 738-751 (1997).
- [52] M. P. Dierking & B. D. Duncan, « Genetically Optimized Periodic, Pseudo-Noise Waveforms for Multi-Function Coherent Ladar », 15th Coherent Laser Radar Conference, Toulouse (2009).
- [53] F. Olssen & C. Karlsson, « 1.55 μm Multifunction Laser Radar using Fiber Optics Components », *CLEO Europe Conference* (2000).
- [54] M. Lavielle & C. Lévy-Leduc, « Semiparametric Estimation of the Frequency of Unknown Periodic Functions and its Application to Laser Vibrometry Signals », *IEEE Trans. on Signal Processing* 53, 2306-2314 (2005)
- [55] M. Ghogho, A. Swami et T. S. Durrani, « Frequency Estimation in the Presence of Doppler Spread : Performance Analysis », *IEEE Trans. on Signal Processing* 49, 777-789 (2001).
- [56] B. J. Rye & M. Hardesty, « Discrete Spectral Peak Estimation in Incoherent Backscatter Heterodyne Lidar », *IEEE Trans. on Geoscience and Remote Sensing* 31, 16-35 (1993).
- [57] B. C. Lovell & R. C. Williamson, « The Statistical Performance of some Instantaneous Frequency Estimators », *IEEE Trans. on Signal Processing* 40, 1708-1723 (1992).
- [58] D. G. Youmans, « Target Spectral Estimation using Direct Detection and Coherent Detection Ladar », *Proc. of SPIE* 5791, 97-108 (2005)
- [59] A. Dabas, « WIND : Télédétection du champ de vent à la méso-échelle par lidar CO₂ hétérodyne aéroporté : physique et traitement du signal », thèse de doctorat, Université Paris VI (1993).
- [60] P. Flandrin, « Classes de solutions », in *Temps-Fréquence*, Hermès, Paris (1993)
- [61] D. G. Youmans, « Joint time-frequency transform processing for linear and sinusoidal FM coherent lidars », *Proc. of SPIE* 5087, 46-57 (2003)
- [62] T. Cole & E. Dinary, « Estimation of target vibration spectra from laser radar backscatter using time-frequency distributions » *Proc. of SPIE* 1936, 90-103 (1993)
- [63] H. L. Van Trees, « Detection, Estimation, and Modulation Theory, Part III: Radar-Sonar Signal », (Eq. 10.95), in *Processing and Gaussian Signals in Noise*, John Wiley & Sons, New York (1971).

- [64] A. J. Weiss & E. Weinstein, « Fundamental Limitations in Passive Time Delay Estimation – Part I : Narrow-Band systems », *IEEE Trans. on Acoustics, Speech and Signal Processing* 31, 472-486 (1983).
- [65] M. Ghogho, A. K. Nandi et A. Swami, « Cramér-Rao Bounds and Maximum Likelihood Estimation for Random Amplitude Phase-Modulated Signals », *IEEE Trans. on Signal Processing* 47, 2905-2916 (1999)
- [66] P. Setlur & M. Amin, « Analysis of Micro-Doppler Signals using Linear FM Basis Decomposition », *Proc. of SPIE* 6210 (2006).
- [67] R. F. Barrett & D. A. Holdsworth, « Frequency Tracking Using Hidden Markov Models with Amplitude and Phase Information », *IEEE Trans. on Signal Processing* 41, 2965-2976 (1993)
- [68] B. J. Rye & R. M. Hardesty, « Time series identification and Kalman filtering techniques for Doppler lidar velocity estimation », *Applied Optics* 28, 879-891 (1989).
- [69] L. Stankovic, I. Djurovic, A. Ohsumi et al, « Instantaneous Frequency Estimation by using Wigner Distribution and Viterbi Algorithm », *Int. Cong. on Acoustics, Speech and Sig. Proc.*, Hong-Kong (2003).
- [70] T. Thayaparan, L. Stankovic, I. Djurovic et al, « Intelligent target recognition using micro-Doppler signatures », *Proc. of SPIE* 7308 (2009).
- [71] L. Stankovic, I. Djurovic et T. Thayaparan, « Separation of Target Rigid Body and Micro-Doppler Effects in ISAR Imaging », *IEEE Trans. on Aero. & Elec. Sys.* 42, 1496-1506 (2006).
- [72] M. Jabloun, F. Leonard, M. Vieira et al, « A New Flexible Approach to Estimate Highly Nonstationary Signals of Long Time Duration », *IEEE Trans. on Signal Processing* 55, 3633-3644 (2007).
- [73] L. A. Cirillo, A. Zoubir et M. Amin, « Parameter Estimation for Locally Linear FM Signals using a Time-Frequency Hough Transform », *IEEE Trans. on Signal Processing* 56, 4162-4175 (2008).
- [74] O. J. Michel, A. O. Hero et P. Flandrin, « Graphes de représentation minimaux, entropies et divergences : applications », *Traitement du Signal* 17, 287-297 (2000).
- [75] R. O. Duda & P. E. Hart, « Use of the Hough Transformation to Detect Lines and Curves in Pictures », *Comm. ACM* 15, 11-15 (1972).
- [76] T. Ando, S. Kameyama, H. Sakamaki et al, « Doppler-velocity offset caused by self-phase modulation within an optical fiber in the all-fiber Coherent Doppler Lidar system », *13th Coherent Laser Radar Conference*, Kamakura (2005).
- [77] L. Lombard, « Méthodes non linéaires de remise en forme de faisceau pour amplificateur de puissance à fibre multimode », thèse de doctorat, Université Paris-Sud XI (2005).
- [78] A. Dolfi-Bouteyre, B. Augère, C. Besson et al, « 1.5 μm All Fiber Pulsed Lidar For Wake Vortex Monitoring », *2008 Conference on Lasers and Electro Optics* (2008).
- [79] R. Kassab, « Optimisation et conception de formes d'ondes LPI pour radar monostatique », thèse de doctorat, Université Paris VI (2010).
- [80] Site Internet IntraAction <http://www.intraaction.com/FCMSeries03001.pdf>, consulté le 25/10/2010.
- [81] Site Internet Hamamatsu <http://sales.hamamatsu.com/en/products/solid-state-division/ingaas-pin-photodiodes/standard-type.php>, consulté le 25/10/2010.
- [82] C. Spiegelberg, J. Geng, Y. Hu et al, « Low-Noise Narrow-Linewidth Fiber Laser at 1550 nm (June 2003) », *Journal of Lightwave Techno.* 22, 57-62 (2004).