HAL
open science

Apport de l'imagerie active 3D à plan focal, embarquable sur drone, pour l'amélioration de la cartographie haute résolution de terrain.

Antoine Coyac

To cite this version:

Antoine Coyac. Apport de l'imagerie active 3D à plan focal, embarquable sur drone, pour l'amélioration de la cartographie haute résolution de terrain.. Optique / photonique. INSTITUT SUPERIEUR DE L'AERONAUTIQUE ET DE L'ESPACE (ISAE); UNIVERSITE DE TOULOUSE, 2017. Français. NNT : . tel-01702823

HAL Id: tel-01702823

https://hal.science/tel-01702823v1

Submitted on 7 Feb 2018

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

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par : *l'Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace (ISAE)*

Présentée et soutenue le *18/12/2017* **par :**

Antoine Coyac

Apport de l'imagerie active 3D à plan focal, embarquable sur drone, pour l'amélioration de la cartographie haute résolution de terrain

---

JURY

François Goudail	Institut d'Optique	Rapporteur
Clément Mallet	IGN	Rapporteur
François Goulette	MINES Paris Tech	Examinateur
Jacques Pelon	LATMOS	Examinateur
Philippe Adam	DGA	Examinateur
Damienne Bajon	ISAE	Examinatrice
Xavier Briottet	ONERA	Directeur de thèse
Laurent Hespel	ONERA	Encadrant de thèse

École doctorale et spécialité :
GEET : Photonique et Systèmes Optoélectroniques
Unité de Recherche :
ONERA - Departement Optique et Techniques Associées
Directeur de Thèse :
Xavier Briottet
Rapporteurs :
François Goudail et *Clément Mallet*

A Emilie et Rose,
mes plus belles rencontres.

Table des matières

Table des figures **5**

Liste des tableaux **7**

1 Introduction générale et contexte de la thèse **9**

2 Imagerie laser 3D : étude bibliographique **17**
2.1 Introduction 17
2.2 Critères de performance d'un LiDAR imageur 20
2.3 Imagerie laser scanner 3D 24
2.4 Imagerie plan focal 3D 38

3 Développement d'un simulateur à plan focal 3D en mode Geiger pour la modélisation d'images laser **63**
3.1 Introduction 63
3.2 Présentation générale de MATLIS 4D 64
3.3 Présentation détaillée du simulateur 66

4 Validation expérimentale du simulateur en mode Geiger **97**
4.1 Méthode de validation 98
4.2 Dispositif expérimental POMEROL 3D 99
4.3 Scénarios d'acquisitions réels et simulés 106
4.4 Comparaison des résultats simulés et expérimentaux 114
4.5 Conclusion sur la validation du simulateur à PF3D 123

5 Simulation d'images laser 3D à partir d'un GmAPD : application à la cartographie aéroportée **125**
5.1 Description du scénario aéroporté 125
5.2 Etude de sensibilité pour l'imagerie PF3D longue distance 127
5.3 Apport de l'imagerie laser à PF3D en mode Geiger 132
5.4 Conclusion 137

6 Conclusion générale **139**
6.1 Conclusion 139
6.2 Perspectives 140

A Cartographies du DCR et de la PDE **143**

Bibliographie **145**

Table des figures

1.1 Exemples d'images 3D obtenues à partir d'un capteur GmAPD 4x4 pixels 12
1.2 Exemple d'application d'imagerie laser à PF3D : décamouflage 13
1.3 Exemple d'application d'imagerie laser à PF3D : détection de cibles mobiles . . . 14

2.1 Illustration du principe de l'imagerie laser 19
2.2 Effet de la distance entre deux échos sur la forme de l'impulsion retour 23
2.3 Schéma simplifié des éléments composants un système laser scanner aéroporté . . 24
2.4 Acquisition aéroportée à l'aide d'un LiDAR topographique 25
2.5 Illustration des différents modes d'enregistrement du signal laser réfléchi 26
2.6 Réception, échantillonnage et digitalisation de l'onde complète par un LS3D . . . 26
2.7 Multi-échos des systèmes laser petite et large empreintes pour l'application foresterie 29
2.8 Mécanismes de scan pour l'imagerie laser scanner 3D 31
2.9 Laser scanner 3D Riegl VZ-1000 33
2.10 Description d'un signal FW par une somme de fonctions gaussiennes 35
2.11 Méthode de détection par seuillage des pics d'intensité 35
2.12 Evolution de la forme de l'onde rétrodiffusée en fonction du terrain 36
2.13 Illustration du principe d'imagerie laser à partir d'un plan focal 3D 39
2.14 Définition de la porte temporelle en imagerie laser 40
2.15 Régimes d'opérabilité des capteurs PF3D en mode linéaire et Geiger 43
2.16 Coupe schématique d'un pixel issu d'un plan focal 3D en mode Geiger 45
2.17 Création d'une paire électron-trou dans la jonction p-n et phénomène d'avalanche 46
2.18 Composition opto-électro-mécanique d'une caméra PF3D 47
2.19 Cartographie et histogramme de la PDE d'un GmAPD 32x32 pixels InGaAsP . . 50
2.20 Cartographie et histogramme du DCR d'un GmAPD 32x32 pixels InGaAsP . . . 52
2.21 Comportement de la PDE d'un capteur GmAPD en fonction du niveau de DCR 53
2.22 Illustration du phénomène de *crosstalk* entre un pixel et son voisin 54
2.23 Effet du *crosstalk* par réflexions de photo-électrons sur la face arrière d'un GmAPD 55
2.24 Démonstration de l'existence de réflexions de PE à l'origine du *crosstalk* 55
2.25 Histrogramme de détections d'un objet situé à 855 m, à partir de 1000 impulsions 59
2.26 Images laser 3D obtenues avec différents systèmes GmAPD aéroportés 60
2.27 Simulation d'image laser 3D à plan focal 4x4 pixels sous couvert végétal 61

3.1 Architecture générale du simulateur d'images laser 3D MATLIS 4D 64
3.2 Scans linéaire et circulaire du laser scanner, implémentés dans MATLIS 4D . . . 66
3.3 Configuration et principaux paramètres d'une visée laser aéroportée 67
3.4 Exemple d'une voiture **.g3d* modélisée sous forme de facettes visualisé sous GFE 68
3.5 Cas d'une illumination laser d'une surface plane avec un angle de visée non-nul . 69
3.6 Facettisation de l'objet et interaction avec les mailles du faisceau sur-échantillonné 70
3.7 Eléments du système et principaux paramètres considérés dans l'équation LADAR 71
3.8 Paramètres FWHM et déviation standard pour une impulsion laser gaussienne . 73
3.9 Distributions temporelles de l'énergie au sein d'une impulsion laser 73
3.10 Distribution spatiale de l'irradiance au sein du faisceau laser 74
3.11 Ecran de scintillation pour $Cn^2 = 10^{-14}$ pour une distance de propagation de 1 km 78

3.12 Illumination d'une large portion de scène par le faisceau en flash LADAR 3D . . 81
3.13 Construction du signal FW : convolution entre impulsion et réponse temporelle . 84
3.14 Prise en compte du bruit au sein de la porte temporelle 86
3.15 Graphique illustrant la construcution de la CDF en fonction du signal rétrodiffusé 89
3.16 Image laser 3D brute en sortie du simulateur 90
3.17 Logigramme du module de détection Geiger 91
3.18 Exemples de traitements des données 3D à partir de l'histogramme de détection 92
3.19 Exemple d'application d'imagerie laser à PF3D : imagerie de paysages urbains . 93

4.1 Caméra 3D à plan focal Geiger développée par *Princeton Lightwave* 100
4.2 Cartographies du DCR du GmAPD pour différentes valeurs de sensibilité 101
4.3 Cartographies de la PDE du GmAPD pour différentes valeurs de sensibilité . . . 101
4.4 Forme temporelle de l'impulsion du laser fibré fourni par la société Keopsys . . . 102
4.5 Photo du système imageur à plan focal Geiger POMEROL 3D 103
4.6 Photo par la caméra visible d'un câble haute tension 104
4.7 Images 3D d'un câble haute tension détecté par le PF3D 105
4.8 Photo du câble en cuivre suspendu 107
4.9 Illustration du 1er scénario d'acquisition pour la validation du simulateur : câble 108
4.10 Valeurs de rétrodiffusion d'un câble électrique 110
4.11 Cartographies en réflectance de câbles en cuivre et aluminium 111
4.12 Performances de télémétrie du VZ-1000 d'après le constructeur RIEGL 111
4.13 Photo de la voiture vue de profil depuis le point d'observation à 1 km. 112
4.14 Valeurs de réflectances pour différentes couleurs peintures de voitures 113
4.15 Illustration du 2nd scénario d'acquisition pour la validation du simulateur : voiture113
4.16 Nuage de points 3D du câble en cuivre obtenu expérimentalement 115
4.17 Histogramme des détections pour la totalité de la matrice : câble réel 116
4.18 Nuage de points 3D du câble en cuivre obtenu par simulations 116
4.19 Histogramme des détections pour la totalité de la matrice : câble simulé 117
4.20 Nuage de points 3D brut de la voiture obtenu expérimentalement 118
4.21 Histogramme des détections issu de l'image 3D réelle traitée de la voiture 119
4.22 Nuage de points brut de la voiture à 1 km, généré par simulation 120
4.23 Histogramme des détections issu du nuage de points 3D simulé de la voiture . . . 120
4.24 Comparaison des statistiques des 2 scénarios, réels et simulés 122

5.1 Géométrie de la scène observée pour la démontration de faisabilité 126
5.2 Etude de sensibilité des paramètres DCR et nombre d'impulsion (50 μJ) 129
5.3 Etude de sensibilité des paramètres DCR et nombre d'impulsion (150 μJ) 130
5.4 Photo du nouveau RIEGL VQ-1560i embarquable sur un avion de type DA42 . . 133
5.5 Illustration du motif au sol obtenu à partir du nouveau RIEGL VQ-1560i 133
5.6 Performances du nouveau laser scanner 3D RIEGL VQ-1560i 134
5.7 Image laser 3D du hangar, générée par simulation à partir du LS VQ-1560i . . . 135
5.8 Images laser 3D du hangar, générées par simulation à partir du PF3D Geiger . . 136

A.1 Exemples de cartographie du DCR du GmAPD 143
A.2 Exemples de cartographies de la PDE du GmAPD 144

Liste des tableaux

2.1 Avantages et limites du LS3D pour la cartographie aéroportée 37
2.2 Avantages et limites du PF3D pour la cartographie aéroportée 59

4.1 Caractéristiques de la caméra 3D à plan focal Geiger 102
4.2 Caractéristiques du laser fibré impulsionnel 103
4.3 Caractéristiques techniques de POMEROL 3D pour l'imagerie du câble en cuivre 109
4.4 Caractéristiques techniques de POMEROL 3D pour l'imagerie de la voiture . . . 114
4.5 Tableau récapitulatif des grandeurs pour la validation 121
4.6 Calculs statistiques des 2 scénarios, réels et simulés 122

Chapitre 1

Introduction générale et contexte de la thèse

Pour l'observation de la Terre et l'étude des phénomènes naturels et anthropiques à large échelle, à des fins environnementales, militaires ou sociétales, des systèmes optiques et RADAR (*RAdio Detection And Ranging*) ont, depuis les années 1970, été embarqués à bord de plateformes aéroportées et satellitaires. La rapidité d'acquisition d'images en deux ou trois dimensions (2D/3D) couvrant une large zone, la facilité d'intervention par rapport aux accès sur le terrain (reliefs, conditions environnementales extrêmes, milieux aquatiques ou hostiles), ainsi que les moindres coûts déployés pour ces types de missions ont amplement justifié l'intérêt et le développement exponentiel de ces systèmes d'imagerie à bord d'un avion, d'un satellite (Pléiades-1A notamment), voire même plus récemment, d'un drone [1]. Les prototypes et dispositifs expérimentaux ont en effet progressivement vu diminuer leurs facteurs de taille, poids et puissance (connus sous l'acronyme anglais *Size, Weight and Power* - SWaP), et ont pu être embarqués sur des systèmes fixes, mobiles, terrestres ou encore aéroportés.

Ainsi, de nombreuses applications ont pu être développées grâce à la télédétection, aussi bien dans les domaines environnementaux que pour des besoins de Sécurité ou de Défense, tels que :

- l'évaluation de l'étendue des dégâts sur une zone de sinistre, à la suite d'un séisme ou d'une inondation par exemple,
- la cartographie des sols ruraux, pour l'extraction des données physiques (humidité, rugosité, pente, etc.),
- la caractérisation de la fonte des calottes glaciaires et la mesure du niveau des mers,
- la surveillance de sites sensibles, de jour comme de nuit,
- l'aide au guidage des aéronefs aux abords des aéroports, lors de visibilité limitée (à l'étude).

On distingue deux catégories de techniques imageantes, selon la source d'énergie considérée :

1. l'imagerie dite **passive** : elle utilise une source naturelle (dans le domaine visible, 0,4 - 0,8 micromètres [μm], principalement le soleil) ou l'émission radiative d'un corps (dans le thermique, 8 - 14 μm) pour éclairer une scène [2], qui apportent l'énergie lumineuse nécessaire à la formation de son image sur un capteur optique, pour analyser ses différentes propriétés, géométriques et radiométriques. Dans le domaine réflectif (0,4 - 2,5 μm), les phénomènes

1. Rendu possible grâce à la miniaturisation et à l'allègement des systèmes.
2. Le mot "scène" désigne ici tout objet ou ensemble d'objets, de nature et de géométrie variées (végétation, sol nu, bâtiment, véhicule, obstacle anthropique, etc.), aussi bien limité qu'étendu spatialement.

rencontrés sont essentiellement dûs à la réflexion des rayons solaires sur les surfaces observées. Cependant, la qualité de l'observation dépend des conditions atmosphériques, qui peuvent fortement atténuer le signal mesuré, comme en présence de nuages, d'évènements de pluie ou impliquant des aérosols ;

2. l'imagerie dite **active** : elle utilise sa propre source d'énergie pour éclairer les objets d'une scène, ce qui lui confère l'avantage de pouvoir acquérir des données de jour comme de nuit, ainsi que par tout temps (même dans des conditions de visibilité réduite). Sont concernés par l'imagerie active aussi bien les systèmes RADAR que les systèmes LiDAR (*Light Detection And Ranging*, utilisant un laser [3] comme source énergétique). La quantité d'énergie transmise est ainsi contrôlée par l'opérateur, ce qui permet de l'adapter à la situation, notamment lors d'une forte atténuation du signal liée à la présence d'évènements météorologiques. En imagerie laser, certains détecteurs ont également la capacité d'effectuer un échantillonnage temporel, limitant ainsi la réception de signaux parasites provenant de l'avant- et de l'arrière-scène. Le signal d'intérêt est ainsi extrait de la majeure partie du bruit de fond et donc maximisé. Cette notion de porte temporelle (*gating* en anglais) est abordée plus en détails dans le chapitre suivant.

Si les techniques actuelles de reconstruction 3D à partir d'images passives aéroportées ou satellitaires (stéréoscopie, photogrammétrie) présentent de bons résultats en termes de niveau de détails représentés sur l'image, leur acquisition est trop largement tributaire des conditions de visibilité, et la résolution spatiale atteinte est au mieux décimétrique (0,5 mètre [m] avec le satellite Pleiades-1A lancé fin 2011 [satimagingcorp.com] et de l'ordre de 0,1 m avec les plateformes aéroportées de l'IGN). De plus, l'information de distance séparant le capteur de l'objet observé demeure inconnue [4], contrairement à une technologie active comme le RADAR. Cette dernière est quant à elle plébiscitée pour les grandes distances de propagation de l'Onde ElectroMagnétique - OEM (plusieurs dizaines de kilomètres [km]), ainsi que pour son insensibilité aux perturbations atmosphériques fréquemment rencontrées en situation aéroportée. Elle fournit en revanche une résolution angulaire relativement faible et une précision altimétrique modérée (décimétrique voire métrique), insuffisantes pour une cartographie à haute résolution.

Les communautés scientifique, technique et industrielle ont alors depuis quelques années saisi l'enjeu que représente l'imagerie active par laser, et mesuré tout son potentiel. Elle peut non seulement détecter un objet dans des conditions d'observation dégradées (pluie, brouillard, nuage de poussière) ou tout simplement la nuit, est facilement embarquable sur une plateforme mobile pour une observation à longue distance (plusieurs centaines de m à quelques km), mais est aussi en mesure de fournir avec une précision centimétrique la position spatiale (x, y et z [5]) de chaque point de l'espace illuminé et détecté, grâce à la direction de propagation du faisceau et à la mesure du temps de vol de l'OEM. Les applications se font aujourd'hui de plus en plus nombreuses depuis la première utilisation en 1962 d'un laser et d'un large télescope pour mesurer la distance Terre-Lune [Smullin and Fiocco, 1962]. Depuis, des plans focaux 2D - PF2D (capteurs composés d'une matrice de pixels) permettant d'imager une scène en 2D, théoriquement à partir d'une seule impulsion, ont vu le jour (on parle d'imagerie laser flash 2D [Hamoir et al., 2014]), jusqu'à l'apparition des systèmes 3D il y a une vingtaine d'années [Carlsson et al., 2001], permettant de mesurer en chaque point de la scène une information précise de distance.

Cette technique de mesure de distance est appelée **télémétrie**. Pour les lasers 3D impulsionnels, cette information est renseignée grâce à la mesure du temps de vol de l'onde (temps écoulé entre la transmission et la réception du signal, converti ensuite en distance), alors qu'elle est déterminée par calcul de la différence de phase du signal pour les lasers continus [Mallet and Bretar, 2009].

3. On retrouve donc parfois dans les écrits l'acronyme LADAR, pour *LAser Detection And Ranging*.
4. Seule la position relative des objets les uns par rapport aux autres est déterminée, et non leur distance au capteur. On devrait donc parler de 2,5D et non de 3D.
5. z étant la distance entre l'imageur et le point illuminé.

L'imagerie laser 3D s'est donc fortement développée ces dernières années, dans la mesure où la sécurité des biens et des personnes est au coeur des préoccupations actuelles : amélioration des opérations "voir et éviter" pour les pilotes d'aéronefs, notamment dans des conditions de visibilité dégradée (au sol ou en vol), facilité d'intervention des secours en cas de catastrophes (séisme, inondation, explosion), ou encore caractérisation du terrain avant une opération militaire (Détection, Reconnaissance ou Identification - DRI - des cibles) [Carlsson et al., 2001]. Toutes ces thématiques reposent sur la construction d'un **Modèle Numérique de Terrain** - MNT, autrement dit sur l'acquisition d'images 3D aéroportées d'une large scène située à grande distance (plusieurs km) la plus précise possible (quelques centimètres [cm]), et le plus rapidement possible (équivalent temps-réel), de jour comme de nuit, et par tout temps. Si l'imagerie laser 3D semble être bien placée pour répondre à ces besoins, les possibilités restent à ce jour limitées par la configuration technique des systèmes laser 3D actuels et par leurs performances, que les enjeux en termes de vision augmentée poussent à dépasser.

Une première technologie d'imagerie laser 3D, appelée Laser Scanner 3D [6] - LS3D - et commercialisée depuis plus de 10 ans, a été utilisée par le passé dans des applications aéroportées pour la cartographie 3D de site, grâce à son embarquabilité et sa fréquence d'acquisition élevée. Elle bénéficie d'une très bonne précision en télémétrie (de l'ordre du cm [Mallet and Bretar, 2009]) mais d'une puissance laser limitant une acquisition aéroportée à 3-4 km de distance (sa puissance moyenne est faible mais son énergie d'impulsion élevée). La possibilité d'enregistrer l'onde complète rétrodiffusée (ensemble des échos renvoyés vers le capteur par les objets situés sur le trajet de l'onde) est en revanche un atout pour la construction d'un MNT (technique de décamouflage [7]). En effet, ce procédé a servi pour des applications de foresterie pour analyser en profondeur la géométrie des structures végétales (position du sol sous couvert, hauteur des arbres, etc.) [Mallet and Bretar, 2009] et [Means et al., 1999]. Outre l'aspect géométrique de l'objet en question, l'analyse de ce signal (via des algorithmes de post-traitement) permet également l'identification de la nature d'un objet, et donc une classification des matériaux dans un environnement complexe, comme par exemple une ville.

[Kukko and Hyyppa, 2009] ont quant à eux testé les capacités de ce système scannant pour la cartographie de rues depuis une plateforme mobile terrestre. Placé à 2 m au dessus du sol avec un angle de visée de 30 $^\circ$ et une portée d'environ 30 m, le laser avait une résolution angulaire de 0.5 $^\circ$. Cette configuration est optimale pour révéler l'environnement avec un bon niveau de détails (le nuage de points 3D obtenu ne diffère au maximum que de 5 cm par rapport au modèle de référence), mais la haute précision spatiale ne reste valable que pour de courtes distances. Au-delà de quelques dizaines de m, les points de mesure étaient trop espacés, ce qui n'est pas optimal pour une cartographie à haute résolution, qu'elle soit terrestre ou aéroportée.

Mais la principale limitation des lasers à balayage angulaire est représentée par l'unique pixel composant le détecteur. A chaque impulsion transmise, ces systèmes peuvent fournir la mesure de télémétrie ne provenant que d'un seul point de la scène. L'espacement entre les points de mesure peut donc être conséquent et irrégulier, d'autant plus lors d'une cartographie à partir d'une plateforme en vol. Une grande fréquence de répétition du laser (*Pulse Repetition Frequency* - PRF) et un pas angulaire très fin sont donc nécessaires pour garantir simultanément un temps d'acquisition limité et une haute densité de points. Ces contraintes impliquent directement une limitation de la portée du signal, puisqu'une haute PRF limite le niveau d'énergie que le système peut transmettre au sein de chaque impulsion.

Cependant, dès les années 1990, les agences gouvernementales américaines chargées de la Défense ont lancé de vastes études dans le but de concevoir des systèmes capables de détecter à longue

6. Aussi appelée laser à balayage angulaire.

7. Identification d'objets placés derrière des obstacles semi-transparents comme la végétation, une vitre opaque ou encore un filet de camouflage. Le terme semi-transparent désigne ici la capacité d'un objet à laisser passer le signal laser, en fonction des propriétés absorbantes de l'objet et de l'angle de visée.

distance des missiles en vol, et de les distinguer des leurres. Un des premiers challenges pour leur développement a été de satisfaire les contraintes essentielles que sont la rapidité d'acquisition et la sensibilité [Aull et al., 2002]. Grâce aux travaux engagés dans les domaines de la physique, de l'électronique, de l'informatique et de la mécanique, une nouvelle génération de capteurs susceptibles de lever certaines limitations a pu voir le jour : il s'agit des Plans Focaux 3D - PF3D, et plus spécifiquement ceux opérant en mode Geiger [8]. Grâce à la haute sensibilité qui lui est associée, ce mode de détection binaire (dont le fonctionnement singulier est présenté dans le chapitre suivant) permet à la fois de détecter des signaux de plus faible puissance et de limiter le nombre d'impulsions nécessaires pour détecter un objet [Cho et al., 2006].

Ces détecteurs multi-pixels et ultra-sensibles fournissent également une mesure de télémétrie précise en chacun des pixels de la matrice dès la première impulsion transmise, tout en augmentant considérablement la portée. D'après la théorie, ce radar optique (LADAR) est adapté à de nombreuses applications militaires et civiles, comme l'identification au combat, la détection de cibles mobiles, la surveillance de sites sensibles, l'aide à la navigation pour des véhicules autonomes ou plus globalement la reconstruction 3D d'une scène à haute résolution spatiale [Albota et al., 2002a].

Une des premières utilisations opérationnelles d'un plan focal 3D en mode Geiger a été effectuée par le *Lincoln Laboratory* [Albota et al., 2002b]. Une matrice composée de 4x4 photo-détecteurs était couplée à un laser (dont la divergence de faisceau permettait d'éclairer la totalité du capteur) émettant dans le visible (532 nm) des impulsions laser de 380 picosecondes [ps] de largeur, à la fréquence élevée de 1 kiloHertz [kHz]. La faible résolution spatiale offerte par les 16 pixels du détecteur a été compensée en réalisant un scan de la scène à l'aide de deux miroirs orientables, afin de fournir une image 3D hautement résolue de 128x128 pixels avec une précision en distance de 2 cm environ. Le dispositif a pu acquérir des images 3D statiques durant la journée, à une distance de 60 m, prenant pour cibles des véhicules, des arbres, ou encore des câbles, comme illustrés sur les exemples de la figure 1.1. Il est important de noter que seulement une centaine d'impulsions a été nécessaire pour imager ces objets à haute résolution, lorsqu'un LS3D en aurait nécéssité plusieurs milliers. Le temps d'acquisition total peut ainsi être considérablement réduit, tout en conservant une grande densité de points dans l'image.

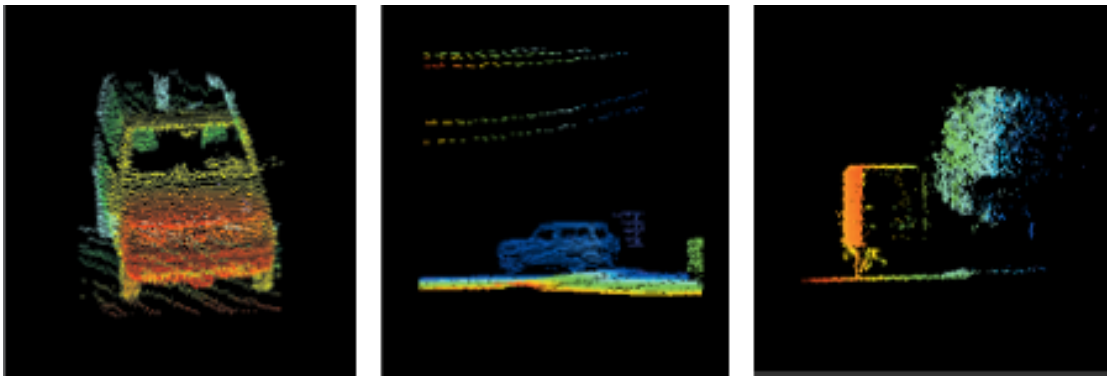


FIGURE 1.1 – Les nuages de points 3D ont été obtenus avec une cible située à une distance de 60 m en acquisition statique, à partir d'un capteur 4x4 pixels en mode Geiger et d'un mécanisme de balayage (champ de vue augmenté à 128x128 pixels). Ils représentent un van (à gauche), une voiture sous des câbles électriques (au milieu), et un camion placé devant un arbre (à droite). L'échelle de couleurs indique les zones les plus proches du capteur (rouge) et les plus lointaines (bleu) [Albota et al., 2002b].

8. Par analogie au mode Linéaire, plus classiquement rencontré en imagerie laser.

Pour démontrer le potentiel des plans focaux 3D pour l'imagerie, ils ont notamment été utilisés en complément d'une caméra CCD à faible niveau de bruit. Les deux systèmes étaient positionnés à proximité l'un de l'autre pour bénéficier du même champ de vue et des mêmes conditions d'acquisition [9]. L'objectif était d'étudier leur potentiel de détection pour une application de décamouflage : deux véhicules placés derrière une ligne d'arbustes plus ou moins clairsemée, puis derrière un filet de camouflage. [Albota et al., 2002a] ont montré que la forme et la taille des objets étaient bien mieux identifiées avec l'imageur 3D qu'avec la caméra CCD, grâce à une partie du signal laser, aussi faible soit-elle, qui parvient à pénétrer derrière le filet et la végétation, et détectée grâce à la grande sensibilité du plan focal. Bien qu'ayant enregistré un signal 1000 fois plus important, le capteur passif n'a quant à lui pas été en mesure de détecter le signal provenant des objets placés derrière les obscurants.

Ce même prototype a également été utilisé sur le terrain par [Ludwig et al., 2003] pour l'identification d'objets de faible réflectance placés derrière un filet de camouflage à courte distance (100 m), et par [Marino et al., 2003] pour imager à plus longue distance (environ 500 m) des objets à géométrie complexe (tanks, camions, clôtures, pylône à structure métallique) et même pour des opérations de décamouflage à partir de plusieurs points de vue situés à environ 100 m au-dessus de la forêt (figure 1.2). Les objets ont été correctement détectés avec une précision en distance de 15 cm. Ces expérimentations ont ensuite été poursuivies par [Marino et al., 2005] et [Vaidyanathan et al., 2007] dans le cadre du programme JIGSAW de la *Defense Advance Research Project Agency* - DARPA, dont le but était l'identification de cibles militaires à travers des obstacles occultants de type couvert végétal (avec 30 cm de résolution en distance [Cho et al., 2006]), à partir d'acquisitions dynamiques réalisées depuis un hélicoptère volant à 150 m d'altitude et à une vitesse d'environ 30 m/s (équivalente à celle d'un drone conventionnel, porteur envisagé à l'époque pour ce type d'application Défense). L'avancée de cette étude résidait dans la mise en oeuvre d'un système de scan utilisant le même dispositif matriciel en mode Geiger (ce mode de détection permet aussi d'accélérer les temps de traitement), ce qui permettait d'acquérir un grand volume de données sur une large zone grâce à la PRF élevée du laser (Nd :YAG 532 nanomètres [nm], 16 kHz), tout en se déplaçant à grande vitesse. Le scan formait un motif en "rosace" au sol grâce aux deux prismes rotatifs offrant une variation de l'angle de visée, ce qui a permis de "voir" le sol partiellement occulté.

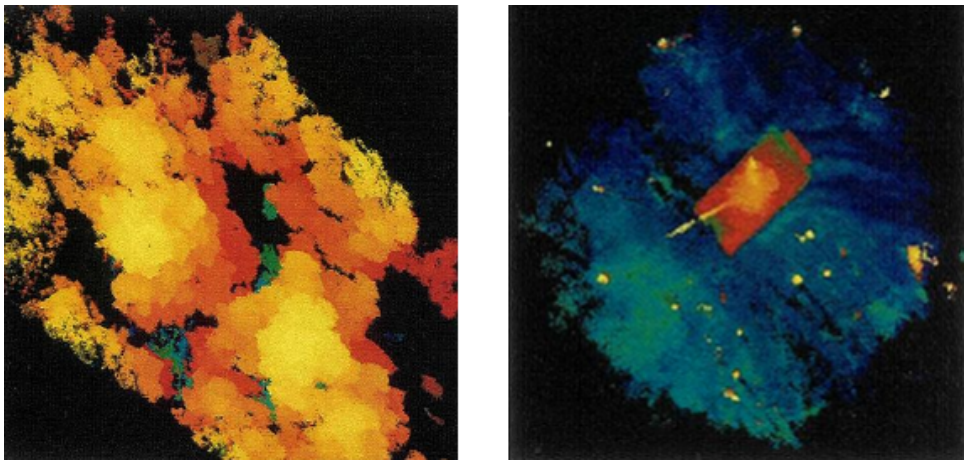


FIGURE 1.2 – Exemple de décamoufflage avec l'imagerie laser à PF3D : identification d'un tank (à droite) sous un couvert végétal dense (à gauche). Les images sont colorées en fonction de la distance au capteur (orange, rouge : points les plus proches) [Marino et al., 2005].

9. Les mesures ont été acquises lors d'une nuit sombre pour réduire au maximum l'influence de l'éclairement solaire ou d'autres sources de lumière parasite.

[Sudharsanan et al., 2008] ont également démontré la faisabilité expérimentale d'un dispositif PF3D Geiger pour la génération d'images 3D à haute résolution à partir de multiples scans de la scène à haute cadence (laser à 1,06 μm, 11 microJoules [μJ] par impulsion de largeur 1,5 nanoseconde [ns] et PRF de 10 kHz). Le capteur 32x32 initial a généré, après l'acquisition et le recalage des différents nuages de points, une image 3D de plusieurs dizaines de milliers de points. Cela permettait d'augmenter le nombre de points de mesure dès l'acquisition et de détecter précisément des petits objets tels que les branches d'arbres ou les poteaux électriques.

Les auteurs de ces études préconisent en effet de s'orienter vers les détecteurs en mode Geiger et les lasers à plus haute fréquence opérant à 1550 nm, et ce pour plusieurs raisons :

- assurer la discrétion du système et la sécurité occulaire,
- permettre une acquisition aéroportée à plus longue distance ou à plus grande vitesse, avec ou sans conditions de visibilité difficiles,
- figer une cible en mouvement,
- limiter l'influence des lumières parasites,
- détecter une quantité de photons plus importante pour le même niveau d'énergie grâce à leur grande capacité de détection (ces dispositifs sont également plus compacts et plus légers pour pouvoir être embarqués facilement sur une plateforme aéroportée, comme un avion ou un drone).

Pour l'imagerie en temps-réel sur des cibles mobiles (ou depuis une plateforme mobile, terrestre ou aéroportée), il est préférable de capturer une image 3D à partir d'un nombre limité d'impulsions laser. C'est aussi pourquoi nous avons choisi de nous intéresser aux PF3D, dont les caractéristiques techniques semblent être en adéquation avec les besoins mentionnés tout au long de ce chapitre. En 2006, [Cho et al., 2006] du *Lincoln Laboratory* ont été parmi les premiers à réaliser des essais d'imagerie laser 3D en "quasi-temps-réel" en laboratoire, à partir des plans focaux, sur des objets positionnés à très courtes distances (< 25 m) (figure 1.3). Quelques secondes ont suffi pour acquérir une image 3D traitée, fiable et exploitable. Cet exemple introduit l'importance des algorithmes de post-traitements, grâce auxquelles les fausses alarmes sont considérablement réduites, et les objets en mouvement sont distingués des objets fixes.

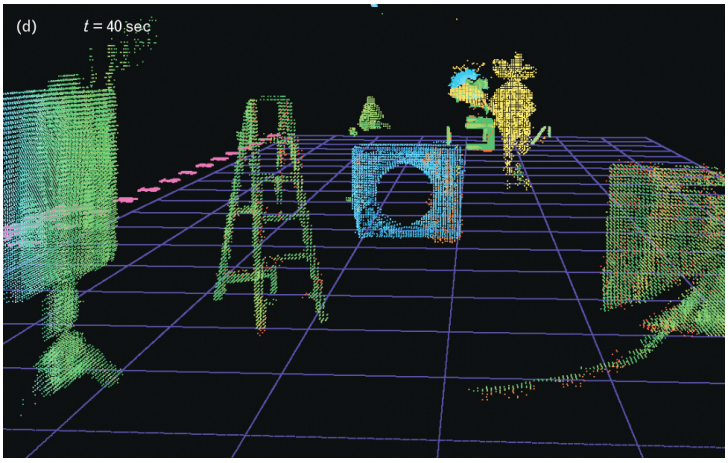


FIGURE 1.3 – Exemple d'image laser 3D obtenue, après application de post-traitements, à partir d'un PF3D en mode Geiger et un système de scan de la scène. L'acquisition d'une durée de 40 s et la mesure des temps de vol variables permettent de différencier les objets fixes (couleurs vert-bleu : échelle, tableau, forme carrée trouée) des objets en mouvement (couleurs jaune : personne qui marche coiffée d'un chapeau) [Cho et al., 2006].

Les capteurs matriciels en mode Geiger et les fréquences laser de plusieurs dizaines de kHz (jusqu'à 200 kHz aujourd'hui) génèrent potentiellement plusieurs millions de détections par seconde, qu'il faut stocker, traiter et analyser [Entwistle et al., 2012], d'où la nécessité de mettre en place des outils de traitements en temps-réel, rendant la visualisation de l'environnement et les prises de décision en situation d'urgence beaucoup plus rapides qu'avec un traitement *a posteriori*, et le stockage facultatif. Ce besoin est d'autant plus nécessaire que les capteurs actuels intégèrent de plus en plus de pixels sur leur matrice (128x128 pour la dernière de chez *Lincoln Laboratory*).

Les travaux engagés pour le développement de ces PF3D ont donc abouti à de nouveaux imageurs laser 3D, plus performants, et ont permis d'envisager de nouvelles possibilités pour l'amélioration de la cartographie 3D aéroportée par imagerie laser (acquisition de données et visualisation en temps-réel, caractéristiques essentielles pour la reconnaissance de terrain aéroportée, pour l'identification de cibles ou encore l'aide au secours au sol et ce, même dans des conditions de visibilité dégradées). Le fonctionnement de ces systèmes, qui ont dépassé le stade du prototype et commencent à faire leur apparition sur le marché [10], doit cependant être caractérisé techniquement. Les critères de performance (sensibilité, taux de rafraîchissement, résolutions latérale et longitudinale, précision de la télémétrie, entre autres) ainsi que leur impact doivent être évalués, afin d'apprécier le potentiel de cette nouvelle technologie, et son apport pour la cartographie 3D aéroportée de terrain à haute résolution spatiale.

Mais si les études expérimentales pour cette application de cartographie aéroportée à longue distance se font rares dans la littérature, pour des raisons de coûts et de mises en oeuvre évidentes, il est cependant intéressant (*i*) de pouvoir prédire les résultats pour un scénario donné, (*ii*) de dimensionner le système de manière optimale en fonction des conditions d'acquisition et des objectifs de la mission, et (*iii*) de développer et tester des algorithmes de traitements de données en temps-réel, en vue de futures missions opérationnelles à bord d'un hélicoptère ou même d'un drone. On introduit ici l'importance du développement de simulateurs d'images laser 3D, permettant à moindres coûts de reproduire des images 3D d'une scène telles qu'elles seraient obtenues en situation réelle. La théorie des sytèmes lasers imageurs 3D à plans focaux Geiger et l'étude de leurs performances techniques ont été largement traitées dans la littérature, mais peu d'entres elles concernent leur utilisation expérimentale pour la génération de MNT à haute résolution, depuis de grandes distances d'observation. On y recense en revanche quelques simulateurs d'images laser adaptés à des applications précises, mais qui restent peu flexibles, prenant plus ou moins en compte les phénomènes physiques et techniques rencontrés dans le cas d'une situation réelle.

C'est donc dans un contexte d'étude d'une nouvelle technologie d'imagerie laser 3D que s'inscrit cette thèse. Les enjeux de l'amélioration de la cartographie 3D sont importants en termes de coûts, de volume de données disponibles, de rapidité d'acquisition, de flexibilité du dispositif de mesure, et de sécurité. L'imagerie laser 3D à plan focal est une technologie en mesure de relever ce défi, en exploitant correctement les différents critères de performance d'un système. La qualité des données acquises dépend des caractéristiques techniques du système, qui sont étroitement liées les unes aux autres. La définition de chacune d'entre elles doit aboutir à un compromis optimal et être adaptée à l'application visée. Dans notre cas, pour une cartographie aéroportée depuis un avion ou un drone, les critères de performance recherchés sont :

- une grande portée, donc un capteur ayant une grande sensibilité afin de réduire la puissance nécessaire, pour une capacité de détection donnée,
- de hautes résolutions latérale et longitudinale, donc un capteur matriciel pour fournir une mesure continue dans l'image (plusieurs points de mesure à partir d'au moins une

10. En ce qui concerne la firme américaine qui développe les produits, *Princeton Lightwave Inc.*, ils sont délivrés pour l'instant seulement à quelques laboratoires et industriels, sous contrôle du département américain de la sécurité intérieure. La société HARRIS s'est elle orientée vers des prestations de service, mettant en oeuvre ses instruments sans les commercialiser.

impulsion) et ainsi couvrir une large portion de la scène à chaque acquisition,
- une PRF et un taux de rafraîchissement élevés, pour augmenter la vitesse d'acquisition, la répétabilité et la fiabilité de la mesure, et obtenir une grande densité de points sur la scène,
- et une précision élevée de la mesure de distance (télémétrie), pour une reconstruction fidèle de la scène et la détection des plus faibles variations d'altitude.

Afin de démontrer l'intérêt et l'apport des plans focaux 3D (et plus spécifiquement ceux en mode de détection Geiger) pour l'amélioration de la cartographie haute résolution de terrain, nous avons organisé nos travaux en quatre chapitres, permettant de présenter notre démarche et d'illustrer notre réflexion.

Le chapitre 2 propose une étude bibliographique des principales technologies d'imagerie laser 3D adaptées à la cartographie aéroportée. Parmi elles, la plus communément utilisée pour cette application : le laser scanner 3D. Mais les contraintes et limites de ce système qui y sont développées ont motivé notre intérêt et notre orientation vers une nouvelle génération de détecteurs : les PF3D Geiger. La récente émergence de cette rupture technologique nécessitait en revanche une caractérisation approfondie du fonctionnement des capteurs à plan focal 3D, notamment à travers l'utilisation d'un simulateur. Les avantages et limitations de ces systèmes sont également décrits.

Le développement d'une chaîne d'acquisition numérique complète basée sur le mode de détection Geiger a donc représenté un axe de recherche majeur et fait donc l'objet du troisième chapitre de la thèse. De ce fait, toutes les étapes liées à une acquisition ont été prises en compte et sont donc maîtrisées, permettant l'étude du fonctionnement d'un LiDAR imageur et la caractérisation de ses paramètres. Outre son faible coût, un simulateur comporte plusieurs avantages : la possibilité de comprendre les phénomènes physiques en jeu, de dimensionner le système pour une utilisation optimale, et de développer des algorithmes de traitements des données 3D.

Afin que le simulateur puisse être exploité de manière fiable, les images 3D obtenues par simulation ont été comparées avec les nuages de points réels, grâce à notre dispositif de mesure expérimental équipé d'un plan focal en mode Geiger, POMEROL 3D, afin d'identifier d'éventuelles divergences. Cette étude a été menée sur deux objets simples susceptibles d'être rencontrés lors d'une opération de cartographie : il s'agit d'un véhicule et d'un câble métallique tendu au dessus du sol. La démarche et les résultats obtenus sont présentés dans le chapitre 4.

Le cinquième et dernier chapitre est finalement consacré à la démonstration de cette technologie pour la cartographie haute résolution de terrain, à partir du simulateur développé. Un scénario dit "réaliste" d'acquisition embarquée, à plus grande échelle, a été défini afin d'étudier les principaux paramètres et critères de performance du système. Enfin, une conclusion sur le potentiel de cette technologie pour notre application est dressée, et des perspectives d'approfondissement de cette étude sont proposées.

Chapitre 2

Imagerie laser 3D : étude bibliographique

Sommaire

2.1 Introduction **17**
2.2 Critères de performance d'un LiDAR imageur **20**
2.3 Imagerie laser scanner 3D **24**
2.3.1 De la détection unique à l'onde complète 24
2.3.2 Paramètres du LS3D et facteurs impactant la qualité de l'image 3D . 27
2.3.3 Extraction des données physiques de l'onde complète 33
2.3.4 Conclusion sur l'imagerie laser scanner 3D 37
2.4 Imagerie plan focal 3D **38**
2.4.1 Introduction aux plans focaux 3D 38
2.4.2 Le mode Geiger ou comptage de photons 43
2.4.3 Intérêt de la simulation numérique 59

2.1 Introduction

L'imagerie laser 3D a vu son champ d'action croître grâce à l'augmentation de la densité de points, de la sensibilité, de la précision des mesures temporelles, des résolutions des capteurs, de la fréquence d'acquisition, ainsi qu'à la miniaturisation des composants. Les systèmes imageurs sont désormais terrestres (aide à la navigation automobile), aéroportés (reconnaissance de terrain) et spatiaux (aide à l'accrochage de modules spatiaux), et peuvent être aussi bien statiques (surveillance d'un site sensible) que dynamiques (couverture d'une large zone).

De manière générale, les principaux éléments d'un LiDAR imageur [1] sont :

1. **une source laser**, la plupart du temps un laser impulsionnel, transmettant de brèves impulsions laser très énergétiques et à très haute fréquence (jusqu'à plusieurs centaines de kHz). Un laser est par ailleurs caractérisé par sa longueur d'onde, sa divergence, la forme (spatiale et temporelle) de l'impulsion transmise [2], la puissance moyenne délivrée et la

1. Les différences des systèmes portent essentiellement sur la source d'énergie et le dispositif de réception (optique et capteur).
2. Les paramètres qui régissent principalement la transmission d'une impulsion laser en espace libre, sont la puissance, la durée et la forme qui lui sont attribuées [Richmond and Cain, 2010][Kukko and Hyyppa, 2009]. La distribution d'énergie d'une impulsion laser peut être décrite temporellement et spatialement, sans qu'il n'existe de relation de dépendance entre l'une et l'autre [Yan and Deng, 2008].

fréquence de transmission des impulsions. Ces paramètres jouent un rôle important dans le pouvoir de détection d'un objet. Les gammes de longueurs d'onde des lasers classiquement utilisés pour l'imagerie s'étendent du visible (0,4 - 0,8 μm) à l'infrarouge court (*Short Wave InfraRed* - SWIR, 1,0 - 2,5 μm). Il est également important de tenir compte de la Distance Nominale de Risque Oculaire [3] - DNRO - de la source laser utilisée afin de garantir la sécurité oculaire. De plus, cela permet de respecter la discrétion exigée pour certaines applications, majoritairement d'ordre militaire ;

2. selon le système laser employé, **un élément de transmission directionnelle** du faisceau est nécessaire. C'est le cas pour les lasers à balayage angulaire (ou un autre mécanisme, cf. partie 2.3) utilisés pour décrire la scène. Les pas angulaires sont de quelques millièmes de degrés, afin que deux points de mesure ne soit séparés que de quelques cm, même à des distances importantes, de l'ordre du km ;
3. **un dispositif de réception**, ensemble de lentilles ou télescope, permettant de collecter le signal rétrodiffusé [4] par la cible, et de le focaliser sur le détecteur. Le dispositif de réception est équipé d'un filtre étroit spectralement (filtre interférentiel [5]) afin de ne collecter que les photons de longueur d'onde de la raie d'émission. Bien que la majeure partie du signal provienne de la source, une faible contribution est issue de la diffusion des photons solaires ;
4. **un capteur**, mono-pixel ou matrice de pixels 2D ou 3D (PF2D/3D), sensible à la longueur d'onde du laser utilisé, sur lequel le signal collecté est focalisé. Dans le cas d'un plan focal, il est réparti sur l'ensemble des pixels en fonction de l'interaction du faisceau incident avec la scène. Chaque pixel acquière donc une quantité d'énergie plus ou moins importante. Le détecteur permet la conversion du signal EM reçu en un signal électrique. Il est généralement couplé à un circuit de lecture, permettant un transfert rapide du signal électrique vers le module de stockage ou d'analyse, où il sera interprété. Le processus de détection varie également d'un capteur à l'autre, selon par exemple que le signal est intégralement numérisé ou non ;
5. **une électronique de synchronisation temporelle** entre le laser et le détecteur, capable de contrôler l'exposition de ce dernier, afin de faire coïncider son opérabilité avec l'arrivée du front d'ondes, après sa rétrodiffusion sur un objet. Avoir une estimation *a priori* aussi précise que possible de la distance à l'objet permet de définir un temps d'exposition très bref (légèrement plus grand que la durée de l'impulsion laser initiale), dans le but de réduire l'influence des signaux parasites acquis simultanément, comme le flux solaire ou les échos provenant de diffuseurs non souhaités, pouvant engendrer une mauvaise interprétation ou un masquage d'une information importante. On parle alors de porte temporelle. Elle a un impact direct sur la qualité du signal qui sera réceptionné, puis analysé. Cette notion importante est abordée dans la partie 2.2 ;
6. **une unité de stockage et de traitement** des données, pour extraire et analyser les informations d'intérêt contenues dans les signaux bruts enregistrés, en fonction des capacités du capteur utilisé (acquisition de tous les échos retournés, intensité mesurée, probabilités de détection, etc.) ;
7. **un couple dGPS/INS** (*différential Global Positioning System* et *Inertial Navigation System*, respectivement), permettant de déterminer la position et l'attitude [6] du vecteur (aérien ou terrestre), et donc de recaler les données dans un repère global (*e.g.* terrestre).

3. Elle correspond à la distance, en mètres, de risque occulaire d'un laser. Elle est calculée à partir de la longueur d'onde du laser, de l'énergie par impulsion, de la divergence du faisceau, et de l'exposition maximale permise. Elle peut être considérable pour les lasers des classes 3b et 4.

4. Le signal rétrodiffusé est la proportion de signal laser incident réfléchi par un objet dans la direction du capteur.

5. D'une largeur de bande de quelques nm à quelques dizaines de nm, il est généralement centré autour de la longueur d'onde.

6. L'attitude correspond à l'orientation d'un avion par rapport au repère global, et est décrite par les trois angles d'Euler appelés dans ce cas roulis, tangage et lacet. Elle est enregistrée à chaque point de mesure et permet un recalage précis de la position du point sur l'objet illuminé grâce aux coordonnées GPS acquises simultanément.

L'ensemble de ces éléments est disposé en configuration mono- ou bi-statique. Dans le premier cas, les éléments de transmission et de réception sont positionnés au même endroit (à quelques cm l'un de l'autre), pour faire coïncider le cône d'illumination du laser avec le champ de vue du détecteur et ainsi réceptionner un maximum d'énergie en provenance du laser. Cette disposition moins volumineuse est donc plus aisée à mettre en oeuvre que dans le second cas (bi-statique), qui nécessite un récepteur placé sur une autre plateforme mobile ou un point haut.

L'imagerie laser 3D aéroportée utilise le temps de vol d'une impulsion de courte durée, typiquement de 3 à 10 ns [Kukko and Hyyppa, 2009], pour reconstruire la scène illuminée. La distance capteur-objet est alors connue en tout point de mesure, formant après l'accumulation de plusieurs milliers voire millions de données, l'image de la scène observée, sous la forme d'un nuage de points 3D. Mais en plus de l'onde lumineuse issue du laser et réfléchie sur une cible, le capteur collecte également la lumière naturelle diffusée par les particules présentent dans l'atmosphère entre le dispositif de mesure et l'objet d'intérêt, ou encore les radiations solaires, directement propagées vers le détecteur ou d'abord réfléchies sur la scène. Elles sont considérées comme des sources parasites (figure 2.1).

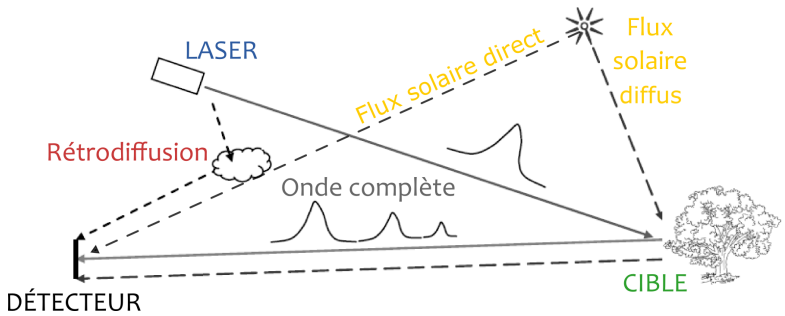


FIGURE 2.1 – Principe d'une acquisition par imagerie laser, avec les principales contributions énergétiques formant l'onde complète : le signal issu exclusivement de l'impulsion laser rétrodiffusée par la cible, la rétrodiffusion par les particules et molécules atmosphériques (nuages, aérosols, etc.) et le flux solaire direct et diffus. Le système est ici présenté en configuration bi-statique pour une plus grande clarté [Riviere et al., 2011].

Ces différents signaux parasites contribuent plus ou moins fortement à la formation de l'onde complète totale, qui représente l'amplitude des échos en fonction de leurs temps d'arrivée respectifs. Autrement dit, cette onde complète (*Full Waveform* - FW - en anglais) renseigne sur l'intensité des échos enregistrés ainsi que leur position au sein de la porte temporelle, et donc leur distance. Des méthodes de détection et d'extraction du signal d'intérêt parmi les rétrodiffusions laser non désirées et les sources parasites sont donc nécessaires. Quelques-unes décrites dans la littérature sont présentées ultérieurement.

L'acquisition de l'onde complète est un des principaux avantages des LS3D, dont l'amplitude des pics d'intensité est d'ailleurs directement proportionnelle à la puissance optique de la lumière incidente [Mallet and Bretar, 2009], ce qui n'est en revanche pas toujours le cas pour les PF3D. L'accès au signal FW n'est pas non plus toujours garanti, en fonction du type de capteur plan focal (modes de détection différents).

En imagerie laser aéroportée, les sources mono-chromatiques sont couramment utilisées. Les lasers Nd :YAG [7] ou équipés d'une diode semi-conducteur [8], possèdent généralement une longueur

7. Un laser Nd :YAG utilise un cristal comme milieu amplificateur.
8. Les lasers à diode semi-conducteur ainsi que les photodiodes à avalanche sont présentés plus en détail dans la partie 2.4.

d'onde comprise entre 800 et 1700 nm (domaines du Proche Infra-Rouge - PIR - et du SWIR). Les capteurs sont eux des photodiodes à avalanche (*Avalanche PhotoDiode* - APD) matriciels ou non, ou parfois même des diodes à zone non-dopée - *Positive Intrinsic Negative* ou PIN - bien qu'avec une distance maximale atteignable 4 à 10 fois plus faible, dans les mêmes conditions d'acquisition [Wehr and Lohr, 1999]. Le choix de la longueur d'onde utilisée (visible ou PIR) dépend fortement du design du système et de l'application visée, mais les détecteurs les plus sensibles, intéressants notamment pour la longue portée, sont situés entre 800 et 1000 nm. Les lasers scanner aéroportés Riegl LMS-680i et VQ-480, récents sur le marché, opèrent eux à 1550 nm. Lorsqu'une grande quantité d'énergie est requise, ces longueurs d'onde sont préférées car l'oeil y est moins sensible. Le haut niveau d'énergie demandé compense alors largement la plus faible sensibilité de certains capteurs (*e.g.* InGaAs), et permet en même temps d'augmenter considérablement la portée du système en maintenant le même Rapport Signal-à-Bruit - RSB [9] et la même précision télémétrique. L'autre avantage significatif d'utiliser une longueur d'onde autour de 1550 nm, est le caractère plus faiblement impactant des radiations solaires, qui dégradent en temps normal le RSB [Wehr and Lohr, 1999].

Pour la cartographie laser 3D aéroportée, le système embarqué doit répondre à un certain cahier des charges, afin de générer une image fiable et précise. La partie qui suit détaille les critères de performance attendus pour cette application.

2.2 Critères de performance d'un LiDAR imageur

Lorsque l'on évoque la cartographie d'une scène par imagerie laser, cela fait référence à quelques paramètres qui conditionnent la performance de chaque système, et donc la précision et la fiabilité de l'image 2D/3D résultante. Les principales caractéristiques d'un capteur sont sa portée, sa sensibilité (reliée à son efficacité quantique), son nombre de pixels ainsi que leur taille (renseignant sur la résolution latérale), sa résolution longitudinale, son processus d'acquisition (onde complète, intensité ou probabilité de détection, etc.), et son taux de rafraîchissement.

Portée

Toute OEM, dont l'impulsion laser fait partie, se propage en espace libre à la vitesse de la lumière. La portée est la distance maximale parcourue par cette onde sur un trajet aller-retour (A/R) entre deux impulsions successives. La relation entre la distance à l'objet et le temps de propagation $t_{A/R}$ de l'onde après réflexion sur l'objet est :

$$t_{A/R} = \frac{2R}{c}, \tag{2.1}$$

où R est la distance capteur-objet, en [m], et c est la célérité de la lumière, égale à $3,0 \times 10^8$ mètres par seconde [m.s^{-1}]. Pour la génération d'un MNT par LiDAR aéroporté, les distances de propagation n'excèdent pas quelques km. Les temps de propagation sont alors fréquemment exprimés en nanosecondes [ns] dans la littérature.

Chaque système laser est contraint par cette distance maximale de propagation atteignable, exprimée par R_{max} (équation 2.2). Elle est caractérisée par la cadence du laser (PRF), dans le but de garantir la réception d'une impulsion laser sur le capteur avant la transmission d'une nouvelle [Wehr and Lohr, 1999]. Ceci afin d'éviter un éventuel chevauchement de deux impulsions rétrodiffusées par des cibles situées à des distances différentes, voire même une réception de la seconde avant la première. Le repositionnement dans l'espace des points mesurés serait alors erroné. Malgré tout, la notion de *Multi-Pulse in the Air* - MPiA - est néanmoins exploitée

9. C'est le rapport de puissances entre le signal laser et la somme de tous les bruits (signaux parasites), internes et externes au système. Il renseigne sur la qualité d'un enregistrement.

par les fabricants mondialement connus comme Riegl, Optech ou encore Leica, permettant notamment d'augmenter la vitesse d'acquisition et d'améliorer le RSB [Ristorcelli, 2013]. Ils ont par ailleurs véhiculé peu d'informations sur le fonctionnement de cette technique. Elle n'est en revanche pas encore intégrée sur les PF3D mais pourra avoir un impact non négligeable sur les capacités de cette technologie, adaptée à des applications longue portée. A titre d'exemple, et en émettant l'hypothèse que la puissance du laser et l'atténuation atmosphérique du signal ne sont pas les facteurs limitants, la portée théorique d'un système composé d'un laser fibré ayant une fréquence égale à 1 kHz, est égale à :

$$R_{max} = \frac{c}{2PRF} = 150km \tag{2.2}$$

Une impulsion laser peut donc atteindre une cible située à 150 km (300 km A/R parcourus) avant qu'une nouvelle impulsion ne soit transmise, en remplissant bien évidemment le postulat de départ. Mais en pratique cependant, la portée dépend également de la puissance crête du laser, de sa divergence, de la transmission atmosphérique, de la sensibilité du détecteur ou encore de la réflectance de la cible (donnée renseignant sur sa nature réfléchissante), sans oublier le mode MPiA. L'information renseignée par le concepteur du laser indique généralement une portée mesurée dans des conditions encadrées et définies, incluant une réflectance élevée de la cible, de l'ordre de 80%, et d'un type de rétrodiffusion, diffus, lambertien, ou encore spéculaire (données Riegl [Wehr and Lohr, 1999]). En effet, la réflectance d'un objet est un paramètre limitant, pouvant réduire directement le RSB et donc la quantité de signal laser reçue. Pour une cible faiblement réfléchissante, la portée d'un système laser serait plus faible que celle annoncée par le constructeur.

Sensibilité

La sensibilité d'un capteur correspond à sa capacité à détecter un signal. Elle est exprimée à travers deux de ses caractéristiques que sont l'efficacité de détection d'un photon [10] et le courant d'obscurité (toutes deux décrites dans la partie 2.4), évoluant proportionnellement l'une par rapport à l'autre.

Lors d'acquisitions, le signal rétrodiffusé peut-être fortement atténué, surtout lors de distances de propagation de plusieurs km, et peut ne pas être suffisamment énergétique pour être détecté par le capteur (la PRF n'est alors plus le facteur limitant, contrairement à l'énergie transmise par le laser). Les phénomènes d'extinction et d'atténuation de l'atmosphère sur l'énergie par impulsion initialement fournie, elle-même limitée, sont en partie responsables d'un RSB trop faible pour que la réponse de la scène soit correctement détectée. Mais ces dernières années, des progrès sur l'électronique ont permis d'augmenter la sensibilité des capteurs, notamment celle des PF3D, leur permettant de détecter de faibles flux lumineux, que ne pourraient pas détecter les systèmes d'imagerie laser 3D classiquement utilisés, comme le laser scanner 3D. Il est désormais possible de bénéficier d'une plus grande portée des systèmes ($>$ 5 km), en ayant la possibilité de détecter des signaux lumineux fortement attenués après avoir parcouru plusieurs km dans l'atmosphère. L'intérêt à plus courte distance d'observation (de l'ordre de 2-3 km) de l'augmentation de la sensibilité est de "voir" même dans des conditions de visibilité dégradée, comme en présence d'un brouillard épais ou d'une pluie d'orage. Les capteurs les plus sensibles sont en effet capables de détecter seulement quelques photons rétrodiffusés.

Autrement, dans des conditions d'acquisition faiblement perturbées par l'atmosphère (la nuit par exemple, lorsque le rapport signal-à-bruit est maximal car le flux solaire est nul), une grande sensibilité du capteur est aussi un gage de réduction de la quantité d'énergie tout en conservant une bonne capacité de détection de la scène, même à très longue distance.

10. Particule élémentaire de lumière.

Précision de la télémétrie (distance mesurée)
La précision de la mesure n'est pas uniquement liée à la résolution longitudinale du détecteur. Un faible RSB peut avoir un effet direct sur la précision de la mesure temporelle, une des caractéristiques les plus pertinentes quant à la performance d'un système laser. La distance mesurée, directement obtenue par conversion du temps enregistré par l'horloge du dispositif de réception, ne correspond généralement pas parfaitement à la distance réelle de l'objet. Ces erreurs de mesure dépendent de l'intensité et de la largeur du signal retour, du niveau de bruit et de la sensibilité du détecteur. Elles sont liées (*i*) aux légères imprécisions de l'horloge enregistrant les temps d'arrivée des différentes impulsions (appelées *offset* et *jitter*, caractérisant le décalage entre les arrivées réelles et théoriques d'une impulsion, et le décalage mesuré d'une impulsion à l'autre, *i.e.* la reproductibilité de la mesure temporelle sur un cas identique [Richmond and Cain, 2010]), et (*ii*) à la capacité du capteur à sélectionner la même position relative sur l'impulsion transmise et sur celle réceptionnée par le système [Baltsavias, 1999]. Ce dernier point est notamment fonction de la reproductibilité du laser et de la méthode de détection du pic d'intensité (dépassement de seuil, etc.) du signal rétrodiffusé [11]. Le front montant d'une impulsion étant typiquement de l'ordre de 1 ns, la détection par seuillage peut alors engendrer une imprécision jusqu'à 15 cm en distance. Les effets de la lumière incidente sur les optiques de réception du système sont également responsables de légères incertitudes dans la mesure du temps (phénomènes de réflexions sur la lentille et atténuations dues aux parois vitrées et miroirs qui peuvent ralentir la vitesse de l'onde). Un fort RSB et une très courte durée d'impulsion sont donc susceptibles d'augmenter la précision de la position de l'objet déterminée.

Résolutions longitudinale et latérale
La résolution longitudinale δ_r (ou résolution en distance) est une autre notion importante en imagerie laser. La définition la plus adéquate est donnée par l'établissement américain *National Institute of Standards and Technology* (NIST) :

> "*La résolution est la plus petite distance séparant deux objets distincts illuminés simultanément par une source laser qui peuvent être détectés dans le signal rétrodiffusé.*"

Elle est définie comme suit :

$$\delta_r = \frac{cT_{1/2}}{2} \tag{2.3}$$

où $T_{1/2}$ est la largeur à mi-hauteur de l'impulsion laser transmise, en [ns].

La résolution est un marqueur de la performance d'un système laser capable de détecter plusieurs échos "retour" dans le signal réceptionné. Les différents obstacles produisent des échos distincts s'ils sont séparés par des distances supérieures à la résolution en z. Si les diffuseurs sont à des distances inférieures, alors ils ne peuvent être correctement résolus [Wagner et al., 2006] [Kukko and Hyyppa, 2009]. Les impulsions rétrodiffusées (de forme gaussienne ou autres) se superposent jusqu'à être totalement confondues pour ne former qu'une seule impulsion, élargie temporellement et d'amplitude plus élevée due à la somme des différents échos (figure 2.2). La résolution longitudinale est particulièrement importante pour les applications de cartographie LiDAR aéroportée, où il est souvent nécessaire d'extraire un écho suivant le premier écho reçu (*e.g.* le second ou le dernier), dans le but de restituer par exemple un MNT en présence d'un couvert végétal (technique de décamouflage) [Richmond and Cain, 2010].

Outre la résolution en distance, un système laser est aussi caractérisé par sa résolution latérale [12], que l'on assimile ici à une densité de points par unité de surface (cm^2 ou m^2, on emploiera l'un

11. Le signal rétrodiffusé est la proportion de signal laser incident réfléchi par un objet dans la direction du capteur.
12. Lorsque l'on imagine que tous les points de mesure sont projetés sur un plan. En 3D, la notion de résolution est plus complexe et difficile à appréhender.

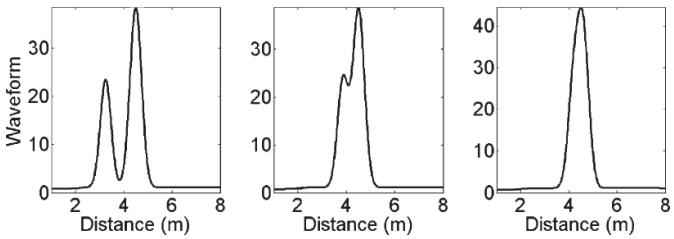


FIGURE 2.2 – Illustration de l'effet de la distance séparant deux diffuseurs (objets) sur la forme de l'impulsion reçue au niveau du détecteur. Lorsque cette distance est supérieure à la résolution longitudinale du système, les deux échos sont distincts, et les deux cibles détectées (à gauche). Lorsque la distance diminue (au milieu) jusqu'à être inférieure à la résolution, les échos se chevauchent et ne forment qu'une impulsion retour (à droite). L'interprétation menant à une seule cible présente est alors erronée [Wagner et al., 2006].

ou l'autre selon la superficie de la zone couverte). En imagerie laser, la qualité d'une image 2D ou 3D peut être appréciée par le niveau de détails des objets les plus petits, autrement dit par le nombre de points formant l'image de cet objet (notion de DRI, abordée au début de ce chapitre).

Cependant, dans le cas d'un mono-capteur (*i.e.* un laser scanner) réalisant des mesures discrètes (un point par impulsion), la résolution latérale est contrainte par la divergence du faisceau laser [Guidi et al., 2010][Lichti et al., 2006], ainsi que par la finesse, la précision et la répétabilité de son balayage mécanique, générant une quantité de points sur la scène, plus ou moins éloignés les uns des autres et généralement non-adjacents (grille de points irrégulière, dégradant aussi la résolution latérale) dû aux incertitudes des mouvements du mécanisme, comme démontré dans [Anna et al., 2010]. Les cibles les plus petites face à la distance d'observation sont alors plus ou moins bien résolues selon la valeur et la précision du pas angulaire (de quelques millièmes à quelques centièmes de degrés). Dans le cas d'un plan focal en revanche, la résolution spatiale est définie par le nombre et la taille des pixels sur la matrice (plusieurs points de mesure adjacents, formant une grille régulière, peuvent donc être enregistrés avec une seule impulsion). Mais une fois projetés sur la cible, située à une distance R, les pixels peuvent avoir une dimension de quelques cm à plusieurs dizaines de cm, autorisant dans ce cas d'identifier, de reconnaître, ou de seulement détecter un objet, en fonction du nombre de pixels le représentant sur le capteur.

Bien que la résolution latérale d'un capteur matriciel puisse parfois s'avérer faible, au vu du nombre de pixels composant la matrice, la taille de l'image résultante peut en revanche être améliorée. A chaque impulsion transmise, une image de la scène est reconstruite grâce à l'ensemble des points enregistrés sur le capteur. Donc en exploitant le déplacement de la plateforme et les données dGPS/INS enregistrées simultanément, les différentes images acquises peuvent alors être recalées les unes par rapport aux autres dans un repère global. Les zones de recouvrement des images acquises successivement ont par conséquent une densité de points plus élevée (elles doivent cependant être correctement recalées pour ne pas induire de flou dans l'image, dû à la vitesse de déplacement du vecteur). Ce principe est valable pour une direction de visée fixe, mais l'on peut aussi imaginer, à l'instar du laser scanner 3D, un balayage angulaire du système à PF3D sur la scène, offrant à la fois une plus grande densité de points (avec une PRF adaptée permettant le recouvrement de deux images successives) et une plus grande fauchée, *i.e.* une couverture de la zone plus importante autour de la trajectoire de la plateforme.

Rendement du système : superficie couverte/durée d'acquisition

Enfin, la rapidité d'acquisition de l'image d'une scène par un dispositif laser permet aussi d'appréhender sa performance. En effet, la vitesse à laquelle il peut couvrir et rafraîchir une zone est toute aussi importante, surtout pour des applications aéroportées, en considérant des

vitesses de déplacement des plateformes usuelles (avion, hélicoptère, drone) dépassant la centaine de mètres par seconde. La PRF du laser est bien évidemment primordiale, mais le taux de rafraîchissement du capteur doit lui aussi être élevé, pour pouvoir acquérir et enregistrer jusqu'à plusieurs millions de points par seconde.

Un compromis entre la résolution latérale et la rapidité de couverture de la zone à imager est souvent la clé d'un résultat optimum. Il est également important de noter qu'en acquisition dynamique aéroportée ou satellitaire, le temps de propagation de l'onde peut s'avérer contraignant, d'autant plus si la vitesse ou la distance d'observation sont élevées, car le déplacement de la plateforme entre la transmission et la réception de l'impulsion induit des erreurs de recalage des points détectés [Baltsavias, 1999] (un "flou" peut apparaître sur l'image). Un nombre limité d'impulsions est généralement préférable pour représenter une même scène, considérée comme figée à très haute fréquence d'acquisition.

2.3 Imagerie laser scanner 3D

Cette partie effectue un tour d'horizon de la technologie laser 3D à balayage angulaire, largement répandue et utilisée par les différents acteurs, mais ne représente en aucun cas une vision exhaustive. On trouvera dans la bibliographie de plus amples informations sur la technologie, son principe, son fonctionnement, les méthodes de traitement et de reconstruction 3D, ainsi que la diversité des applications possibles.

La figure 2.3 présente les principaux éléments d'un dispositif laser scanner 3D aéroporté [13] et l'interaction entre les différentes unités. La plateforme se déplace selon l'axe de vol, et les points de mesure (représentés par les empreintes au sol) sont acquis successivement dans la direction latérale, dont l'étendue correspond à la fauchée du système. La combinaison des deux dimensions planimétriques ainsi que des mesures de distance génère un nuage de points 3D.

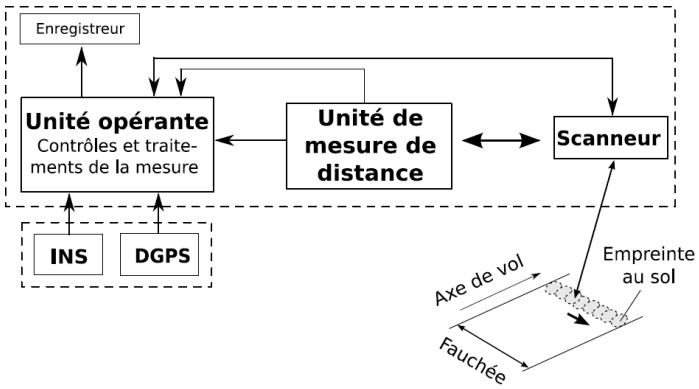


FIGURE 2.3 – Configuration et principaux éléments d'un système d'imagerie laser scanner 3D dans le cas d'une utilisation aéroportée [Wehr and Lohr, 1999][Mallet and Bretar, 2009].

2.3.1 De la détection unique à l'onde complète

L'imagerie laser 3D constitue une véritable avancée pour les applications de vision augmentée, en termes de performances et de potentiel, par rapport à l'imagerie 2D. Depuis la commercialisation des LS3D en 2004 [Hug et al., 2004], la télémétrie laser aéroportée s'est imposée dans les

13. La composition et la configuration d'un laser scanner sont sensiblement les mêmes, quelle que soit son utilisation.

milieux industriels et scientifiques comme étant la technique la plus pertinente pour les applications de cartographie 3D, grâce l'excellente précision des mesures de distance (1 à 2 cm pour les LiDAR aéroportés ALS70-HP de Leica et Orion-C de Optech, et moins de 1 cm pour le LiDAR VZ-1000 de Riegl [Ristorcelli, 2013]). D'autres utilisations ont cependant permis de démontrer les possibilités et tout l'intérêt des lasers, comme pour l'étude de la morphologie des surfaces, avec des mesures altimétriques à bord du module spatial de la mission Apollo 15 lancée en 1971 [NASA [14]].

Les premiers systèmes embarqués permettaient d'acquérir les informations altimétriques (1D) le long de la trajectoire du vecteur, en visée nadir généralement. Le déplacement de la plateforme, le plus souvent aéroportée mais aussi satellitaire [15], rendait possible la création d'un profil altimétrique (2D) du transect survolé (figure 2.4).

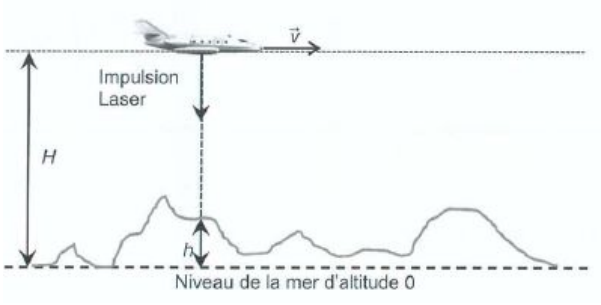


FIGURE 2.4 – Construction d'un profil altimétrique à partir d'un laser impulsionnel aéroporté. Le déplacement de l'avion permet au système d'obtenir la distance de tous les points au sol illuminés successivement $(H-h)$, afin d'obtenir la topographie du transect survolé [chimix.com].

Cependant, une des principales limitations de ces premiers LiDAR topographiques dotés d'un capteur mono-pixel était de ne pouvoir enregistrer le temps retour que d'un seul écho rétrodiffusé par impulsion. Autrement dit, une seule cible présente au sein du faisceau laser pouvait être détectée [Mallet and Bretar, 2009]. Si cette limite suffisait dans le cas d'une surface nue, opaque, réfléchissante et relativement plane comme celle de la Lune, il s'avérait intéressant de pouvoir détecter deux objets situés dans la même zone d'éclairement du laser mais à des distances différentes. Un exemple des plus parlants, qui est repris tout au long de cette sous-partie, est la mesure simultanée de la hauteur de la canopée [16] et du sol sous couvert (cas d'étude pouvant être rencontré lors de la cartographie aéroportée d'un site forestier).

Les développements technologiques sont dûs à cet intérêt pour la foresterie (caractérisation et gestion des milieux forestiers, et plus généralement la cartographie des zones d'occupation des sols), qui s'est largement répandu à partir des années 1970. Ils ont alors rapidement permis la mise au point des premiers systèmes à "retours discrets", offrant aux capteurs la capacité de détecter le premier et le dernier échos réceptionnés, et même plusieurs échos retour (systèmes Multi-Echos - ME, figure 2.5) [Ristorcelli, 2013]. Ces processus s'avéraient particulièrement pertinents puisque les réponses de plus fortes amplitudes correspondaient la plupart du temps à la canopée (premier écho) et au sol (dernier écho) [Mallet and Bretar, 2009].

14. *National Aeronautics and Space Administration*

15. Le laser altimétrique embarqué sur le satellite Beacon B, du programme Explorer, lancé en 1964 par la NASA, permettait de mesurer les distances avec une précision de 2 m, contre 10 à 20 m pour les photographies, et 50 à 100 m pour les mesures RADAR, utilisées auparavant [Nicolas, 2000].

16. La canopée est l'étage supérieur de la forêt, pouvant être assimilée à la cîme des arbres. Elle est en contact direct avec l'atmosphère et les rayons du soleil. En fonction de l'essence des arbres, elle est plus ou moins dense, plus ou moins étendue horizontalement et verticalement, et située à hauteur variable par rapport au sol [futura-sciences.com].

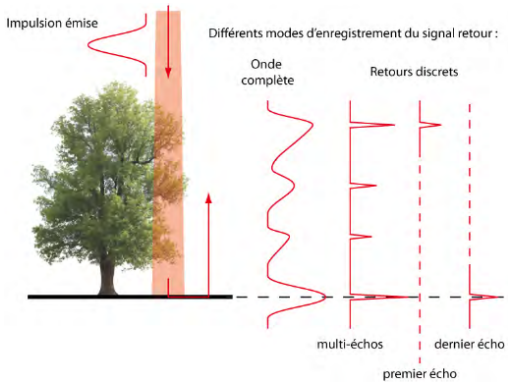


FIGURE 2.5 – Différents modes d'enregistrement du signal laser rétrodiffusé par un LS3D : onde complète, multi-échos, et premier/dernier échos [Ristorcelli, 2013].

La méthode ME est un avantage certain pour l'imagerie laser 3D. Elle permet d'identifier un phénomène de rugosité ou de porosité de la surface illuminée, par mise en évidence de multiples échos à différentes profondeurs (comme pour une structure forestière où l'onde atteint plusieurs points le long du profil altimétrique). Les avancées électroniques des années 1980, et notamment la possibilité pour le capteur d'enregistrer le signal à une fréquence d'échantillonnage de 1 Giga-Hertz [GHz], ont permis le développement des premiers LiDAR expérimentaux "à retour d'onde complète", permettant de connaître la distribution temporelle des échos. La forme initiale de l'onde se retrouve modifiée temporellement (*i.e.* élargie) et en intensité, par les différents obstacles rencontrés sur son trajet. L'exemple de la figure 2.5 permet d'appréhender ce phénomène ainsi que l'effet de la canopée et du sol sur la forme de l'impulsion émise. Le haut de la canopée ainsi que le sol sont les obstacles qui réfléchissent la plus grande quantité d'énergie vers le capteur. On les distingue par l'intensité des pics correspondants. La figure 2.6 suivante illustre quant à elle les différentes étapes de l'acquisition d'un signal onde complète, par le système Riegl LMS-Q560 utilisé pour la cartographie aéroportée de la ville de Vienne (Autriche). L'échantillonnage du signal selon la fréquence d'acquisition du capteur permet de réduire le volume de données tout en conservant une excellente résolution temporelle (1 valeur toutes les ns). Cette pratique numérique permet d'augmenter le nombre d'acquisitions pouvant être stockées.

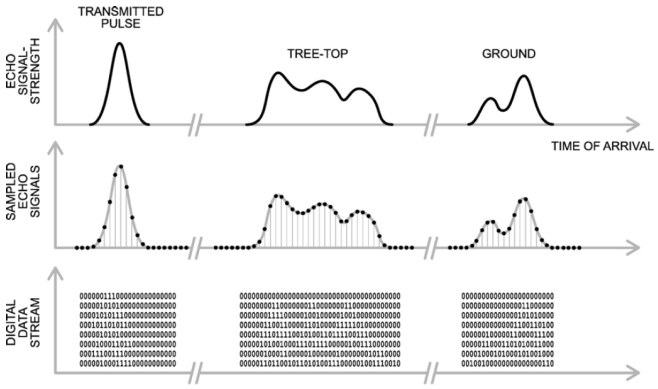


FIGURE 2.6 – Principe d'acquisition d'une onde FW par le laser scanner Riegl LMS-Q560 présenté par [Wagner et al., 2006]. Le signal est d'abord échantillonné selon la fréquence d'acquisition du capteur avant d'être converti puis stocké en chiffres binaires, réduisant considérablement le volume de données.

Mais l'utilisation de l'onde complète pour la foresterie et la cartographie en général est apparue quelques temps plus tard. La première version opérationnelle d'un système FW a été présentée en 1988 par [Chauve et al., 2008]. Il s'agissait du *Airborne Bathymetric Survey System* - ABS, un LiDAR aéroporté conçu pour la bathymétrie, grâce à l'utilisation combinée de deux faisceaux lumineux : un vert à 532 nm se propageant sous l'interface air-eau, et un PIR à 1064 nm renseignant sur l'altitude par rapport à la surface de l'eau.

Nous allons voir dans la sous-partie suivante que certains paramètres, du système et environnementaux, ont une incidence capitale sur la qualité de l'onde complète enregistrée par le détecteur. Le bon dimensionnement du dispositif est l'étape clé de l'obtention d'une image 3D exploitable, dont la position des points doit être précise, fiable, avec une bonne résolution spatiale et un temps d'acquisition adapté.

2.3.2 Paramètres du LS3D et facteurs impactant la qualité de l'image 3D

Les dispositifs lasers expérimentaux sont caractérisés par un ensemble de paramètres ajustables selon le scénario d'acquisition. [Baltsavias, 1999] décrit les principaux paramètres ayant un impact sur la qualité du signal rétrodiffusé : la longueur d'onde, l'énergie délivrée par impulsion, la durée de celle-ci, la PRF, la fréquence d'échantillonnage et la sensibilité du capteur, l'angle et la précision de pointage du scan, la divergence, l'altitude et l'attitude du vecteur. La largeur d'impulsion (quelques ns soit plusieurs dizaines de cm) étant généralement plus importante que la précision en distance souhaitée (quelques cm), les algorithmes de traitements sont souvent indispensables pour déterminer la position de la cible la plus précise possible par rapport à sa position réelle.

La forme de l'impulsion et la stabilité du laser dans le temps (dégradée notamment par une PRF élevée), les imprécisions lors de la construction des détecteurs, les erreurs de positionnement et d'alignement du miroir et de l'angle de scan, les erreurs de lignes de visée et de navigation de la plateforme, les imprécisions dans les mesures du temps d'un écho, ont aussi un impact direct sur la qualité du nuage de points final. Cette liste, d'ordre technique, est complétée par les facteurs environnementaux, qui apportent également leur contribution au bilan radiométrique, dégradant le RSB. On cite principalement le flux solaire, la turbulence atmosphérique, et la présence de particules et molécules parasites sur le trajet de l'onde. Ces éléments ont tendance à "bruiter" le signal enregistré tout en diminuant l'intensité de l'impulsion initiale par les phénomènes d'atténuation. Lorsque l'on parle de conditions dégradées, on fait généralement référence au type des particules rencontrées, à leur taille, ainsi qu'à leur concentration. Les principales particules occultantes responsables de l'atténuation de l'énergie en se propageant dans l'atmosphère sont la pluie, la neige, le brouillard, un nuage de poussière ou encore la brume. Ces particules entraînent une diminution de la visibilité, une surexposition de l'environnement, un effet de flou, pouvant entraîner une perte de repère dans l'espace pour le pilote d'un aéronef. En revanche, le faible diamètre des molécules d'air permet de négliger la diffusion de la lumière par celles-ci [Riviere et al., 2011].

Sur la figure 2.5, il apparaît clairement que la taille de l'empreinte du faisceau au niveau de la cible (qui est fonction de la divergence du laser et de la distance d'observation) aura une incidence majeure sur la forme temporelle de l'onde rétrodiffusée. Plus la divergence du faisceau est grande, plus le nombre d'objets illuminés est important, et plus l'impulsion initiale est modulée (en temps et en amplitude), rendant son exploitation plus difficile. Par conséquent, on distingue deux grandes catégories parmi les systèmes onde complète, qui n'ont pas les mêmes vocations car pas les mêmes performances :

1. Celle dont les lasers ont une **petite empreinte** au sol (jusqu'à 3 m de diamètre [17]) : dans le cas de la cartographie d'une zone forestière, elle permet d'augmenter la densité de points sur la zone d'étude mais atteint plus difficilement le sol sous un couvert végétal dense (figure 2.7, à gauche). [Ristorcelli, 2013] a montré que l'utilisation de visées multi-angulaires aéroportées permettait de s'affranchir de ce problème de pénétration du feuillage. Mais il est important de noter que le nombre de points de mesure nécessaires augmente fortement avec l'étendue de la zone à couvrir et la résolution spatiale souhaitée, allongeant significativement le temps d'acquisition. A l'échelle des arbres cependant, les objets sont mieux résolus : la précision du profil altimétrique est améliorée, les pics d'intensité sont plus étroits et leurs positions identifiées plus en adéquation avec les positions réelles des objets. Dans le cas d'un milieu semi-opaque, ils sont donc bien adaptés à la caractérisation fine de la distribution verticale, avec la possibilité d'extraire des données sur la végétation grâce à l'onde complète (ce point est plus amplement abordé dans la sous-partie 2.3.3).
2. A l'inverse, ceux ayant une **large empreinte** (10 à 100 m de diamètre) ont une plus grande probabilité d'atteindre le sol sous la végétation et voient le nombre de points à acquérir diminuer pour une couverture de site identique, mais les distributions altimétriques sont plus approximatives car moyennées (figure 2.7, à droite). Une large empreinte ne permet pas d'identifier précisément les plus petits objets, ou de distinguer des objets illuminés simultanément. A titre d'exemple, la précision altimétrique du LiDAR satellitaire MBLA (NASA) est de l'ordre de 1 m avec un diamètre au sol de 25 m, lorsque celle du système ALTM 3100 (Optech) est inférieure à 1 cm avec une empreinte de 80 cm [Kukko and Hyyppa, 2009][Mallet and Bretar, 2009]. Cette imprécision constitue une contrainte importante. Lorsque deux objets sont relativement proches, *e.g.* lorsque le sol est recouvert d'une végétation basse, la distinction sol/canopée est plus difficile et l'écho retourné renvoie le plus souvent une information de distance approchée. Les MNT générés étant alors peu résolus spatialement et peu précis en distance, ce type d'acquisition est habituellement préféré pour renseigner sur la topographie générale d'un site d'étude, à très large échelle (plusieurs km^2 voire à l'échelle du globe pour des systèmes spatiaux). Par ailleurs, le premier écho peut ne pas correspondre à la position de la canopée, mais être confondu avec un obstacle imprévu, comme une ligne haute-tension positionnée juste au dessus des arbres. Un signal FW fortement moyenné rend alors très difficile voire impossible la détection et l'identification d'un autre matériau ou objet.

A titre d'information, nous avons listé ci-après quelques exemples de LiDAR expérimentaux (large empreinte), pour la plupart développés et embarqués par la NASA. Les principales applications ciblées sont la caractérisation des milieux forestiers et la cartographie des sols [Wagner et al., 2006] et [Mallet and Bretar, 2009]. Parmi eux [18] :

- le laser scanner *Scanning Lidar Imager of Canopies by Echo Recovery* - SLICER, date de 1994. Avec une divergence de faisceau relativement grande par rapport aux autres instruments aéroportés (2 mrad), et avec une altitude de vol de 8 km maximum, il a été utilisé pour discriminer les espèces d'arbres (conifères ou feuillus) à partir du signal FW,
- l'altimètre *Shuttle Laser Altimeter* - SLA, embarqué sur une plateforme satellitaire en 1996. Sa mission était multiple et concernait la glaciologie, la tectonique des plaques, la géomorphologie et l'hydrologie. Il a également servi à corriger les erreurs d'appréciation des MNT mondiaux à 1 km de résolution,
- l'instrument aéroporté *Land Vegetation and Ice Sensor* - LVIS, lancée l'année suivante comme démonstrateur pour préparer de futures missions spatiales. Ses données FW ont

17. On note cependant que le diamètre de la tâche laser est le résultat du produit de la divergence ϕ et de la distance d'observation. Une large empreinte n'est donc pas obligatoirement associée à une observation par satellite. Des lasers aéroportés très divergents existent, comme l'instrument américain LVIS, qui offre une empreinte au sol de 40 m à seulement 5 km d'altitude ($\phi = 8$ mrad).

18. Pour de plus amples informations sur ces LiDAR aéroportés et spatiaux, il est proposé de se référer à l'article [Mallet and Bretar, 2009] et au document [Ristorcelli, 2013], qui listent les principaux systèmes laser FW de ces dernières années, ainsi que leurs caractéristiques.

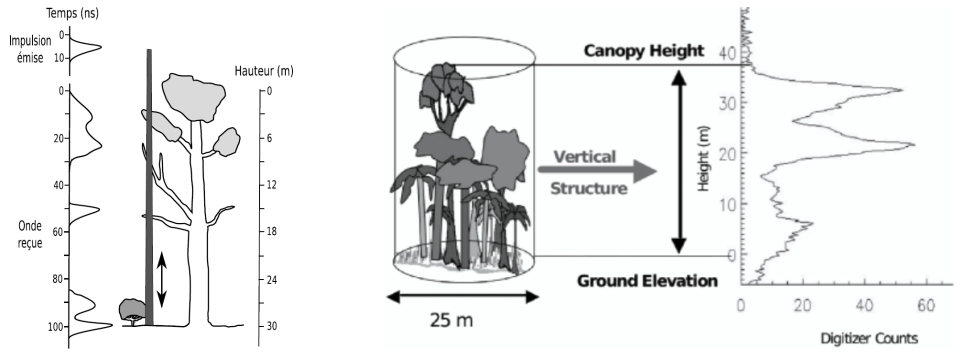


FIGURE 2.7 – Exemples d'acquisition au dessus d'une zone de végétation, à partir de systèmes lasers petite empreinte (à gauche), et large empreinte (à droite), avec la distribution d'amplitude du signal rétrodiffusé en fonction des structures rencontrées. La détection et la position des pics d'intensité sont plus précises dans le cas d'un faisceau étroit [Mallet and Bretar, 2009].

notamment servi au développement d'un algorithme de classification en temps-réel des points identifiés comme le sol en présence d'une canopée [Blair et al., 1999],
- l'altimètre *Mars Orbiter Laser Altimeter* - MOLA, ayant réalisé au milieu des années 1990 une cartographie complète de la surface de la planète Mars, à partir d'un laser à 1064 nm transmettant des impulsions à 10 Hz, avec une empreinte au sol de 168 m de diamètre depuis une altitude de vol de 400 km [Smith et al., 2001],
- l'altimètre *Multi-Beam Laser Altimeter* - MBLA, abandonné avant son lancement. Cet ensemble de trois lasers devait permettre depuis l'espace de suivre l'évolution du potentiel d'absorption du CO_2 par les forêts, à l'échelle planétaire, à partir d'une empreinte au sol de 25 m de diamètre,
- l'instrument *Geoscience Laser Altimeter System* - GLAS, embarqué sur le satellite ICE-Sat entre 2003 et 2010, avait pour missions l'étude des surfaces continentales et le suivi temporel des masses glaciaires en Antarctique et au Groenland, l'étude de leur rugosité, leur épaisseur et leur topographie grâce au couple de lasers de longueurs d'onde 532 et 1064 nm. Il a été le premier instrument satellitaire à pouvoir enregistrer l'onde complète,
- ou encore le projet français *Z-Earth* lancé en 2009, piloté notamment par le Centre National d'Etudes Spatiales - CNES - et le Bureau de Recherches Géologiques et Minières - BRGM, portant sur la mesure de l'évolution topographique des terres émergées depuis l'espace, à partir d'une méthode stéréo-lidar. Les deux LiDAR embarqués fournissaient au sol deux tailles d'empreintes différentes : 5 et 12 m, pour des longueurs d'onde de 1570 et 1064 nm, respectivement (deux LiDAR étaient utilisés pour assurer à la fois la sécurité occulaire et une bonne réflectance des terrains d'intérêt).

Les LiDAR spatiaux large empreinte sont quant à eux intéressants pour la cartographie de planètes et l'étude de très grandes surfaces avec une faible résolution spatiale, mais ne sont pas adaptés à la construction de MNT hautement résolus. En effet, pour l'instrument GLAS, 2 points de mesure successifs sont espacés de 170 m le long de la trace au sol du satellite, et de 2,5 à 15 km dans la direction orthogonale.

Ce paramètre est donc essentiel dans le cas d'une cartographie aéroportée à haute résolution [Ristorcelli, 2013]. Une empreinte étroite est préférable afin de garantir une meilleure précision spatiale (plusieurs points de mesure par m^2), mais une quantité plus importante d'impulsions laser doit être transmise. Cette configuration ne convient que pour la cartographie de sites dont la superficie est limitée à quelques milliers de m^2 (à l'échelle d'un site industriel ou du quartier d'une ville par exemple), dans un souci de rapidité d'acquisition. L'objectif est d'avoir une empreinte réduite au sol pour une bonne discrimination des pics d'intensité et une forte densité du

nuage de points. En revanche, elles ne sont pas recommandées pour les missions visant à évaluer précisément la hauteur de la végétation, car les faisceaux faiblement divergents (moins de 1 m de diamètre) ont tendance à manquer le sommet de l'arbre, sous-estimant alors sa hauteur.

[Young, 1986] a décrit le principe de fonctionnement d'un laser comme le moyen d'obtenir un faisceau lumineux puissant et hautement directionnel. L'intégralité de l'énergie transmise est contenue dans un faisceau étroit, dont la divergence est typiquement comprise entre 0,3 et 8 milliradians [mrad] pour les systèmes aéroportés, et entre 0,06 et 0,3 mrad pour les plateformes satellitaires [Mallet and Bretar, 2009]. Même après une propagation dans l'atmosphère de plusieurs dizaines (voire centaines) de km, ces très faibles expansions de faisceau garantissent un diamètre réduit de la tâche laser au sol ou sur un objet. A titre d'exemple, le système commercial aéroporté MarkII, la version améliorée du *Laser Airborne Depth Sounder* - LADS - développé par la société TopEye pour le relevé des côtes australiennes, fournit, à une altitude de vol de 1 km et avec une divergence de 1 mrad, une empreinte au sol de 1 m de diamètre [Mallet and Bretar, 2009]. La divergence est d'autant plus limitante sur la zone couverte que le capteur mono-pixel ne permet d'acquérir qu'un seul point par impulsion transmise. Il est donc évident que la cartographie d'une large scène à haute résolution spatiale n'est pas envisageable selon le mode d'acquisition originel, à savoir à partir des multiples survols et de l'enregistrement de très nombreux profils altimétriques. C'est pourquoi l'arrivée sur le marché des dispositifs à balayage angulaire très haute fréquence a révolutionné le potentiel de l'imagerie 3D. Le processus de déviation du faisceau offre désormais la possibilité de tirs dans une nouvelle dimension spatiale (orthogonale à la trajectoire de la plateforme ou non). Le contrôle de la direction de visée du laser permet à la fois de couvrir une plus large zone d'étude lors d'un survol (la technique n'est plus limitée à un seul profil altimétrique), et d'augmenter la densité du nuage de points. L'angle de scan (dans une direction différente de celle de la trajectoire), le type et la fréquence de scan, la vitesse, l'altitude et l'attitude du capteur, ainsi que la cadence du laser sont autant de critères qui définiront la forme et la résolution du motif au sol [Kukko and Hyyppa, 2009].

Le dépointage du faisceau laser dans une direction donnée consiste à faire varier l'angle de visée du laser à haute fréquence (fréquence de scan de quelques dizaines à plusieurs centaines de Hz) [Kukko and Hyyppa, 2009], afin d'augmenter la fauchée du laser de manière significative (figure 2.3). La haute densité du nuage de points améliore alors la résolution spatiale de l'image résultante. Les contours d'un bâtiment ou la forme géométrique d'un véhicule sont par exemple mieux définis. Ce procédé entraîne une augmentation de l'aspect qualitatif de l'image 3D, une diminution de la durée d'acquisition sur l'ensemble de la zone à couvrir. Des recouvrements de motifs au sol sont même envisageables lors des survols successifs, ce qui permet de démultiplier la fiabilité de positionnement des points détectés. Le balayage angulaire s'effectue majoritairement de manière mécanique. Divers mécanismes existent : le miroir oscillant, le *Palmer scan*, la fibre optique, le polygone rotatif, ou le prisme de Risley. Chacun bénéficie d'avantages et d'inconvénients selon l'application envisagée et produit un motif au sol de forme caractéristique (figure 2.8) [Kim et al., 2013][Wehr and Lohr, 1999]. Une ligne de scan (*i.e.* fauchée) consiste en un certain nombre de tirs laser selon un angle de scan précis, et dépend des fréquences de la source et d'acquisition du récepteur.

Le scanner à miroir oscillant est le plus simple à mettre en oeuvre, et son inclinaison variable par rapport au faisceau incident produit une ligne sinusoïdale (en "zig-zag"). Des imprécisions au niveau de l'orientation du miroir aux angles d'inclinaison extrême ont tendance à dégrader l'exactitude du positionnement du point mesuré. Le polygone rotatif (où chaque face est un miroir, offrant une meilleure précision que le miroir oscillant) et la fibre optique génèrent quant à eux des motifs à base de lignes parallèles. La fibre optique est seulement utilisée sur les dispositifs de la firme Allemande Harrier (anciennement TopoSys). Son avantage réside dans la possibilité de connecter linéairement plusieurs fibres optiques sur le même système, où chaque fibre devient un élément de transmission/réception, ce qui permet d'acquérir des lignes de points de mesure. Le *Palmer scan* exploite le petit angle de déflection d'un miroir (de l'ordre de 7 $^{\circ}$) et sa rota-

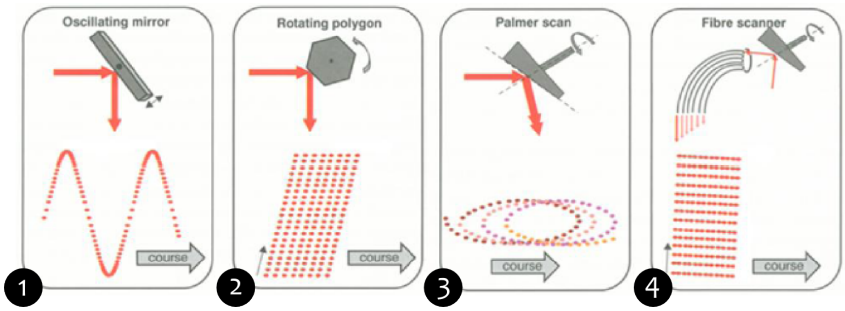


FIGURE 2.8 – Mécanismes de scan et motifs au sol correspondants. Les motifs 2 et 4 sont une succession de lignes parallèles entre elles et orthogonales à la direction de vol. Les motifs 1 et 3 sont bi-directionnels, acquis en zig-zag et en ellipse, respectivement [Kim et al., 2013].

tion autour d'un axe placé à 45 ° par rapport au faisceau laser [19], pour obtenir la forme d'une ellipse après projection des points sur l'objet ou la surface [Wehr and Lohr, 1999]. L'avantage de ce type d'acquisition est que la plupart des points est scannée deux fois (en visées "avant" et "arrière" grâce au déplacement de la plateforme), permettant de calibrer le scanner et d'avoir la possibilité de vérifier la fiabilité de la position du point de mesure.

En tenant compte du déplacement du vecteur, tous ces mécanismes génèrent un motif au sol bi-directionnel. La forme du motif projeté sur la surface, et donc de la couverture des mesures, dépend non-seulement du mécanisme, mais aussi de l'angle total de balayage θ, de la fréquence de scan f_s, de la cadence du laser, de la trajectographie et de la vitesse de la plateforme en mouvement, ainsi que de la topographie du terrain [Kukko and Hyyppa, 2009][Wehr and Lohr, 1999]. Bien qu'entre deux impulsions transmises, la variation de l'angle de visée soit constante selon un pas angulaire précis (à l'erreur mécanique près du pointé, évaluée à 0,002 degré en moyenne, d'après [Anna et al., 2010], impactant que faiblement la précision de l'image 3D finale (2-3 cm à 1 km de distance) [Richmond and Cain, 2010]), typiquement de quelques centièmes de degré (voire millièmes pour les plus performants comme le Riegl-VZ-1000), la répartition des points projetés au sol n'est pas toujours homogène, comme en présence d'un terrain accidenté, connaissant de fortes variations d'altitude (montagne, bâtiments en milieu urbain). Une variation de l'attitude ou de la vitesse du vecteur aérien aurait également un impact direct sur la régularité spatiale de la grille de mesure projetée au sol.

La densité du nuage de points résultant (nombre de points par unité de surface) peut aussi être déterminée par les espacements existants entre chaque mesure, dans les deux directions planaires (X,Y) : le long de la trajectoire de la plateforme, dx, qui dépend notamment de sa vitesse V, et le long de la direction transversale à ce déplacement, dy, d'après le nombre de points acquis le long d'une ligne de scan (un terrain plat et une distance constante entre les points sont supposées ici). On a [Baltsavias, 1999] :

$$dx = \frac{V}{f_s} \qquad et \qquad dy = \frac{SW}{N}, \tag{2.4}$$

avec,

$$SW = R\theta \qquad et \qquad N = \frac{PRF}{f_s}. \tag{2.5}$$

19. L'action de la rotation combinée à l'angle de déflection du miroir entraîne un mouvement de nutation du faisceau laser, *i.e.* une variation périodique de l'inclinaison de l'axe de l'objet en rotation.

où SW est la longueur au sol de la fauchée en [m] qui dépend de l'angle de scan θ et de la distance objet-capteur R, et N est le nombre de points sur une ligne de scan, calculé à partir de la PRF et la fréquence de scan f_s du détecteur. Les types de scan ont également un impact sur la densité d'un nuage de points [20]. D'après [Kukko and Hyyppa, 2009] et [Kim et al., 2013], les mécanismes oscillants (comme sur le laser Optech ALTM3100) produisent une densité de points plus élevée dans la direction traversale que dans la direction de vol. A l'inverse, l'assemblage de fibres laser retrouvé sur le TopoSys II produit un motif en lignes parallèles plus dense dans la direction de vol. Quant au motif conique, il a l'avantage de scanner deux fois la scène (visées avant et arrière), mais la densité du nuage de points est irrégulière, c'est-à-dire plus importante sur les bords de l'image qu'au centre. Cette régularité, et la densité des données en général, seront d'autant plus dégradées que le terrain est accidenté, ou que l'attitude du porteur varie lors de l'acquisition (variation de l'angle de visée plus grande que la variation de l'angle de scan entre deux mesures).

Afin d'illustrer les propos précédents, l'exemple du dispositif Optech ALTM3100 embarqué dans un avion volant à la vitesse à 60 m/s est présenté. A une altitude de 750 m et avec une fréquence de scan de 70 Hz, une PRF maximum de 100 kHz et un angle de balayage total de 50 °, il offre un espacement dx d'environ 86 cm entre deux points de mesure, et un espacement dy d'environ 46 cm. Pour le système TopoSys II, en conservant la même vitesse et la même altitude de vol, un point tous les 9 cm est acquis dans la direction de vol, contre un tous les 143 cm dans l'autre direction. Il est alors évident que l'altitude, la fréquence de scan et l'angle de balayage notamment, limitent significativement les performances d'un LS3D en termes de densité de points, et donc de résolution spatiale. Par conséquent, toutes ces variables peuvent dégrader fortement la qualité de l'image 3D résultante.

La densité de points, exprimée en points par m^2, est également directement calculée à partir de la relation suivante :

$$densite = \frac{PRFnT_s}{A_z}. \tag{2.6}$$

où n est le nombre de vols nécessaires pour couvrir la totalité de la zone d'aire A_z, en [m^2], et T_s est le temps écoulé au cours d'un unique survol, en [s].

Par exemple, pour une zone de 1 km de côté, avec un laser pointé vers le sol et cadencé à 30 kHz, 10 survols de 30 s chacun servant à couvrir la zone, on obtiendrait, avec un angle de scan favorisant une répartition homogène des points autour de chaque trajectoire, une densité maximale de 9 points par m^2. Le Riegl LMS-Q560 présenté par [Wagner et al., 2006], volait à 500 m au dessus du sol, créant une empreinte au sol de 25 cm. Avec une fréquence de répétition de 66 kHz, ils ont obtenu en moyenne seulement 4 points par m^2. Cet exemple d'imagerie aéroportée d'une ville montre clairement que le temps de couverture d'une zone de 2 km^2 (11 survols parallèles pour un angle de balayage maximum jusqu'à 60 °), peut représenter une contrainte, financière ou même de discrétion, affectant alors directement la résolution spatiale.

En plus de la fréquence de scan du mécanisme, une PFR élevée est une condition indispensable pour réaliser une image 3D à haute résolution spatiale. Le nuage de points résultant d'un scan sera d'autant plus dense que la cadence du laser et la fréquence de scan sont élevées. Le LS3D VZ-1000 (beaucoup utilisé pour des applications terrestres, figure 2.9) développé par la société Autrichienne Riegl utilise par exemple la rotation d'un miroir multi-facettes et un laser impulsionnel cadencé jusqu'à 300 kHz pour acquérir plus de 120000 points par seconde, balayant un angle de scan vertical de 100 ° (et jusqu'à 360 ° dans le plan horizontal grâce à la rotation complète du dispositif autour de son axe), selon un pas d'échantillonnage aussi précis

20. Il existe des formulations différentes pour des motifs circulaires ou en zig-zag. Se référer à [Kukko and Hyyppa, 2009] et [Baltsavias, 1999] si besoin.

que 0,0026 ° (soit un espacement de 4 cm environ à 1 km de distance entre deux points de mesure successifs). En pratique, la divergence du faisceau est prévue pour être plus petite que les angles de dépointage entre deux points successifs, de manière à ce que chaque mesure représente un point bien identifié [Richmond and Cain, 2010]. Aussi, il est préférable que la divergence soit plus faible que le champ de vue du détecteur, afin d'éviter une perte d'énergie rétrodiffusée.

FIGURE 2.9 – Photo d'un laser à balayage angulaire Riegl. Son angle de balayage vertical est de 100 ° , et la rotation complète de sa base permet d'illuminer horizontalement à 360 ° [riegl.com].

En cartographie 3D aéroportée, une grande fréquence de répétition du laser est primordiale pour une rapidité d'acquisition et une bonne résolution spatiale, mais elle limite la quantité d'énergie pouvant être transmise à chaque impulsion (cf. équation 3.10). Une faible énergie par impulsion sera plus rapidement atténuée par l'atmosphère, et pourra même être noyée parmi les sources de bruit. Pour garantir un rapport signal-à-bruit suffisant, les LS3D aéroportés très haute cadence ont donc une portée limitée (jusqu'à 3-4 km). Le Riegl LMS-Q560 peut par exemple fournir une énergie de 8 μJ à chaque impulsion [Kukko and Hyyppa, 2009], du fait de sa PRF élevée de 100 kHz. A l'inverse, les systèmes spatiaux, à large empreinte, basse fréquence et grande énergie d'impulsion [21], ne sont pas adaptés à la construction d'un MNT à haute résolution spatiale. Ils visent plutôt des applications à moyenne ou basse résolution.

2.3.3 Extraction des données physiques de l'onde complète

La forme du signal FW, acquis par le capteur, est le résultat d'une convolution entre l'onde initiale transmise (de durée et d'amplitude données) et la réponse impulsionnelle de l'objet (définie par sa géométrie et ses propriétés radiométriques) [Wagner et al., 2006][Anna et al., 2010]. En modélisation, la forme temporelle de l'impulsion laser est typiquement représentée par une gaussienne (détaillé dans le chapitre 3). Cette approximation convient pour la plupart des applications, bien qu'elle ne soit pas toujours vérifiée expérimentalement [Mallet and Bretar, 2009]. En réalité, le front montant est plus abrupt et la descente plus lente, le maximum d'énergie étant contenu dans les premières ns de l'impulsion. Ce formalisme gaussien est également employé pour modéliser l'éclairement au sein du faisceau laser (équation 3.10, chapitre 3), nécessaire au calcul de la réponse impulsionnelle de la cible [Kukko and Hyyppa, 2009].

Le signal FW renseigne non-seulement sur le nombre d'objets détectés et leur distance grâce à la position des pics d'intensité, mais également sur leur nature, leur géométrie, et leurs propriétés radiométriques, grâce à la forme temporelle et à l'amplitude des pics. Des algorithmes

21. L'instrument GLAS transmet des impulsions de 75 mJ à une fréquence de 40 Hz. L'instrument SLA possède une fréquence de 10 Hz et une énergie par impulsion de 40 mJ. Leurs distances d'observation sont alors bien plus importantes, 400 et 285 km, respectivement.

de traitements des données ont été développés, et présentés dans la littérature, pour extraire ces informations. Ils consistent généralement à identifier les pics d'intensité en corrélation avec la position des cibles à détecter, et ce, quelle que soit leur amplitude. Un autre avantage d'enregistrer l'onde complète est de pouvoir ajuster ces algorithmes de traitements *a posteriori*, pour une meilleure détection des points de mesure [Jutzi and Stilla, 2003].

Mais pour remonter aux proprietés et caractéristiques des objets, il est nécessaire de procéder au traitement du signal enregistré. En présence d'une scène complexe (divers objets situés à des distances différentes et éclairés en même temps), le signal enregistré présente plusieurs pics d'intensité, dont certains peuvent se chevaucher plus ou moins partiellement ou être de très faible intensité (jusqu'à être quasiment confondus avec le niveau de bruit). Afin de maximiser les probabilités de détecter chacun de ces pics d'intérêt avec précision et pas seulement le plus important ou le premier/dernier (tout en repérant et réduisant l'impact des signaux parasites), des algorithmes de post-traitements des données ont été développés. Une déconvolution classique ne suffisant pas, on trouve dans la littérature d'autres méthodes : approche par moindres carrés (algorithme itératif de Levenberg-Marquardt cherchant à sélectionner les N gaussiennes correspondant aux N cibles réelles de la scène), classification non-supervisée (algorithme de [Persson et al., 2005] de détection du nombre d'échos le plus probable, basé sur le maximum de vraisemblance) et approche statistique (analyse d'un histogramme d'intensité ou de comptage de photons par un algorithme de Monte-Carlo par Chaîne de Markov, pour déterminer le nombre, la position et l'amplitude des rétrodiffusions) [Mallet and Bretar, 2009].

Les deux premières méthodes supposent que l'onde retour peut être décomposée en une somme de gaussiennes. Cette approche a aussi été proposée par [Wagner et al., 2006], [Hofton et al., 2000] pour l'instrument LVIS, [Persson et al., 2005] pour Mark II, et statistiquement par [**?**], dès lors que la distribution altimétrique des éléments présents au niveau de l'empreinte au sol suit une loi gaussienne. [Wagner et al., 2006] ont démontré par exemple que la forme du signal enregistré par le système commercial Riegl LMS-Q560 pouvait être approchée par la somme de fonctions gaussiennes (figure 2.10). Elle apporte une quantité d'informations sur les propriétés de l'objet plus importante par rapport à la déconvolution du signal généralement utilisée (par ailleurs non adaptée aux scénarios hautement résolus), et s'adapte à près de 98 % des impulsions transmises. En plus de la distance, on remonte au nombre d'impulsions transmis et pour chaque impulsion, son temps d'arrivée, son amplitude, sa durée. Mais connaissant la complexité des formes, des propriétés de réflexion des objets et la variation d'intensité du faisceau dans la tâche de diffraction, ce choix n'est pas toujours justifié, car l'approximation du signal par somme de gaussiennes n'est fiable et robuste que pour les fortes amplitudes (l'erreur RMS est forte pour les faibles signaux). [Chauve et al., 2008] présentent d'autres modèles d'ajustement des signaux plus pertinents, comme la gaussienne généralisée (fonction dérivée de la gaussienne). [Stilla et al., 2007] ont également rendu possible la détection des faibles échos, pouvant correspondre à des cibles partiellement occultées, par mise en correspondance des ondes successives, moyennant spatialement la réponse du signal.

Le post-traitement améliore alors la détection des pics d'intensité, en particulier ceux se chevauchant (jusqu'à une distance de moins de 0,5 m entre 2 pics [Hug et al., 2004]). D'autres méthodes mathématiques existent, dépendant ou non de la forme de l'onde retour (dépassement de seuil, maximum, centre de gravité, etc. [Kukko and Hyyppa, 2009]). Lors de la relation de dépendance, les méthodes de seuillage ou du centre de gravité fonctionnent bien, identifiant les principaux pics de manière satisfaisante (figure 2.11), mais l'inconvénient est qu'elles sont dépendantes de l'amplitude et de la largeur du signal. La position du point détecté varie lorsque l'amplitude varie également. Si l'on ne souhaite pas que la fiabilité et la précision de la mesure dépendent de la forme de l'onde, il faudra privilégier les méthodes de détection des maximas locaux d'intensité, de recherche des passages par zéro de la dérivée seconde du signal, ou encore celle de la fraction constante (passage par zéro de la différence des versions atténuée et retardée temporellement du signal). Ces dernières techniques ont l'avantage de supprimer beaucoup plus

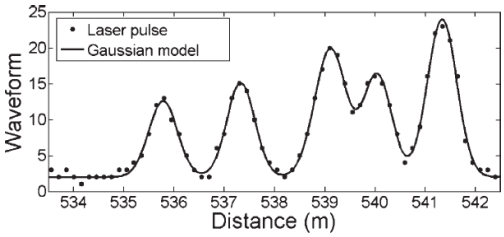


FIGURE 2.10 – Illustration de l'excellente corrélation entre les points de mesure expérimentaux (obtenus avec le Riegl LMS-Q560) et le modèle gaussien, pour décrire la forme temporelle d'une impulsion laser rétrodiffusée par une zone forestière. Elle peut être approchée par la somme des différentes contributions gaussiennes issues des cibles rencontrées (canopée, sol, arbustes, etc.) [Wagner et al., 2006].

de faux échos malgré leur nombre plus élevé dû au calcul de la dérivée seconde. Le choix de la méthode de traitement du signal est primordial car les nuages de points résultants varient d'une méthode à l'autre. Les paramètres importants sont la densité de point (liée à la fiabilité de la détection des points), la précision spatiale et temporelle des détections, et des informations déduites de ces détections (nature du matériau, orientation et géométrie de l'objet, entre autres). Pour une caractérisation optimale de la structure et la nature des matériaux à partir de l'onde complète, l'étalonnage de l'instrument avant l'acquisition est nécessaire. Elle peut se faire en laboratoire ou directement en vol, sur une cible de référence, dont la forme et l'intensité du signal réfléchi sont standardisées.

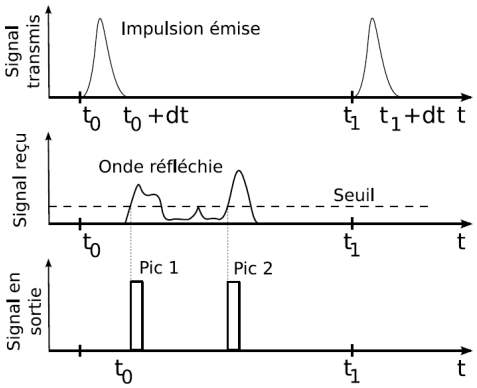


FIGURE 2.11 – Une des techniques de détection des pics d'intensité la plus efficace est l'extraction par seuillage. Le signal FW étant constitué de pics d'amplitude plus ou moins élevée, l'objectif est de ne sélectionner uniquement ceux qui dépassent un certain seuil. Cette technique considère alors les faibles intensités comme du bruit ou un écho non désiré. La position finale des pics détectés correspond au temps de dépassement du seuil [Mallet and Bretar, 2009].

[Carlsson et al., 2001] ont étudié les influences de la géométrie et de la section efficace de formes simples sur l'onde retour. L'angle formé entre l'incidence du faisceau et la normale de la surface a un impact direct sur la forme de l'onde rétrodiffusée. Plus l'angle d'incidence est important, plus l'onde est élargie et son amplitude réduite, conduisant à une mauvaise interprétation de la distance (figure 2.12). A l'inverse, lorsque l'angle se rapproche de la normale, le signal est plus étroit et symétrique (à grande distance). Ceci dit, en pratique, il est difficile de remonter à l'angle d'incidence du faisceau, n'ayant pas de connaissances *a priori* de la topographie du terrain ou de la forme de l'objet. Il en est de même pour la classification des matériaux par

analyse de l'onde retour, qui reste délicate, à cause des variabilités inter et intra-classes. Les surfaces des bâtiments ou les routes présentent parfois des matériaux différents mais peuvent retourner une forme d'onde similaire ou à l'inverse, des matériaux identiques peuvent renvoyer une forme d'onde différente car la pente élargirait le signal. On se confronte ici aux limites des méthodes de traitement actuelles.

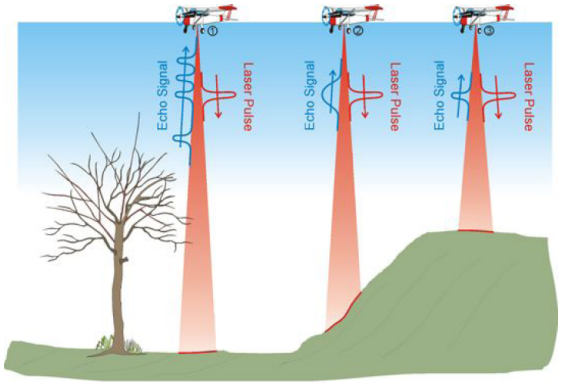


FIGURE 2.12 – Effet de la topographie du terrain et des objets sur la forme de l'onde rétrodiffusée. Un terrain plat et perpendiculaire à la direction de propagation de l'impulsion ne modifie pas sa forme temporelle mais atténue son amplitude. Un terrain accidenté a tendance à élargir l'impulsion initiale, dû aux temps d'arrivée des échos différents. Et plusieurs objets (branches, sol, câble, etc.) produiront plusieurs petits échos retour, de plus faibles intensités et de largeurs reliées à la cible rencontrée [Hug et al., 2004].

L'enjeu est désormais de les caractériser, de déterminer leur nature, d'effectuer des classifications pour faire ressortir des informations intrinsèques (par exemple, estimer plus précisément la hauteur des arbres, ou leur distribution spatiale). Avant ces nouvelles possibilités, la segmentation et la classification des nuages de points étaient uniquement basées sur des critères géométriques (coordonnées x, y et z), alors qu'aujourd'hui, les aspects largeur d'impulsion, amplitude et section efficace permettent une classification plus efficace et plus juste des différents matériaux d'une scène (urbaine par exemple avec des variations de nature importantes). Concernant la classification des espèces d'arbres à partir des données LiDAR,[Reitberger et al., 2006] ont été les pionners en la matière. En employant une méthode mathématique de décomposition du signal LiDAR, ils ont été en mesure de préciser la nature de l'arbre, à feuilles caduques ou conifère. Cette technique peut venir en complément voire en remplacement des relevés de terrain (plus lents et plus chers) ou de photo-interprétation (plus sujette aux erreurs d'estimation de la hauteur des arbres ou des espèces rencontrées). Pour les applications urbaines, la plupart des surfaces étant rigides et opaques, l'onde ne pénètre pas, donc à part la restitution 3D de la scène, seule l'information sur la nature du matériau peut-être déduite. Les nuages de points sont de plus en plus précis (contours d'un bâtiment) et identifient avec précision les changements de nature (batiment/végétation).

Il est possible de trouver dans la littérature d'autres méthodes de traitement des données FW d'un LiDAR 3D. Il convient parfois d'en appliquer plusieurs sur le nuage de points pour identifier celui qui représente le plus fidèlement la scène. En effet, l'efficacité des algorithmes de traitement se mesure aussi en fonction du scénario (bathymétrie, cartographie urbaine ou foresterie) et des conditions d'acquisition (aéroportée ou terrestre, de jour ou de nuit, etc.).

2.3.4 Conclusion sur l'imagerie laser scanner 3D

Cette partie a présenté le laser à balayage angulaire, ou LS3D. Nous avons vu que les paramètres "système" des lasers scanner ainsi que les techniques de post-traitement avaient un fort impact sur la qualité de l'image 3D finale, notamment sur :

- la densité de points,
- la précision de la télémétrie,
- la rapidité d'acquisition,
- et la fiabilité des détections.

Utilisée à des fins de cartographie aéroportée à haute résolution, la technologie laser scanner présente des avantages, mais aussi des limites, regroupés dans le tableau 2.1 :

AVANTAGES	**LIMITATIONS**
Précision centimétrique (en z)	Acquisition discrète (mono-capteur)
Acquisition de l'onde complète	Faisceau étroit
Très haute cadence laser	Faible résolution (à 3-4 km)
Embarquable sur aéronef	Faible énergie par impulsion
	Portée limitée à 3-4 km

Table 2.1 – Avantages et limitations de la technologie laser scanner 3D pour la cartographie 3D aéroportée et à haute résolution.

Le poids et les dimensions réduits d'un laser scanner sont des atouts pour la cartographie 3D, lui permettant de réaliser des acquisitions depuis des plateformes aéroportées. Associés à une haute fréquence des lasers, la densité de points dépasse aisément la vingtaine de points par m^2. Cette valeur peut néanmoins représenter un problème pour les opérations nécessitant une excellente résolution (> 100 points/m^2) à plusieurs centaines de mètres de distance comme la détection de câbles électriques (moins de 10 cm de diamètre), d'autant plus que le maillage est généralement irrégulier à cause des incertitudes de pointés du faisceau. Ceci est donc lié à la principale contrainte rencontrée sur ce système, *i.e.* l'acquisition d'images laser par mesures discrètes, due à son détecteur mono-pixel. La construction d'un MNT est réalisée point par point. Ce processus, coûteux en temps et en énergie, a un impact direct sur la densité de points atteignable pour représenter la scène [22], ainsi que sur la position des détections [Aull et al., 2002]. En 2003, les utilisateurs d'un LS3D pouvaient espérer une précision en distance inférieure à 15 cm, et une précision planimétrique inférieure à 40 cm [Ahokas et al., 2003]. Les avancées technologiques ont depuis permis d'atteindre des précisions planimétriques et en distance inférieures à 5 cm.

Pour atteindre une telle résolution spatiale, une très grande fréquence de répétition est requise (de l'ordre de la centaine de kHz), mais elle est généralement associée à une impulsion laser transmise moins énergétique. Elle est donc plus facilement atténuée lors de son parcours dans l'atmosphère, ce qui limite grandement la portée du système (en plus de la sensibilité relativement faible du capteur). L'utilisation d'un LS3D pour la cartographie 3D à haute résolution demeure alors intéressante lorsque la distance d'observation n'excède pas 1-2 km, permettant de définir un compromis optimal entre la superficie de la zone couverte et la densité de points souhaitée.

22. les erreurs de positionnement du pointé sur des distances de plusieurs km diminuent par endroits la résolution spatiale de l'image finale.

Cependant, l'acquisition par mesures discrètes rend délicate la visualisation de la scène 3D en temps-réel. La durée de collection de millions de points puis du post-traitement nécessaire pour réduire la quantité de fausses alarmes peut représenter une contrainte supplémentaire si des actions immédiates sont attendues, comme par exemple lors de l'aide au guidage des secours sur une zone sinistrée. Il est alors plus commun de visualiser le nuage de points traité une fois l'ensemble des données acquis.

Autrement, un des principaux avantages d'un laser scanner est la possibilité d'enregistrer un signal onde complète. Il est donc possible de détecter avec une précision centimétrique une cible positionnée derrière un obstacle semi-transparent (technique de décamouflage). La scène 3D est alors hautement résolue et riche en informations sur la géométrie et les propriétés optiques des objets rencontrés (radiométrie des matériaux). Elles ne sont d'ailleurs pas toujours exploitée, puisque des algorithmes de traitement performants doivent être appliqués sur les données enregistrées (pour la discrimination des matériaux en milieu urbain notamment). Ces méthodes sont également un moyen de réduire la présence de fausses alarmes (données bruitées, échos multiples), pouvant avoir un impact négatif sur la détection des limites d'un bâtiment [Jutzi and Stilla, 2003].

Mais depuis une quinzaine d'années, une nouvelle génération de capteurs est en train d'émerger. Il s'agit des plans focaux 3D. Ils représentent une véritable rupture technologique en apportant des performances techniques inégalées bénéfiques pour la cartographie aéroportée, notamment une importante densité de points, grâce à leur matrice de pixels, et des capacités de détection décuplées, grâce à leur extrême sensibilité. Le capteur peut dans ce cas enregistrer plusieurs points par impulsion, et est adapté à l'observation à très longue distance ou en conditions de visibilité dégradées, puisqu'il est capable de détecter de très faibles flux lumineux. La partie suivante est consacrée à la présentation de ces plans focaux 3D, et à la description de leur fonctionnement.

2.4 Imagerie plan focal 3D

2.4.1 Introduction aux plans focaux 3D

Depuis le début des années 2000, l'imagerie active 3D n'est plus réservée aux seuls systèmes mono-capteur à balayage angulaire. Le domaine a vu naître une nouvelle génération de détecteurs, opérant pour certains dans le SWIR (initialement aux longueurs d'onde 1,06 et 1,55 μm, spécifiques des applications de Défense [23] [Younger et al., 2009]). Il s'agit des plans focaux 3D (PF3D), aussi appelés "flash LADAR 3D". Un plan focal est un capteur doté d'une matrice de photo-diodes (assimilés à des pixels), et non pas d'un unique pixel comme pour les lasers scanners usuels. Il constitue depuis son développement une rupture technologique dans le domaine de l'imagerie laser, grâce à l'amélioration de nombreuses caractéristiques : les résolutions spatiale et temporelle, la sensibilité et la vitesse d'acquisition.

Comme pour l'imagerie flash LADAR 2D, le principe réside alors dans l'illumination d'une scène à partir d'une seule impulsion laser très divergente (autour de quelques mrad). Après réflexion sur les objets, l'onde lumineuse est collectée par l'optique puis focalisée sur l'ensemble des pixels du détecteur (figure 2.13). Dans le cas d'un éclairement gaussien, l'essentiel de l'énergie se trouve au centre du faisceau, et diminue avec l'éloignement. Chaque entité se voit attribuer une partie du signal rétrodiffusé, en fonction de la distribution spatiale du faisceau laser. Une des révolutions électroniques apportées par certains PF3D est la gestion indépendante de la mesure temporelle au sein de chaque pixel, c'est-à-dire que chacun d'entre eux mesure un temps de vol des photons réceptionnés depuis leur transmission par le laser, indépendamment les uns des autres. Dans le cas d'un scénario possédant de nombreux objets de géométrie complexe à des distances variables

23. D'autres matrices opèrent dans le visible mais ne sont pas dédiées aux applications Défense en raison de leur absence de discrétion.

(une ville par exemple), un faisceau très divergent engendre des échos rétrodiffusés provenant de toute la scène, ayant donc des temps de vol variables. Ces derniers fournissent des mesures de distance correspondants aux positions des cibles illuminées, apportant la troisième dimension à l'image résultante, en plus des positions spatiales (x et y) données par l'emplacement des pixels sur la matrice, ce qui permet d'obtenir une véritable image 3D de la scène, à partir d'une unique impulsion. Chaque pixel enregistre les coordonnées spatiales (x, y, z) du point de l'espace visé, quelle que soit sa distance, dans la mesure où le temps de propagation A/R coïncide avec la durée de collection du récepteur, et dans la limite de portée du système.

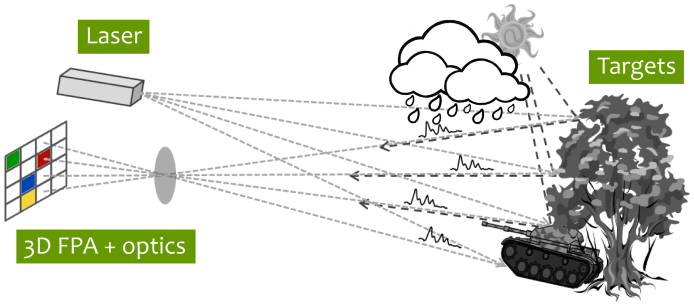


FIGURE 2.13 – Schéma simplifié d'une acquisition d'imagerie laser à partir d'un plan focal 3D. Un faisceau divergent éclaire une scène complexe et les différents échos sont collectés par la matrice de pixel. La mesure des différents temps de vol (représentés par les différentes couleurs de pixels) issus des nombreuses contributions (cibles, particules atmosphériques, radiations solaires, etc.) forment l'image 3D finale [Kim et al., 2013].

Il est important d'introduire ici la notion de porte temporelle (communément appelé *gating*, en anglais). L'imagerie active présente l'avantage de pouvoir synchroniser temporellement l'exposition du capteur (autorisant la collection de photons incidents) avec la réception de l'OEM transmise par la source laser. De cette manière, seule une "tranche de profondeur" englobant la position de la cible est acquise par le système (figure 2.14, schéma B), ce qui permet de collecter majoritairement les photons rétrodiffusés issus du laser, tout en s'affranchissant des sources de bruit présentes dans l'avant- et l'arrière-plans, comme le flux solaire et les rétrodiffusions non-désirées (échos parasites liés à la réflexion sur les aérosols, la neige, la pluie ou le brouillard, voire même à travers des objets partiellement occultants comme la végétation ou une couverture de camouflage). Une porte temporelle définit la durée d'exposition du capteur, entre les temps d'ouverture t et de fermeture $t+\Delta t$ (figure 2.14, schéma A). Ce laps de temps dure typiquement de quelques ns à quelques μs selon le dispositif et les besoins de l'application, au sein duquel les échos sont collectés et leurs temps d'arrivée précisément mesurés. Plus l'exposition est courte, moins les sources de bruit sont impactantes lors de l'intégration du signal. Pour un RSB élevé, il est recommandé de choisir une porte temporelle aussi courte que possible, dans la mesure où l'opérateur a une information *a priori* du temps de propagation requis, et donc de la distance de l'objet à détecter.

La possibilité de contraindre la réception du signal au sein d'une porte temporelle était déjà présente sur les systèmes d'imagerie laser à PF2D. Cette méthode est plébiscitée lorsque l'on souhaite isoler un objet de son environnement et réduire l'influence des signaux parasites, en ne sélectionnant uniquement les échos correspondants et ignorant ceux situés en dehors de la fenêtre d'acquisition (l'enregistrement et l'analyse de l'onde complète sont donc impossibles dans ce cas de figure). Seule une partie du signal réfléchi est acquise. Chez les PF2D en revanche, le détecteur hautement résolu spatialement intègre le signal pendant un court laps de temps, n'autorisant pas la mesure de distance précise, commun à tous les pixels qui sont ici liés temporellement. La mesure de distance avec cette technologie est approximative et globale pour l'ensemble des

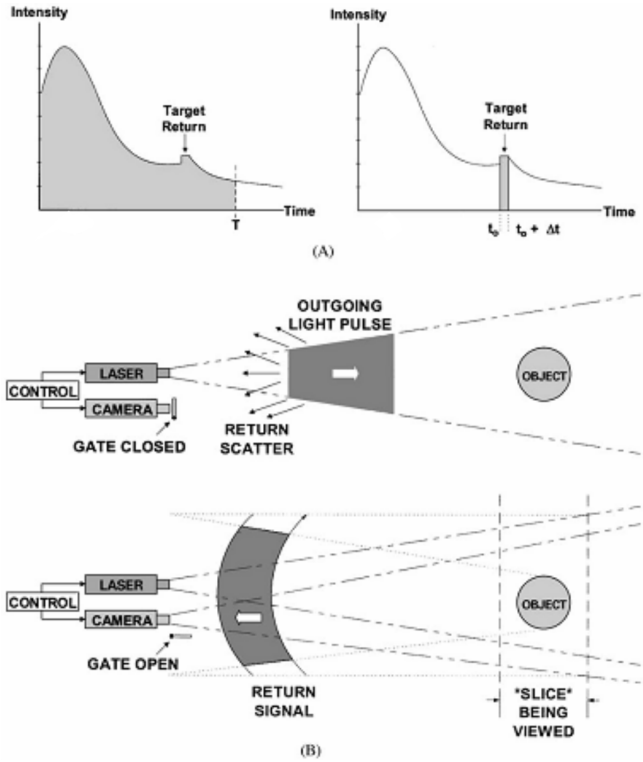


FIGURE 2.14 – Principe de la porte temporelle grâce à la synchronisation entre le laser et la caméra. Plutôt que d'enregistrer la totalité du signal arrivant sur le récepteur (schéma A, à gauche), le capteur collecte les photons uniquement retournés entre les temps t_0 et $t_0 + \Delta t$ définissant la porte temporelle (schéma A, à droite), correspondants à la position théorique de la cible (B, en bas). Ce procédé permet d'isoler l'objet en s'affranchissant des sources de bruit et des obstacles présents avant et après celui-ci.

pixels (on a une tranche de profondeur, définie par la durée de la porte temporelle). L'image résultante est donc une image 2D et non 3D, d'autant plus imprécise que la porte temporelle est grande. L'intégration du signal pendant le temps Δt renseigne en revanche sur son amplitude et par conséquent sur la nature réfléchissante du matériau.

Et parce qu'une seule impulsion est théoriquement nécessaire pour former une image 3D, la puissance moyenne du laser requise est bien plus faible que celle dont les systèmes scanner mono-pixel ont besoin (de l'ordre d'un facteur 100 [Itzler et al., 2010]), ce qui permet aisément d'envisager ce dispositif à bord d'un vecteur aéroporté ou spatial, où les économies d'énergie et les réductions de volume et de poids des charges utiles sont primordiales.

Ce processus de mesure multi-temporel permet également un gain de temps considérable à l'acquisition par rapport au laser scanner, qui nécessite un balayage angulaire pour acquérir un nombre de points équivalent. Selon la résolution spatiale du détecteur, définie par le nombre et la taille des pixels, plusieurs centaines à plusieurs milliers de points peuvent être acquis simultanément, à partir d'une unique impulsion. Le volume de données acquis est ensuite démultiplié grâce à la très haute fréquence de répétition des lasers impulsionnels utilisés, sachant que d'une impulsion à l'autre, les mesures temporelles pour un même pixel sont entièrement décorrélées. Un tel système peut être utilisé en statique pour augmenter la densité et la fiabilité du nuage de points, ou en dynamique pour couvrir un site de grande ampleur.

Pour la détection de signaux lumineux, et notamment ceux de très faible intensité, des tubes photo-multiplicateurs (PhotoMultiplier Tube - PMT) étaient utilisés depuis leur commercialisation en 1936. Mais ils présentaient des inconvénients majeurs : leurs prix élevés, leurs capteurs peu résolus [24] [25] et leur sensibilité aux champs magnétiques [Renker, 2006], qui ont conduit à l'étude et à la conception de technologies alternatives au cours des années 1960-70 [McIntyre, 1961][Haitz, 1964]. Un des premiers flash LADAR 3D opérationnels a été conçu à la fin du XXème siècle par la société américaine *Advanced Scientific Concepts* - ASC [Richmond and Cain, 2010]. L'innovation résidait dans l'intégration d'un processeur (*Laser* RADAR *Processor* - LRP) derrière chaque pixel de la matrice, mesurant de manière indépendante et très précise le temps d'arrivée des photons. Après écoulement du temps d'exposition, les informations de distance, déterminées à l'aide d'une méthode de seuillage sur l'amplitude intégrée, étaient lues en série par les processeurs et transmises vers une unité de traitement chargée de générer l'image 3D finale, avant que la matrice soit réinitialisée et l'horloge remise à zéro pour une nouvelle acquisition. Le circuit LRP initial a été developpé pour une matrice de 32x32 pixels espacés de 400 μm. S'il était à l'origine simplement collé au détecteur, un lien à l'indium a été introduit avec l'apparition des matrices en silicium (Si) de photodiodes PIN [26]. Cette nouvelle conception permettait, avec l'intégration de circuits de lecture de plus en plus rapides, de détecter les maximums d'intensité du signal et de déterminer leur temps d'apparition au sein de la porte temporelle. Ne possédant pas de facteur de gain (donc relativement sensible au bruit) et opérant majoritairement à 905 nm [Jiang and Kudryashov, 2012], ce design a ensuite laissé la place aux systèmes de lecture numérique, couplés à des matrices de photodiodes à avalanche (*Avalanche PhotoDiode* - APD) InGaAs/InP. Celles-ci possèdent un gain interne permettant d'augmenter le RSB, même si un certain niveau énergétique est nécessaire pour détecter l'impulsion lumineuse. Leur utilisation aujourd'hui pour beaucoup d'applications militaires et civiles est motivée par plusieurs raisons :

- les coûts des lasers et des détecteurs opérant à cette longueur d'onde ont fortement réduit,
- les couches InGaAs/InP permettent l'utilisation de lasers puissants, rapides et possédant des faisceaux de bonne qualité,
- la sensibilité des capteurs à une plus grande longueur d'onde valide la condition de sécurité occulaire pour certaines applications.

La tendance aujourd'hui est à l'augmentation du nombre de pixels sur la matrice, en agissant également sur leur taille. Des pixels plus petits sont moins exposés aux bruits extérieurs, mais plus sensibles au courant d'obscurité (présenté ultérieurement), inhérent au capteur. La compagnie américaine *Princeton Lightwave* a commercialisé en 2015 une caméra PF3D 128x32 pixels en mode Geiger avec un espacement inter-pixels de 50 μm. Le *Lincoln Laboratory* du MIT a développé pour la Défense américaine un plan focal en mode Geiger de 256x64 pixels espacés de 50 μm. L'évolution de cette technologie est très rapide compte-tenu de son potentiel. D'ici quelques années, les meilleurs détecteurs commercialisés offriront des matrices allant jusqu'à 256x256 pixels, de 40 μm de côté (*pixel pitch*, en anglais, déterminé par l'aire nécessaire pour l'électronique de mesure [Albota et al., 2002a]).

A l'inverse du RADAR, où les fluctuations du champ EM créent un courant induit directement exploitable par le détecteur après amplification, le LADAR a besoin de convertir les photons incidents en signal électrique pour qu'une détection ait lieu [Richmond and Cain, 2010]. Cette étape s'effectue de plus en plus au moyen d'une photodiode, en relâchant et accélerant (par

24. La société SigmaSpace s'intéresse aujourd'hui à cette technologie et développe des PMT dotés de capteurs multi-pixels.

25. [Degnan, 2002] a developpé un prototype LiDAR 3D pour la cartographie de Mars à haute résolution depuis une altitude de 300 km, à partir d'un PMT 2x2, en exploitant la très haute fréquence de répétition du système et des algorithmes de traitements performants. Fonctionnant dans le visible, il n'est pas adapté à des applications Défense.

26. Les photodiodes PIN sont composées d'une couche intrinsèque intercalée entre une zone fortement dopée p et une autre dopée n. Elles sont utilisées dans la plupart des expérimentations physiques hautement énergétiques, où les champs magnétiques sont importants.

stimulation) les charges conductrices à l'intérieur du semi-conducteur. Le processus d'acquisition/détection qui s'en suit peut être réalisé selon deux modes de fonctionnement, caractérisant deux grandes familles de plans focaux 3D :

- le **mode Linéaire** (le plus courant) : le signal électrique produit par la photodiode est directement proportionnel à l'intensité du flux incident. Son régime d'opérabilité se situe en dessous de la tension de claquage V_b (seuil au-delà duquel la saturation du pixel est atteinte, à l'origine de son inactivation pendant un court instant appelé "temps-mort", figure 2.15), autorisant la réception du signal rétrodiffusé tout au long de la durée d'acquisition définie par la porte temporelle. Chaque pixel du détecteur enregistre donc un signal onde complète, dont l'amplitude est connue à chaque instant. Il est alors possible de détecter plusieurs obstacles se trouvant dans le champ de vue du pixel, grâce au signal FW modulé temporellement et en amplitude par les objets rencontrés sur son trajet. Comme pour le laser scanner, le traitement de l'onde complète permet de remonter aux propriétés géométriques et radiométriques de la portion de scène illuminée par chaque pixel, à chaque impulsion. Malgré tout, le principal inconvénient des capteurs 3D linéaires est qu'il est nécessaire de les associer à une électronique de numérisation très haute cadence, ce qui aujourd'hui complexe et générateur de bruit de lecture important (*e.g.* matrice ASC dont l'énergie par impulsion est élevée et par conséquent la PRF faible). De même, leur gain d'amplification relativement faible (fonction de l'intensité de l'avalanche après l'absorption de photons). Celui-ci étant limité et même responsable d'un bruit d'amplification, le mode linéaire n'est pas adapté à la détection de très faibles flux lumineux [Williams and Huntington, 2006]. Le courant d'obscurité associé à ces capteurs est bien trop important pour pouvoir détecter le courant électrique généré par un seul photon incident avec les systèmes d'amplification utilisés (le courant d'obscurité est d'ailleurs amplifié de la même manière que le signal laser). Il est même nécessaire d'augmenter fortement l'énergie par impulsion pour garantir un RSB permettant une détection fiable, ce qui n'est pas vraiment compatible avec l'objectif de cartographie aéroportée longue portée et les critères d'embarquabilité. Cependant, des recherches ont récemment porté sur des techniques de seuillage du bruit d'obscurité pour limiter son effet sur le signal enregistré et ainsi augmenter le RSB. La possibilité de réaliser du "comptage de photon" (détection de signaux aussi faibles que ceux produits par un seul photon absorbé) avec la technologie PF3D Linéaire est donc relativement nouvelle et le degré de maturité est encore faible, contrairement au mode Geiger.

- le **mode Geiger** représente la technologie "comptage de photon" par excellence. Le gain de la photodiode est ici "infini" (figure 2.15), grâce à son régime d'opérabilité placé au dessus de la tension de claquage du capteur. L'absorption d'un seul photon suffit alors à déclencher la saturation du pixel concerné. Cette très grande sensibilité lui permet de détecter de faibles flux lumineux. La portée de ce type de système à plan focal est fortement augmentée puisqu'un signal très atténué après sa propagation sur de longues distances à travers l'atmosphère peut malgré tout être détecté. Par contre, la réponse du détecteur est alors indépendante du nombre de photons incidents ou de l'intensité du signal électrique, puisque l'énergie apportée par un unique photon incident suffit à déclencher une avalanche au sein du pixel, et donc de signaler une détection (l'amplitude demeure inconnue). Sa réponse physique est régie par des lois statistiques et probabilités de détection permettant d'augmenter ses capacités de détection. Le mode Geiger présente donc des avantages importants par rapport aux autres types de capteurs, en termes de sensibilité, de résolutions spatiale et temporelle, de gestion du niveau de bruit, ainsi que des capacités de détection sans précédent, améliorant considérablement les capacités de détection des systèmes laser à PF3D. Cette technologie possède des caractéristiques permettant de répondre à nos besoins pour réaliser une cartographie 3D de terrain à haute résolution et très longue distance. Cependant, des limitations sont également à noter sur les capteurs Geiger. La saturation du pixel, induite par sa haute sensibilité à un signal réceptionné, est facilement atteinte entraînant sa désactivation pendant un court laps de temps (temps d'évacuation

des charges et de lecture de la matrice). Le système reste alors "aveugle" pendant ce temps mort, insensible à tout autre signal rétrodiffusé arrivant pendant cet intervalle. L'enregistrement d'un signal onde complète n'est donc pas non plus permise avec ces détecteurs.

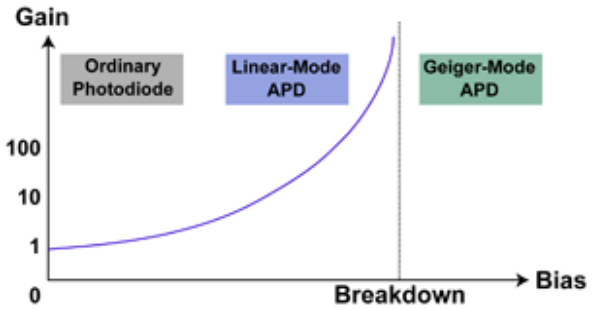


FIGURE 2.15 – Illustration des régimes d'opérabilité des capteurs à plan focal 3D en modes Linéaire et Geiger. Le premier est placé en dessous de la tension de claquage (*breakdown*), lui assurant un fonctionnement continu mais un gain limité, et donc des capacités de détection réduites compte-tenu du niveau de bruit (courant d'obscurité) inhérent au système. Le second, le mode Geiger, place la tension de la photodiode au dessus de la tension de claquage, lui conférant un gain "infini". La saturation du pixel offre une très bonne capacité de détection mais entraîne son inactivité pendant un temps-mort [www.II.mit.edu].

L'ONERA a donc fait le choix de se tourner vers la technologie Geiger, et a fait l'acquisition d'une caméra PF3D en mode Geiger de chez *Princeton Ligthwave* au commencement de la thèse. La sous-partie suivante présente ce type de LADAR imageur, puis développe les principes physiques, avantages et inconvénients du mode Geiger, que nous avons choisi de placer au coeur de cette thèse.

2.4.2 Le mode Geiger ou comptage de photons

Le capteur à plan focal en mode Geiger (*Geiger-mode Avalanche PhotoDiode* - GmAPD) a été développé pour la détection de signaux lumineux très faiblement énergétiques, jusqu'à pouvoir détecter celui généré par un seul photon incident, avec une précision en distance de quelques centimètres ($<$ 1 ns temporellement). C'est pourquoi cette technologie est aussi fréquement nommée *Single Photon Avalanche Diode* - SPAD. Ces matrices, ou détecteurs bi-dimensionnels, développées notamment pour être sensibles au domaine du SWIR (entre 0,92 et 1,67 μm), ont la particularité d'avoir une grande capacité de détection, adaptée aux signaux fortement atténués [Itzler et al., 2010].

Conception du détecteur et réponse à un signal

Un plan focal 3D Geiger est un ensemble de composants mécaniques, électriques et optiques, destiné au comptage de photons, c'est-à-dire à la détection de très faibles quantités lumineuses. Ceci est rendu possible grâce à une matrice de photodiodes à avalanche (pixels), où chaque photodiode correspond à un "petit détecteur" fonctionnant en mode Geiger. L'apport électrique, permettant (*i*) l'activation et la désactivation du PF3D, (*ii*) la mesure du temps de vol au niveau du pixel et (*iii*) la lecture et la gestion de la matrice, est fourni par un circuit de lecture numérique (*Complementary Metal-Oxide Semiconductor ReadOut Integrated Circuitry* - CMOS ROIC), couplé au capteur APD par des liaisons à l'Indium [Itzler et al., 2014a]. Ces dernières garantissent d'importantes vitesses de transfert (des photodiodes vers le ROIC) et de lecture, et favorisent le traitement rapide d'un important volume de données à l'échelle du pixel. Chaque pixel étant relié à une "horloge locale" du ROIC, des temps de vol indépendants les uns des autres et totalement décorrélés spatialement peuvent être établis, générant alors une image 3D

hautement résolue. Une horloge générale avec une précision inférieure à 1 ns est déclenchée dès la transmission de l'impulsion laser dans l'atmosphère. La génération d'un photo-électron dont la charge associée dépasse un certain seuil, défini par le ROIC, et provoque sa détection, stoppe l'horloge locale du pixel dont la mesure du temps de vol détermine la distance correspondante. Après chaque détection, la photodiode est désactivée, permettant l'évacuation de l'excès de charges créé. Si un pixel n'a pas reccueilli d'avalanches, l'horloge locale atteint la limite maximale du temps d'acquisition à la fin de la porte temporelle, ce qui indique qu'aucun évènement (détection d'une fausse alarme ou d'un photo-électron issu d'un écho laser) n'a eu lieu.

En mode Geiger, avant le cycle d'acquisition, les photodiodes demeurent désactivées, avec une tension légèrement inférieure à la "tension de claquage" V_b, autour de 70-80 Volts [V]. Lors de la transmission d'une impulsion, la matrice passe à l'état "armé" et un léger survoltage ($\approx$ 3-5 V) est appliqué à chaque pixel par le ROIC, les plaçant sous une tension supérieure à la tension de claquage, jusqu'à l'absorption d'au moins un photon. En imagerie laser, la source et le plan focal étant synchronisés temporellement, la durée d'armement des pixels est généralement de quelques μs (durée de la porte temporelle + temps de lecture), de la transmission de l'impulsion à la détection d'un photo-électron à l'origine d'un courant macroscopique. L'ouverture de la porte temporelle peut-être définie avec un delai fixé par rapport au déclenchement de l'horloge générale, afin que les photodiodes restent insensibles aux divers signaux parasites.

A l'échelle de la matrice, les temps de vol mesurés sont éventuellement différents, mais lus simultanément et systématiquement à la fin du cycle d'acquisition, débuté lors de la transmission d'une impulsion et terminé par la mesure du temps de propagation d'un photon incident, converti en photo-électron (en fonction de l'efficacité quantique du pixel). Les différentes mesures temporelles sont lues en série par le ROIC, pendant un laps de temps, dit "temps-mort", où la matrice reste inactive, donc dans l'incapacité de collecter de nouveaux photons incidents. On parle alors de matrice de pixels synchrones. Ces dernières années, les travaux de R&D ont amené les chercheurs à s'intéresser à la conception de photodiodes à avalanche composées de pixels asynchrones. Chaque pixel lit directement sa propre mesure temporelle dès lors qu'un photo-électron a été détecté. Les systèmes possédant cette avancée technologique sont commercialisés depuis quelques mois par *Princeton Lightwave*.

D'un point de vue électronique, un pixel est caractérisé par une succession de couches en sortie desquelles un temps de vol aura été mesuré (figure 2.16). Un photon arrivant initialement sur la surface active du pixel commence par exciter la photodiode en mode Geiger, avant de rencontrer un fin substrat absorbant InGaAs (pour la longueur d'onde spécifique de 1,55 μm, et InGaAsP pour celle à 1,06 μm. Le voltage est plus important dans la seconde, $E_g \approx 1,03$ eV [27] contre $E_g \approx 0,75$ eV dans la première, et permet d'optimiser la détection du photon en s'adaptant à son énergie). La réponse spectrale du capteur à une longueur d'onde de 1,55 μm est plus large, elle s'effectue entre 900 et 1600 nm (contre 900 à 1100 nm pour 1,06 μm) [Itzler et al., 2014a]. Cette large plage de sensibilité, en plus d'avoir une meilleure capacité de détection, est préférée pour les applications requérant la condition de sécurité occulaire. En contrepartie, la faible bande absorbante InGaAs favorise l'excitation thermique des charges présentes, augmentant également le niveau de bruit propre au capteur (courant d'obscurité et *crosstalk*, présentés ultérieurement) [Itzler et al., 2010]. Le champ électrique y est maintenu faible. C'est au sein de celle-ci, sous l'effet de photo-excitation du photon absorbé, qu'une paire électron-trou (tous deux porteurs de charges électriques) est créée. L'électron (ou le trou) créé est ensuite accéléré dans la couche de multiplication InP, plus large et à champ électrique élevé, où son gain croissant et sa collision avec le substrat sous-jacent sont à l'origine de nouvelles créations de paires électrons-trous (ionisation d'impact), générant une réaction en chaîne appelée "avalanche", de plus en plus énergétique [Aull et al., 2002].

27. eV = électron-Volt.

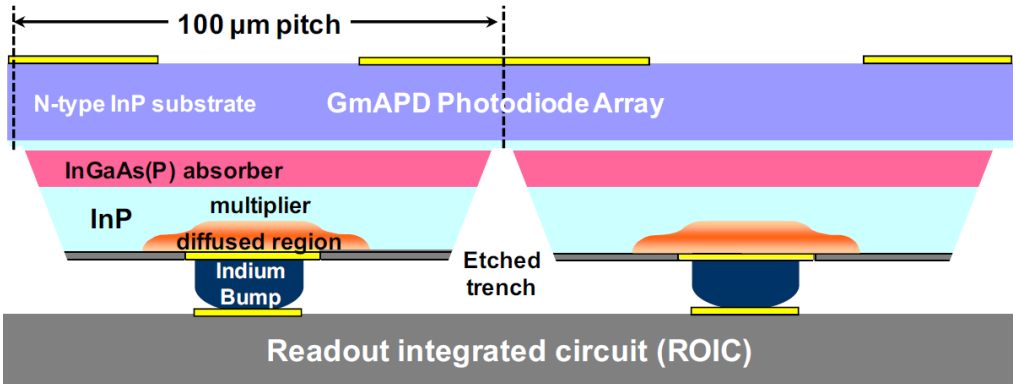


FIGURE 2.16 – Coupe schématique de deux pixels de 100 μm de côté extraits d'un GmAPD. Un plan focal est constitué d'une succession de plusieurs couches chargées de collecter (surface active) et d'absorber les photons incidents (InGaAs), convertis en photo-électrons et multipliés lors d'un phénomène d'avalanche (InP). Les détections ont lieu au sein de cette couche. Les données temporelles correspondantes sont transférées, stockées et lues par le ROIC [Itzler et al., 2010].

Ce design a pour but de maintenir une différence de potentiel entre les deux couches, ce qui permet de maximiser le taux d'avalanche une fois l'ionisation démarrée, due à l'impact de l'électron initial (un trou peut aussi être à l'origine de l'ionisation, mais plus rarement). En mode Geiger, et grâce à la tension excédente de la photodiode, les électrons et les trous sont multipliés plus rapidement par l'ionisation d'impact qu'ils ne sont extraits (figure 2.17, à droite), augmentant de manière exponentielle le photo-courant associé (plus la tension initiale est élevée, plus le phénomène d'avalanche est rapide). C'est donc sous l'effet d'avalanche que le courant macroscopique ($\approx$ 1-3 mA [Younger et al., 2009]) est généré au sein de la région de multiplication. Ce dernier est finalement détecté par seuillage [28], grâce au placement de la photodiode dans son état "armé", avec une tension supérieure à la tension de claquage V_b du capteur. C'est lorsque le courant macroscopique s'élève au-delà de cette tension (au moment où celui-ci perturbe le champ électrique de la région de multiplication), qu'une détection (d'un photo-électron laser ou d'une fausse alarme due à un photo-électron parasite) a lieu. Le courant de la photodiode est instantanément coupé (par application d'un *quenching*, qui peut être actif ou passif [29]. Le procédé actif a permis d'atteindre des taux de détections supérieurs à 1 MHz et des temps-morts très courts, comme indiqué par [Renker, 2006]) afin de permettre aux charges de s'évacuer. Le pixel devient alors inactif pendant le temps-mort, pendant lequel aucun autre photo-électron ne peut être détecté. Son ré-armement (nouvelle mise sous tension) est rapidement opéré une fois que toute la matrice a été lue après le cycle d'acquisition et qu'une nouvelle impulsion a été transmise (d'après [Renker, 2006], le temps-mort est inversement proportionnel à la taille du pixel et sa capacité de résistance).

Cette configuration n'autorise alors la détection que d'un seul photo-électron par pixel, et par impulsion. Ce processus peut constituer un handicap, pour deux raisons majeures :

- l'onde complète ne peut pas être acquise et des signaux d'intérêt peuvent être manqués pendant la période d'inactivité du pixel s'il a déclenché sur une fausse alarme ou un objet positionné devant celui désiré,

28. Le point d'avalanche est facilement identifiable sur une courbe montrant l'évolution du courant de la photodiode avec le temps, grâce au point d'inflexion avant la croissance abrupte du voltage, égale à l'inverse de la résistance interne de la diode [Aull et al., 2002].

29. Un circuit ouvert de *quenching* passif charge le pixel au dessus de la tension de claquage, avant de la laisser diminuer progressivement arrêtant l'avalanche. Lorsque la photodiode commence à se décharger, un circuit de *quenching* actif coupe instantanément son alimentation à l'aide d'un interrupteur, débutant par la même occasion le temps-mort. Elle est ensuite rechargée après un laps de temps très court [Aull et al., 2002].

– l'information radiométrique (intensité) n'est pas explicitement connue puisque c'est le dépassement du seuil qui crée la détection, peu importe le nombre de photons collectés initialement par le pixel.

Un courant macroscopique issu de la détection d'un photon ne peut pas être distingué de celui issu de la détection de très nombreux photons. Il n'est donc pas possible de remonter jusqu'au nombre de photons reçus. Mais c'est grâce à ce procédé qu'une extrême sensibilité du dispositif est atteinte et qu'un signal aussi faible créé par un seul photo-électron peut être détecté. Une information "pseudo-radiométrique" sur la nature du matériau peut être déterminée grâce à l'accumulation de multiples impulsions, lorsque les positions des détections sont identiques d'une acquisition à l'autres et que le pixel n'est pas saturé.

Plus spécifiquement, la photodiode est constituée d'une jonction "$p-n$" (figure 2.17, à gauche), le composant électronique le plus simple et le plus fondamental, mais conçu pour supporter d'importants champs électriques. Lorsque le photo-détecteur est soumis à une tension inversée ($-V_r$), un champ électrique est créé au sein de la jonction, confinant les électrons dans la région n et les trous dans la région p. La paire électron-trou est générée lorsqu'un photon incident suffisamment énergétique (fonction de la composition chimique du détecteur) est absorbé dans cette zone (une même paire peut également être créée thermiquement, résultant d'une fuite de courant au sein du pixel, même en l'absence de lumière incidente ; il s'agit du courant d'obscurité, un signal considéré comme du bruit, détaillé ultérieurement). Sous l'effet du champ électrique, les électrons et les trous dérivent vers les régions n et p, respectivement. Le mouvement des particules est à l'origine d'un photo-courant dans le circuit externe [Aull et al., 2002]. Le nombre de paires électrons-trous générées par un seul photon incident représente la métrique d'un plan focal pour la détection de la lumière. Elle est nommée "efficacité quantique" (E_q) et est comprise entre 0 et 1. Les pertes d'intensité limitant ce facteur sont l'absorption et la réflexion de la lumière sur les composants opto-électroniques du détecteur.

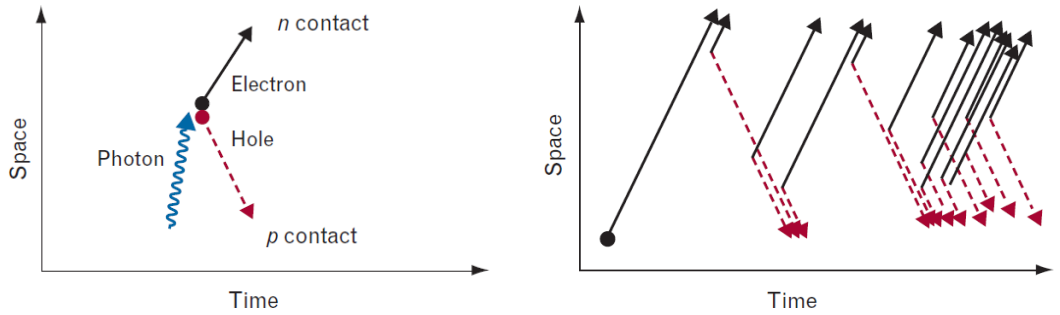


FIGURE 2.17 – Création d'une paire électron-trou suite à l'absorption d'un photon incident dans la jonction p-n (à gauche). Sous l'effet d'un courant électrique inversé ($-V_r$) dans la photodiode, les électrons dérivent vers la région n et les trous vers la région p (à droite). En mode Geiger, leur accélération et leur gain provoquent la création en chaîne de nouvelles paires électrons-trous, appelée avalanche et déclenchent la détection d'un évènement sur le pixel [Aull et al., 2002].

D'un point de vue mécanique, le pixel est caractérisé par une surface circulaire dite active (*fill factor*), autrement dit la surface capable de collecter une intensité lumineuse. Elle représente selon les fabricants, environ 30 à 50 % de la surface totale du pixel [Albota et al., 2002a], les 70% restants ne sont pas intégrés par le pixel [30] et sont donc perdus. C'est donc pour compenser ces pertes que le dispositif est complété par une micro-lentille (*MicroLens Array* - MLA), accolée sur sa face arrière exposée aux radiations lumineuses (au niveau du substrat InP, figure 2.16). Son

30. Dans [Itzler et al., 2010], la surface active ne représente que 34 μm sur les 100 μm de la surface totale du pixel.

rôle est de focaliser la lumière incidente sur la partie active du pixel et ainsi limiter les pertes de signal. Cette opération fait grimper le facteur de remplissage optique à environ 75% (basé sur l'efficacité de détection avec ou sans MLA [Itzler et al., 2010][Itzler et al., 2014a]). Seule cette surface active est à considérer lors du calcul du bilan radiométrique.

Comme indiqué sur la figure (2.18, a), l'assemblage APD+ROIC+MLA, composant un plan focal en mode Geiger [Younger et al., 2009], repose sur un support en céramique pour le routage des signaux électriques depuis le ROIC (même figure, b), lui-même accolé à un élément de refroidissement par effet thermo-électrique (*ThermoElectric Cooler* - TEC), chargé de maintenir une basse température ($\approx$ 250 K, soit -25 $^\circ$ C) autour de la matrice par rapport à la température ambiante du système (typiquement 25 $^\circ$ C), ce qui favorise la réduction considérable des fausses alarmes déclenchées par les charges thermiques générées par la mise sous tension du capteur. Le TEC et l'ensemble des éléments sont contenus dans un boîtier en céramique scellé hermétiquement par un couvercle vitré anti-réflection, pour les acquisitions dans des conditions environnementales difficiles (forte humidité, températures extrêmes, aérosols, gaz, etc.).

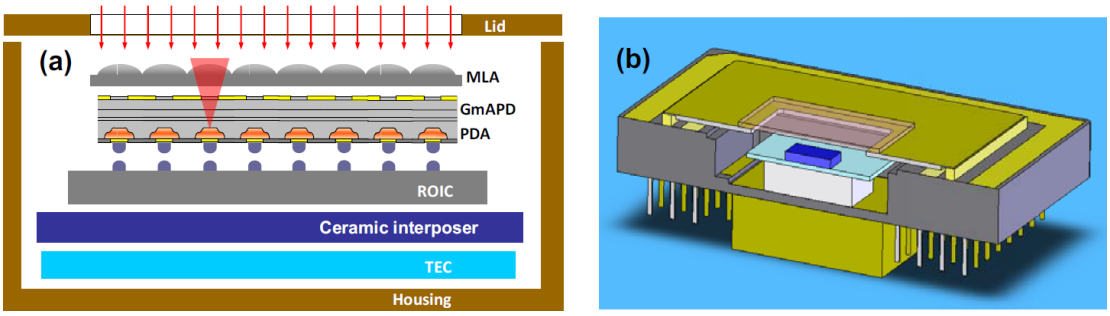


FIGURE 2.18 – Eléments essentiels dans la composition d'une caméra PF3D en mode Geiger. On retrouve notamment la micro-lentille (MLA), la photodiode à avalanche (GmAPD) et le circuit de lecture (ROIC). Cet assemblage opto-électro-mécanique est réalisé sur quelques millimètres de long sur quelques μm d'épaisseur [Itzler et al., 2010].

Les temps de vol enregistrés d'un pixel à l'autre sont généralement décorrélés, mais il arrive que la génération du courant macroscopique sur un des pixels soit si importante, qu'une fuite de courant se propage vers les pixels voisins et y déclenche malencontreusement une avalanche, et par conséquent une détection et inactivation du pixel. Ces échanges de charges électriques entre pixels, sont désignés dans la littérature par le terme *crosstalk*. Il engendre des détections non-désirées, appelées fausses alarmes, et dégrade les capacités de détection du capteur et la qualité du nuage de points 3D. Pour limiter la propagation de ces fuites de courant d'un pixel à l'autre, les fabricants de ce type de PF3D ont mis au point un système de tranchées gravées entre chaque pixel (et dont l'épaisseur inclut la couche absorbante, la couche de multiplication et les connexions Indium, figure 2.16). Ce bruit dont l'apparition est régie par des probabilités est présenté dans les paragraphes suivants.

Avantages des PF3D en mode Geiger

Les paragraphes suivants proposent une discussion autour des principaux paramètres des PF3D en mode Geiger impactant la qualité des images et des conditions d'acquisitions associées.

Les deux caractéristiques essentielles des détecteurs GmAPD sont l'efficacité de détection (*Photon Detection Efficiency* - PDE) et le courant d'obscurité (*Dark Count Date* - DCR), étroitement liés. Afin d'améliorer les probabilités de détection d'un capteur, l'excès de tension attribué à la matrice peut être augmenté, mais le niveau du DCR est inéluctablement augmenté en conséquence. Le compromis optimal entre les deux paramètres dépend alors de l'application visée. Lors d'une acquisition de jour par exemple, afin d'accroître la PDE, un niveau plus im-

portant de DCR est toléré tant qu'il n'est pas prépondérant par rapport au bruit de fond environnant (fond solaire), particulièrement élevé en journée (de nuit, le niveau de DCR étant prépondérant, une PDE plus faible est préférée) [Itzler et al., 2010].

Les avancées majeures par rapport à la technologie laser scanner 3D sont d'abord représentées par la conception de capteurs multi-pixels (de 4x4 lors des débuts et jusqu'à 128x32 aujourd'hui commercialisés [31]). Il s'agit de détecteurs bi-dimensionnels offrant une haute résolution spatiale (x et y). Le nombre de points acquis simultanément, grâce au laser divergent qui illumine la totalité de la matrice avec une seule impulsion, est plus élevé, et le maillage obtenu est à la fois précis et régulier. Aucun mouvement mécanique n'est requis pour acquérir un nouveau point, limitant les erreurs de positionnement inhérentes au scan.

La vitesse d'acquisition de l'image d'une scène est donc d'autant plus importante que le nombre de pixels composant la matrice est grand. En effet, il est plus aisé de gérer l'électronique d'une caméra 3D que de déplacer le faisceau laser dans deux directions pour créer une matrice équivalente. Nous avions vu que le temps de scan était un facteur limitant pour la qualité du nuage de points 3D obtenu, en termes de densité (résolution spatiale), de précision du pointage du laser et du positionnement du point détecté (coordonnées x, y et z enregistrées pour chaque point en tenant compte de l'attitude et de la vitesse du porteur en cas d'acquisition dynamique terrestre ou aéroportée). Une grille régulière de plusieurs milliers de points est désormais acquise en une fois. Cette caractéristique est à relier avec la fréquence d'acquisition du capteur, pouvant atteindre jusqu'à 200 kHz sur les capteurs Geiger les plus récents. Le couplage de la haute résolution spatiale et de la grande fréquence d'acquisition fait du plan focal 3D un choix très judicieux pour les acquisitions dynamiques, même en cas d'altitude et de vitesse de déplacement de la plateforme élevées (avion, hélicoptère, etc.). La grille de mesure obtenue est par conséquent dense et régulière.

Les plans focaux en mode Geiger sont spécialement configurés pour le comptage temporel de photon. Le courant macroscopique généré par l'avalanche est le signe d'une détection dont le temps d'apparition depuis la transmission de l'impulsion est mesuré. La porte temporelle de quelques ns à quelques μs est discrétisée en "cases-distance" (ou *time bin*, en anglais), dont le nombre dépend de la durée de la porte temporelle, mais aussi de la résolution temporelle du capteur. Plus il est possible de déterminer précisément le temps d'arrivée du photon, meilleure est la résolution et plus il y aura de cases-distance susceptibles de détecter un évènement. Le signal étant numérisé au sein du ROIC, l'instant d'apparition d'une détection est précisément connu en déterminant la case-distance dans laquelle la détection a lieu. La résolution temporelle est définie par la durée de la case-distance, soit le plus petit temps mesurable entre deux objets distincts. Dans le SWIR, les meilleurs (capteurs InGaAs) sont capables de détecter un photon à 250 ps près [32], soit de renseigner sur la distance de l'objet avec une précision de 3,75 cm, quelle que soit la distance d'observation. Ce système n'égale pas les lasers scanner 3D dont la précision est parfois inférieure au cm, mais une telle précision lors d'une détection à plusieurs km de distance représente une performance jamais atteinte auparavant par un système optique actif.

Les besoins requis pour la conception de ce genre de systèmes conditionnent largement les possibilités, notamment sur la portée maximale, à cause des limitations sur la taille, le poids et le volume du dispositif [Albota et al., 2002b]. La grande sensibilité des capteurs en mode Geiger permet de limiter la quantité d'énergie à émettre. Moins d'énergie à fournir engendre un équipement plus petit et plus léger, condition indispensable pour être embarqué sur un petit avion ou même un drone. La possibilité de capter de très faibles signaux lumineux a un autre avantage notoire, celui d'augmenter considérablement la portée d'un système laser (détection

31. Ceci représente le nombre de pixels physiquement implantés sur le capteur, et non la résolution de l'image finale, qui peut être améliorée par réalisation d'un scan de la scène ou d'une acquisition multi-pulses. Des images 128x128 ont été réalisées dès 2002 par [Albota et al., 2002b] en balayant la scène à partir d'un GmAPD de 4x4 photo-diodes.

32. Dans le visible, les capteurs Si ont des résolutions inférieures à 100 ps.

ou imagerie à plusieurs km de distance avec un objectif longue focale), alors que l'onde est fortement atténuée lors de sa propagation dans l'atmosphère (phénomène d'absorption et de diffusion), ou bien à des distances plus réduites mais dans des conditions d'observation difficiles (pluie, brouillard épais, nuage de poussières ou de neige). Pour des cibles résolues, la puissance optique transmise au sein du faisceau laser puis réfléchie vers le capteur est atténuée selon l'inverse du carré de la distance ($1/R^2$) [Aull et al., 2002].

En mode Geiger, la configuration du circuit est telle (arrêt brutal de la mise sous tension après une détection) qu'il ne peut détecter qu'un évènement par pixel et par impulsion. Mais un *quenching* actif, beaucoup plus fréquent sur des systèmes opérant dans le visible que dans le PIR, offre un temps-mort très court et donc une réactivation du pixel quasi-immédiate (quelques ns) qui autorisera à détecter un nouveau photon. Dans ce cas, le court temps-mort ne constitue pas un frein à l'acquisition. Le capteur peut donc opérer en mode comptage de photons, même à de fortes intensités lumineuses [Aull et al., 2002]. Le *quenching* passif rend le pixel inactif beaucoup plus longtemps, ce qui le rend aveugle aux nombreux autres photons arrivant à ce moment-là. Dans ce cas, des cibles d'intérêt peuvent ne pas être détectées.

Pour des activités de comptage de photons, les caractéristiques prépondérantes sont la probabilité de détection et les décalages temporels. En imagerie passive, ce sont le DCR et l'uniformité spatiale de la probabilité de détection. Dans les deux cas, le niveau de *crosstalk* doit être faible. Avec le mode Geiger, le bruit de multiplication ne s'applique pas. La matrice peut même être désactivée sans qu'aucun courant électrique n'ait été généré. Aucun photon n'est par conséquent détecté. En revanche, les GmAPD sont concernés par la probabilité de détection, aussi connue sous le nom de *Photon Detection Efficiency* - PDE. Cette notion caractérise la probabilité qu'un photon incident génère un évènement détectable, et est notamment fonction de la longueur d'onde et de la nature du substrat (les photons pénètrent plus ou moins selon leur énergie. En fonction du GmAPD, elle est comprise entre 20 et 50%, et est plus élevée dans le visible avec un maximum 80% vers 450 nm). Elle est le produit de l'efficacité quantique (E_q) et de la probabilité d'avalanche (P_{av}) [Aull et al., 2002][Renker, 2006][Younger et al., 2009] :

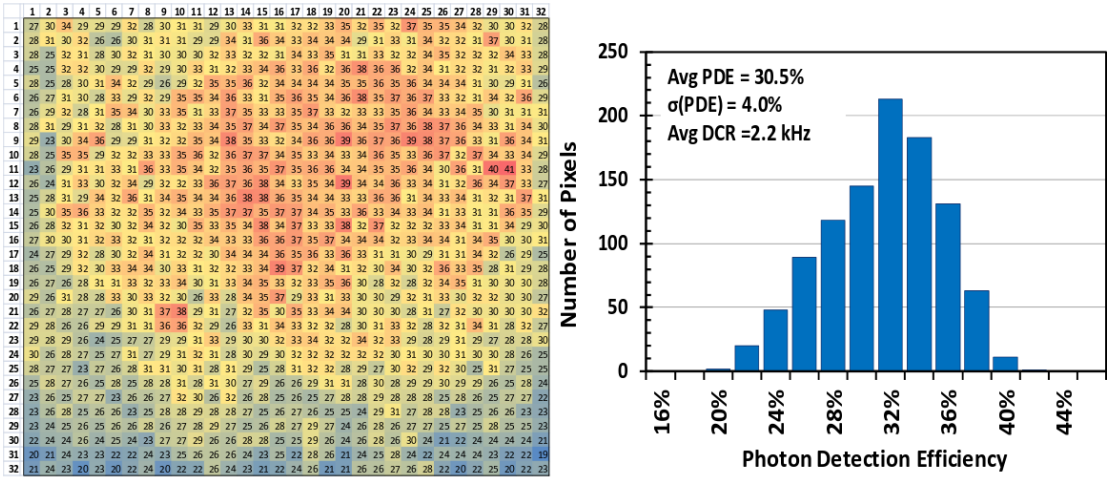
$$P_d = E_q \cdot P_{av}, \tag{2.7}$$

où E_q est la probabilité qu'un photon soit absorbé dans la surface active du pixel, et P_{av} est la probabilité qu'un photo-électron (ou trou) génère une avalanche. Le terme impliquant la surface active réelle du pixel (égale à 75 %) et les pertes associées est généralement considéré dans l'expression ci-dessus [Itzler et al., 2014a]. La probabilité qu'un photon soit détecté est plus importante lorsqu'un électron est à l'origine de l'avalanche. Plus l'excès de tension au sein de la photodiode est important, plus la probabilité qu'une avalanche ait lieu est élevée, et donc qu'une détection en découle, mais plus sa sensibilité au bruit thermique sera forte [Itzler et al., 2010]. Les deux caractéristiques sont proportionnels à la probabilité d'avalanche, qui augmente également avec la tension appliquée à la matrice. Elle dépend également de la position de création de la paire électron-trou sur le pixel et de l'énergie qu'elle génère. Certains matériaux semi-conducteurs comme le GaAs peuvent plus favoriser la mobilité des électrons-trous et le facteur d'ionization, ce qui permet d'obtenir une meilleure probabilité de détection. C'est pourquoi ces composés se retrouvent dans beaucoup de photodiodes aujourd'hui [Renker, 2006].

En pratique, une cartographie de la PDE est dressée par les fabricants (figure 2.19, a), où la probabilité a été mesurée pour chaque pixel sur une moyenne de 10000 impulsions laser d'une durée d'environ 150 ps [33], illuminant la totalité de la matrice (peut aussi être réalisée pixel par pixel [Itzler et al., 2010]). Dans l'exemple de la figure, elles ont été calibrées pour délivrer en moyenne 0,1 photon par pixel et par impulsion (la probabilité qu'il y ait 2 photons par impulsion était

33. Une cartographie du courant d'obscurité est obtenue dans les mêmes conditions d'acquisition, mais en l'absence de lumière incidente. Chaque acquisition durait 2 μs.

inférieure à 1%). Le rapport entre le nombre de détections et le nombre d'impulsions transmises donne la valeur de la PDE pour le pixel considéré. Cette métrique est souvent représentée sous forme d'histogramme pour la totalité de la matrice, illustrant le nombre de pixels pour chaque proportion de détections. Généralement, même si cela varie selon les fabricants, les valeurs de PDE sont plus faibles sur les bords du capteur (cela est dû aux variations locales de la tension de claquage [Itzler et al., 2010]).



(a) (b)

FIGURE 2.19 – (a) Cartographie de la PDE d'un GmAPD 32x32 pixels InGaAsP. Les valeurs affichées (sur une échelle de 100) ont été moyennées sur un total de 10000 impulsions. (b) La PDE est représentée sous forme d'histogramme, regroupant les pixels selon leur efficacité de détection. Avec une moyenne de 30,5%, les probabilités les plus élevées concernent la partie supérieure de la matrice (orange à rouge sur l'échelle de couleur) [Itzler et al., 2014b]

Le *Lincoln Laboratory* a réalisé des mesures à 532 nm avec un PF3D en mode Geiger composé d'une matrice de 32x32 pixels dont la probabilité de détection s'élevait à 40%, l'erreur temporelle de mesure (*offset*) inférieure à 150 ps, et un *crosstalk* inférieur à 1%. Une probabilité de détection jusqu'à 80% est espérée pour les futurs systèmes optimisés. Un niveau de DCR associé de 10 kHz a dans ce cas été considéré par [Albota et al., 2002a] comme négligeable pour les applications LADAR.

Sources et gestion du bruit

En imagerie laser, et d'autant plus avec l'utilisation des GmAPD, le signal laser rétrodiffusé que l'on souhaite analyser n'est pas pur. Si l'extrême sensibilité des capteurs GmAPD a ouvert la voie à la détection de faibles signaux à l'échelle du photon, la sensibilité au bruit n'est pas épargnée. Au cours de sa propagation dans l'atmosphère et de son intégration sur la matrice, il est confronté à la présence et aux perturbations de nombreuses sources lumineuses parasites, provenant de l'environnement (flux solaire, turbulence), des conditions d'acquisition (absorption partielle ou totale) et du dispositif de mesure lui-même (courant d'obscurité, *crosstalk* et *afterpulsing*). Tous ces bruits contribuent à dégrader le RSB et à compliquer le traitement et l'analyse du signal enregistré par le plan focal, ayant un impact significatif sur la qualité de l'image 3D obtenue. Les principales contributions au bruit sont présentées ci-dessous.

Les données temporelles des GmAPD étant digitalisées, le processus de lecture ne génère pas de bruit au niveau du capteur [Aull et al., 2002][Itzler et al., 2010], contrairement aux capteurs en mode linéaire. Seuls le courant d'obscurité et le bruit de fond lié à l'environnement, responsables de fausses alarmes, génèrent un bruit, appelé le *shot noise*, considéré par le capteur. La

probabilité de ces fausses alarmes a besoin d'être minimisée.

A/ Le flux solaire
Ce signal parasite, d'origine environnementale, est réduit de manière importante grâce à l'utilisation d'un filtre spectral (dont la largeur de bande est généralement de quelques nm autour de la longueur d'onde du laser). Son impact sur le signal collecté peut également être limité par l'établissement d'une porte temporelle au niveau du capteur, définie aussi courte que possible autour de l'objet d'intérêt. Ce bruit est traité plus en détail dans la partie 3.3.2. Il est l'une des sources parasites les plus importantes impactant la qualité du signal laser rétrodiffusé.

B/ Le courant d'obscurité ou *Dark Count Rate*
En mode Geiger, un simple photo-électron généré thermiquement par le capteur est capable de déclencher une avalanche, se manifestant par un signal électrique qui n'est issu ni de l'énergie laser, ni du flux solaire. Ce bruit thermique, appelé courant d'obscurité (*Dark Count Rate* - DCR), est le taux de détection moyen mesuré par seconde [Hz], apparaissant en l'absence de toute lumière incidente [Itzler et al., 2010], mais uniquement liées aux charges thermiques internes au capteur. Les courants macroscopiques induits par les photo-électrons générés thermiquement sont tout autant multipliés au sein de la couche InP de la photo-diode, que ceux provenant de photo-électrons laser. Leur taux est bien plus important que celui rencontré dans les détecteurs à plus faible gain [Piccione et al., 2016]. Le courant d'obscurité contribue à augmenter le taux de fausses alarmes représentées dans le nuage de point 3D final, et nécessite des algorithmes de post-traitements pour le supprimer et mettre en évidence les objets d'intérêt lors de la visualisation de l'image.

Le DCR peut avoir plusieurs origines, mais la principale provient du fonctionnement du capteur. La mise sous tension de la matrice de pixels fait inéluctablement croîte la température des composants. C'est cette température de chauffe qui génère le plus de photo-électrons "bruit", par effet thermique, qui possèdent une énergie suffisante pour déclencher une avalanche et être responsable d'une détection, correspondant à une fausse alarme. La dissipation d'énergie due à l'activité du ROIC, et donc potentiellement source de fausses alarmes, est négligeable puisqu'elle est estimée à 32 nW, au plus haut de sa fréquence d'acquisition (environ 200 kHz) [Itzler et al., 2010]. La plus grande source de chaleur de la caméra PF3D est quant à elle fournie par le TEC. Le fonctionnement du plan focal à la température régulée de -25 $^\circ$ par le TEC est responsable de la dissipation d'énergie à hauteur de 5 W environ. Mais la valeur du DCR serait bien plus élevée si aucune source de refroidissement n'était utilisée, et que la température normale de chauffe du système (55 $^\circ$) était atteinte. Abaisser la température du capteur a pour effet de diminuer le niveau du DCR. Il existe un facteur de réduction d'environ 2 lorsque la température diminue de 8 $^\circ$ (un autre moyen de réduire le bruit thermique est d'abaisser la tension du capteur, mais ce qui a pour effet de diminuer le champ électrique et donc le gain interne) [Renker, 2006].

Ce bruit thermique impacte donc constamment le signal enregistré par la matrice, qu'une source d'énergie extérieure (impulsion laser, radiations solaires, etc.) soit intégrée ou non par le détecteur. Le taux du courant d'obscurité est donc aisément calculé en collectant sur chaque pixel pendant toute la durée de la porte temporelle ($\approx 2\ \mu s$), le signal "obscur" (sans lumière incidente). La valeur assignée à chacun des pixels est une moyenne provenant typiquement de l'enregistrement de 10000 à 25000 fenêtres d'acquisition (ou *frames* en anglais), pour une probabilité de détection donnée (cartographie de PDE). A l'instar de la PDE (figure 2.19), un exemple de cartographie du DCR et de sa représentation sous forme d'histogramme est présenté sur la figure 2.20. Les conditions d'acquisition sont similaires [Itzler et al., 2014b].

En comptage de photons, le DCR est également considéré comme un signal. Son erreur moyenne peut être mesurée et soustraite, mais sa variance statistique demeure une source de bruit aléatoire indissociable du signal acquis [Aull et al., 2002]. La qualité du matériau utilisé dans la fabrica-

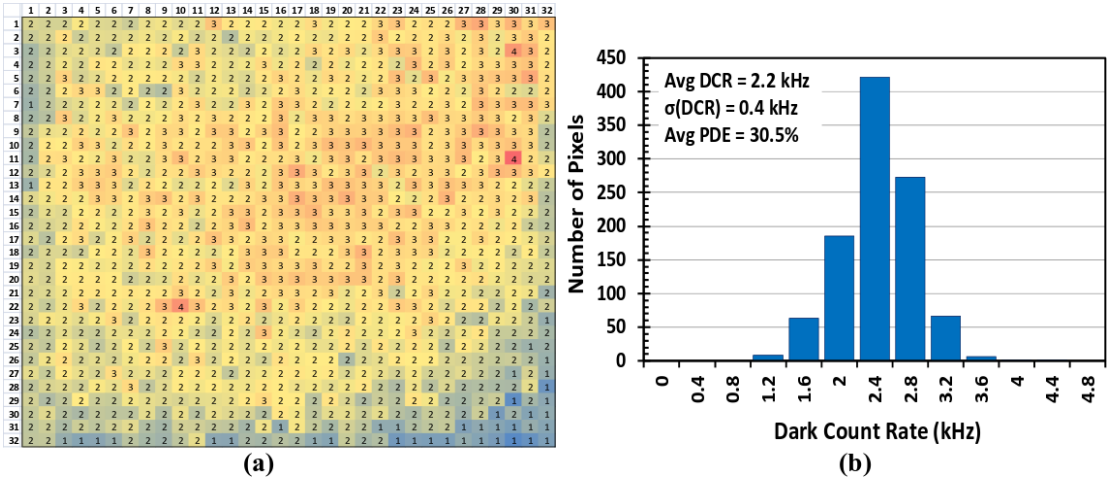


FIGURE 2.20 – (a) Cartographie du niveau de DCR d'un GmAPD 32x32 pixels InGaAsP. Les valeurs affichées, en [kHz], ont été moyennées sur un total de 10000 impulsions. (b) Le DCR est représenté sous forme d'histogramme, regroupant les pixels selon le nombre d'occurences généré par seconde. Avec une moyenne de 2,2 kHz avec une PDE moyenne de 30,5%, le taux du courant d'obscurité à l'échelle de la matrice est relativement uniforme [Itzler et al., 2014b].

tion d'un APD a une influence sur le niveau du courant d'obscurité. Par exemple, les GmAPD fabriqués à partir de Si à température ambiante ont un niveau de bruit thermique inférieur à 1 kHz, tandis que celui des GmAPD à substrat InP est généralement compris entre 10^4 et 10^6 Hz. Cependant, ce dernier présente des capacités de détection bien plus élevées [Younger et al., 2009]. En deçà de 1 kHz, le courant d'obscurité est négligeable pour la plupart des applications en imagerie 3D [Albota et al., 2002a]. La dépendance entre ces deux paramètres, les plus significatifs de la performance d'un capteur plan focal en mode Geiger, est illustrée sur la figure 2.21 suivante, présentée par [Itzler et al., 2010]. Quelques pixels parmi les 1024 de la matrice ont été sélectionnés aléatoirement. Les mesures ont été acquises à une température égale à 253 K, avec une configuration du système sensible à 1,55 μm de longueur d'onde. L'augmentation de l'efficacité de détection d'un photon passe par une légère augmentation de la tension du capteur (sensibilité plus grande des pixels), résultant en l'augmentation inévitable de signaux parasites générés thermiquement.

Le courant d'obscurité suit également la loi de Poisson [Itzler et al., 2014a] : les détections imputables à ce bruit sont indépendantes, leur probabilité d'apparition est proportionnelle à la durée d'exposition et la probabilité d'apparition de plusieurs détections pendant cet intervalle est négligeable (pour des expositions suffisamment courtes). Le niveau de bruit thermique D_{th} est finalement dérivé de la distribution de Poisson, et est égal à la racine carrée du nombre de photo-électrons générés pendant le temps d'exposition :

$$D_{th} = \sqrt{DCR \cdot t_{gate}}, \tag{2.8}$$

où t_{gate} est la durée de la porte temporelle, en [s].

Puisqu'un signal électrique est utilisé pour mesurer le temps d'arrivée d'une impulsion lumineuse, la variation statistique du décalage temporel (*timing jitter*) entre l'arrivée de l'onde et la réponse électrique du capteur doit être considérée pour les applications laser. Les sources responsables de ce délai sont (i) la possibilité de détecter au début, au milieu voire même à la fin du signal retourné, compte-tenu de l'efficacité quantique et de la largeur de l'impulsion retournée, (ii) de la distance parcourue par le photo-électron au sein de la couche de multiplication

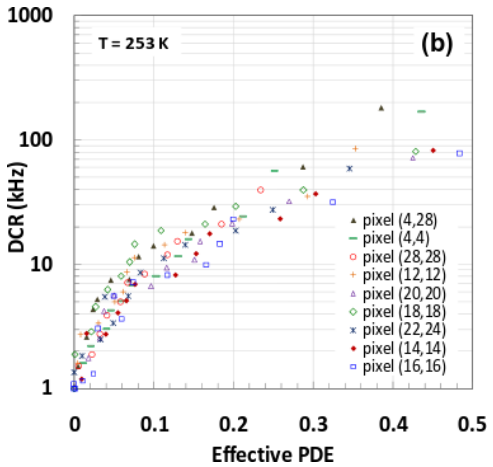


FIGURE 2.21 – Illustration du comportant dépendant entre la PDE et le niveau de DCR d'un capteur GmAPD InGaAs (1,55 μm) pour une sélection aléatoire de quelques pixels. Les mesures ont été réalisées avec une température de 253 K pour minimiser le taux de DCR au sein de la photo-diode [Itzler et al., 2010].

([Aull et al., 2002] évaluent ce retard à 100 ps environ), (*iii*) au temps écoulé lors de l'avalanche pour que le courant macroscopique soit suffisamment élevé pour être détecté (de plusieurs dizaines voire centaines de ps), et enfin (*iv*) le bruit thermique qui crée une variation de l'amplitude mesurable, et donc sur le moment, de dépassement du seuil de détection. [Albota et al., 2002a] ont mesuré un *jitter* équivalent à 3 cm à partir d'une impulsion *Transistor-Transistor-Logic* - TTL - déclenchée par un GmAPD.

C/ Le *crosstalk*
Les photodiodes à avalanche sont affectées par un autre bruit, d'origine thermique également mais différencié du DCR : il s'agit du *crosstalk*. Il est défini comme étant la probabilité, en fonction du temps, qu'un pixel voisin déclenche une avalanche après qu'un premier pixel ait lui-même déclenché une avalanche [O'Brien and Fouche, 2005]. Ce phénomène est initié par une avalanche issue de la détection d'un photo-électron "laser" ou généré thermiquement par le courant d'obscurité (que l'on nomme indifféremment "évènement"), et dégrade la capacité de détection des GmAPD. Lorsqu'un évènement est détecté au sein de la couche de multiplication du pixel[34], l'énergie délivrée est parfois à l'origine de l'émission de nouveaux photo-électrons dits secondaires (multi-spectraux, *i.e.* ayant différentes longueurs d'onde) en direction des autres photodiodes, également sensibles à de très faibles signaux [Rech et al., 2008][Itzler et al., 2010]. Ils sont propagés en dehors du substrat hôte directement vers les pixels voisins et leurs courants induits peuvent déclencher à leur tour une nouvelle avalanche, responsable d'une détection au sein de cet autre pixel (à condition qu'il soit toujours actif, figure 2.22). Cette détection n'est autre qu'une fausse alarme puisque générée sans l'absorption d'un signal incident mais par un courant induit thermiquement. Elle provoque instantanément la désactivation du pixel en question, empêchant par conséquent toute autre détection potentielle d'un photo-électron provenant du signal laser. Le pixel peut donc manquer la détection d'un objet d'intérêt à cause de son inactivité lors de la réception du photon en question.

Les deux points clés de ce phénomène sont les distributions spatiale et spectrale de la lumière émise au sein du pixel après une détection. Beaucoup d'auteurs, notamment [Haitz, 1965],

34. Il a été démontré par [Younger et al., 2009] que l'électro-luminescence générée après la détection d'un évènement est fortement émise à proximité de la couche de multiplication. Sur les matrice de Si, approximativement 3×10^{-5} photon pour chaque porteur de charges a l'énergie requise pour déclencher une avalanche au-delà de la frontière du pixel.

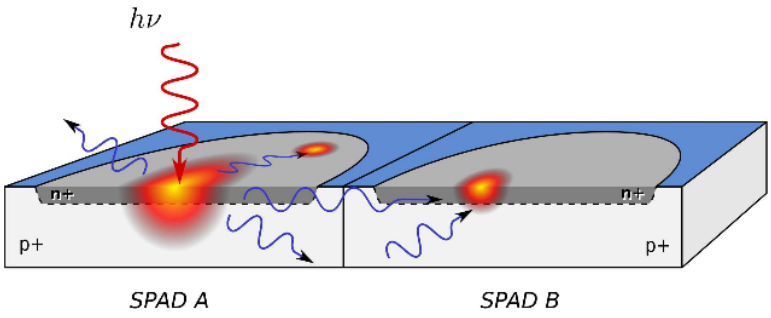


FIGURE 2.22 – Illustration schématique du phénomène de *crosstalk* entre un pixel (SPAD A) et son voisin (SPAD B). L'absorption d'un photon incident $h\nu$ au sein du substrat provoque l'émission d'une quantité d'énergie suffisamment élevée pour que celle-ci soit projetée en direction d'un pixel avoisinant, pouvant à son tour déclencher une avalanche et ainsi détecter un photo-électron créé, assimilé à une fausse alarme. Les contributions du *crosstalk*, qui peuvent être directes (à travers la tranchée gravée entre deux pixels) et/ou indirectes (par réflexion sur la face arrière non-illuminée de la photodiode), sont représentées par les flèches bleues ondulées [Rech et al., 2008].

[Kindt et al., 1998] et [Prochazka et al., 2006] ont avancé que le *crosstalk* provenait uniquement de la propagation directe des photo-électrons thermiques, d'une couche de multiplication à l'autre. Ce problème spatial a partiellement été traité par les fabricants de SPAD, en intégrant des "barrières optiques", *i.e.* des tranchées gravées jusque dans la couche de multiplication (figure 2.23, b), l'une d'entre elle est indiquée par le point C), afin de stopper la course des charges libérées. Les chercheurs ont alors formulé une décroissance linéaire du nombre de détections bruitées avec la distance parcourue et l'absorption par les tranchées (en $1/R^2 \cdot \exp(-\alpha R)$ ou simplement en $1/R^2$ en considérant uniquement l'atténuation due à la propagation). D'autres équipes scientifiques comme [Rech et al., 2008], [Younger et al., 2009] et [Piccione et al., 2016], ont observé des augmentations du taux de *crosstalk* sur des pixels, pourtant positionnés plus loin sur la matrice (cela engendre l'évolution en "cloche" du taux de détection selon la distance à l'avalanche initiale, décrite par [Rech et al., 2008]). Les barrières optiques ont donc été jugées partiellement inefficaces, après la mise en évidence expérimentale qu'une majeure partie des photo-électrons secondaires atteignaient les pixels avoisinants préférentiellement par les réflexions sur la face non-illuminée (surface arrière ou *back side*) de l'entrée des photo-diodes (figure 2.23, a)). Des solutions ont été apportées, par exemple en ajoutant un revêtement métallique sur cette face (jonction bleue entre les surfaces actives des pixels sur la figure 2.22, les surfaces actives devant laisser passer les photons incidents), afin d'absorber au maximum les photo-électrons secondaires émis potentiellement réfléchis.

La modélisation du phénomène de *crosstalk* a notamment été proposée par [Rech et al., 2008] et [Piccione et al., 2016]. L'évolution en "cloche" (légère augmentation puis décroissance avec la distance, figure 2.24) du taux de *crosstalk* avec la distance met significativement en évidence la relation de dépendance entre les deux critères, et permet de confirmer l'idée de contributions indirectes via les réflexions sur la face arrière de la photodiode. Ces études ont représenté une aide précieuse pour la conception des récents APD, afin de garantir un taux d'évènements bruités relativement bas. [Piccione et al., 2016] sont même allés plus loin en intégrant un second ordre à la modélisation de ce bruit thermique, en considérant pour chaque pixel la probabilité d'apparition du *crosstalk* en fonction de sa position par rapport à une avalanche, en tenant compte du fait que le pixel d'où provient le courant thermique aurait déjà pu être désactivé par une précédente détection d'évènement liée à l'avalanche originelle apparue sur un autre pixel voisin (calcul des probabilités cumulées du *crosstalk*). Une acquisition multi-pulses n'étant pas possible avec les GmAPD actuels, la probabilité de détection d'un évènement lié au *crosstalk* doit

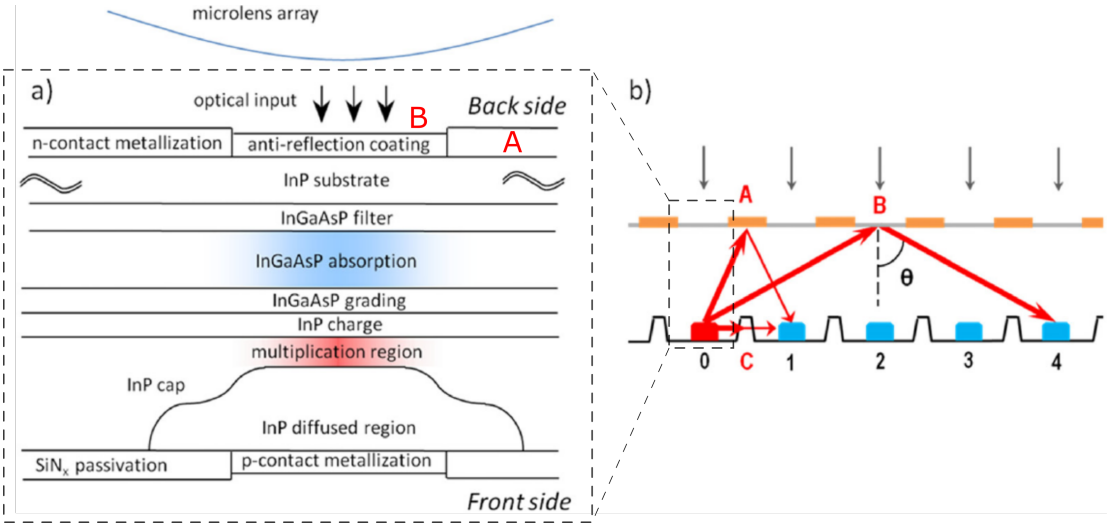


FIGURE 2.23 – Explication du phénomène de *crosstalk* au niveau du pixel d'un GmAPD InGaAsP. Les photo-électrons générés thermiquement dans la couche de multiplication à la suite de l'absorption d'un photon, sont propagés vers les pixels voisins, et peuvent être à l'origine de nouvelles avalanches. Ils sont propagés par trajet direct (à travers les tranchées gravées (C)), et par réflexions sur la face arrière non-illuminée de la photodiode ((A) est la partie métallique et (B) est la paroi anti-réflexions permettant la collection des photons incidents). Au-delà de l'angle critique θ, tous les photo-électrons sont réfléchis [Piccione et al., 2016].

prendre en compte dans son algorithme l'activation ou non du/des pixels voisins, et leur probabilité d'avoir déjà détecté un photo-électron, au cours de la réception d'une même impulsion laser [Younger et al., 2009]. Cette modélisation du phénomène a été vérifiée expérimentalement et fournit une explication au comportement décroissant non-linéaire des probabilités de détection avec la distance (forme en cloche).

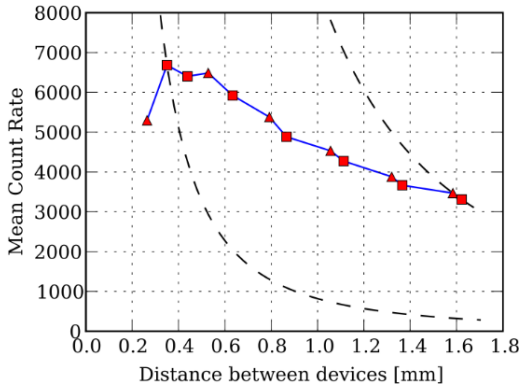


FIGURE 2.24 – Démonstration de l'existence de réflexions des photo-électrons à l'origine du *crosstalk* sur les pixels voisins. L'atténuation monotone du nombre de détections avec la distance parcourue à travers les barrières optiques est représentée par les lignes en pointillés. L'évolution en "cloche" du *crosstalk* (courbe bleue) au sein d'une matrice GmAPD est le témoin d'une contribution indirecte due aux réflexions sur la face arrière de la photodiode [Rech et al., 2008].

Concernant la distribution spectrale, [Rech et al., 2008] indiquent que le taux de *crosstalk* aurait tendance à diminuer avec l'augmentation de la longueur d'onde du courant EM émis par une avalanche, à cause de la décroissance du nombre de photo-électrons émis du visible vers l'IR (dont une importante diminution dans le PIR, entre 1100 et 1200 nm). D'un autre côté, le coefficient d'absorption des photo-électrons par la surface métallique diminue drastiquement avec l'augmentation de la longueur d'onde et aurait tendance à faire augmenter le taux de *crosstalk*. Leur hypothèse validée par les expérimentations a finalement conclu que l'effet du *crosstalk* était maximal entre 1100 et 1200 nm. Son taux d'apparition est donc conditionné par la relation existant entre ces deux processus. [Itzler et al., 2014b] ont également avancé que les capteurs GmAPD InGaAs/InP à large bande spectrale (900-1600 nm) sont plus sensibles aux effets du *crosstalk* que les capteurs InGaAsP/InP à bande étroite (900-1100 nm). Un filtrage spectral contribue donc à réduire ce phénomène.

L'apparition du *crosstalk* est favorisée par la géométrie de la matrice, autrement dit par la taille de la surface active (en gris sur la figure 2.22) et l'espacement d'un pixel à l'autre (*pixel pitch*), ou encore l'épaisseur du substrat (Si ou InP, entre autres). Ce phénomène limite donc la densité d'intégration des données au sein du plan focal en requérant une taille de pixel minimale [Rech et al., 2008]. Il existe un angle de réflexion critique θ, égal à 17,7 $^\circ$ (figure 2.23, b), au-delà duquel la quasi-totalité des photons approchant l'interface est réfléchie vers l'intérieur de la photodiode, et donc vers les pixels voisins (en deçà de cet angle, les photo-électrons sont en partie transmis en dehors du substrat de la photodiode), la probabilité d'apparition du *crosstalk* se retrouve donc augmentée [Rech et al., 2008][Younger et al., 2009].

Pour estimer quantitavement le *crosstalk*, il convient d'établir un lien statistique entre la probabilité de détection d'un évènement apparaissant à la position x et au temps t, avec une autre détection sur un pixel voisin toujours actif, apparue à la position x' et au temps t'. En d'autres termes, cela revient à étudier la corrélation des évènements dans le temps et l'espace. Cette opération est relativement complexe, puisqu'il est impossible de différencier des évènements provenant du *crosstalk* et du DCR, et que les détections liées au *crosstalk* sont limitées spatialement (il existe une distance maximale au-delà de laquelle l'intensité du signal généré par une avalanche est négligeable), et temporellement (statistiquement, une détection liée au *crosstalk* apparaît au maximum quelques nanosecondes, $\approx$10 ns, après une avalanche sur le pixel voisin). Cette probabilité d'occurence a notamment été mesurée par [Aull et al., 2002] et [Itzler et al., 2010], en analysant les temps de déclenchement enregistrés par les pixels avoisinants par rapport au temps affiché par l'unique pixel illuminé par le laser. Ils ont estimé la probabilité à moins de 1% pour une PDE de la matrice autour de 35%. Réalisée sur un échantillon de plusieurs milliers d'impulsions laser, cette technique permet de différencier les détections imputables au DCR de celles reliées exclusivement au *crosstalk*. D'après [Itzler et al., 2010], la probabilité qu'au moins deux cas de *crosstalk* aient lieu après une avalanche a quant à elle été estimée à environ 2 %. La probabilité cumulée qu'un cas de *crosstalk* ait lieu sur n'importe quel pixel de la matrice après une avalanche primaire est inférieure à 15%. [Younger et al., 2009] proposent de retrouver le nombre d'évènements estimés pour une certaine distance de propagation et un temps maximal d'apparition depuis une détection originelle, à partir de la fonction d'étalement du point.

Parmi les méthodes proposées pour la réduction du *crosstalk* (jusqu'à un facteur 100), on retient (*i*) la diminution de la tension électrique soumise à la photodiode [35], (*ii*) la réduction de la surface active des pixels et l'augmentation de leur espacement (ce qui a pour effet contraire d'augmenter le DCR et l'effet d'*afterpulsing*, décrit ci-après [Itzler et al., 2014a][Itzler et al., 2014b][Piccione et al., 2016]), (*iii*) la métallisation de la face non-illuminée de l'entrée de la photodiode, et (*iv*) le filtrage spectral des émissions lumineuses liées à l'avalanche [Itzler et al., 2014a]. Le calcul de la probabilité d'occurence est aujourd'hui réalisé à partir de logiciels de design optique dédiés, ce qui permet d'améliorer la configuration physique de la matrice, en fonction de l'application visée.

35. Le *quenching* actif, coupant instantanément le courant de la photodiode et limitant l'excès de charges, est particulièrement adapté pour cette technique de réduction.

D/ L'effet d'*afterpulsing*
L'effet de capture d'une charge crée un phénomène d'*afterpulsing* au sein de la matrice pendant quelques μs après une avalanche, dont son relâchement peut retarder le ré-armement du pixel et même déclencher une nouvelle détection de type fausse alarme avant la réception d'une autre impulsion. Cet effet non-Poissonien [Itzler et al., 2014a] contribuant à la détection de fausses alarmes détermine généralement le temps-mort minimum nécessaire à la photodiode avant son ré-armement (environ 1 μs pour des conditions classiques d'acquisition, soit 3V de sur-tension à 248 K), pour que sa probabilité d'apparition soit négligeable. Il peut aussi être réduit en utilisant une faible tension d'opération au niveau du détecteur. Pour le modèle de caméra GmAPD présenté dans ce manuscrit, le temps-mort est de 3,5 μs, suffisant pour réduire l'*afterpulsing*.

En conclusion, les détections liées aux différentes sources de bruit sont considérées comme des fausses alarmes et vont dégrader la qualité (densité, précision) des images 3D générées. Elles sont aléatoires temporellement et spatialement, bien que des lois statistiques permettent de les modéliser et de les estimer. La grandes PRF et fréquence d'acquisition des systèmes laser à plan focal sont alors appréciées et largement exploitées afin d'augmenter considérablement la fiabilité des détections, en maximisant les probabilités de détections des cibles, dont les positions sont supposées constantes pendant l'intervalle de temps considéré (porte temporelle de quelques μs voire ns), contrairement aux fausses alarmes. Ce point est plus amplement discuté dans le paragraphe suivant.

Les phénomènes de *crosstalk* et d'*afterpulsing* existent au sein des GmAPD et leurs contributions respectives ont été estimées, mais du fait de la complexité de leur modélisation et de leur impact relativement faible sur les probabilités de détection d'une cible (moins de 15 % de probabilités cumulées pour le *crosstalk*, et temps-mort suffisamment long pour négliger l'*afterpulsing*), nous avons choisi de ne pas les prendre en compte au cours de cette thèse, notamment pour le chapitre 3. Il était tout de même important de les présenter, car ils devront être considérés par la suite pour modéliser plus fidèlement le fonctionnement réel d'un PF3D à détection Geiger. Le phénomène de *crosstalk* pourra notamment être rencontré de manière plus significative dans le cas où les pixels sont saturés (excédent de charges liées à la tension trop élevée de la matrice ou à une grande quantité de photons collectés). Lors des acquisitions, le *crosstalk* peut se traduire par la détection fréquente de fausses alarmes sur les pixels voisins, et donc par le renvoi d'une information géométrique erronée des objets sur la matrice.

Formation d'une image 3D
En théorie, une seule impulsion laser suffit à former une image 3D sous la forme d'un nuage de points, créé par les coordonnées (x, y, z) de chacun. Le mode de détection Geiger n'étant pas linéaire mais probabiliste, une détection n'est pas systématique au sein d'un pixel. Une détection n'est pas forcément reliée à un photon laser mais à ce que l'on appelle un évènement, correspondant soit à un photo-électron "laser", soit à un photo-électron "bruit". Elle est régie par la loi statistique de Poisson, exprimée dans [O'Brien and Fouche, 2005][Williams and Huntington, 2006] :

$$P_{d;t_1,t_2} = \frac{\lambda(t_1,t_2)^m}{m!} \cdot \exp(-\lambda(t_1,t_2)), \tag{2.9}$$

où P_d est la probabilité que m évènements apparaissent entre les temps t_1 et t_2, lorsque λ est le nombre moyen de photons arrivant sur le pixel. Dans la réalité, on observe 5 cas de figure (détection ou de non-détection d'un objet) à la suite de la transmission d'une impulsion :

- un objet est présent dans le cône d'éclairement, il est détecté par le capteur,
- un objet est présent, une détection liée au bruit avant ou après l'objet, a lieu,
- un objet est présent, aucune détection n'a lieu,
- aucun objet n'est présent, une détection liée au bruit a lieu,
- aucun objet n'est présent, aucune détection n'a lieu.

Toutes ces possibilités sont corrélées à une probabilité d'occurence, et sont fonction de plusieurs paramètres (RSB au niveau de chaque case-distance, forme globale de l'histogramme, largeur de la porte temporelle, position de l'objet au sein de la porte, etc.). Les probabilités de détection sont étudiées dans le chapitre suivant, concernant le développement du module capteur Geiger.

Comme il n'est pas possible d'identifier la provenance et la nature de chaque photon absorbé ayant abouti à la détection du photo-électron converti, un moyen d'augmenter la probabilité de détection de la cible (donc de minimiser la probabilité de fausses alarmes), est d'acquérir les résultats de détection issues de nombreuses impulsions laser transmises à très haute cadence. La détection d'une cible (supposée fixe et constante pendant le temps d'acquisition) intervient toujours au même endroit dans la porte temporelle, selon la probabilité de détection P_d, tandis que la détection d'un photo-électron "bruit" P_{fa} est aléatoire au cours du temps. L'enregistrement de toutes les détections (sur chaque pixel pour chaque impulsion, et pour toutes les impulsions) donne lieu à un volume de données très important en utilisant un capteur multi-pixels et une haute fréquence d'acquisition. Avant la phase d'affichage de l'image 3D, les détections sont généralement représentées sous forme d'histogramme de détections, pour chaque pixel et pour la totalité des impulsions acquises, illustrant le nombre de détections pour chaque case-distance comprise dans la porte temporelle (on parle aussi de répartition temporelle des "coups" par *bin*, figure 2.25). Dans le cas d'un fort RSB, la position de la cible peut être aisément retrouvée, et la forme de l'histogramme est liée à la largeur de l'impulsion initiale et aux propriétés géométriques et radiométriques de la scène illuminée par le FOV du pixel. Les maximums de détection sont attendus au niveau des cibles supposées. Les signaux étant discrétisés au sein de la porte temporelle, une case-distance enregistre indifféremment le niveau d'énergie issu du laser et celui issu des sources de bruit. Dès que la tension de claquage est franchie, une détection a lieu au niveau du pixel et la position de la case-distance est enregistrée, et insérée dans l'histogramme. Ce processus est répété pour l'ensemble des impulsions, et le nombre de détections pour chaque case-distance est sommé. L'histogramme se construit de la manière suivante :

$$hist(p, i, x, y) = \sum (detection(p, i, x, y), \tag{2.10}$$

où *(x,y)* est le numéro du pixel sur la matrice 32x32, p est le numéro de l'impulsion transmise, et i l'index de la case-distance dans la porte temporelle, avec

$$detection(i, x, y) = 1 \qquad ou \qquad 0, \tag{2.11}$$

si la détection d'un évènement a eu lieu ou non, respectivement.

Le fait d'utiliser une grande quantité d'impulsions laser permet de minimiser les détections liées aux fausses alarmes, de palier les non-détections alors qu'une cible est présente, et d'augmenter la fiabilité des détections théoriquement les plus récurrentes, celles correspondant aux cibles d'intérêt (dont le temps de propagation A/R coïncide). L'enjeu ici est d'obtenir pour chaque scène illuminée une image 3D fiable en accumulant un minimum d'impulsions laser. L'imagerie laser aéroportée requiert des temps d'acquisition courts pour palier les vitesses de déplacement de la plateforme. Une PRF très élevée est donc nécessaire pour répondre à ce besoin. Pour les LADAR, il est possible de remonter au nombre théorique moyen de photo-électrons en utilisant les probabilités de détection dérivées de la statistique de Poisson (pour les capteurs passifs fournissant l'intensité du signal, le nombre de photo-électrons est directement lié au nombre de détections, après étalonnage entre les deux grandeurs).

A l'instar de la technologie laser scanner 3D, les avantages et les limites d'un plan focal en mode Geiger pour la cartographie aéroportée sont regroupés dans le tableau 2.2. La haute résolution spatiale est atteinte grâce au capteur multi-pixels, qui permet l'acquisition simultanée de plusieurs milliers de points de la scène à partir de la première impulsion. Le déplacement de la

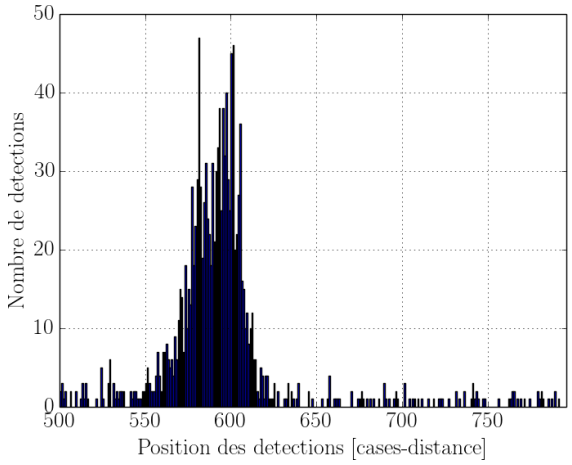


FIGURE 2.25 – Exemple d'un histogramme de détections obtenu expérimentalement à partir de 1000 impulsions laser éclairant un objet situé à 855 m de distance. Le numéro de chaque case-distance comprise dans la porte temporelle est représenté sur l'axe des abscisses. Les maximums de détections sont rencontrés entre les numéros 570 et 613, correspondants à l'objet recherché. Les détections sur le bruit sont quant à elles moins nombreuses et aléatoirement distribuées dans la porte temporelle.

plateforme et la PFR élevée du laser contribuent quant à eux à l'augmentation du FOV du système. Enfin, l'énergie élevée par impulsion et la très grande sensibilité des pixels semblent adaptées pour des acquisitions en conditions de visibilité dégradées ou pour les très longues distances d'observation (> 5 km). Seule l'incapacité du GmAPD à acquérir l'onde complète représente une véritable contrainte, puisque la détection d'un seul évènement par pixel et par évènement rend difficile l'identification de cibles positionnées derrière un autre objet semi-transparent (décamouflage). L'information radiométrique demeure de ce fait inconnue.

AVANTAGES	**LIMITATIONS**
Haute résolution spatiale	1 seule détection par pixel par impulsion
Haute résolution temporelle	Temps-mort lors de la lecture de la matrice
Haute sensibilité des pixels	Pas d'accès à l'amplitude du signal (avec GmAPD)
Très haute cadence laser	
Electronique GmAPD simplifiée	

TABLE 2.2 – Avantages et limitations de la technologie flash LADAR 3D pour la cartographie 3D aéroportée et à haute résolution.

2.4.3 Intérêt de la simulation numérique

Aujourd'hui, des démonstrateurs expérimentaux utilisant la technologie GmAPD existent et sont même embarqués à bord d'avion. Développés et testés depuis plus de 15 ans par des institutions américaines, ils se montrent particulièrement performants et novateurs dans le domaine de la cartographie aéroportée. Essentiellement lancés dans le cadre de projets militaires, ils sont aujourd'hui employés pour répondre à des besoins divers, qu'ils soient militaires, industriels, d'urbanisme ou environnementaux. On peut notamment citer un des plus performants systèmes mettant en oeuvre un GmAPD à ce jour, détenu par la société américaine HARRIS Corpora-

tion [www.harris.com]. Il est capable de voler à plus de 540 km.h^{-1} à une altitude de près de 9 km, tout en fournissant une précision en distance inférieure au décimètre [www.asprs.org]. Il est doté d'un capteur 128x32 pixels, d'un *Palmer scan* (offrant alors un FOV de 30 $^{\circ}$) et d'un laser cadencé à 50 kHz, lui permettant d'acquérir jusqu'à 205 millions de points par seconde (électronique de numérisation simplifiée et lecture ultra-rapide), de couvrir plus de 700 km^2.h-1, soit 17 fois la superficie couverte par un PF3D Linéaire, tout en supprimant les zones d'ombre généralement observées aux abords des bâtiments ou de la végétation (gestion du décamouflage) [www.harrisgeospatial.fr]. Cependant, l'accès à cette technologie ou aux données est très restreinte, puisque la société HARRIS Corporation par exemple, ne commercialise pas son dispositif d'imagerie 3D, mais vend ses services pour divers intérêts (Défense, industrie, environnement). De même, très peu d'informations sont véhiculées dans la littérature sur ces systèmes et leurs performances. On peut citer d'autres dispositifs Geiger expérimentaux développés par le Lincoln Laboratory (MIT) connaissant le même, comme ALIRT (mis en oeuvre lors du tremblement de terre en Haïti en 2010) et MACHETE (détection d'activités clandestine sous couvert végétal dense) [www.II.MIT.edu]. Des exemples d'images laser 3D obtenues par les différents systèmes sont présentés sur la figure suivante :

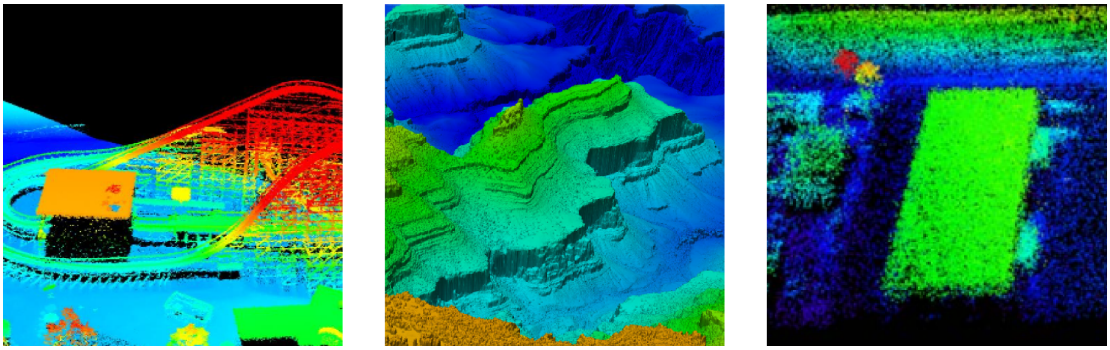


FIGURE 2.26 – Images laser 3D obtenues à partir de plusieurs systèmes expérimentaux embarqués à bord d'avion, utilisant la technologie GmAPD. Les MNT générés par HARRIS (à gauche), ALIRT (au milieu) et MACHETE (à droite) possèdent ont une densité de plusieurs dizaines de points par m^2, et fournissent des mesures de distance avec une précision inférieure à 10 cm, même lors d'un vol à plus de 5 km d'altitude [www.asprs.org][www.II.MIT.edu].

Faute d'accessibilité aux technologies opérationnelles, à leurs données, et d'expérimentations en conditions réelles, notamment pour des raisons de coûts et de mises en oeuvre pour une utilisation aéroportée, quelques équipes se sont penchées sur le développement de simulateur d'imagerie laser exploitant la théorie des plans focaux 3D, afin d'étudier leurs performances.

Les ingénieurs du *Lincoln Laboratory*, à l'origine de la conception des plans focaux 3D en mode Geiger, ont été les premiers à les utiliser pour détecter des cibles sous couvert végétal (sur une zone relativement restreinte). C'est d'ailleurs dans le cadre du programme JIGSAW de la Défense américaine qu'en vue des expérimentations aéroportées (à une altitude d'environ 100 m) qu'un simulateur a été dévoloppé. L'angle de visée est variable au fur et à mesure que la plateforme se déplace, de manière à maximiser les chances de pénétration à travers le feuillage des arbres (figure 2.27). Le *crosstalk* et le décalage temporel (*offset*) n'ont pas été pris en compte pour les simulations, car jugés négligeables. En revanche, les paramètres suivants ont été intégrés : signal laser, bruit (DCR, flux solaire), trajectoire, scan (motif en rosace) et post-traitement. Le mécanisme de scan implémenté dans le modèle permet cependant de passer d'une dimension physique de capteur GmAPD 4x4, à une dimension d'image 3D finale 128x128 et même 256x256 (une superficie d'environ 30 m^2 est totalement couverte en 4 s avec ce système). Les simulations, d'abord effectuées sur un tank au milieu d'un terrain nu puis placé sous une forêt dense (jusqu'à 98% d'occultation), concordent avec les expérimentations réalisées par la suite

(résolution spatiale et détermination de la hauteur des objets). Les différences relevées lors de la comparaison sont dues aux incertitudes de visée et de position du système embarqué, aux différences de phase entre les motifs de scan, et aux légères erreurs de modélisation du véhicule. Le bruit a été supprimé par application d'un seuillage sur le nombre de détections par pixel, identique pour l'ensemble de la matrice.

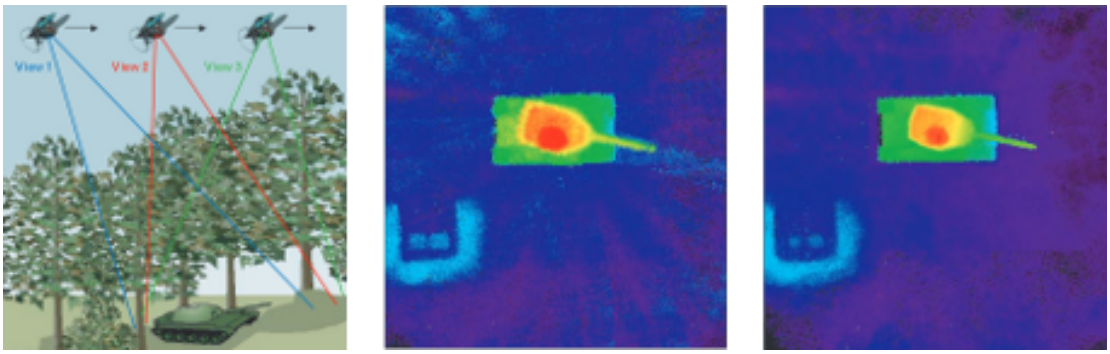


FIGURE 2.27 – Exemples d'images laser aéroportées (100 m d'altitude) obtenues par [O'Brien and Fouche, 2005] dans le cas de détection de cible sous couvert végétal occultant 71% de la scène (à gauche). Le déplacement de la plateforme et un mécanisme de scan permet au GmAPD 4x4 d'augmenter la taille de l'image finale et d'illuminer une plus grande portion de scène, tout modifiant son angle de visée. Les chances de pénétrer à travers le feuillage sont augmentées et l'identification de l'objet devient possible. La forme de l'objet et la hauteur de l'objet sont quasiment parfaitement retrouvées sur l'image simulée (à droite), en comparaison avec l'image réelle (au milieu).

D'autres auteurs ont développé des outils numériques de simulation pour prédire les résultats d'imagerie laser à partir de plans focaux 3D [Grasso et al., 2006], [Yan and Deng, 2008] et [Kim et al., 2013], mais aucun n'a apporté de validation expérimentale par comparaison avec des nuages de points 3D réels. [Yan and Deng, 2008] se sont basés sur la théorie de l'imagerie laser développée par [Carlsson et al., 2001] avec implémentation d'un terme général pour traiter l'atténuation atmosphérique (équation 3.19), regroupant la turbulence, l'absorption et l'effet de la distance de propagation. Après une étape de construction du signal rétrodiffusé, par convolution entre l'impulsion initiale et la réponse impulsionnelle de l'aire de la cible illuminée, ils ont comparé les résultats issus de deux traitements différents : la discrimination par fraction constante et un filtre de correspondance. Si l'exécution du premier est rapide et relativement robuste au bruit, le second présente de meilleurs résultats de détection de l'impulsion, grâce à une identification plus précise du temps d'apparition du signal d'intérêt. [Grasso et al., 2006] présentent un simulateur complet générant des images laser 3D, prenant en compte les paramètres internes au système et environnementaux : forme d'impulsion laser, taille et gain du détecteur, bruit "capteur", forme et propriétés de la cible, transmission atmosphérique, turbulence, substances occultantes et leur épaisseur (brume, pluie, aérosols, etc.), le mouvement de la plateforme et les probabilités de détection en fonction du RSB. Ce modèle réaliste testé sur l'équivalent des cibles OTAN, a la particularité d'être très flexible, en proposant d'autres capteurs pour comparer leurs performances, dont la capacité de détection et la rapidité d'acquisition. Malheureusement, ce simulateur complet développé par la société américaine BAE SYSTEMS, n'est pas accessible à la communauté scientifique. Il n'est d'ailleurs pas le seul à connaître le même sort. [Kim et al., 2013] sont à l'origine d'un logiciel non distribué, dédié à l'évaluation des performances d'un capteur GmAPD à travers un LADAR imageur et à la génération de nuages de points 3D selon divers scénarios. Il repose sur la modélisation des trois aspects suivants :

- géométrique : établit la position spatiale de la scène par rapport au dispositif d'imagerie, et les interactions entre les faisceaux laser et la surface des cibles sont gérées par la technique du lancer de rayon,
- radiométrique : génère le signal retour incluant les différents bruits (flux solaire, DCR),
- détectabilité : détermine les temps de vol selon le mode fonctionnement Geiger.

Les calculs statistiques pour la modélisation du fonctionnement d'un GmAPD (probabilités de détection à partir d'un nombre de photons par pixel et par impulsion) sont discutés dans le chapitre 3. L'application visée dans cette étude est la cartographie aéroportée. Les conditions d'acquisition étaient : visée oblique à 60 ° par rapport à l'horizontale, distance à la cible comprise en 1000 et 1200 m, et vitesse considérée comme statique pendant la durée d'acquisition (0,1 s). Un mécanisme de scan de la scène par le plan focal a été intégré permettant une fort recouvrement d'une acquisition à l'autre, avec une PRF comprise entre 5 et 25 kHz. L'étude de performances du système pour la cartographie d'une ville a été réalisée en comparant point par point le nuage avec les données de réference (modèle numérique de la ville). Avec une densité de 45 points par m^2, elle a abouti à la conclusion de 27% de valeurs aberrantes.

Le simulateur le plus connu et le plus avancé reste sûrement le modèle *Digital Imaging and Remote Sensing Image Generation* - DIRSIG - développé par le *Rochester Institute of Technology* - RIT - depuis la fin des années 1980. Il a la particularité de pouvoir simuler à la fois des images passives multi- et hyperspectrales (0,4 à 20 μm) et des images actives d'après le LiDAR topographique. Il est considéré comme le plus fidèle et le plus réaliste des simulateurs connus, tant par son modèle radiométrique, que par les nombreux facteurs pris en compte, comme le multi-rebonds et la multi-diffusion [Brown et al., 2005]. A ses débuts, sa vocation était la simulation 3D de l'environnement, tel qu'il serait obtenu avec des systèmes infra-rouge thermique. La largeur du spectre prise en compte a été étendue avec les améliorations apportées au code de simulation, pour finalement gérer plusieurs capteurs et de nombreux phénomènes physiques, comme le calcul de la BRDF d'une surface, la température de surface d'un objet ou sa représentation en 3D à partir d'un laser scanner aéroporté. Cet algorithme de simulation permet aujourd'hui de tester de nouveaux traitements de données et de dimensionner et concevoir de nouveaux systèmes opérant dans le visible et l'IR, de manière active et passive [36].

Bien que les architectures détaillées, les différentes sources d'énergie, les fonctionnements "système" et "environnementaux", les mécanismes de détection, les types de traitement et toutes les méthodes de calculs en général soient présentées dans la littérature par les auteurs, la commercialisation et l'utilisation de leurs simulateurs demeurent impossibles, de par leurs intérêts à forte connotation militaire.

(*i*) L'intérêt et les avantages significatif de la simulation d'images laser 3D, (*ii*) le potentiel et les enjeux grandissant autour des plans focaux à mode de fonctionnement Geiger pour la cartographie aéroportée et la détection à longue distance, et (*iii*) les lacunes sur l'accessibilité des modèles existants par des utilisateurs ne faisant pas partie d'organisations gouvernementales américaines, sont autant de points sur lesquels nous nous sommes appuyés pour la définition de notre objectif : développer une plateforme complète (*end-to-end*) d'imagerie active multi-capteurs, et notamment le GmAPD, pour l'évaluation et l'amélioration de la cartographie haute résolution de terrain. Maîtriser le fonctionnement d'un système à travers l'utilisation d'un simulateur permet notamment de le dimensionner correctement lors d'une application. Une comparaison des résultats de simulation avec des mesures obtenues en parallèle avec notre prototype PF3D, baptisé POMEROL, est proposée, en vue de la validation du simulateur. La présentation détaillée du simulateur MATLIS 4D-LANGDOC et la démarche suivie pour un fonctionnement matriciel en mode Geiger font l'objet du chapitre suivant.

36. Une documentation détaillée sur le simulateur DIRSIG est consultable librement sur le site internet www.dirsig.org

Chapitre 3

Développement d'un simulateur à plan focal 3D en mode Geiger pour la modélisation d'images laser

Sommaire

3.1 Introduction **63**
3.2 Présentation générale de MATLIS 4D **64**
3.3 Présentation détaillée du simulateur **66**
3.3.1 Module géométrie : configuration d'une acquisition 66
3.3.2 Module radiométrie : bilan radiométrique et onde complète 71
3.3.3 Module détection LANGDOC : modélisation du fonctionnement d'un détecteur Geiger 85
3.3.4 Traitements des données 3D 91
3.3.5 Visualisation des images 3D 95

3.1 Introduction

La simulation numérique est aujourd'hui une étape essentielle à l'imagerie laser. Avant tout prototypage d'un démonstrateur évalué par des essais terrestres ou aériens en conditions réelles, elle permet (*i*) de dimensionner le système laser, (*ii*) de développer et de tester des outils de post-traitements pour la réduction des fausses alarmes et la détection optimale d'objets d'intérêt, et (*iii*) de générer des images laser 3D pour prédire les résultats d'un scénario donné, selon des conditions d'acquisition connues.

L'emploi d'un simulateur permet par ailleurs de générer autant de résultats que nécessaire, afin de réaliser des études de sensibilité, de comparer les performances de plusieurs capteurs, de comprendre et modéliser les phénomènes physiques (interaction onde-matière, influence des radiations solaires et de la turbulence par exemple), sans occasionner le moindre coût lié à l'achat de matériel, à l'organisation et à la réalisation de campagnes de terrain.

Dans le cadre de cette thèse, nous avons donc choisi de nous consacrer en premier lieu au développement d'un nouveau modèle, basé sur le fonctionnement d'un plan focal 3D Geiger, afin d'évaluer ses performances. Nous nous sommes appuyés sur un code de simulation développé à l'ONERA, MATLIS 4D, qui repose initialement sur le mode de fonctionnement d'un laser

scanner 3D, embarqué sur une plateforme aérienne.

Les parties suivantes présentent les architectures générale puis détaillée de ce simulateur, les adaptations que nous avons apportées pour un fonctionnement matriciel, et l'intégration du nouveau module capteur que nous avons développé, afin de pouvoir tester et comparer les performances des deux technologies d'imagerie laser, LS3D et PF3D, aux fonctionnements sensiblement différents.

3.2 Présentation générale de MATLIS 4D

MATLIS 4D est un simulateur d'images laser 3D *end-to-end*, développé en langage C++ par [Anna et al., 2010] à l'ONERA, et également décrit dans [Riviere et al., 2010]. Il s'agit d'un code de simulation reproduisant toutes les étapes d'une acquisition réelle, dont :

- la modélisation du fonctionnement de la source laser choisie,
- la modélisation des effets de l'atmosphère sur le signal transmis,
- la modélisation de la réflexion du signal sur la cible et des différents bruits pris en compte jusqu'à la détection d'un point,
- le processus de détection d'un point après réception sur le capteur du signal onde complète, et la détermination de sa distance,
- la visualisation du nuage de points après réduction du taux de fausses alarmes par post-traitements.

L'application visée par ce projet était la cartographie aéroportée, à l'aide d'un télémètre laser scanner.

L'architecture générale du simulateur est représentée schématiquement sur la figure 3.1, dont les principales opérations sont la détermination de la géométrie de la scène illuminée (en vert), le calcul du bilan radiométrique lors d'une acquisition (en orange) et le processus de détection des points à partir du signal reçu et en fonction du type de capteur (en bleu), avant l'affichage de l'image finale sous la forme d'un nuage de points 3D.

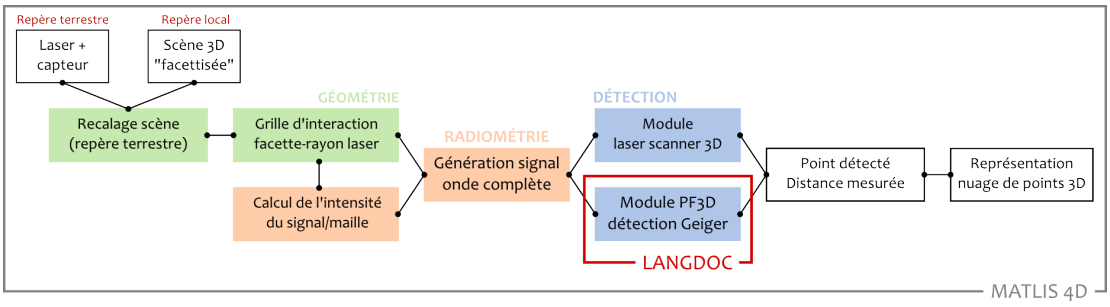


FIGURE 3.1 – Architecture générale du simulateur d'images laser 3D, MATLIS 4D, avec les principales opérations regroupées par couleur : géométrie (vert), radiométrie (orange) et détection (bleu). Il permet de choisir le système de fonctionnement et le mode de détection : laser scanner 3D ou plan focal 3D Geiger. Un nuage de points 3D brut est obtenu en sortie du simulateur.

MATLIS 4D repose sur la technique du lancer de rayons pour le rendu en 3D d'une scène synthétique [1]. Elle consiste à suivre, pour chaque pixel de l'image, le parcours inverse des rayons

1. La modélisation de la scène 3D est détaillée dans la sous-partie 3.3.1.

lumineux afin de déterminer les propriétés géométriques et radiométriques de la scène. Un rayon est lancé depuis le point de vue (caméra), vers la scène modélisée. Le premier point d'interaction entre l'onde et une surface détermine l'objet à considérer par le pixel en question. Des rayons sont ensuite propagés depuis ce point d'impact vers les sources de lumière afin de déterminer s'il est éclairé ou non, et le cas échéant, de calculer sa luminosité (l'intensité du signal renvoyé est fonction des propriétés optiques de la surface de l'objet). Le suivi inverse d'un rayon permet de connaître exactement ce qui est vu dans une direction donnée, à partir d'une position d'observation précise [Ristorcelli, 2013].

Les données d'entrée du simulateur sont les paramètres d'acquisition concernant le système (laser et capteur), ainsi qu'une scène synthétique modélisée en 3D sous forme de facettes [2]. Le fichier de sortie regroupe pour chaque mesure, les coordonnées spatiales (x, y, z) du point détecté, renseignant sur l'aspect géométrique des objets (taille, forme et position), et l'intensité mesurée, principalement en fonction de la puissance transmise, de la composition atmosphérique et des propriétés radiométriques des objets. Ceci permet d'émettre une hypothèse sur la nature du matériau rencontré.

Le simulateur ayant été conçu d'après le principe de fonctionnement du laser scanner (*i.e.* utilisant un faisceau étroit et un capteur mono-pixel), le mode d'acquisition simule le balayage de la scène et l'enregistrement discret des mesures (point par point, à haute cadence, grâce au mécanisme chargé du dépointage du faisceau). Il en est de même pour le module de détection de point(s), avec l'analyse de l'onde complète enregistrée par le détecteur. Une mesure de distance (voire plusieurs en fonction de l'algorithme de traitement : maximum d'intensité, seuillage, etc.) est alors fournie, et l'accumulation des points à très haute fréquence permet la formation de l'image 3D, caractérisée par sa densité et la précision des mesures de distance.

Les principaux paramètres nécessaires à la réalisation d'une simulation d'acquisition aéroportée par laser scanner, sont inventoriés ci-dessous :

- la hauteur et la vitesse de vol,
- la fréquence de répétition du laser,
- l'angle de tir α le long de la trajectoire du porteur (direction X),
- l'angle de balayage ϕ dans la direction transversale (Y) au déplacement de la plateforme,
- le nombre de points de mesure par ligne de scan (ou par cercle pour un scan circulaire),
- le nombre de lignes (ou de cercles) de scan le long de la trajectoire de la plateforme.

Ces éléments permettent de définir une zone délimitée de la scène 3D. Dans le cas d'un scan linéaire, il est alors possible de connaître au préalable les résolutions spatiales dans les directions X et Y du repère global dans lequel se trouve l'imageur 3D, en construisant la grille de mesures avec les espacements respectifs calculés entre deux points, le long de la trajectoire et dans la direction perpendiculaire (figure 3.2, à gauche). MATLIS 4D permet également de définir un scan circulaire (même figure, à droite), générant un maillage elliptique (lorsque $\phi = 360^\circ$) lors du déplacement de la plateforme aérienne. La position des points sur la grille est irrégulière (densité variable) mais permet grâce à ses visées avant et arrière de palier les zones d'ombre derrière certains objets, subsistants avec le scan linéaire.

Au lancement de cette thèse, nous avons choisi de nous intéresser aux capteurs matriciels, et en particulier aux GmAPD, dont les caractéristiques de sensibilité, de résolution spatiale et de précision temporelle semblaient constituer de sérieux atouts pour la cartographie aéroportée. Le mode opératoire et la physique de détection d'un tel capteur n'étant pas les mêmes que ceux d'un mono-pixel scannant une scène, le simulateur a dû être adapté aux acquisitions matricielles et au mode Geiger. Les changements majeurs ont porté sur :

2. Cette représentation est un moyen d'accélérer le temps de calcul puisque seules les facettes éclairées par le laser sont prises en compte pour les calculs d'interaction facette-rayon

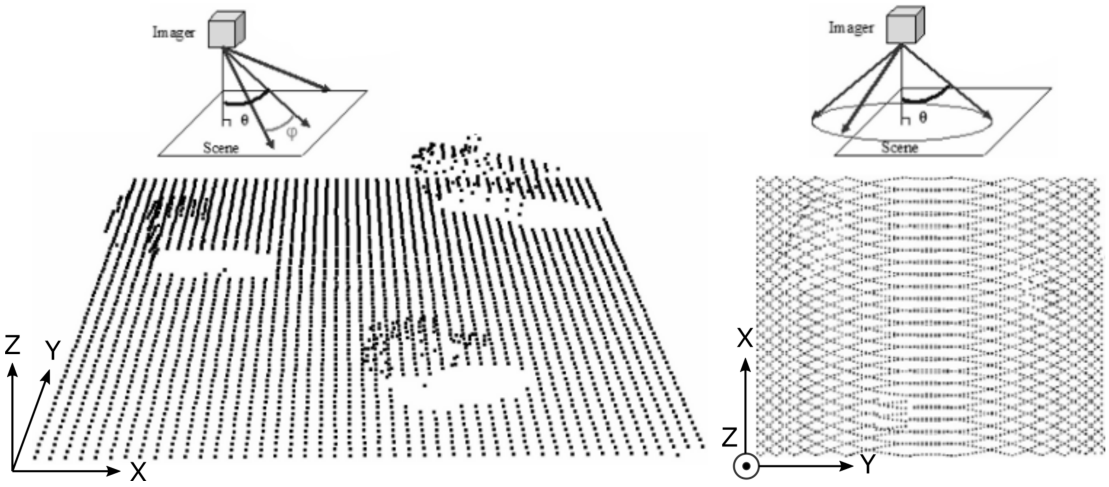


FIGURE 3.2 – Illustration de l'agencement des points sur la grille de mesures, avec un scan linéaire (à gauche) et un scan circulaire (à droite), tels qu'obtenus par simulation dans MATLIS 4D avec le système laser scanner. L'espacement des points est relativement régulier selon des lignes pour le premier, et dépend de la vitesse et de la fréquence du laser notamment, alors qu'une densité de points variable est visualisée pour le second. Cependant, les zones d'ombre obtenues avec le scan linéaire sont comblées avec le scan circulaire [Anna et al., 2010].

- une portion de scène plus largement éclairée par un laser divergent,
- la génération simultanée d'un signal FW au niveau de chaque pixel du détecteur matriciel, modulé par la surface rencontrée et les perturbations atmosphériques,
- le processus de détection probabiliste (spécifique du mode Geiger) à partir du signal FW enregistré par chaque pixel.

Une comparaison des deux technologies, LS3D et PF3D, pour un même scénario, sera alors possible avec MATLIS 4D.

3.3 Présentation détaillée du simulateur

Un simulateur *end-to-end* a la particularité et l'avantage de laisser libre l'opérateur dans le choix des caractéristiques de la source, de la scène, du capteur, de la configuration d'acquisition, et de tous les autres paramètres concernant la géométrie, la radiométrie et la détection, nécessaires au lancement d'une simulation. Cette partie présente en détail l'architecture du simulateur initial MATLIS 4D, commune aux deux modules capteur, et traite plus spécifiquement des modifications apportées sur chacune des étapes, pour répondre aux besoins de fonctionnement d'un détecteur matriciel. L'implémentation du nouveau module capteur, à détection Geiger, baptisé LANGDOC [3] et intégré au simulateur, était un des objectifs de la thèse.

3.3.1 Module géométrie : configuration d'une acquisition

Le module *géométrie* (figure 3.1, en vert) consiste à déterminer la portion de scène illuminée par le faisceau laser lors d'un scénario d'acquisition et ce, pour chaque impulsion transmise. Le LiDAR imageur (laser + caméra) et l'objet ou la scène illuminé(e) sont d'abord considérés séparemment. Dans MATLIS 4D, la position du dispositif de mesure est définie comme point

3. **L**aser im**A**ging simulatio**N** with **G**eiger **D**etection for t**O**pography and surveillan**C**e.

de référence ($x_g = y_g = 0$, $z_g = Z_{tr}$) dans le repère global[4], tandis que la scène 3D possède son propre système de coordonnées (d'origine $x_l = y_l = z_l = 0$), considéré comme le repère local. La configuration spatiale de l'acquisition est alors régie par la distance à la cible (liée à la hauteur de vol et aux angles de tir α et de dépointage γ), par l'angle d'incidence du faisceau par rapport à la normale de la surface de l'objet, ainsi que par la divergence et la forme spatiale du faisceau après propagation dans l'atmosphère. Un exemple de configuration en visée oblique est illustré sur la figure 3.3. La position du point visé sur la scène définit le centre du faisceau.

Afin de déterminer la géométrie d'éclairement, la scène doit être placée dans le même repère que celui de l'imageur. Une transformation des systèmes de coordonnées est donc réalisée, du local vers le global. Une translation tridimensionnelle selon les valeurs (X_{tr}, Y_{tr} et Z_{tr}) est premièrement effectuée pour centrer la scène au-dessus du point de référence du repère global. De cette manière, le dispositif de mesure est positionné à la verticale de la zone à imager (le point central du faisceau sur la scène a donc les coordonnées (X_{tr}, Y_{tr})), à la hauteur Z_{tr}, correspondant alors à la distance à la cible. Le système est à ce moment-là en configuration de visée "nadir", c'est à dire que la direction de visée est verticale et orientée vers le bas.

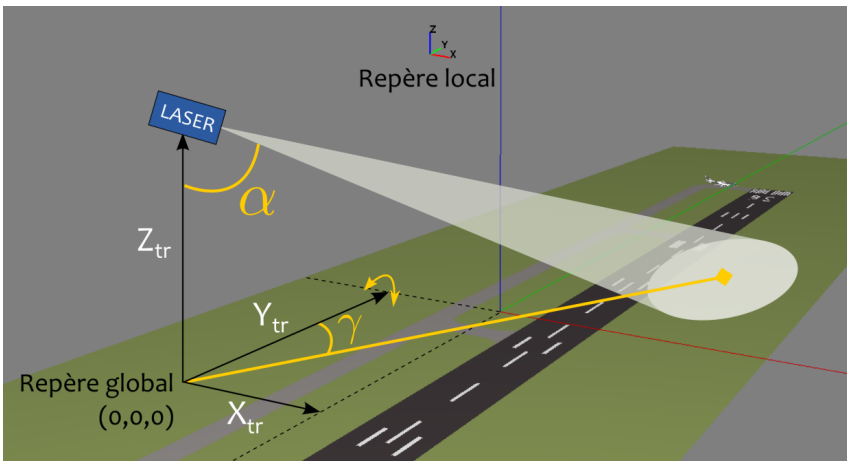


FIGURE 3.3 – Configuration d'une visée laser aéroportée lors de la définition d'une simulation. Le dispositif de mesure est placé à la hauteur Z_{tr} du point référencé sur la scène par les coordonnées spatiales X_{tr} et Y_{tr} issues du repère local. Le faisceau laser est orienté vers une portion de la scène, dont l'empreinte dépend de la divergence et de la forme spatiale du faisceau, selon les angles de tir α (entre l'axe Z du repère global et le centre du faisceau), de dépointage γ (par rapport à l'axe Y considéré comme la direction de déplacement de la plateforme), et d'un troisième angle β (autour de l'axe Y), comparable au roulis d'un avion, mais considéré nul dans la suite de la thèse pour simplifier les calculs.

Une seconde transformation géométrique, cette fois-ci une rotation de la scène autour d'un ou plusieurs axes du repère global, vient ensuite simuler si besoin une orientation spécifique du laser par rapport à la scène (objets vus sous un angle particulier), *e.g.* une visée oblique des objets grâce à l'angle α (visée laser vers l'avant ou vers l'arrière). Cette manipulation est effectuée en utilisant le produit des matrices de rotation ($\mathbf{R} = \mathbf{Z} * \mathbf{X} * \mathbf{Z}$). L'opération mathématique consiste à réaliser une première rotation de la scène autour de l'axe $\mathbf{Z}$, puis autour de l'axe $\mathbf{X}$, et enfin une dernière rotation à nouveau autour de l'axe $\mathbf{Z}$ (aucune rotation autour de l'axe $\mathbf{Y}$ n'est envisagée ici, c'est-à-dire que le roulis est supposé inexistant au cours des simulations). Les matrices en question ainsi que le résultat du produit sont exprimés d'après les équations suivantes :

4. Pouvant être le repère terrestre par exemple.

$$\mathbf{Z} = \begin{bmatrix} cos(\gamma) & -sin(\gamma) & 0 \\ sin(\gamma) & cos(\gamma) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \mathbf{X} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & cos(\alpha) & -sin(\alpha) \\ 0 & sin(\alpha) & cos(\alpha) \end{bmatrix} \mathbf{Z} = \begin{bmatrix} cos(\beta) & -sin(\beta) & 0 \\ sin(\beta) & cos(\beta) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (3.1)$$

$$\mathbf{R} = \begin{bmatrix} cos(\beta)cos(\gamma) - sin(\beta)cos(\alpha)sin(\gamma) & -sin(\beta)cos(\gamma) - cos(\beta)cos(\alpha)sin(\gamma) & sin(\alpha)sin(\gamma) \\ cos(\beta)sin(\gamma) + sin(\beta)cos(\alpha)cos(\gamma) & -sin(\beta)sin(\gamma) + cos(\beta)cos(\alpha)cos(\gamma) & -sin(\alpha)cos(\gamma) \\ sin(\beta)sin(\alpha) & cos(\beta)sin(\alpha) & cos(\alpha) \end{bmatrix} \quad (3.2)$$

avec (α, β et γ) les angles, en [rad], définissant l'orientation 3D de la scène par rapport au repère global, et donc la direction de pointé du laser. Ici, β vaut 0.

Après translation-rotation de la scène par rapport au système imageur, la portion de scène illuminée est correctement définie. Les valeurs de translation indiquent alors sur la scène le point central du faisceau laser, et le point de départ de l'acquisition par le système imageur. Dans le cas d'une plateforme aéroportée mobile, la distance d'observation et l'angle de tir définissent la hauteur de vol, qui reste à ce jour constante au cours de l'acquisition. L'aire de la portion de scène éclairée est donc considérée fixe tout au long de la simulation.

Toute scène 3D importée dans MATLIS 4D est modélisée sous forme de facettes triangulaires. Elles est visualisée en 3D par le logiciel *Graphic File Editor* - GFE - et décrite en sortie dans un fichier **.g3d*. Chaque objet de la scène y est décomposé en plusieurs facettes [5] (figure 3.4), dont les coordonnées des sommets des triangles, et les normales aux facettes sont connues. Ceci permet de déterminer la position et l'orientation dans l'espace de n'importe quel point de la scène. En pratique, la nature des matériaux (rugosité, caractère réfléchissant) ayant un impact direct sur la proportion d'énergie incidente réfléchie vers le capteur, la réflectance bidirectionnelle de chaque matériau (*Bidirectional Reflection Density Function* - BRDF) est également renseignée dans la base de données de la scène. Cette propriété optique et son utilisation sont également abordées dans la sous-partie 3.3.2, concernant le module *radiométrie* du simulateur et le calcul du bilan radiométrique.

FIGURE 3.4 – Exemple d'une scène G3D modélisée sous forme de facettes triangulaires et visualisée avec le logiciel GFE. Elle représente une voiture au premier plan, un hélicoptère et un pylône électrique au second plan. Des couleurs arbitraires sont aussi attribuées aux objets pour une meilleure visualisation. Le sol est constitué d'herbe (vert) et de béton (gris).

5. Le fichier peut contenir plusieurs milliers voire millions de facettes en fonction de la précision souhaitée. Il est lu en entrée par MATLIS 4D, à l'aide d'une librairie C++.

Dans le cas de l'imagerie laser à plan focal, la divergence du faisceau laser est augmentée, afin d'éclairer la totalité du champ de vue de la matrice à l'aide d'une seule impulsion laser. Mais pour des scénarios statiques d'observation à longue portée (> 2 km), la résolution spatiale de la matrice d'un détecteur GmAPD 32x32 pixels projetée sur l'objet peut constituer une limite, selon la taille des objets à détecter. Par exemple, en présence d'une surface perpendiculaire à la direction de visée et placée à une distance d'observation R de 2 km, et en utilisant une divergence de faisceau ϕ égale au champ de vue de la caméra, soit 6,4 mrad, la taille d'un pixel au niveau de l'objet est de 40 cm, d'après l'équation 3.3, permettant de calculer le diamètre de l'empreinte une fois projetée sur l'objet :

$$D_l = 2R \tan\left(\frac{\phi}{2}\right), \tag{3.3}$$

où D_l est le diamètre de la tâche laser sur l'objet [6] (donc égal à la taille d'un côté du capteur sur l'objet), s'exprimant en [m]. A noter que l'empreinte projetée sera de forme ovoïde, et non circulaire, si l'angle formé par la direction de propagation de l'onde et la normale de la surface rencontrée est différent de zéro (figure 3.5).

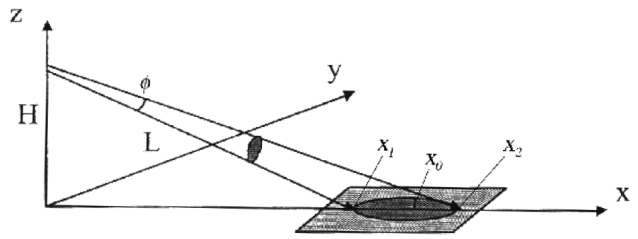


FIGURE 3.5 – Illustration simplifiée de la géométrie d'acquisition dans un cas "aéroporté". Le dispositif d'imagerie se trouve sur l'axe Z à une hauteur H, et la surface plane dans le plan formé par les axes X et Y. L'angle de visée par rapport à la normale de la surface illuminée est alors non-nul, ce qui a pour effet de créer une empreinte elliptique dans le cas d'une transmission d'une impulsion gaussienne. L'étalement de celle-ci dans la direction de propagation (axe X) est alors supérieur à celui obtenu dans la direction orthogonale (axe Y) [Carlsson et al., 2001]

Des objets tels que les câbles électriques, les rétroviseurs des véhicules, et certains éléments des aéronefs sont donc bien plus petits que la taille des pixels et peuvent ne pas être détectés si un objet plus volumineux occupe une proportion plus importante au sein du pixel. De manière à aussi prendre en compte les contributions des facettes les plus petites présentes au sein d'un pixel (dont la taille est représenté par le quadrillage noir, figure 3.6), un sur-échantillonnage du faisceau laser est réalisé (maillage rouge 2x2 de chaque pixel). Au-delà des pixels recevant une partie de l'onde lumineuse, des "sous-pixels" (ou mailles) sont ainsi créés pour détecter toutes les facettes illuminées par le pixel en question. La finesse du maillage choisie résulte d'un compromis entre le nombre et la taille des facettes à détecter, et le temps de calcul qui augmente en conséquence. Il ne s'agit pas ici d'une augmentation de la résolution spatiale, mais de la prise en compte à plus petite échelle des positions, des variations de pente, et des réflectances de l'ensemble des matériaux compris dans l'empreinte du faisceau. Une grille fictive très résolue est alors projetée sur la cible, où sont calculées au sein de chaque maille les interactions entre l'onde et la facette concernée (par une convolution, décrite dans la sous-partie 3.3.2). Les 2x2 contributions (ou 4x4, 8x8, etc. en fonction du niveau d'échantillonnage spatial désiré) sont ensuite sommées pour chaque pixel pour caractériser plus fidèlement la forme temporelle et l'amplitude

6. Pour les faibles divergences de faisceau (de l'ordre de quelques mrad), le diamètre D peut être approché en multipliant simplement la divergence ϕ par la distance de propagation R, d'après [Baltsavias, 1999] et [Richmond and Cain, 2010].

du signal rétrodiffusé. En effet, les contributions des sous-pixels permettent de récupérer à la fois les informations géométriques (taille, position, orientation) des objets (même les plus petits), mais aussi radiométriques (amplitude du signal).

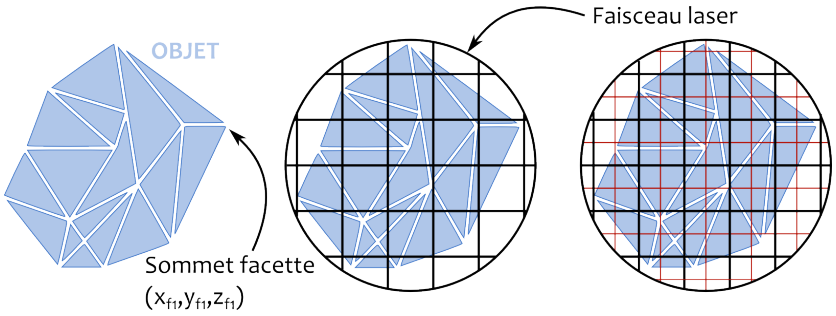


FIGURE 3.6 – Schéma d'un objet représenté sous forme de facettes triangulaires (à gauche), avec la grille du détecteur projetée et contenue dans l'empreinte circulaire du faisceau laser (au milieu), puis après un sur-échantillonnage de chaque pixel pour une caractérisation plus fine des aspects géométriques et radiométriques de l'objet (maillage rouge, ici de dimension 2x2, à droite). Les coordonnées (x_{f1}, y_{f1} et z_{f1}) des sommets de toutes les facettes sont connues et replacées dans le repère global à partir des opérations de translation-rotation.

Pour simuler une acquisition dynamique, il suffit de modifier à chaque impulsion transmise, les coordonnées du point central de visée, par exemple selon la direction de vol (X et/ou Y), en ajoutant la distance parcourue par la plateforme entre deux impulsions transmises. Celle-ci est calculée à partir de la PRF du laser et de la vitesse de déplacement du vecteur v_p, en [m.s^{-1}]. La cadence permet de connaître l'intervalle de temps dt, en [s], écoulé entre la transmission de deux impulsions :

$$dt = \frac{1}{PRF} \tag{3.4}$$

Ce laps de temps permet finalement de déterminer la distance parcourue dm, en [m], avant la transmission d'une seconde impulsion :

$$dm = dt \cdot v_p \tag{3.5}$$

Prenons l'exemple d'un laser cadencé à 1 kHz (on suppose que la fréquence d'acquisition du capteur associé est au moins égale à ce taux), embarqué sur un drone se déplaçant à 50 km.h^{-1}, soit environ 14 m.s^{-1}. La distance parcourue entre la transmission de deux impulsions successives est de :

$$dm = \frac{14}{1000} = 0,014m \tag{3.6}$$

Lorsque le diamètre de l'empreinte au sol atteint plusieurs mètres (obtenu avec une distance d'observation de plusieurs centaines de mètres et un faisceau très divergent), un même point de la scène peut être illuminé par un grand nombre d'impulsions puisque la plateforme ne se déplace que de 1,4 cm entre deux acquisitions. La densité de points et les probabilités de détection sont toutes les deux augmentées grâce à un taux de répétition élevé de la mesure. Lorsqu'une acquisition statique est souhaitée, il suffit de définir la vitesse de déplacement nulle.

Ce premier module a permis de déterminer la géométrie globale d'une scène illuminée par un faisceau laser et la manière dont l'information spatiale doit être traitée dans la suite du simulateur, afin que le capteur puisse fournir une image 3D. L'objectif du module suivant, *radiométrie*, est de reconstruire le signal onde complète reçu par chaque pixel du détecteur après la rétrodiffusion du faisceau divergent sur la portion de scène illuminée.

3.3.2 Module radiométrie : bilan radiométrique et onde complète

Le module *radiométrie*, (figure 3.1, en orange), consiste à déterminer la quantité d'énergie, toutes sources confondues (laser, fond solaire, aérosols), qui est intégrée par le capteur après propagation A/R à travers l'atmosphère et réflexion sur une cible, d'après la distribution spatiale et temporelle du signal arrivant sur le capteur (figure 3.7). Des facteurs de réflexion, de transmission et d'extinction sont aussi considérés pour former le signal retour. La démarche de calcul présentée ici suit chronologiquement le parcours de l'onde, de sa transmission par la source laser, jusqu'à sa réception sur le capteur.

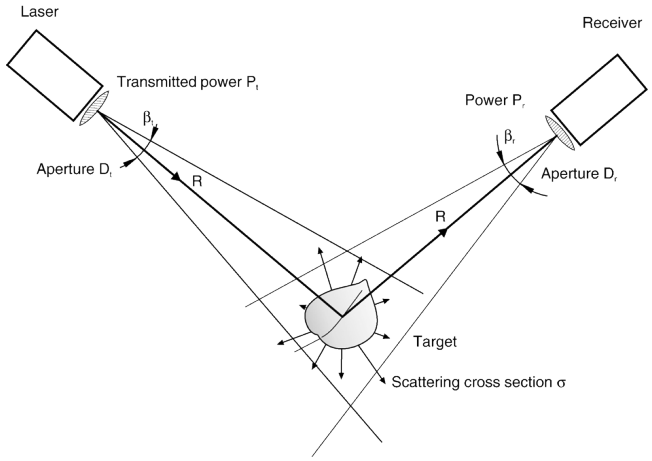


FIGURE 3.7 – Illustration de la technique d'acquisition permettant d'établir un bilan radiométrique, avec les principaux paramètres à considérer. Le système de mesure est ici réprésenté en mode bi-statique pour une plus grande clarté, mais les systèmes lasers scanner actuels sont mono-statiques [Wagner et al., 2006].

Issue du RADAR et de la théorie de propagation des ondes, l'équation LADAR décrit le processus de la mesure et dresse le bilan radiométrique [7]. Elle détermine finalement l'intensité du signal reçu par le système, que l'on considère ici monostatique [8]. Cette équation peut être formulée de plusieurs manières, en fonction des contributions physiques et environnementales prises en compte, notamment [Richmond and Cain, 2010] :

- la puissance transmise P_t et la cadence PRF du laser,
- la longueur d'onde λ,
- la forme et la durée de l'impulsion $T_{1/2}$,
- la divergence ϕ et le diamètre D_l du faisceau laser,
- la distance de propagation R,
- la transmission atmosphérique τ_a,
- les transmissions optiques de l'émetteur τ_t et du récepteur τ_r,

7. Bilan des puissances sur le trajet A/R d'une onde émise [Mallet and Bretar, 2009].
8. Cas des lasers scanner où l'émetteur et le récepteur font partie du même dispositif [Wagner et al., 2006].

– la réflectance de la surface de la cible ρ_t, ici supposée lambertienne.

Transmission d'une impulsion laser

Chaque acquisition d'imagerie laser débute par la transmission d'une impulsion en espace libre par la source laser, dans la direction de la scène à imager. En sortie du laser, le signal transmis est caractérisé par une distribution temporelle et une distribution spatiale.

La distribution temporelle de la puissance au sein d'une impulsion laser peut être décrite selon l'expression 3.7 [Carlsson et al., 2001] :

$$P_t(t) = P_0 \left(\frac{t}{\tau}\right)^2 \times \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right), \tag{3.7}$$

avec

$$\tau = \frac{T_{1/2}}{3,5}, \tag{3.8}$$

où $P_t(t)$ est la puissance, en Watts [W], transmise par la source laser au temps t, exprimée en secondes [s]. P_0 est un facteur de puissance unitaire, en [W], et $T_{1/2}$ est la largeur à mi-hauteur (*Full Width at Half Maximum* - FWHM) de l'impulsion, en [s].

Cette forme d'impulsion classiquement utilisée en imagerie laser (car elle est proche de celles des sources commercialisées) a la particularité de ne pas être symétrique. Elle se distingue par un front montant abrupt, et une fin d'impulsion plus élargie (figure 3.9, à gauche, obtenue à partir de l'équation 3.7, en utilisant une largeur à mi-hauteur de 5 ns et une valeur de puissance unitaire). Cette asymétrie apporte l'avantage de concentrer le maximum d'énergie en début d'impulsion et donc de bénéficier, dès les premières ns du signal rétrodiffusé, de la plus forte probabilité de détection d'un écho d'intérêt. L'erreur sur la mesure de distance est alors fortement limitée.

Mais une forme simplifée d'impulsion est plus communément utilisé dans les calculs, bien que non réaliste. Il s'agit de la distribution normale, dite gaussienne (figure 3.9, à droite, obtenue à partir de l'équation 3.9, en utilisant un écart-type de 2,1 ns). Cette distribution temporelle de la puissance est employée afin de faciliter la compréhension des phénomènes physiques qui sont en jeu, comme la décomposition du signal FW rétrodiffusé et dont les différents pics d'amplitude peuvent être décrits comme la somme de plusieurs gaussiennes (ce point est discuté dans la partie 2.3) [Mallet and Bretar, 2009]. Cette impulsion gaussienne est alors modélisée selon la formule normalisée suivante :

$$P_t(t) = \frac{E_t}{\sigma_w\sqrt{2\pi}} \times \exp\left(\frac{-(t-t_0)^2}{2\sigma_w^2}\right), \tag{3.9}$$

avec

$$E_t = \frac{P_t}{PRF}, \tag{3.10}$$

où σ_w est l'écart-type ou la demi-largeur de l'impulsion gaussienne, prise à 60% de l'amplitude maximum du pic, en [s]. Elle décrit l'étalement de la fonction autour de sa position centrale. t_0 indique la position souhaitée, en [s], de l'objet par rapport à la source. Elle est généralement associée au centre de l'impulsion laser, afin qu'elle coïncide avec le maximum d'énergie disponible. Concernant l'expression 3.10, E_t est l'énergie transmise par impulsion, en Joules [J], P_t est la puissance moyenne du laser, en [W], et PRF est la cadence du laser, en [Hz].

Une distribution gaussienne, ou normale, est généralement définie par son écart-type σ_w, plutôt que par sa largeur à mi-hauteur $T_{1/2}$ (figure 3.8). La relation existant entre ces deux paramètres est simple [Grasso et al., 2006] :

$$T_{1/2} = 2\sigma_w\sqrt{2\ln 2} = 2,35\sigma_w \tag{3.11}$$

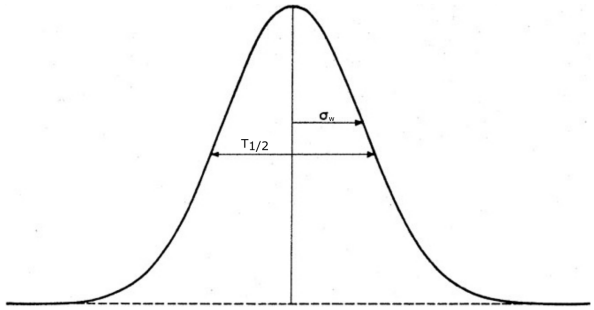


FIGURE 3.8 – Une impulsion gaussienne est décrite par sa largeur à mi-hauteur, $T_{1/2}$, ou par son écart-type σ_w.

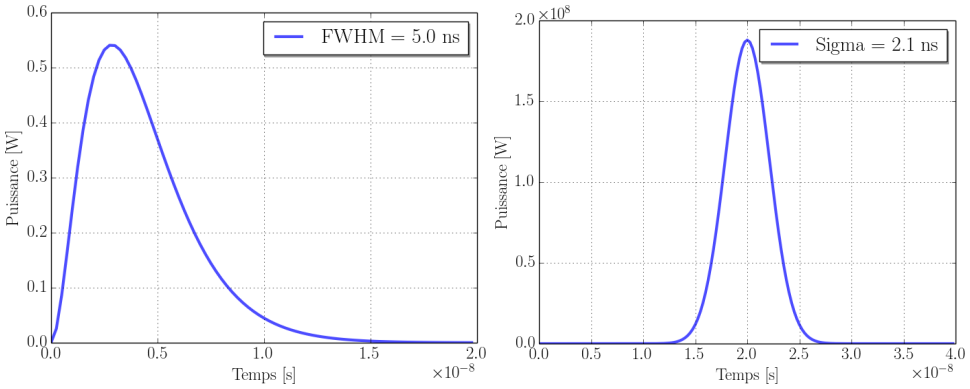


FIGURE 3.9 – Distributions temporelles de l'énergie représentées d'après deux formes d'impulsions laser. A gauche, la forme classiquement utilisée en imagerie laser (non normalisée), à front montant abrupt ($T_{1/2} = 5$ ns). A droite, l'impulsion gaussienne, normalisée, d'écart-type $\sigma_w =$ 2,1 ns.

A noter que plus l'impulsion est de courte durée, plus la puissance maximale délivrée par le dispositif d'émission pendant ce laps de temps est importante (les deux courbes ci-dessus ne sont ici pas comparables, puisque seule la courbe gaussienne est normalisée). On parle de puissance crête, régie par l'équation suivante :

$$P_{crete} = \frac{E_t}{T_{1/2}}, \tag{3.12}$$

où P_{crete} est la puissance maximale, en [W], fournie pendant la durée définie par $T_{1/2}$. Par exemple, pour une énergie par impulsion de 150×10^{-6} J et une largeur à mi-hauteur de 5 ns, la puissance crête délivrée atteint 30 kW.

Une impulsion laser est non seulement caractérisée par une distribution temporelle, mais également par une distribution spatiale. On parle d'éclairement (ou *irradiance* en anglais), noté $I(x, y)$, et correspond à la puissance délivrée par unité de surface [W.m^{-2}] dans le plan "capteur" (X,Y), transversal à la direction de propagation de l'onde. En ce qui concerne les sources laser communément employées, l'éclairement n'est pas uniforme dans le plan (ni dans le temps [9]), mais présente des variations d'intensité, dues notamment à l'instabilité [Kukko and Hyyppa, 2009] et à la scintillation de la source, au système imageur lui-même, ainsi qu'à la technique d'amplification de la lumière [Kim et al., 2013]. Afin de simplifier sa représentation, une forme gaussienne est privilégiée ici aussi. Le maximum d'intensité est dans ce cas concentré au centre du faisceau, comme représenté sur la figure 3.10. L'éclairement diminue alors avec l'éloignement r par rapport au centre du faisceau, selon le facteur e^{-r^2}. Ce modèle de répartition de l'intensité est typiquement utilisé sur les lasers scanner aéroportés. L'éclairement (avant l'étape de normalisation afin de considérer par la suite l'énergie délivrée par impulsion) est finalement obtenu à partir de l'expression suivante [Carlsson et al., 2001] :

$$I(r) = I_0 \left(\frac{w_0}{w}\right)^2 \times \exp\left(-\frac{2r^2}{w^2}\right), \tag{3.13}$$

avec

$$w_0 = \frac{2\lambda}{\pi\phi}, \tag{3.14}$$

où I_0 est un facteur d'éclairement unitaire, en [W.m^{-2}] w_0 est le rayon minimal, en [m], du faisceau pris en sortie de la source laser où l'énergie est focalisée au maximum (appelé aussi *beam waist*), w est le rayon du faisceau, en [m] également, calculé à la distance caractéristique r depuis le centre, où la quantité d'énergie est réduite au facteur $1/e^2$ (environ 14%) par rapport à la valeur maximale [Kim et al., 2013], λ est la longueur d'onde du laser, en [m], et ϕ est la divergence du faisceau, en radians [rad].

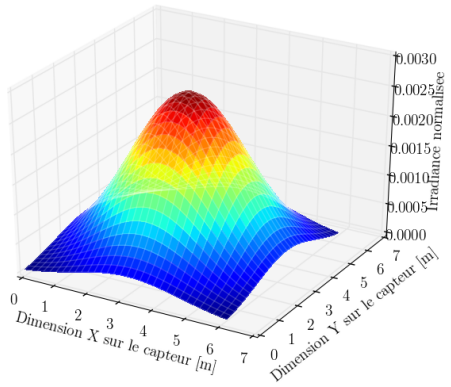


FIGURE 3.10 – Représentation 3D de la distribution spatiale de l'énergie lumineuse au sein du faisceau laser, après une distance de propagation de 1 km par rapport à la source, et sans perturbation atmosphérique. Elle suit une distribution gaussienne, ici normalisée, où le maximum d'intensité transmis se trouve au centre du faisceau (en rouge). Une divergence de faisceau de 6,4 mrad et un maillage carré de dimension 32x32 ont été choisis pour cette modélisation. Le diamètre de l'empreinte à 1 km est donc de 6,4 m.

9. En imagerie laser, la puissance du laser peut varier au cours du temps. Dans le cas de cette étude et des essais présentés dans la suite de ce rapport, l'hypothèse d'une source stable temporellement est émise.

Au cours de sa propagation en espace libre (*i.e.* dans l'atmosphère), le front d'onde du faisceau s'élargit de la manière suivante [Kukko and Hyyppa, 2009] :

$$w(R) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda R}{\pi w_0^2}\right)^2}, \tag{3.15}$$

où $w(R)$ est le rayon du faisceau après une distance de propagation R, tous deux en [m]. Il est néanmoins possible de modifier la forme spatiale du faisceau en définissant un rayon w différent (ou de le remplacer par une fonction agissant indépendamment sur les dimensions X et Y du faisceau [Yan and Deng, 2008]), dans le but d'obtenir un faisceau plus ou moins étroit (l'éclairement sera alors plus ou moins focalisé autour du point central), et surtout un faisceau asymétrique selon les axes X ou Y, de manière à obtenir une forme approchée de celles des sources laser réelles.

Généralement, quelles que soient les distributions spatiale et temporelle du signal transmis, un facteur de transmission τ_t (compris entre 0 et 1) lié au dispositif optique de la source, atténue légèrement la puissance délivrée en sortie du laser. Celui-ci est pris en compte dans le calcul du bilan radiométrique (cf. équation LADAR).

Propagation "aller" de l'OEM dans l'atmosphère

Lors du trajet "aller" (du système de transmission jusqu'à la cible), le faisceau laser est perturbé par deux phénomènes environnementaux :

- l'atténuation atmosphérique,
- et la turbulence atmosphérique.

L'atténuation atmosphérique du laser est représentée par la transmittance τ_a (sans unité). Ce facteur, fonction de la longueur d'onde du laser, est lié à l'absorption et à la diffusion d'une partie de la puissance par les molécules atmosphériques et les aérosols rencontrés le long du parcours de l'OEM. La parfaite connaissance de leurs distributions dans la direction de propagation faisant habituellement défaut, l'atténuation est dans ce cas issue de valeurs moyennées [Richmond and Cain, 2010][Lafrique, 2015] :

$$\tau_a = \exp\left(-aR\right), \tag{3.16}$$

avec

$$a(R, \lambda) = a_{mol}(R, \lambda) + a_{aer}(R, \lambda) \tag{3.17}$$

où $a(R, \lambda)$ est le coefficient d'extinction, égal à la somme des coefficients d'extinction moléculaire et aérosolaire, tous deux fonction de la longueur d'onde du laser et de la distance de propagation.

Par ailleurs, une lumière incidente étant atténuée par la combinaison des deux phénomènes d'absoption a_{abs} et de diffusion a_{diff}, le coefficient d'extinction $a(R, \lambda)$ peut être redéfini en séparant les interactions rayonnement-matière et les contributions moléculaires et particulaires [Lafrique, 2015] :

$$a(R, \lambda) = a_{mol,diff}(R, \lambda) + a_{aer,diff}(R, \lambda) + a_{mol,abs}(R, \lambda) + a_{aer,abs}(R, \lambda) \tag{3.18}$$

Cependant, la modélisation de l'ensemble de ces contributions étant complexe, on retrouve dans [Sun et al., 2009][Yan and Deng, 2008] et [Carlsson et al., 2001] une approximation de l'atténuation par les aérosols [10], toujours pour le trajet "aller", toujours exprimée par le facteur τ_a :

10. Le choix de la longueur d'onde à 1550 nm permet de négliger l'absorption et la diffusion moléculaires.

$$\tau_a = \exp(-\sigma_{aer} R), \tag{3.19}$$

avec

$$\sigma_{aer} = \frac{3,91}{V} \left(\frac{\lambda}{0,55} \right)^{-q} \tag{3.20}$$

où σ_{aer} est le coefficient d'atténuation par les aérosols, V est la distance de visibilité, en [km], et q est un facteur dû à la distribution en taille des particules diffusantes en présence, dont une classification est proposée par [Sun et al., 2009] :

- q = 1,6 pour une grande visibilité ($V > 50$ km),
- q = 1,3 pour une visibilité moyenne (6 km $\leq V < 50$ km),
- q = $0,16V + 0,34$ en présence d'une brume (1 km $\leq V < 6$ km),
- q = $V - 0,5$ en présence d'un brouillard léger (0,5 km $\leq V < 1$ km),
- q = 0 en présence d'un brouillard épais ($V <$ 0,5 km).

[Wehr and Lohr, 1999] expliquent en effet que la propagation d'une OEM dans le domaine de l'IR (de 1 à 11 μm) est fortement limitée par la présence d'eau (pluie, brouillard, humidité) et de dioxyde de carbone dans l'atmosphère. Dans ces conditions, la grande sensibilité des capteurs GmAPD joue un rôle primordial.

Le second phénomène physique rencontré lors de la propagation de l'onde est la turbulence atmosphérique. Sous l'action du vent, les mouvements des masses créent localement des variations brutales de température et de pression, entraînant des fluctuations de l'indice de réfraction de l'air. La turbulence atmosphérique traduit la force de ces fluctuations. Elle est modélisée par la grandeur Cn^2. En atmosphère stable [11], elle est typiquement comprise entre 10^{-12} m$^{-2/3}$ (forte turbulence) et 10^{-16} m$^{-2/3}$ (faible turbulence) dans la première centaine de m au dessus du sol [Schwartz, 2009]. Cet effet, rencontré essentiellement dans les basses couches de l'atmosphère à cause des fortes interactions entre le sol et l'air, a donc une forte variabilité spatiale et temporelle, et se trouve amplifié par la présence de reliefs, de radiations solaires intenses, ou encore d'une forte humidité dans l'air. Dans le cas d'une observation à grande distance employant un faisceau très divergent, les cellules turbulentes dégradent l'homogénéité de l'illumination du faisceau, en élargissant légèrement le faisceau et en modulant localement le niveau d'énergie. On parle de scintillation du faisceau, sous l'effet d'interférences constructives (amplitude supérieure du signal) et destructives (amplitude inférieure). La qualité des images laser acquises se trouve affectée par cette illumination non-uniforme, dans la mesure où les cellules turbulentes générées sont de dimensions au moins égales à la résolution spatiale du capteur [Velluet et al., 2007].

Généralement, la turbulence est considérée constante le long d'une ligne de visée, tant que celle-ci évolue au sein d'une même couche atmosphérique [12] (à altitude constante, où l'on rencontre généralement les mêmes conditions de température et de pression, par exemple pour une visée horizontale depuis le sol). Ce n'est pas le cas lorsque l'OEM traverse plusieurs couches, où les fluctuations de l'indice de réfraction sont importantes, surtout lors d'une visée depuis le sol vers les hautes altitudes (des effets importants ont lieu dès les premiers mètres suivant la transmission du signal). Dans le cas inverse, par exemple lors d'une acquisition aéroportée, l'impact de la

11. La stabilité est fonction des différences de températures entre le sol et l'atmosphère. On parle d'atmosphère stable lorsque l'air est plus chaud que le sol (la nuit en environnement terrestre), et instable dans le cas contraire (le jour) et s'exprime alors en m$^{-4/3}$.

12. En réalité, des variations spatiales et temporelles sont rencontrées sur le trajet de l'onde, mais restent difficiles à modéliser. Compte-tenu des temps d'acquisition relativement courts, l'approximation de la constante est satisfaisante pour notre cas d'étude.

turbulence sur le faisceau laser concerne uniquement les dernières dizaines de mètres de la propagation avant d'atteindre le sol, et est généralement considéré comme négligeable sur l'éclairement laser. Nous avons donc suivi cette approximation pour nos cas de simulation de cartographie aéroportée à visées obliques ou verticales, depuis des altitudes de plusieurs kilomètres. En revanche, lors des simulations à visée horizontale depuis le sol, la turbulence atmosphérique a dû être prise en compte.

Le profil moyen de Cn^2 à une altitude h dans la couche limite (entre 10 et 1500 m) est défini par [Wyngaard et al., 1971] :

$$Cn^2(h) = Cn^2(h_0) \cdot \left(\frac{h}{h_0}\right)^{-u}, \tag{3.21}$$

où $Cn^2(h_0)$ est le niveau de turbulence connu à une altitude h_0, et u vaut 4/3 ou 2/3 en fonction des conditions de stabilité de l'atmosphère.

Ce phénomène étant difficile à modéliser, nous avons utilisé un modèle simplifié de turbulence [Velluet et al., 2007]. Il repose sur la génération d'écrans de scintillation [13] (un écran est généré pour chaque impulsion transmise) dans le plan d'illumination (au niveau de la cible), dont la distribution est basée sur la connaissance de la densité spectrale de puissance (*Power Spectral Density* - PSD), et sur l'hypothèse d'une variance gaussienne du log-amplitude χ. La distribution de l'illumination sur l'écran généré dépend notamment de la résolution souhaitée, de la distance de propagation, des hauteurs respectives de la source et de la cible (supposées quasi-identiques et situées à quelques mètres au-dessus du sol), et de la valeur du Cn^2.

En régime de faible turbulence donc, la variance du log-amplitude est exprimée par [Velluet et al., 2007] :

$$\sigma_\chi^2 = 0,56k^{\frac{7}{6}} \int_0^R Cn^2(z) \left(\frac{z}{R}\right)^{\frac{5}{6}} (R-z)^{\frac{5}{6}} dz \tag{3.22}$$

où $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ est le nombre d'onde, et R la distance à la cible. et σ^2, la variance des fluctuations d'intensité moyennées sur la surface du récepteur, telle que :

$$\sigma^2 = 0,25 \ln \left\{ \frac{\frac{\lambda R}{D_r^2}}{1 + \frac{\lambda R}{D_r^2}} \left[e^{16\sigma_{\chi^2}} - 1\right] + 1 \right\} \tag{3.23}$$

Les écrans de scintillation utilisés lors des simulations à visée horizontale étaient dimensionnés de manière à pouvoir corréler spatialement chaque maille de l'écran à la maille correspondante du faisceau laser sur-échantillonné. L'intensité contenue au sein de chaque maille du faisceau se retrouve modulée par l'effet de la turbulence (entre 0 et 1, pour les pixels noirs et blancs, respectivement). Un exemple d'écran de scintillation est présenté sur la figure 3.11 (maillage de 128x128). Il représente les interférences constructives et destructives dans le cas d'une faible turbulence ($Cn^2 = 10^{-14}$) à une distance de propagation de 1 km, selon une ligne de visée horizontale.

Une des limites de ce modèle simplifié [Velluet et al., 2007][Schwartz, 2009] et [Thouin, 2015], est qu'il ne s'applique qu'en cas de faible turbulence ($\sigma_\chi^2 \leq 0,3$), car les statistiques auxquelles elle obéit ont des expressions analytiques connues, et pour un faisceau gaussien. Pour la modélisation des cas de forte turbulence et la prise en compte des variations temporelles de celle-ci, on pourra s'orienter vers d'autres travaux comme [Martin et al., 1988], qui portent sur la propagation

13. En fonction de la force de la constante Cn^2, les cellules turbulentes ont la forme de grains circulaires (faible turbulence) ou de filaments (forte).

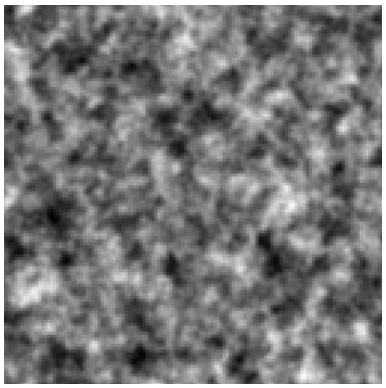


FIGURE 3.11 – Ecran de scintillation, de maillage 128x128, obtenu à une distance de 1 km, en visée horizontale, avec une faible turbulence ($Cn^2 = 10^{-14}$). Les zones claires représentent les augmentations locales de l'amplitude, et les zones sombres les diminutions. Les grains circulaires témoignent de la faible turbulence.

d'écrans de phase le long de la ligne de visée.

Puissances reçue et réfléchie par la cible

Après avoir été atténuée par l'atmosphère et éventuellement subi les effets de la turbulence atmosphérique (cas sol-sol ou sol-air), l'intensité I_c, en [W.m^{-2}], du faisceau illuminant la surface effective de la cible (située à une distance R du laser et dont l'angle d'incidence sur cette surface est défini par θ) est désormais égale à :

$$I_c = \frac{P_t}{A_c}\tau_t\tau_a\cos(\theta), \tag{3.24}$$

avec

$$A_c = \frac{\pi(\phi R)^2}{4}, \tag{3.25}$$

où A_c est l'aire de la cible, en [m^2], illuminée par le faisceau laser de divergence ϕ, dans le cas où le diamètre du faisceau au niveau de l'objet est le facteur limitant (lorsque le diamètre du faisceau est plus petit que le champ de vue, ou *Field Of View* - FOV, du détecteur, ou que la taille angulaire de la cible). L'aire effective prise en compte est alors égale à l'aire de l'empreinte projetée sur la cible.

Dans le cas où le facteur limitant est cette fois-ci le FOV du capteur, plus petit également que la taille angulaire de la cible, l'aire effective prise en compte dans le calcul est égale à :

$$A_f = (\gamma_d R)^2, \tag{3.26}$$

avec

$$\gamma_d = \frac{\Delta}{f_l}, \tag{3.27}$$

où γ_d est le champ de vue du détecteur, Δ est la taille d'un côté du détecteur carré, en [m], et f_l est la longueur focale du sytème optique utilisé pour focaliser la lumière sur le détecteur, en

[m]. Autrement, si la taille angulaire de la cible est plus petite que le FOV du capteur, l'aire effective prise en compte est tout simplement l'aire de la cible elle-même.

Dans le cas de la cartographie laser aéroportée, les objets rencontrés sont généralement volumineux (bâtiments, forêts, sol, etc.), et sont donc plus grands que l'empreinte du faisceau laser une fois projetée. On dit que la cible est "résolue" par le faisceau. Pour la suite des calculs, c'est donc l'aire A_c exprimée par l'équation 3.25 qui est considérée.

La réflexion d'un signal EM par un objet peut s'accompagner d'un phénomène d'absorption, réduisant à son tour la puissance renvoyée par la cible. Cette diminution est liée à la façon dont la surface de la cible réfléchit un signal incident dans les différentes directions de l'espace (renseignée par la BRDF). En présence d'un matériau dit "Lambertien", le signal est réfléchi uniformément dans toutes les directions comprises dans un angle solide [14] Ω égal à π stéradians [sr]. La proportion de la puissance réfléchie dans la direction de rétrodiffusion (vers le capteur) est alors diminuée. On parle de réflectance bidirectionnelle, notée ρ_c/π, où ρ_c est la réflectance hémisphérique de la cible. Son unité est l'inverse du stéradian [sr^{-1}].

La puissance rétrodiffusée par la cible dépend donc de sa taille et de ses propriétés optiques. Pour des surfaces très réfléchissantes comme les miroirs (induisant une réflexion spéculaire) et/ou lisses, l'angle de réflexion est égal à l'angle d'incidence, donné par la normale de la surface. L'angle solide est dans ce cas donné par le carré de la divergence du faisceau laser ϕ^2. Lorsque l'angle d'incidence est faible, la rétrodiffusion est importante et la valeur de réflectance bidirectionnelle est proche de 1. A l'inverse, pour des surfaces rugueuses et/ou peu réfléchissantes, le signal est diffusé dans un angle solide plus grand que la divergence du laser, et une faible proportion de signal est réfléchie vers le capteur. La réflectance est alors proche de 0.

Dans notre simulateur, l'hypothèse de matériaux lambertiens est posée, par manque de données disponibles. Pour une approche plus réaliste, des mesures en laboratoire sont indispensables pour une bonne caractérisation de la BRDF des différents matériaux, en fonction de l'angle d'incidence du faisceau par rapport à la normale de la surface de l'objet. Dans notre cas, l'angle d'incidence n'a pas d'importance ici, la même puissance est diffusée dans toutes les directions de l'espace, dont celle du capteur.

La puissance réfléchie par la cible P_c est finalement obtenue en multipliant I_c par la surface effective A_c du diffusant (illuminée par le laser), en tenant compte de la valeur de réflectance de celle-ci [Richmond and Cain, 2010][Wagner et al., 2006]

$$P_c = I_c \frac{\rho_c}{\pi} A_c \tag{3.28}$$

Dans le simulateur, chaque matériau est assigné à une valeur de réflectance qui lui est propre. Toutes les surfaces étant considérées lambertiennes, la puissance est cependant renvoyée dans un angle solide Ω égal ici à π sr.

Propagation "retour" de l'OEM dans l'atmosphère

Après avoir été réfléchie sur la cible et propagée vers le détecteur suivant la même ligne de propagation (le système laser PF3D est considéré mono-statique, donc les trajets A/R sont les mêmes), l'OEM traverse une seconde fois la couche atmosphérique. Compte-tenu de la vitesse de propagation des OEM dans l'air, l'état de l'atmosphère au retour selon la même direction de visée est considéré identique à celui traversé à l'aller. La puissance rétrodiffusée est donc atténuée par la même transmittance τ_a.

14. Un angle solide doit coïncider, du moins partiellement, avec le FOV du détecteur pour qu'un signal soit collecté par l'objectif/télescope, puis détecté.

Normalement, la turbulence a aussi un effet sur le faisceau lors du trajet retour, mais les cellules turbulentes étant bien plus petites que la résolution du capteur GmAPD 32x32 dont il est question, son effet est ici négligeable. Dans le cas où la résolution serait suffisamment élevée, le calcul de la fonction de transfert de modulation - FTM - longue pose du capteur permettrait de prendre en compte l'effet de la turbulence lors du trajet retour.

Intensité laser collectée par le dispositif de réception

A son arrivée au niveau du dispositif de réception, l'intensité est collectée par la pupille de la caméra, dont l'aire est égale à :

$$A_r = \frac{\pi D_r^2}{4} \tag{3.29}$$

où D_r est l'ouverture de l'objectif de la caméra, en [m^2]. Un coefficient de transmission τ_r est généralement associé à la qualité de la transmission du système optique de réception.

A l'issue de la propagation retour, l'OEM a parcouru au total la distance $2R$ et a été atténuée en l'occurrence deux fois par la transmission atmosphérique τ_a. La puissance P_{det} arrivant à la surface du capteur s'écrit donc :

$$P_{det} = P_c A_r \frac{1}{R^2} \tau_a \tau_r \tag{3.30}$$

En simplifiant l'expression, on obtient finalement la formulation générique de l'équation LADAR [Carlsson et al., 2001][Mallet and Bretar, 2009][Kim et al., 2013], qui permet le calcul du bilan énergétique d'une impulsion laser, de sa transmission à sa réception sur le détecteur, après propagation A/R à travers l'atmosphère, et l'étape de réflection sur l'objet illuminé :

$$P_{det} = P_t \tau_t \tau_a^2 \rho_c \cos(\theta) \frac{D_r^2}{4R^2} \tau_r \tag{3.31}$$

Grâce à cette formulation, on note que la puissance d'un laser transmise en espace libre est inversement proportionnelle au carré de la distance ($1/R^2$), imputable à l'expansion du faisceau laser au cours de sa propagation.

Il est même possible de remonter jusqu'au nombre moyen de photons collectés N_{ph}, pendant le temps d'intégration Δt, en divisant la quantité d'énergie reçue par l'énergie d'un photon $h\nu$:

$$N_{ph} = \frac{P_{det} \Delta t}{h\nu}, \tag{3.32}$$

où h est la constante de Planck, égale à $6,626068 \times 10^{-34}$ Joules secondes [J.s], et ν est la fréquence de la lumière frappant le détecteur, en [Hz], donnée par la relation :

$$\nu = \frac{c}{\lambda}. \tag{3.33}$$

Est seulement considérée ici l'énergie laser arrivant sur la surface du détecteur, après les principales sources d'atténuation mentionnées précédemment. Des sources de bruit, environnementales et "système" viennent également s'ajouter au calcul du bilan radiométrique final. Ces bruits sont détaillés dans le paragraphe suivant.

Le résultat de l'équation LADAR nous renseigne donc sur la puissance laser réceptionnée par le capteur. Mais dans cette étude, nous avons choisi de remplacer le système laser à monocapteur par un plan focal 3D et un laser très divergent. L'aspect matriciel du détecteur et son

éclairement à partir d'une seule impulsion laser impliquent que la puissance reçue soit répartie sur l'ensemble des pixels de la matrice, en fonction de la distribution spatiale du faisceau modélisée précédemment. De plus, ce bilan radiométrique est valable uniquement en présence d'un seul objet, ayant des propriétés optiques identiques en tout point (une seule valeur de réflectance ρ_c). Etant donné que plusieurs objets sont susceptibles d'être illuminés simultanément par le faisceau laser, une valeur de réflectance propre à chaque facette illuminée par chacune des mailles du faisceau sur-échantillonné devra être considérée dans le calcul du bilan radiométrique. La contribution de la réflectance est prise en compte lors de la construction maille par maille du signal onde complète. Le paragraphe suivant explique la démarche suivie.

Calcul de l'intensité du signal au sein de chaque maille

MATLIS 4D était initialement valable pour un faisceau faiblement divergent (typiquement $< 0{,}5$ mrad) et un mono-pixel collectant l'intégralité du faisceau lumineux. Toute l'énergie rétrodiffusée était attribuée à l'unique pixel du détecteur. Mais ce procédé n'est pas applicable à la technologie flash LADAR 3D, utilisant un capteur multi-pixels et un faisceau très divergent (figure 3.12). Tout comme l'exécution du scan de la scène, devenu obsolète dans un premier temps grâce au détecteur à haute résolution spatiale. Les principes d'éclairement, de la réception et de la reconstruction du signal onde complète ont dû être adaptés au fonctionnement matriciel. Plutôt que de récupérer la mesure de distance d'un seul point spatialement limité par la faible divergence du laser, le PF3D de résolution 32x32 mesure simultanément (mais indépendamment les unes des autres) sur chacun de ses 1024 pixels, une distance à la cible, formant l'image 3D, dès la première impulsion reçue et sans mécanisme de scan de l'objet.

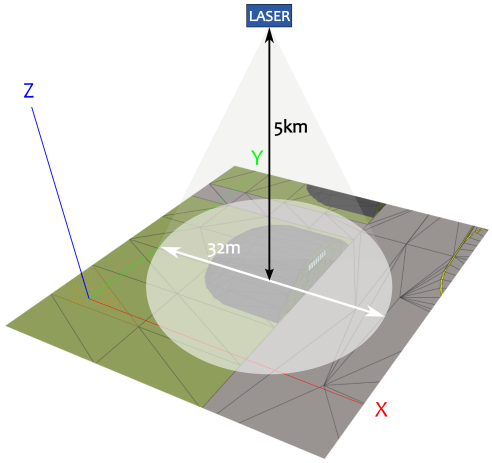


FIGURE 3.12 – Illumination d'une large portion de scène en imagerie flash LADAR 3D grâce au faisceau laser très divergent. Plusieurs objets sont éclairés simultanément. Une image 3D est donc théoriquement formée dès la première impulsion réceptionnée sur le capteur.

Nous avons alors calculé la puissance disponible pour chaque maille du faisceau au niveau de la cible en fonction de la distribution spatiale $I(r)$ calculée précédemment (r représentant la distance, en [m], du centre de la maille au point central du faisceau [15] affichant, d'après sa forme gaussienne, l'intensité maximale), ainsi que la réflectance ρ_f de la facette contenue dans cette même maille (ce terme remplace alors ρ_c dans l'expression 3.31, pour se placer à l'échelle de la maille). Pour déterminer le niveau de puissance, l'éclairement normalisé I_{norm} du faisceau a été utilisé. On obtient alors pour chaque maille associée au point du capteur correspondant, la puissance laser disponible incidente :

15. Cela revient à calculer la distance entre deux points compris dans un plan. Elle est obtenue à partir des coordonnées (x et y) des deux points du plan.

$$P_{maill}(\vec{r}) = P_{det} I_{norm}(\vec{r}) \eta_{scint}(\vec{r}) \tag{3.34}$$

où $P_{maill}(\vec{r})$ est la puissance, en [W], perçu par un point du capteur provenant de la maille du faisceau correspondante, $I_{norm}(\vec{r})$ est l'éclairement normalisé au niveau de la cible, pour la maille située à une distance r du point central dans le plan du faisceau. $\eta_{scint}(\vec{r})$ est le facteur d'amplitude généré par l'écran de scintillation, pour la maille correspondant à celle du faisceau, dont les dimensions sont identiques.

Mais le flux issu du laser n'est pas la seule contribution énergétique arrivant sur le capteur. Le flux solaire rétrodiffusé sur le trajet de l'onde et collecté par le système optique, est également à prendre en compte. Le flux rétrodiffusé est calculé en tout point de la ligne de visée (en fonction de la fréquence d'acquisition du capteur), et comprend les puissances du rayonnement solaire et du laser réfléchies par les aérosols, que l'on calcule d'après les équations 3.35 (pour chaque distance z_{atmo} de la ligne de visée) et 3.36, :

$$f_{laser}(z_{atmo}) = \frac{E_p}{T_{1/2}} \tau_t \tau_r \tau_a^2 \frac{D_r^2}{4 z_{atmo}^2} \beta \tag{3.35}$$

et

$$f_{solaire} = I_{sol} d_\lambda \tau_r \frac{\pi D_r^2}{4} \sin^2\left(\frac{\gamma_d}{2}\right) \tag{3.36}$$

où β est le coefficient de rétrodiffusion aérosolaire, I_{sol} est l'éclairement solaire, égal à 0,273.10^9 [W/m^2/m] à la longueur d'onde spécifique $\lambda = 1,55$ μm, d_λ est la largeur spectrale du filtre interférentiel, en [m], et γ_d est l'IFOV du détecteur.

Le puissance totale f_{retro} rétrodiffusée par les aérosols est donc la somme de ces deux contributions, ainsi que de E_s, la contribution énergétique provenant de la réflexion du soleil sur la maille et renvoyée vers le capteur (elle dépend notamment de ρ_f). Ce flux étant considéré au niveau de l'ensemble de la matrice, il doit être réparti sur chaque maille, pour chaque z_{atmo}. On a donc :

$$f_{retro}(\vec{r}, z_{atmo}) = f_{laser}(\vec{r}, z_{atmo}) I_{norm}(\vec{r}) + \frac{f_{solaire}}{N_{maille}} + E_s \tag{3.37}$$

Le flux solaire est dans ce cas supposé constant, spatialement et temporellement. Il est divisé par le nombre de mailles de la matrice N_{maille} pour considérer ce signal parasite au niveau d'un pixel.

La puissance qui revient vers le capteur est caractérisée par une distribution spatiale, et une distribution temporelle, formant l'onde complète. La construction du signal FW est réalisée en chaque position du capteur (sous-pixel) grâce à une convolution entre l'impulsion initiale et la réponse percussionnelle résultant de l'interaction entre l'OEM et la portion de scène en question.

Génération du signal onde complète

L'adaptation du module *radiométrie* a apporté jusqu'ici (*i*) un plus grand maillage du faisceau laser, dont la divergence élevée éclaire une très large scène, et (*ii*) un calcul du bilan radiométrique au sein de chacune des mailles, associée à une position définie sur le capteur. Ce processus permet de caractériser précisément les propriétés optiques et géométriques des divers objets de la scène (petits objets, variations de la nature des matériaux rencontrés, etc.), et de reconstruire le signal onde complète reçu par chaque pixel. Chaque signal enregistré est propre au pixel en question, défini par sa distribution temporelle de puissance.

De manière à pouvoir superposer le faisceau laser maillé à la projection du capteur matriciel au niveau de la cible (figure 3.6, la divergence du laser a été adaptée au champ de vue du plan focal). Chaque pixel de la matrice carrée (32x32 dans le cas du GmAPD utilisé au cours de cette thèse) est également sur-échantillonné (n^2 sous-pixels obtenus au sein du pixel) plus ou moins finement en fonction de la taille des facettes que l'on souhaite détecter, afin de récupérer des informations géométriques et radiométriques aussi précises que possible (un pixel peut observer un champ contenant plusieurs facettes ou parties de facettes, qu'il est nécessaire d'identifier et dont la contribution totale doit être calculée). La taille de la nouvelle matrice utilisée pour les calculs radiométriques atteint alors une dimension de $[32 \times n]^2$. Désormais, tous les sous-pixels sont traités séparemment.

Chaque sous-pixel issu du sur-échantillonnage se voit attribuer une partie de la puissance calculée lors du bilan radiométrique, en fonction de la distribution spatiale du faisceau généré et de l'effet de la turbulence sur la maille concernée, de la réflectance de la facette concernée [16] (ρ_f/π, avec ρ_f comprise entre 0 et 1), et des autres contributions énergétiques liées à la rétrodiffusion se répercutant également sur le sous-pixel. Typiquement, en simulation d'imagerie laser, un faisceau gaussien (figure 3.10) est utilisé pour une meilleure analyse des résultats, mais d'autres modèles pourraient aussi être implémentés, car en pratique, la distribution spatiale d'un faisceau laser en sortie de fibre n'est pas gaussienne, surtout après l'impact de la turbulence. A l'issue de cette étape, l'intensité attribuée à chacun des sous-pixels de la matrice sur-échantillonnée est maintenant connue.

Les sous-pixels du capteur projeté sont ensuite parcourus un à un pendant l'exécution du module, dans le but de déterminer si une ou plusieurs facette(s) est(sont) illuminée(s) par la maille du faisceau correspondante. Le cas échéant, les coordonnées des sommets de la facette triangulaire sont récupérées pour définir sa position dans le champ de vue du capteur, et l'équation du plan de la facette ainsi que sa normale sont calculées pour déterminer l'angle d'incidence entre la facette et le faisceau laser. Dans le cas de notre étude, les surfaces sont considérées lambertiennes, c'est-à-dire que le matériau renvoie la même quantité de signal dans toutes les directions (selon l'angle π) quel que soit l'angle d'incidence [17].

C'est l'équation du(des) plan(s) observé(s) par chaque sous-pixel de la grille projetée qui permet de déterminer la distance de la(les) facette(s) par rapport au capteur (figure 3.13, en haut), ainsi que son orientation dans l'espace (inclinaison par rapport au faisceau incident, sachant qu'elle peut être perpendiculaire au faisceau), nécessaires à la construction de la réponse temporelle du signal rétrodiffusé. Les échos retours (représentés sous la forme de Dirac, figure 3.13, en bas à gauche) sont enregistrés selon leurs temps d'arrivée sur le sous-pixel, et leur nombre dépend de l'angle d'incidence du faisceau par rapport à la normale de la facette (1 seul point dans le cas où l'angle est nul, n^2 Dirac sinon). Dans le cas où la facette rencontrée n'est pas perpendiculaire, le pas d'échantillonnage des échos pour le sous-pixel en question est calculé selon l'expression :

$$\Delta z = \frac{z_{max} - z_{min}}{n^2} \tag{3.38}$$

où Δz est l'espacement, en [m], entre deux points distincts sur la facette observée par le sous-pixel, et z_{max} et z_{min} sont respectivement les distances maximale et minimale de la facette mesurée sur un sous-pixel.

On définit la réponse percussionnelle comme étant la distribution temporelle des échos renvoyés par les facettes, enregistrée par chaque sous-pixel. Les n^2 composantes fournies par les sous-pixels

16. Les valeurs de réflectance de tous les matériaux de la scène sont stockées dans un fichier annexe, lu par MATLIS 4D.

17. Une réflectance bidirectionnelle pourrait en revanche être utilisée, après caractérisation de la BRDF de chaque matériau. En effet, l'angle d'incidence peut jouer un rôle déterminant dans la quantité de signal rétrodiffusé.

d'un même pixel du capteur sont collectées et associées pour former la réponse percussionnelle du pixel concerné.

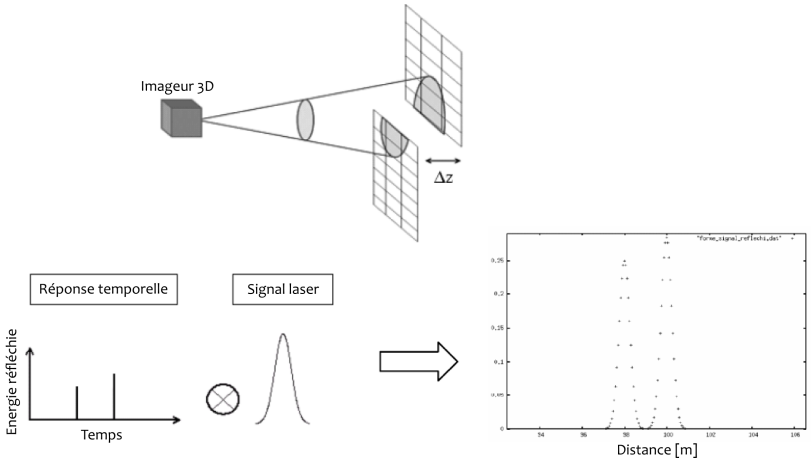


FIGURE 3.13 – Processus de reconstruction de l'onde complète. Chaque maille du faisceau éclairant une partie de l'objet renvoie un écho retour en fonction du temps de vol mesuré, et dont l'amplitude dépend notamment de la distance de propagation et de l'inclinaison de la facette. Les échos retour intégrés temporellement forment la réponse temporelle du capteur, qui après convolution avec la forme de l'impulsion initiale, génèrent l'onde complète. Les pics d'intensité témoignent du nombre et de la position des cibles détectées [Anna et al., 2010].

La dernière étape consiste à convoluer la réponse percussionnelle obtenue avec la forme temporelle de l'impulsion laser initiale (largeur, pic d'amplitude) allouée au même pixel, pour former l'onde complète [18] (figure 3.13, en bas à droite) :

$$S_{FW}(g) = \sum_{j}^{p} P_t[t] * T[g - t + 1] \tag{3.39}$$

où j et p correspondent aux premier et dernier temps d'échantillonnage (à la résolution temporelle du capteur) du signal rétrodiffusé, respectivement, g est l'ensemble des points compris dans la réponse percussionnelle tel que $j \leq g \leq p$, nécessaires à la construction de la convolution, $P_t(t)$ est la décomposition temporelle de l'impulsion selon t, et T est la décomposition temporelle de la fonction de transfert de la surface éclairée par le pixel. Le symbole $*$ est l'opération de la convolution.

Une facette inclinée renvoie une réponse temporelle étendue dans le temps, la forme finale du signal onde complète est donc plus élargie, diminuant en conséquence l'amplitude des pics par rapport à l'impulsion initiale, ce qui peut engendrer des erreurs de mesure de distance en fonction du processus de détection du point (ce point est développé dans la sous-partie 3.3.3). En multpliant l'amplitude normalisée de l'onde complète par la puissance calculée par le bilan radiométrique pour le pixel correspondant ($\sum_{i=0}^{n^2} P_{maille}(r)$), on obtient finalement le niveau d'énergie collecté par un pixel du capteur GmAPD, en ajoutant également les contributions liées à la rétrodiffusion (f_{retro}). Si deux échos retour sont séparés par une distance faible par rapport à la durée de l'impulsion initiale, les pics de forme gaussienne se chevauchent et leurs amplitudes sont sommées. En fonction de la résolution temporelle du capteur et du processus de détection, ces deux pics pourront être détectés ou non. Dans le cas de notre caméra 3D Geiger,

18. Le signal est formé par un grand nombre de points pour simuler un signal continu.

avec une résolution temporelle de 250 ps, le signal est échantillonné à la fréquence de 4 GHz. Cette opération est répétée pour l'ensemble des pixels de la matrice. A l'issue de ce module *radiométrie*, 1024 signaux FW sont enregistrés à la fréquence d'échantillonnage du capteur (une partie de l'information générée peut donc être perdue).

3.3.3 Module détection LANGDOC : modélisation du fonctionnement d'un détecteur Geiger

Au fil du parcours des pixels, le signal a été progressivement enregistré dans un fichier **.txt*, contenant la quantité d'énergie (en [nJ]), de tous les échos retour arrivant sur chaque pixel. L'opération est répétée pour l'ensemble des impulsions laser transmises pour cette simulation. La modulation temporelle du signal rétrodiffusé étant fonction de la surface illuminée par chacun des pixels, le nombre d'échos retour est par conséquent variable d'un pixel à l'autre. En supposant malgré tout ce nombre constant et égal à 100, et en considérant un détecteur de 1024 pixels et 1000 impulsions transmises, la quantité de données enregistrées dans le fichier et décrivant toutes les ondes complètes réceptionnées est égale à $1024 \times 1000 \times 100$, soit une matrice de 102 400 000 valeurs que le module capteur doit analyser. Ce fichier constitue le fichier d'entrée pour le module capteur plan focal LANGDOC, basé sur la détection Geiger.

Le PF3D est adapté aux applications nécessitant de définir une porte temporelle. Lors d'une simulation, la position de la scène que l'on souhaite imager par rapport au système laser est connue. Il est alors aisé d'établir des temps d'ouverture et de fermeture de la porte temporelle, et donc sa durée, afin d'y inclure la cible d'intérêt (les sources parasites telles que le flux solaire rétrodiffusé ou les retours provenant d'objets inutiles sont alors réduites). La résolution temporelle du capteur GmAPD utilisé dans cette étude est au maximum de 250 ps. Nous nous sommes donc basés sur cette valeur pour discrétiser la porte temporelle en plusieurs cases-distance (ou *bin* en anglais) de durées identiques, destinées à recevoir les quantités d'énergie du signal onde complète en fonction du temps (l'électronique renseigne sur la position temporelle du *bin* ayant détecté, le cas échéant). A titre d'exemple, pour imager une profondeur de scène de 10 m, comprise entre 1000 et 1010 m, la durée de la porte temporelle s'élève approximativement à $2 \times 10/c = 67$ ns. Avec une résolution de 250 ps par case-distance, leur nombre au sein de la porte temporelle est de 268. Le facteur 2 correspond au trajet A/R, parcouru après la fermeture de la porte.

Le signal onde complète modulé après sa rétrodiffusion a la plupart du temps une durée plus courte que celle de la porte temporelle. Généralement, le nombre de cases-distance concernées après son échantillonnage est bien plus faible que le nombre total contenu entre l'ouverture et la fermeture de la porte. Des cases-distance sont donc ajoutées avant les temps de réception du début et de fin de l'onde FW. Pour cela, les extrémités temporelles de ce dernier sont identifiées, et le nombre de cases-distance à rajouter avant et après le signal sont déterminées. Ces *bins* sont destinés à contenir les quantités d'énergie liées au bruit capteur (le DCR) et aux radiations solaires uniquement (figure 3.14). Au final, le nombre de cases-distance correspond à la durée de la porte temporelle, incluant le signal, et dont la position et l'étendue au sein de celle-ci varie en fonction des différents objets de la scène.

Pour un détecteur Geiger, le taux aléatoire de création de charges par l'ionisation d'impact à la suite de l'absorption de photons est plus élevé que le taux d'extraction de ces charges du circuit. Le courant généré dépasse donc très rapidement la tension de claquage des pixels, provoquant leur saturation et l'apparition d'une détection. On parle d'un "évènement" ou d'un "électron primaire" pour l'électron étant à l'origine d'une avalanche, et donc d'une détection, au sein du pixel. Les électrons primaires concernent :

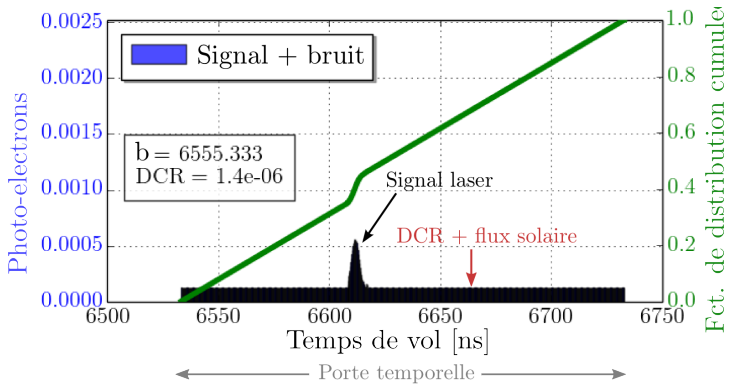


FIGURE 3.14 – Ajout de *bins* contenant les photo-électrons liés au bruit avant et après le signal laser rétrodiffusé. La porte temporelle, de plusieurs nanosecondes, est discrétisée en cases-distance en fonction de la résolution temporelle du capteur.

- les photo-électrons créés par l'absorption de photons, provenant indifféremment de l'impulsion laser rétrodiffusée sur la cible ou les aérosols situés sur la ligne de visée, ou des radiations solaires rétrodiffusées,
- les photo-électrons issus du DCR.

D'après [Fouche, 2003], le processus de détection d'un électron primaire repose sur une méthode statistique [19] : la distribution binomiale négative, qui peut être approchée par la distribution de Poisson, lorsque deux conditions sont remplies :

- le rapport $d/N_{pe} \gg 1$ doit être vérifié, d étant le degré de liberté du *speckle* (distribution d'intensité au sein du faisceau après réflexion sur la cible), et N_{pe} est le nombre moyen de photo-électrons collectés pendant l'intervalle de temps considéré. Généralement, les LADAR sont conçus pour offrir une valeur de $d \gg 1$ (l'IFOV du détecteur est grand devant l'angle de diffraction limite), et pour être opéré dans des conditions de très faibles flux lumineux ($N_{pe} < 1$),
- la turbulence atmosphérique doit avoir un effet négligeable, ce qui est le cas en cartographie aéroportée : turbulence sur le trajet "aller" prise en compte uniquement, et son effet est de plus très limité en visée verticale ou oblique depuis des hautes altitudes.

[Albota et al., 2002a] ont montré expérimentalement que la réponse d'un détecteur GmAPD au DCR et à une lumière incidente incohérente (avec un flux de photons arrivant sur le capteur quasiment constant) suivait une loi de Poisson (distribution exponentielle des détections au cours du temps). Cette source inclut le signal laser et le flux solaire réfléchis. L'adéquation aux statistiques de Poisson de la réponse du capteur suite à la réception des radiations solaires rétrodiffusées est même meilleure que celle utilisant l'énergie laser, grâce à un degré de liberté beaucoup plus élevé dans le premier cas.

Ces différents points permettent de justifier l'utilisation de la loi de Poisson (équation 3.40) pour représenter le comportement d'un capteur Geiger lors de la réception des trois sources d'énergie lumineuses et thermique [20]. On note deux propriétés importantes concernant la distribution de Poisson :

19. Et non sur une relation de proportionalité entre l'intensité du signal incident et la réponse en sortie du capteur, comme pour les systèmes linéaires classiquement rencontrés en imagerie laser.
20. Les processus de création d'électrons primaires, selon la loi de Poisson, par ces trois sources sont indépendantes les unes des autres, tant que la saturation du pixel n'est pas atteinte.

- la somme de x variables suivant une loi de Poisson, suit elle-même une loi de Poisson. Sa valeur moyenne est égale à la somme des valeurs moyennes de chacune de ces x variables,
- le nombre de photo-électrons générés dans un intervalle de temps est statistiquement indépendant du nombre de photo-électrons générés dans un autre intervalle de temps, s'ils ne se chevauchent pas.

Cette loi exprime la probabilité que m évènements apparaissent entre les temps t_1 et t_2 (par exemple la durée d'un *bin*), lorsque le pixel en question reçoit un nombre moyen N_{pe} de photo-électrons [Fouche, 2003][Henriksson, 2005][O'Brien and Fouche, 2005][Gatt et al., 2009] :

$$P(m; t_1, t_2) = \frac{1}{m!}[N_{pe}(t_1, t_2)]^m \exp\left[-N_{pe}(t_1, t_2)\right] \tag{3.40}$$

A partir de cette équation, on déduit que la probabilité qu'aucun électron primaire ne soit créé pendant l'intervalle de temps (t_1, t_2) est égale à $\exp\left[-N_{pe}(t_1, t_2)\right]$ (lorsque $m = 0$ car un seul photon absorbé suffit à saturer le pixel). Son complémentaire, la probabilité qu'au moins un électron primaire soit créé est donc calculé par l'expression $1 - \exp\left[-N_{pe}(t_1, t_2)\right]$.

Cette équation illustre la nature probabiliste du nombre de photo-électrons détectés par le capteur. La haute sensibilité de cette technologie est synonyme d'une grande capacité de détection, permettant de détecter un seul photon incident, et donc statistiquement moins d'un photo-électron. En effet, l'énergie délivrée par l'absorption d'un photon au sein d'un pixel, est suffisante pour dépasser sa tension de claquage et déclencher une avalanche, à l'origine d'une détection. Pour un scénario donné, plus le niveau de signal renvoyé par la cible est faible (de l'ordre de 1 photon par pixel et par impulsion), plus les probabilités d'apparition de fausses alarmes (détection d'un évènement lié au bruit) sont importantes, et plus les probabilités de détecter la cible sont par conséquent faibles.

En revanche, ce type de capteur ne permet pas d'identifier l'origine d'un évènement détecté. La réception d'un signal rétrodiffusé par chacun des pixels, après la transmission de chaque impulsion, donne lieu à deux possibilités :

- la détection d'un évènement, laser ou bruit (le capteur n'est pas capable de détecter plus d'un évènement par pixel et par impulsion),
- aucune détection par le pixel.

Pour les scénarios à faible RSB, la détection d'un objet peut s'évérer difficile, en particulier à partir d'une seule impulsion. La très haute cadence du laser et l'accumulation de nombreuses impulsions permettent d'extraire le signal d'intérêt parmi toutes les détections liées au bruit, dont la distribution temporelle est aléatoire, contrairement à une cible, supposée fixe et constante dans la porte temporelle (on émet l'hypothèse ici que le dispositif de mesure et l'objet en question sont immobiles pendant l'acquisition, ce qui n'est pas le cas pour un scénario dynamique par exemple). Le mode Geiger tire bénéfice de la grande sensibilité des pixels malgré le faible RSB, en exploitant l'acquisition multi-pulses et la statistique de la mesure.

Du point de vue de la simulation, le fonctionnement d'un capteur Geiger est reproduit en réalisant des tirages statistiques aléatoires sur les probabilités de détection calculées d'après le signal rétrodiffusé. Pour chaque case distance, le niveau d'énergie attribué est connu. Dans le cas où un objet n'est pas compris dans la porte temporelle, aucun signal laser n'est enregistré. Aucune cible n'est alors détectée. Lorsqu'une case-distance n'a pas collecté de signal laser, seule la contribution énergétique liée au bruit est prise en compte. Seule une détection liée au bruit peut donc avoir lieu. Pour les *bins* concernés par le signal FW réfléchi par la scène, le niveau d'énergie, en [J], est converti en nombre de photons N_{ph} équivalent, à partir de la valeur d'énergie

d'un photon [21], également en [J] :

$$N_{ph} = E_{bin} \frac{\lambda}{hc} \tag{3.41}$$

où E_{bin} est la quantité d'énergie contenue dans une case-distance. Dans notre cas, le laser opère à $\lambda = 1550$ nm, donc l'énergie d'un photon vaut $1{,}282.10^{-19}$ J.

Après la détermination du nombre de photons absorbés et son attribution à chaque case-distance d'un pixel, ceux-ci sont convertis à leur tour en photo-électrons susceptibles d'être détectés. Cette opération est réalisée en tenant compte de l'efficacité de détection (PDE) de chaque pixel, selon l'équation suivante :

$$N_{pe} = N_{ph} \times PDE_{pix} + \sqrt{D_{th}} \tag{3.42}$$

où N_{pe} est le nombre de photo-électrons convertis au sein de pixel, lui-même caractérisé par ses propres valeurs de PDE et de DCR (toutes deux fonctions de la sensibilité choisie), à partir du nombre de photons laser N_{ph} et solaires N_{ph-sol} calculés. Le niveau de bruit thermique (D_{th}) pendant le temps d'acquisition n'est pas concerné par la valeur de PDE car c'est un bruit interne au capteur.

[O'Brien and Fouche, 2005] sont partis de l'hypothèse que le DCR est uniforme dans le temps sur l'ensemble des pixels. Nous avons suivi cette proposition à la différence près que chaque pixel indique un niveau de DCR moyen différent, en fonction de la sensibilité appliquée (les matrices de DCR et de PDE pour quelques valeurs de sensibilité sont présentées dans le chapitre 4). Le DCR étant un bruit qui suit également une distribution de Poisson, la quantité de photo-électrons correspondante est déterminée par la racine carrée de sa valeur moyenne. Au final, pour chaque case-distance, le nombre de photo-électrons total est égal à la somme de ces contributions énergétiques.

Une détection ayant lieu dès que la tension de claquage du pixel est dépassée, il est nécessaire de simuler une détection ou non pour chacune des photo-diodes. Pour cela, la probabilité de détecter au moins un photo-électron généré est calculée pour chaque case-distance d'après [Fouche, 2003][Henriksson, 2005][Milstein et al., 2008]. On parle de fonction de densité des probabilités, ou *Probability Density Function* - PDF. L'objectif étant de détecter une des cases-distance contenant le signal issu du laser (car le signal rétrodiffusé par la cible est la plupart du temps reçu au sein de plusieurs cases). On considère une seule onde complète par pixel, car une détection peut avoir lieu dès le premier électron primaire créé. Par conséquent, la probabilité de détecter dans le *bin b*, est de ne pas avoir détecté auparavant dans les $(b-1)$ *bins*, et qu'il y ait au moins un photo-électron "cible" dans le *bin b*. Cette probabilité est calculée à partir de la formule suivante :

$$PDF_b = \exp\left(-\sum_{i=1}^{b-1} N_{pe,i}\right)[1 - \exp(-N_{pe,b})] \tag{3.43}$$

où $N_{pe,b}$ est le nombre de photo-électron(s) compris dans le *bin b*. L'équation 3.44 montre que la probabilité dépend non seulement du nombre de photo-électrons contenus dans la case-distance b, mais aussi du nombre contenus dans chacun des autres *bins* situés en amont dans la porte temporelle. Cela signifie que la PDF calculée pour chaque *bin* prend en compte la probabilité de ne pas avoir détecté dans les bins précédents. On a donc :

$$PDF_b = \exp[-fN_{pe,(b-1)}][1 - \exp(-N_{pe,b})] \tag{3.44}$$

21. Elle dépend de la longueur d'onde des photons collectés.

La probabilité de détecter dans la case-distance b est alors réduite du facteur $\exp[-fN_{pe,(b-1)}]$, où f est le nombre de cases-distance situées devant le *bin* b considéré.

En calculant cette PDF pour tous les *bins* et en les sommant sur l'ensemble de la porte temporelle ($i < b < p$), on construit ce que l'on appelle la fonction de densité des probabilités cumulées du pixel, ou *Cumulative Distribution Function* - CDF [O'Brien and Fouche, 2005][Kim et al., 2013], représentée par la courbe verte sur la figure 3.15 :

$$CDF_p = \sum_{i=1}^{p} PDF_b \tag{3.45}$$

où i et p sont les première et dernière cases-distance de la porte temporelle, respectivement. La probabilité maximale de détection est alors déterminée à partir du nombre total de photo-électrons reçus au sein de la porte temporelle :

$$CDF_{max} = 1 - \exp(-\sum_{i=1}^{p} N_{pe}) \tag{3.46}$$

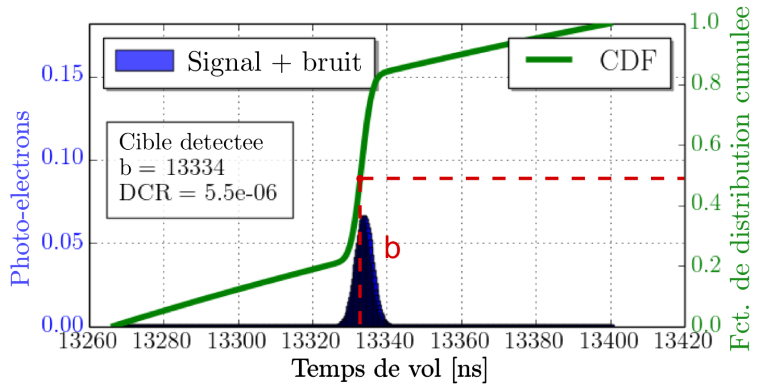


FIGURE 3.15 – Construction de la fonction de distribution des probabilités cumulées (courbe verte) à partir du nombre de photo-électrons contenu au sein de chaque case-distance (bleu). La cible est positionnée au centre de la porte temporelle (soit à 2 km de distance). Avant et après la cible, un faible nombre de photo-électrons par case-distance est dû au DCR et au flux solaire, répartis équitablement au sein de la porte temporelle car supposés constants. Le tirage aléatoire (ici, $CDF = 0,5$) sur la CDF détermine le *bin* b ayant détecté un évènement.

La probabilité de détection repose sur un calcul statistique de type Monte Carlo. Pour chaque impulsion transmise et pour chaque pixel, il s'agit d'effectuer un tirage statistique sur la CDF calculée précédemment (également entre 0 et 1, d'après la loi uniforme) : si la valeur du tirage est inférieure à la probabilité maximale de détecter au moins 1 photo-électron parmi ceux reçus dans la porte temporelle, alors la détection a lieu et la position du *bin* correspondant à cette probabilité détermine la distance du point détecté. Elle est donc stockée et contribue à former le nuage de points 3D. Inversement, si le tirage est supérieur, aucune détection n'a lieu pour le pixel en question.

Une méthode statistique légèrement différente a été utilisée par [O'Brien and Fouche, 2005]. Pour établir si une détection avait lieu sur un pixel, ils opéraient plusieurs millions de tirages aléatoires pour chaque pixel, et une technique de seuillage ou d'identification du nombre de détections maximum permettait de sélectionner la case-distance où la détection avait eu lieu.

A aucun moment donc, ces calculs permettent de conclure sur l'origine (laser ou bruit) d'une détection. Une seule impulsion est capable de générer une image 3D à partir des détections qui ont eu lieu sur la matrice (des non-détections sont en général également répertoriées). La CDF (courbe verte, figure 3.15) témoigne du RSB mesuré sur le pixel, grâce à la "marche" due à la PDF plus élevée en présence d'une quantité de photo-électrons issus du laser plus importante que ceux issus du bruit. Plus le RSB est grand, plus la probabilité de détecter la cible est élevée (la forte pente est générée par un nombre élevé de photo-électrons, par rapport au reste du signal). Par ailleurs, une probabilité égale à 1 entraîne systématiquement une détection. Il apparaît aussi évident que la précision de détection est liée à la forme temporelle du signal retour. Plus le pic d'amplitude lié à la cible est étroit, meilleure est la précision de détection au sein de la porte temporelle. En dehors du signal laser reçu, la pente de la CDF est faible et linéaire, car la PDF est identique d'une case-distance à l'autre. A l'inverse, lorsque le niveau laser est faible par rapport au niveau de bruit, la probabilité de détecter la cible, s'il y en a une, est faible voire très faible. Une technique pour maximiser les chances de la détecter, est d'accumuler de très nombreux tirages statistiques (assimilés au nombre d'impulsions transmises). Cette technique est d'autant plus nécessaire que le mode Geiger n'autorise qu'une seule détection par pixel et par impulsion. Les objets étant fixes dans la porte temporelle, les détections les plus récurrentes (sur des centaines voire des milliers d'impulsions) sont considérées comme des détections pertinentes. Les détections liées aux fausses alarmes sont quant à elles réparties aléatoirement dans la porte temporelle. Pour chaque pixel et pour toutes les impulsions laser transmises, il est alors possible de construire l'histogramme des détections, représentant le nombre de détections apparues au sein de chaque case-distance.

L'enregistrement de toutes les détections apparues après la réalisation des tirages statistiques sur l'ensemble des pixels du capteur permet de former l'image 3D brute. L'exploitation du nuage de points en l'état est difficile du fait du grand nombre de fausses alarmes (figure 3.16), dans le cas de scénarios à faible RSB (longue distance, conditions de visibilité dégradée, etc.). Des méthodes de traitements simples ont été développées pour réduire les détections liées au bruit et permettre une visualisation rapide de l'image 3D obtenue.

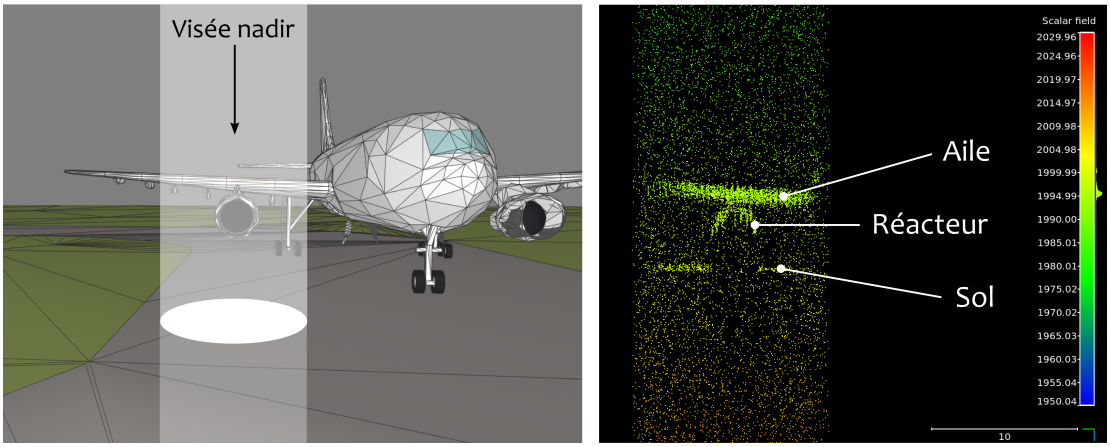


FIGURE 3.16 – Exemple d'image laser 3D brute d'une aile d'un avion de ligne, obtenu en sortie du module de détection Geiger LANGDOC. Données d'acquisition : 20 impulsions, divergence de faisceau de 6,4 mrad, visée nadir, 2 km d'altitude. Pendant la simulation, la scène observée est supposée figée. L'aile est bien identifiée, de même que la partie supérieure du réacteur. L'angle de visée masquant la partie inférieure. Le sol est également bien détecté. De nombreuses fausses alarmes sont représentées avant et après la scène. L'acquisition continuant après la réception des signaux provenant du sol, des points "sous" le sol sont également représentés.

La figure 3.17 suivante récapitule sous forme de logigramme le déroulement du module de détection LANGDOC pour chaque pixel après la génération du signal FW. Ce processus est répété pour l'ensemble des pixels de la matrice, puis pour la totalité des impulsions transmises.

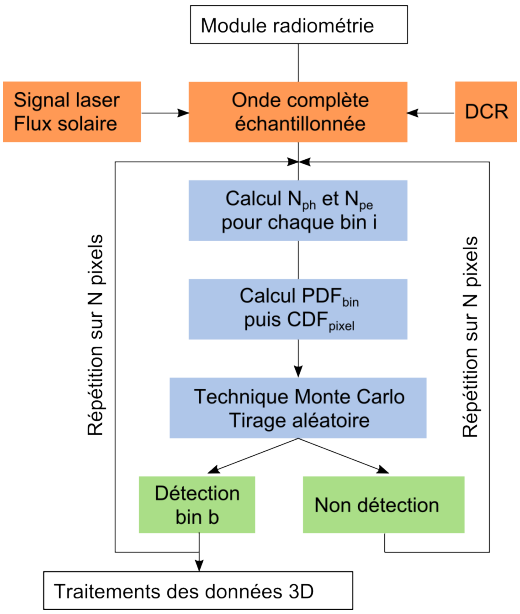


FIGURE 3.17 – Logigramme représentant le déroulement de l'exécution du module de détection LANGDOC. Il s'exécute après la génération pour chacun des pixels du signal onde complète rétrodiffusé. Ce processus est répété pour tous les pixels du capteur, à l'issu duquel une image 3D brute peut être générée, puis pour toutes les impulsions transmises. Le nuage de point 3D brut est ensuite dirigé vers un module de traitement pour réduire la quantité de fausses alarmes.

Ce module *détection* s'avère être un outil pertinent pour l'estimation du nombre minimum d'impulsions nécessaires afin d'obtenir une probabilité de détection satisfaisante pour détecter un objet pour un scénario donné. En effet, la transmission d'un nombre limité d'impulsions laser autorisant une bonne probabilité de détection est un gage indispensable pour la réalisation d'acquisition aéroportée.

Ce point est un critère d'évaluation majeur pour la caractérisation des performances des capteurs plans focaux 3D Geiger. Le simulateur constitue donc un excellent moyen pour le caractériser. Mais avant de pouvoir l'utiliser et fournir des résultats qualitativement et quantitativement réalistes, il était nécessaire de comparer les résultats de simulation avec les images 3D réelles obtenues expérimentalement pour des scénarios identiques, grâce au prototype dont j'ai disposé pendant ma thèse. Les conditions d'acquisition devaient être similaires, en vue d'une validation expérimentale du simulateur (chapitre 4).

3.3.4 Traitements des données 3D

Les plans focaux 3D à détection Geiger sont aussi très sensibles au bruit. Le flux solaire et le DCR sont les deux principales sources parasites qui sont à l'origine de nombreuses détections correspondants à des fausses alarmes, qu'il faut éliminer. Dans le cas d'un scénario à faible RSB nécessitant l'accumulation de plusieurs centaines voire milliers d'impulsions laser pour augmenter la probabilité de détecter un objet, l'exploitation du nuage de points brut peut s'avérer très délicate. En effet, les objets à imager sont masqués par les nombreuses détections liées au bruit.

Des algorithmes de traitements ont été développés (figure 3.18), afin de pouvoir détecter et reconnaître de manière fiable les objets d'une scène 3D, en réduisant la quantité de détections parasites, et évaluer la qualité de l'acquisition, en analysant par exemple la précision de la position des points par rapport à un modèle de référence. La permière étape consiste à appliquer pour chaque pixel un seuillage sur le nombre de détections, de sorte à écarter les cases-distance ayant les probabilités de détection les plus faibles. Le seuillage est à ce jour manuel et empirique, mais un seuillage automatique corrélé au nombre d'impulsions transmises et au RSB obtenu est envisageable pour la suite de ces travaux.

Les *bins* ayant comptabilisé un nombre de détections supérieur au seuil défini sont donc considérés comme pertinents. Plusieurs cases-distance sont généralement sélectionnées à l'issue de cette opération. L'objectif du traitement étant de fournir une seule mesure de distance par pixel, plusieurs opérations mathématiques "bas niveau" ont été implémentées :

- maximum local : cette méthode sélectionne pour chaque pixel la case-distance ayant le plus grand nombre de détections après l'accumulation de plusieurs impulsions. On émet alors l'hypothèse que la position détectée la plus récurrente correspond à la cible,
- moyenne : la position moyenne des cases-distance sélectionnées est calculée. Elle est pondérée par le nombre de détections apparues au sein de chacune, donnant de l'importance aux plus récurrentes,
- médiane : la position médiane pondérée, donnant encore d'avantage d'importance aux *bins* comptant le plus de détections. Cette opération se veut légèrement plus précise sur la mesure de distance que la moyenne.

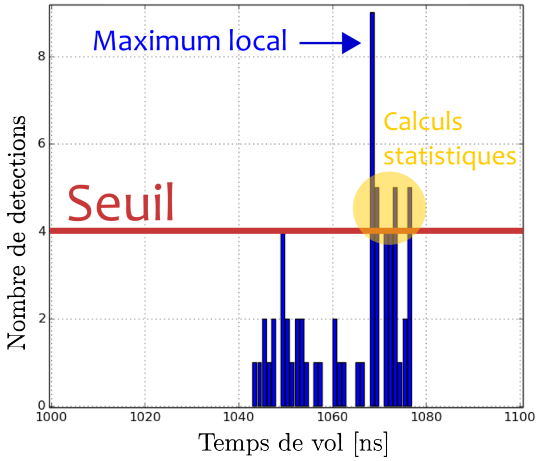


FIGURE 3.18 – Exemples de traitements bas niveau appliqués pour chaque pixel à partir de leur histogramme de détections, pour extraire l'information d'intérêt et réduire le taux de fausses alarmes. La détermination de la distance est réalisée par une première discrimination des points par seuillage, puis à partir de calculs statistiques sur les données restantes, tels que le maximum local, la moyenne et la médiane.

Ces traitements ont l'avantage d'être exécutés rapidement puisqu'ils utilisent des opérations mathématiques simples. En revanche, la précision de la mesure en distance est conditionnée par le RSB et la valeur de seuil choisie. S'il est trop bas, un grand nombre de cases-distance est pris en compte, augmentant l'erreur de mesure sur la position calculée et ce, d'autant plus que les détections seuillées sont étalées dans la porte temporelle. S'il est trop haut, des points d'intérêt risque d'être filtrés sur certains pixels où le RSB est faible. Ces techniques sont donc bien adaptées aux scénarios à fort RSB. Le seuillage "haut" permet de sélectionner avec fiabi-

lité uniquement quelques *bins*, répartis autour de la position réelle de l'objet, en éliminant un minimum d'informations pertinentes situées juste en dessous du seuil.

Une autre technique de seuillage a également été utilisée pour filtrer les nuages de points issus de la simulation, présentés dans le chapitre 5, non plus à l'échelle du pixel, mais du voxel. L'utilisateur définit la taille des voxels à considérer, dans les trois dimensions (les dimensions spatiales x et y sont limitées par la taille du pixel à la distance R), notamment en fonction de la densité du nuage de points brut. Un seuillage manuel filtre ensuite les voxels dont le nombre de détections est inférieur à la valeur de seuil choisie. Cette méthode est empirique puisqu'il est essentiel de déterminer le compromis optimal entre la taille des voxels et le nombre de détections minimum à prendre en compte, afin d'obtenir une bonne résolution spatiale, et un nombre de points détectés suffisant. Contrairement aux précédents calculs statistiques, plusieurs points situés sur la même ligne de visée peuvent être représentés sur l'image 3D finale, dû à la considération volumétrique des détections.

Techniques de traitements issues de la littérature

Une des principales considérations de la communauté scientifique concernant l'utilisation des PF3D en mode Geiger est la réduction de la quantité de ces fausses alarmes, dues principalement au flux solaire et au courant d'obscurité, et dégradant fortement la capacité de détection, d'autant plus en cas de réception de faibles signaux laser (quelques photons) [Guo et al., 2010]. Les travaux de ces derniers ont montré que des images laser 3D à haute résolution étaient obtenues à partir d'un système scanner employant un capteur plan focal en mode Geiger, dès lors que les fausses alarmes liées au flux solaire sont suffisamment supprimées du nuage de points final, par application combinée d'un filtrage spectral, un filtrage temporel et une corrélation spatiale (figure 3.19). [Vasile et al., 2012] ont aussi développé une technique de filtrage des données 3D basée sur le calcul de la cohérence spatiale de plusieurs points (*Multiple-Peak Spatial Coherence Processing* - MPSCP), de manière à supprimer les points aberrants ne répondant pas au critère de maximum de vraisemblance. Cette méthode a été testée expérimentalement avec le dispositif aéroporté américain ALIRT [22] sur une large zone d'Haïti d'environ 30 km^2, après le tremblement de Terre de 2010. Les résultats ont montré une très bonne réduction du taux de fausses alarmes par rapport à un algorithme existant (*Maximum A-Posteriori Coincidence Processing* - MAPCP), augmentant le RSB d'un facteur 10 et les résolutions spatiales dans les 3 dimensions, et apportant une amélioration de la capacité de détection de 21% dans le cas de faibles signaux et ce, avec une vitesse d'exécution des traitements 6 fois supérieure aux autres existants.

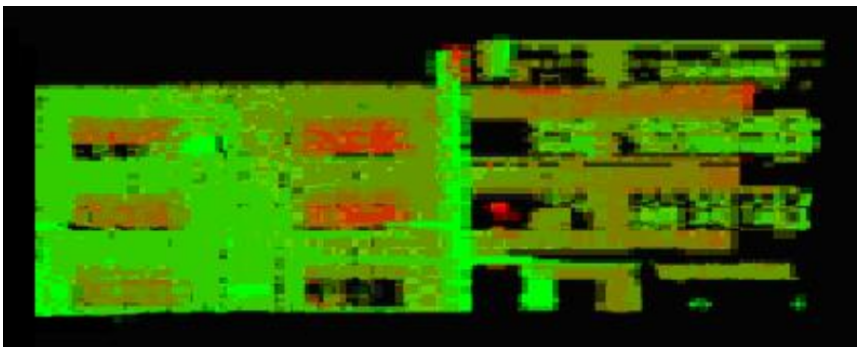


FIGURE 3.19 – Exemple d'image laser à PF3D en mode Geiger d'un bâtiment, après une forte réduction du taux de fausses alarmes, grâce à l'utilisation *a posteriori* de filtrages spectral et temporel, et d'une technique de corrélation spatiale des points de mesure [Guo et al., 2010].

22. ALIRT est un LADAR imageur développé par le *Lincoln Laboratory* du MIT, utilisant un laser pulsé à micropuce et un GmAPD, embarqué sur un jet volant entre 3 et 4,5 km d'altitude. Le système de scan est précis, rapide, et est assuré par un miroir orientable.

[Neuenschwander et al., 2010] ont travaillé sur les mêmes données obtenues avec le système aéroporté ALIRT au dessus des zones de désastre d'Haïti. Ils ont mis au point un algorithme précis de modélisation du relief (résolution de 30 cm) et de classification des données altimétriques, qui repose sur l'utilisation d'une large fenêtre filtrante 2D adaptative (30x30 m pour les plus petites structures, mais peut être agrandie dans le cas de paysages urbains) et de l'extraction de leur nature grâce au seuillage sur le gradient calculé. Ils ont pu fournir une classification précise des zones imagées, en différenciant deux classes, "terrain" et "bâtiments". Mais l'efficacité de cette méthode repose sur la sélection optimale des paramètres de l'algorithme, en fonction du type de terrain, du relief et de la taille des objets rencontrés, ce qui n'est pas toujours à disposition de l'opérateur.

Mais parmi les méthodes de réduction du bruit solaire, le filtrage spectral ne le supprime pas significativement et cause une atténuation du signal, et le filtrage temporel nécessite la connaissance *a priori* de la distance à la cible. [Shin et al., 2014] ont donc mis au point un algorithme de classification de la nature des détections, qu'elles proviennent du signal laser ou des différentes sources parasites. Cette technique augmente l'efficacité de détection tout en réduisant la puissance requise. Elle permet alors la détection d'un seul photon par pixel en moyenne sur la matrice, même si une fraction de pixel ne détecte rien, lorsque dans la pratique, les systèmes courants nécessitent tout de même quelques dizaines de photons.

Afin de palier les résolutions limitées des images 3D finales, obtenues à partir des capteurs existants aujourd'hui (128x32 pixels maximum), et donc les capacités de détection et d'indentification des cibles, [Bulyshev et al., 2014] ont quant à eux développé une méthode de super-résolution basé sur l'acquisition multi-impulsions et la détermination des 6 degrés de liberté d'un point de mesure (3 coordonnées spatiales et 3 composantes de la visée du laser). Ce traitement offre ainsi la possibilité d'obtenir des nuages de points à la résolution spatiale augmentée d'un facteur 4 (image 128x128 pour un capteur 32x32), en quasi-temps-réel, tout en réduisant le niveau de bruit d'un facteur 4 à 5 et limitant la non-détection sur certains pixels. Les simulations sur des MNT ont été validées par des essais expérimentaux au sol avec pour cibles des mires 3D (à une distance de 860 m), puis aéroportés avec un terrain aménagé représentant la surface lunaire (topographie avec quelques reliefs, creux et bosses). Cet algorithme multi-impulsions de super-résolution a permis (*i*) de détecter plusieurs objets situés trop proches les uns des autres pour la résolution théorique du système (espacement de 10 cm) et trop petits pour être détectés seulement avec le système initial, et (*ii*) d'améliorer la résolution lors de la cartographie aéroportées de sites. Si la résolution spatiale est augmentée, la résolution temporelle est en revanche un facteur limitant puisqu'il n'a pas été possible de distinguer précisément, avec ce post-traitement, deux objets espacés de 50 cm dans la direction de propagation.

Une autre méthode de suppression des fausses alarmes du nuage de points 3D a été proposée et validée expérimentalement par [Kong et al., 2011]. L'utilisation de deux GmAPD plutôt qu'un seul, recevant donc une quantité d'énergie par impulsion divisée par 2, a permis de réduire la probabilité de détections liées au bruit d'un facteur 5000 (de 46,9 à 0,0092%), grâce à la comparaison des temps de vol entre les deux capteurs et au filtrage temporel des fausses alarmes obtenues aléatoirement sur les deux plans focaux. Cette technique permet d'obtenir des images 3D à haute résolution spatiale et haute densité de points, même avec des données fortement bruitées lors de l'acquisition.

Le traitement des données ayant représenté un volet mineur au cours de cette thèse, les méthodes statistiques simples ont été retenues pour la suite du document, puisqu'elles répondaient aux besoins de traitement rapides et suffisamment robustes concernant la suppression des fausses alarmes pour mettre en évidence les objets d'intérêt. Ces autres algorithmes de post-traitement des données 3D pourront faire l'objet d'une étude comparative lors d'une éventuelle suite de ces travaux de thèse.

3.3.5 Visualisation des images 3D

Les nuages de points 3D obtenus avant ou après traitements ont été visualisés à l'aide du logiciel libre CloudCompare [www.danielgm.net]. La manipulation permet une meilleure appréhension de la profondeur de la scène et une visualisation sous des angles différents.

Le logiciel permet également de générer l'histogramme représentant le nombre de détections apparues sur le capteur en fonction de la distance.

Chapitre 4

Validation expérimentale du simulateur en mode Geiger

Sommaire

4.1 Méthode de validation 98
4.2 Dispositif expérimental POMEROL 3D 99
4.3 Scénarios d'acquisitions réels et simulés 106
4.3.1 Scénario 1 : câble en cuivre 106
4.3.2 Scénario 2 : voiture 112
4.4 Comparaison des résultats simulés et expérimentaux 114
4.4.1 Scénario 1 : câble en cuivre 114
4.4.2 Scénario 2 : voiture 117
4.4.3 Synthèse des résultats 121
4.5 Conclusion sur la validation du simulateur à PF3D 123

Nous venons de voir que le simulateur MATLIS 4D, complété par le module capteur LANGDOC, permettait de simuler l'acquisition d'images laser à partir d'un plan focal 3D en mode Geiger. L'affichage des données 3D confirme la sensibilité de ce capteur au signal laser, à travers la détection des échos retour provenant de l'objet, mais aussi aux différents bruits parasites, avec l'apparition de nombreuses fausses alarmes autour de l'objet. Ce simulateur nous a aussi donné la possibilité de développer nos propres chaînes de traitements pour exploiter les nuages de points 3D obtenus. Mais avant de pouvoir montrer, à partir de simulations, l'intérêt de son concept et sa faisabilité pour la cartographie aéroportée (chapitre 5), il était nécessaire de vérifier la fiabilité des hypothèses émises (principe physique de détection, paramètres "système" et "environnement" estimés), en comparant les résultats de simulation avec des résultats expérimentaux issus d'acquisitions dites "réelles".

Nous avons souhaité valider la chaîne numérique sur deux cas d'études, proches de notre application d'intérêt, tout en assurant la maîtrise de la scène. Il s'agit d'objets "canoniques" que l'on peut potentiellement rencontrer lors de la reconnaissance d'une zone ou d'une opération "voir et éviter" lors d'un vol à basse altitude : une voiture, et un câble métallique suspendu. Le choix des cibles est également justifié par la nécessité de disposer d'objets dont les propriétés géométriques et optiques sont connues ou peuvent être mesurées sur le terrain. Le petit diamètre du câble par rapport à la taille d'un pixel est par ailleurs un bon exemple pour étudier les capacités de détection des petits objets par un capteur GmAPD. D'autre part, les dimensions d'un véhicule permettent d'obtenir un nuage de points 3D intéressant spatialement et un histogramme suffisamment étendu temporellement pour étudier la densité des détections formant l'image et la

précision des distances mesurées, deux autres métriques que nous avons sélectionnées. La validation a été faite sur des scénarios "sol-sol", étant donné que le prototype expérimental dont nous disposons n'est pas embarquable dans sa version actuelle.

Les analyses et les interprétations ont été faites à partir des nuages de points et histogrammes bruts, c'est-à-dire sans post-traitement, car il convenait d'apporter des éléments sur la fidélité du processus de détection. En effet, la modélisation du fonctionnement du capteur PF3D GmAPD passe également par la caractérisation des niveaux de bruit équivalents, afin de valider le modèle de bruit associant flux solaire et DCR.

4.1 Méthode de validation

Il existe dans la littérature que peu de méthodes d'évaluation de la qualité d'un nuage de points 3D [thèse Mehdi-Souzani, 2006]. La qualité des images 3D brutes, telles que présentées dans cette thèse, peut être appréciée par "le degré de fidélité avec lequel le nuage de points traduit les caractéristiques de la géométrie de l'objet dont il est l'image". Dans notre cas, *i.e.* la construction de MNT par acquisition aéroportée, nous avons choisi de nous intéresser aux grandeurs suivantes, afin d'évaluer notre simulateur :

- **la quantité de détections** liées à un objet : un objet sera d'autant plus résolu que le nombre de points le représentant est élevé. Cette grandeur, reliée à la notion de DRI, est importante, puisqu'elle permet de révéler la simple détection d'une voiture par exemple (quelques points attestant de sa présence) jusqu'à son identification (plusieurs milliers de points permettant de déterminer le modèle du véhicule). En acquisition statique, comme cela a été le cas au cours de ce chapitre, la densité de points reste limitée par la résolution du plan focal. Avec un capteur 32x32, elle peut se trouver par ailleurs fortement diminuée lors d'une observation à grande distance.
- **la précision en distance d'une détection** : chaque détection [1] au sein du nuage de points 3D est associée à une position spatiale, identifiée par la localisation du pixel sur la matrice, mais aussi à une distance par rapport au système de mesure. Et la précision de cette mesure de distance opérée par chacun des pixels de la matrice constitue un des points clés de l'évaluation de la performance d'un capteur 3D. Elle est liée à plusieurs facteurs que sont notamment la largeur de l'impulsion initiale, la forme de l'onde complète rétrodiffusée, ainsi qu'à d'éventuels délais de transmission de l'onde liés au système (*timing jitters*), responsables d'une erreur de distance pouvant atteindre plusieurs décimètres. La prise en compte de ces paramètres et une bonne maîtrise de la scène permettront de retrouver une fiabilité et une précision de chaque détection, proche de celle représentée dans le nuage de points réel issus de l'expérimentation. La précision selon l'axe z attendue pour un tel système est inférieure à 10 cm. La comparaison de la position moyenne et de l'écart-type des détections autour de cette position fournira des renseignements sur cette précision.
- **le nombre total de détections** : qu'elles soient attribuées à un objet ou à de fausses alarmes, les détections enregistrées par le capteur sont limitées par son efficacité de détection d'un photon (PDE). Lors de la transmission de plusieurs milliers d'impulsions laser, le nuage de points résultant est constitué de détections aléatoirement distribuées dans le temps liées aux sources de bruit, et de détections directement liées aux objets de la scène. Celles-ci sont plus localisées et généralement en plus grand nombre selon le RSB. En analysant l'histogramme des détections survenues sur la totalité de la matrice, il est possible de vérifier la bonne adéquation de plusieurs grandeurs entre les données simulées et les données réelles : le nombre total de détections pour un certain nombre d'impulsions trans-

1. On vise ici uniquement les détections liées à l'objet et non aux fausses alarmes, qui n'ont aucune "vérité" en distance puisqu'aléatoirement distribuées au sein de la porte temporelle dans le cas d'un GmAPD.

mises, la distribution temporelle de ces détections au sein de la porte temporelle, ainsi que le nombre de détections apparues sur l'objet. Cette analyse renseignera sur la fiabilité du processus de détection.
- **le niveau de bruit** impactant l'acquisition du signal rétrodiffusé : outre l'intérêt évident de la détection de l'objet dans une porte temporelle, la quantité de détections générées par le modèle de bruit du simulateur est également importante. Elle fournit une information sur la fidélité du modèle et la compréhension des principes physiques à prendre en compte. Les valeurs de DCR et de photo-électrons solaires générées par le modèle de bruit doivent refléter les niveaux de bruit compris en chacun des *bins* de la porte temporelle.

En résumé, l'objectif est de montrer que les données de simulées sont similaires à celles que l'on obtient expérimentalement sur les mêmes cas d'étude, en termes de distribution des détections au sein du nuage de points, sur leur nombre, mais aussi sur la précision de leur position et leur densité. A partir de cette validation, la scène et les paramètres d'entrée du modèle seront considérés comme maîtrisés, ce qui permettra de s'orienter avec confiance vers une démonstration de l'intérêt de la technologie PF3D pour la génération de MNT depuis une plateforme aérienne.

4.2 Dispositif expérimental POMEROL 3D

Caméra PF3D

Dans le but de démontrer le concept de cette technologie et d'évaluer son apport pour diverses applications (surveillance, cartographie, voir et éviter), l'ONERA a fait l'acquisition au début de cette thèse d'une caméra 3D à plan focal opérant en mode Geiger, conçue et fabriquée par la société américaine *Princeton Lightwave*. Le capteur GmAPD est composé d'une matrice de 32x32 photo-diodes à avalanche InGaAsP/InP, sensible aux longueurs d'onde du PIR, comprises entre 920 et 1620 nm. Il génère des images laser en trois dimensions grâce aux 1024 pixels composants le PF et aux mesures du temps de vol des photons réfléchis, indépendantes d'un pixel à l'autre. La matrice de pixels et la haute résolution temporelle associée (250 ps) permettent d'acquérir un nuage de points 3D de grande précision et haute densité et ce, même lors de la collection de faibles flux lumineux, grâce à la sensibilité extrême des photo-diodes à avalanche (pour rappel, jusqu'à un photo-électron détectable par pixel et par impulsion).

Le détecteur GmAPD est complété par le circuit de lecture CMOS (ROIC) et la matrice de micro-lentilles, directement connectée aux photo-diodes. Chaque micro-lentille collecte 75% du flux lumineux incident sur le pixel avant son transfert vers le ROIC, qui assure la mesure précise du temps de vol et l'acquisition des données à haute fréquence (jusqu'à 186 kHz). Les pixels sont quant à eux synchrones, ils sont donc capables de mesurer des temps de vol différents, mais sont lus, désactivés puis réactivés simultanément dès la fin de la porte temporelle. Le capteur connaît donc un temps mort de quelques μs où aucune détection n'est possible, lors de la lecture des données de la matrice. Après le transfert vers le ROIC, les pixels sont ré-activés et prêts pour de nouvelles détections, et une nouvelle impulsion laser est transmise.

Le plan focal est contenu dans une boîte hermétique de 800 cm^3 (10cm x 10cm x 8cm) et pèse moins de 1 kg (figure 4.1), répondant donc aux critères d'embarquabilité à bord d'une plateforme aéroportée (avion, hélicoptère, et même drone). L'ensemble est refroidi par effet Peltier (grâce au TEC) jusqu'à une température de 250 K, afin de réduire les bruits. Un objectif de monture C est adapté sur le boîtier afin de collecter et focaliser la lumière sur le capteur. Il est caractérisé par sa distance focale f, son ouverture de diaphragme et son diamètre de pupille, qui ont un impact sur la quantité de photons collectée. Une longue focale est un moyen d'améliorer la résolution des objets observés (les objets lointains et de taille réduite sont ainsi couverts par plus de pixels qu'avec une focale courte). En contrepartie, le champ de vue est restreint. Pour s'assurer de collecter un flux lumineux suffisant, un grand diamètre de pupille peut être utilisé, mais la proportion de flux solaire, source de bruit, s'en retrouve également augmentée.

FIGURE 4.1 – Photo de la caméra 3D à plan focal Geiger utilisée au cours de la thèse pour les acquisitions expérimentales (l'objectif a été changé). Ses dimensions et son poids réduits lui confèrent une embarquabilité à bord d'une plateforme aéroportée [*Princeton Lightwave*].

La caméra 32x32 couplée à un objectif à grande focale est donc un atout pour l'imagerie longue distance (en supposant que la puissance laser soit suffisante). Pour couvrir une large zone, il est en revanche nécessaire de déplacer le système imageur (terrestre ou aéroporté) le long d'une trajectoire, ou de réaliser un balayage angulaire de la scène, dans ce cas avec un faisceau très divergent par rapport à celui d'un laser scanner. Dans le cadre de nos essais, les acquisitions expérimentales ont été réalisées de manière statique (plateforme immobile et champ de vue fixe), avec un télé-objectif de 500 mm de focale et un diaphragme ouvert à $f/22$ pour bénéficier d'une grande profondeur de champ.

Un des paramètres essentiels d'un capteur en mode Geiger est sa sensibilité. Elle traduit le potentiel de détection de la matrice de pixels. Comprise entre 1 et 100, elle est ajustable par l'opérateur via le logiciel de contrôle de la caméra, fourni par le constructeur. La sensibilité agit directement sur deux facteurs précédemment évoqués dans la description d'un plan focal : le DCR et la PDE, à savoir le niveau de bruit "capteur" généré par un pixel, et sa capacité à détecter un évènement, respectivement. Théoriquement, pour obtenir une meilleure probabilité de détection (associée à la PDE), il convient d'augmenter la sensibilité, car plus celle-ci est grande, plus la tension appliquée à la matrice dépasse la tension de claquage, favorisant le phénomène d'avalanche. Des photo-électrons à très faibles niveaux d'énergie suffisent alors pour dépasser ce seuil et délencher une avalanche, mais la probabilité pour que cette détection ait été produite par un photo-électron parasite est elle aussi plus élevée. Cette action expose alors les pixels à une quantité plus importante de photo-électrons générés thermiquement par la sur-tension appliquée à la matrice (DCR). Les figures 4.2 et 4.3 illustrent les niveaux de DCR et de PDE par pixel [2], respectivement, obtenus pour une valeur de sensibilité basse (à gauche), et une valeur haute (à droite). Les niveaux du DCR et de la PDE sont exprimés en kHz et en %, respectivement. Bien que les deux facteurs, pour une même sensibilité, ne soient pas parfaitement corrélés, on remarque que le niveau de bruit thermique augmente fortement avec la PDE. D'autres cartographies de DCR et de PDE sont disponibles en annexe A, à partir de 7 autres valeurs de sensibilité. Ces 9 cartographies peuvent être utilisées dans le simulateur afin d'être au plus proche des paramètres "système".

2. La caméra 3D étant classée *International Traffic in Arms Regulations* - ITAR - par la réglementation américaine, toutes les informations techniques n'ont pas été fournies par le constructeur. A des fins de confidentialité technologique et scientifique, des paramètres restent inconnus, approximatifs ou moyennés. Des valeurs approchées de certains paramètres ont été utilisées pour les simulations. Ceux-ci sont mentionnés en temps voulu.

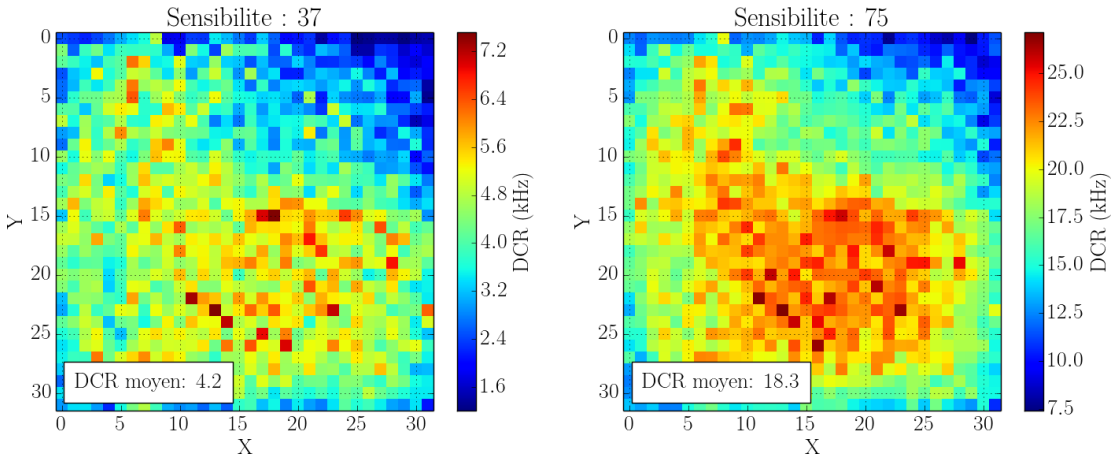


FIGURE 4.2 – Cartographies du courant d'obscurité (DCR) du plan focal GmAPD, pour des valeurs de sensibilité de 37 et 75, respectivement, telles que fournies par *Princeton Lightwave*. Le niveau du bruit thermique est exprimé en kHz pour chaque pixel (X,Y) de la matrice. Il apparaît que les pixels au centre du plan focal sont plus sensibles au bruit thermique que ceux sur la périphérie. Le DCR moyen de la matrice est indiqué sur chaque cartographie.

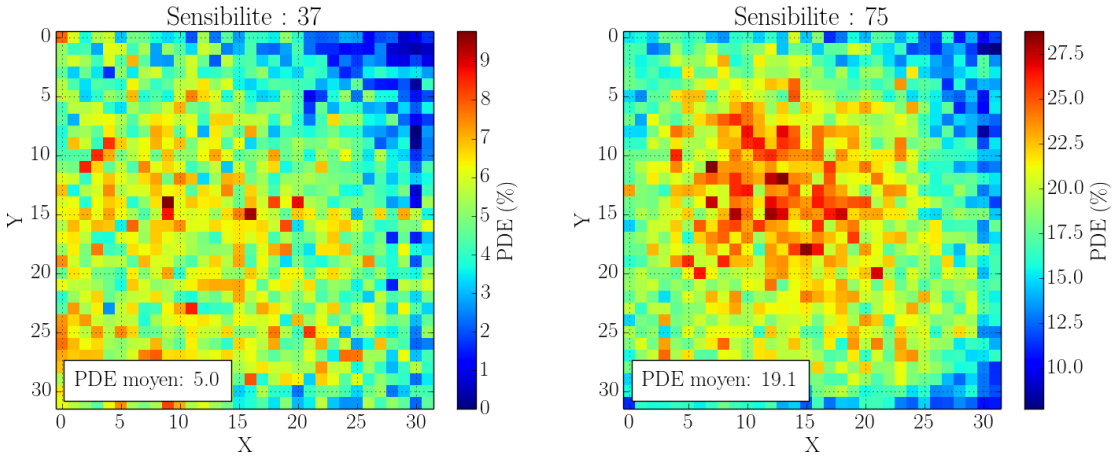


FIGURE 4.3 – Cartographies de l'efficacité de détection d'un photon (PDE) du plan focal GmAPD, pour des valeurs de sensibilité de 37 et 75, telles que fournies par *Princeton Lightwave*. La capacité de détection des pixels (X,Y) est exprimée en %. Comme pour le DCR, les pixels centraux ont une efficacité de détection plus importante que ceux de la périphérie. Pour chaque cartographie, la PDE moyenne est indiquée.

Les principaux paramètres techniques de la caméra sont regroupés dans le tableau 4.1. Ils ont été pris en compte lors de la conception du module capteur GmAPD.

Laser

Le laser couplé à la caméra a été fabriqué par la société française Keopsys. Il opère dans le PIR à la longueur d'onde 1550 nm, couverte par la réponse spectrale du capteur GmAPD. L'avantage de cette longueur d'onde est d'être corrélée à une fenêtre atmosphérique, et d'obtenir un système à sécurité oculaire, favorisée au-delà de 1400 nm.

Type de capteur infra-rouge	GmAPD InGaAsP/InP
Réponse spectrale	920-1620 nm
Dimension de la matrice de photo-diodes	32x32 (1024 pixels)
Taille d'un pixel	100x100 μm^2
Facteur de remplissage des pixels (avec MLA)	75% (inclus dans la PDE)
Fréquence d'acquisition maximale	186 kHz
IFOV d'un pixel	200 μrad
Durée de la porte temporelle	de 4 à 2000 ns
Résolution temporelle (durée d'un *bin*)	de 250 à 2000 ps
Valeurs moyennes de PDE et DCR (sensibilité = 75)	19,1% et 18,3 kHz

TABLE 4.1 – Caractéristiques du PF3D disponible à l'ONERA [*Princeton Lightwave*].

Il s'agit d'un laser impulsionnel cadencé à 20 kHz. Sa puissance moyenne de 3 W permet de délivrer en sortie de fibre une énergie par impulsion de 150 μJ et une puissance crête de 25 kW, offerte grâce à une largeur à mi-hauteur d'environ 6 ns. Sa distribution temporelle a été caratérisée par Keopsys à la puissance nominale (figure 4.4).

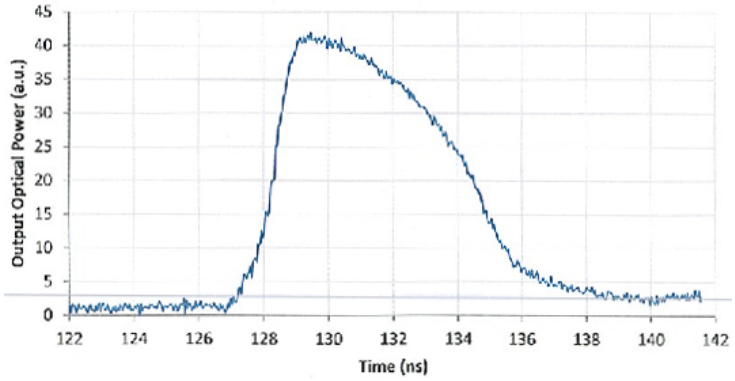


FIGURE 4.4 – Distribution temporelle de la puissance optique du laser fibré. Elle possède un front montant abrupt au cours des deux premières ns, jusqu'au maximum de l'intensité délivrée, avant de diminuer plus lentement. Sa largeur à mi-hauteur est de 6 ns [Keopsys].

A la demande de l'ONERA, elle présente un front montant abrupt et une pente descendante plus douce. Le maximum d'énergie est donc contenu dans les premières ns de la transmission de l'onde, ayant un impact significatif sur les probabilités de détection. En mode Geiger, il est préférable de disposer d'une grande quantité d'énergie dans un intervalle de temps très court dès le début de l'impulsion. En effet, un pixel ne pouvant détecter qu'un seul évènement par impulsion, et la mesure du temps de vol étant déclenchée au moment de la transmission de l'onde, une forte probabilité de détection dans les premières ns permet d'obtenir une meilleure précision de la distance mesurée. L'imprécision temporelle sera d'autant plus importante que la détection apparaîtra vers la fin de la réception du signal. La puissance crête disponible est donc un critère prépondérant dans la précision de la mesure de distance pour chacun des pixels, le cas optimum étant une durée d'impulsion courte et un niveau d'énergie élevé. Les principales caractéristiques techniques du laser sont regroupées dans le tableau 4.2. Elles ont été prises en compte lors de l'adaptation du module d'éclairement de notre simulateur. Le modèle gaussien (équation 3.9) a

d'abord été utilisé pour représenter la distribution temporelle de l'impulsion laser, car l'impact de différents modèles n'a pas été considéré comme prioritaire dans la construction du simulateur. Le modèle "hybride" (équation 3.7) pourra en revanche être utilisé par la suite, afin d'étudier cet impact sur la précision des mesures de distance.

Type du laser	Impulsionnel
Longueur d'onde	1.55 μm
Puissance moyenne	3 W
Fréquence de répétition (PRF)	20 kHz
Energie par impulsion	150 μJ
Largeur à mi-hauteur (FWHM)	6 ns
Divergence spatiale	6.4 mrad

TABLE 4.2 – Caractéristiques du laser utilisé pour les essais expérimentaux [Keopsys].

Tourelle automatisée

Pour les besoins des campagnes de mesures, le laser et la caméra ont été intégrés sur une tourelle automatisée reposant sur un trépied pour des acquisitions statiques, et pilotable à distance par ordinateur. Le dispositif expérimental, baptisé POMEROL [3] 3D peut être orienté dans toutes les directions de l'espace. Une petite caméra de contexte à zoom numérique opérant dans le visible a été également installée à proximité des deux autres éléments, et permet de se repérer dans la scène et de viser plus facilement vers l'objet à imager. L'imageur 3D monté sur son trépied et en configuration d'acquisition est présenté sur la figure 4.5. La caméra PF3D et son télé-objectif de 500 mm sont placés à droite sur la photo, le laser et la caméra contextuelle à gauche, de l'autre côté de l'axe de rotation vertical. Les champs de vue du laser et de la caméra étant identiques à longue distance, le système est considéré comme mono-statique, bien qu'une quinzaine de centimètres les sépare. Lorsque la distance d'observation est réduite, l'alignement des champs de vue doit être légèrement ré-adapté pour un parfait recouvrement. Pour constituer un système parfaitement mono-statique, le laser et la caméra doivent être positionnés plus proches l'un de l'autre. Ils seront regroupés sur une prochaine version de la tourelle.

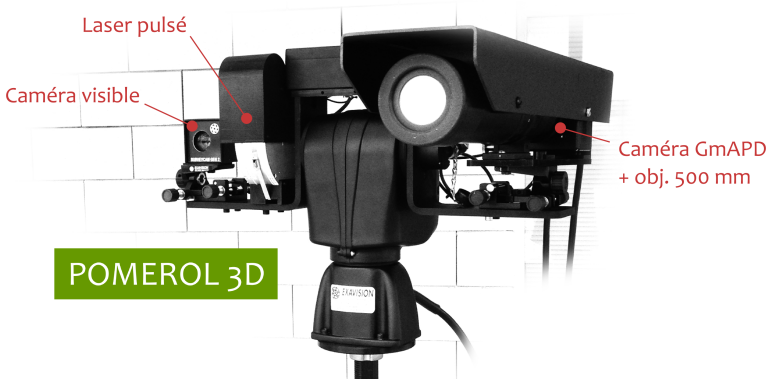


FIGURE 4.5 – Photo du dispositif expérimental POMEROL 3D utilisé pour les campagnes de mesures. Le laser, la caméra à plan focal 3D et la caméra contextuelle sont alignés sur une tourelle pilotable à distance par ordinateur. Positionnée sur un trépied pour les acquisitions statiques, elle peut être orientée dans toutes les directions.

3. **P**hoton c**O**unting platfor**M** with g**E**ige**R** m**O**de for **L**aser imaging

La caméra est reliée à l'ordinateur par deux câbles CamLink, permettant de démarrer une acquisition via le logiciel de contrôle du plan focal, et de réceptionner les données à une fréquence très élevée. Le taux de rafraîchissement de la matrice s'élève au maximum à 186 kHz, fournissant un volume de données conséquent (4 Gb.s^{-1} [Entwistle et al., 2012]), qu'il est nécessaire de transférer à haut débit vers le module de stockage (composé de 2 disques durs SSD de plusieurs To) pour garantir l'enregistrement potentiel de plusieurs dizaines de milliers d'images 3D par seconde.

A l'aide du logiciel fourni par *Princeton Lightwave*, de nombreux paramètres sont définis manuellement par l'opérateur, en fonction de la configuration de la scène à imager : le délai d'ouverture de la porte temporelle (après la transmission de l'impulsion et le déclenchement de l'horloge mesurant le temps de vol de l'onde jusqu'à sa réception sur la matrice), la durée de la porte temporelle, la résolution temporelle (durée d'une case-distance), la sensibilité, la fréquence d'acquisition, les éventuels délais temporels liés à l'électronique, et le mode d'acquisition utilisé :

- le mode 1 correspond à la télémétrie laser, qui indique pour chaque pixel et pour chaque impulsion, la case-distance comprise dans la porte temporelle qui a détecté l'évènement, le cas échéant. Le temps de vol puis la distance du point sont alors déterminés,
- le mode 2 correspond à un mode pseudo-radiométrique (l'intensité du signal absorbé n'est cependant pas connue) qui compte le nombre de détections apparues par pixel, après la réception d'une série d'impulsions, typiquement plusieurs milliers.

Nous avons montré par exemple les capacités de la caméra GmAPD à détecter un câble électrique haute tension à près de 600 m de distance. Le rectangle vert sur l'image vue par la caméra contextuelle (figure 4.6) correspond approximativement à la scène observée par la caméra 3D, soit uniquement le câble traversant le champ latéralement. Le "fond" de l'image correspond au ciel nuageux.

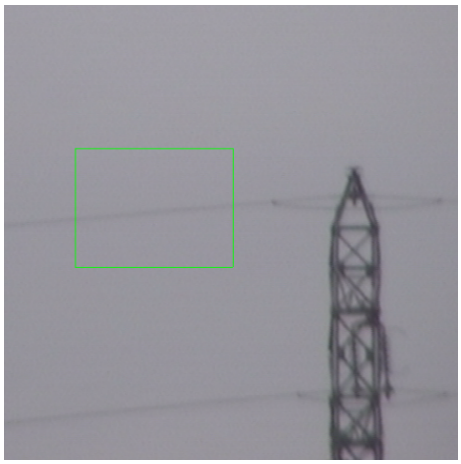


FIGURE 4.6 – Photo d'un câble électrique haute tension prise avec la caméra contextuelle visible du dispositif POMEROL 3D.

Les quatre résultats expérimentaux de la figure 4.7 représentent le câble après analyse des données 3D par un code de traitement spécialement conçu. L'image en bas à droite indique pour chaque pixel le nombre de détections pour la position ayant le plus fréquemment répondu (*bin* maximum, soit pour une position précise à 250 ps près). Les 3 autres sont les images 3D, renseignant sur la distance déterminée sur chaque pixel en sortie des 3 traitements différents : sélection de la position ayant le maximum d'occurences, la position moyenne pondérée et la position médiane pondérée. Difficilement exploitable pour le premier traitement, l'aspect 3D

de l'objet est très bien illustré par l'image de la médiane, avec une précision en distance sub-décimétrique. L'évolution progressive de la profondeur de la gauche vers la droite (entre 579,25 et 580,30 m, soit 95 cm) permet de déterminer l'orientation du câble dans l'espace.

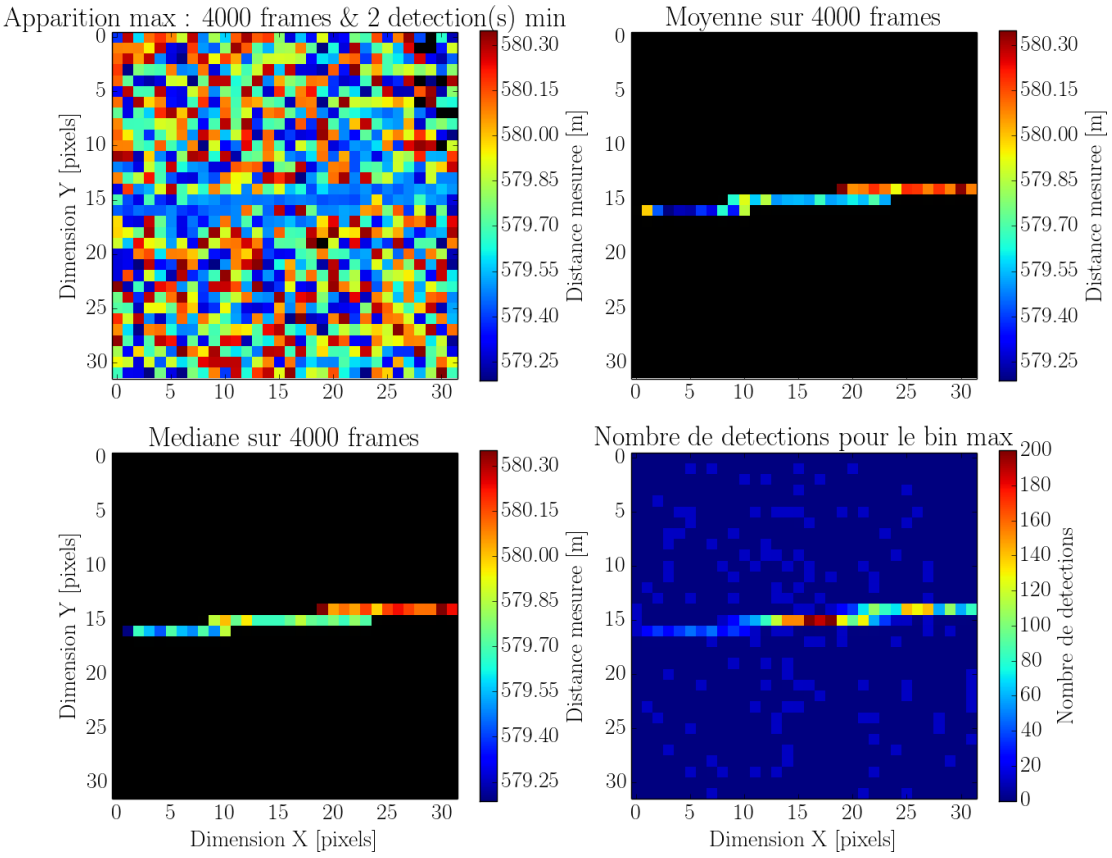


FIGURE 4.7 – Images 3D d'un câble électrique haute tension détecté par le dispositif POMEROL 3D, d'après les 3 traitements simples, parmi lesquels la médiane apporte une estimation précise de la distance et de la géométrie 3D de l'objet. L'image en bas à droite (mode 2 "détections de coups") indique le nombre de détections apparues par pixel, sur un total de 4000 impulsions laser transmises, pour la position en distance la plus probable.

Pour nos simulations et mesures expérimentales, le mode "télémétrie" a été utilisé, permettant de remonter à une information de distance entre le capteur et l'objet illuminé. Le mode pseudo-radiométrique est représenté par la construction des histogrammes de détections pour un pixel donné.

Dans cette configuration, lorsqu'une acquisition est démarrée, la matrice de pixel reste inactive jusqu'au temps de commencement de la porte temporelle, pour s'affranchir au maximum des sources de bruit. Le laser et la caméra sont donc synchronisés pour que l'onde rétrodiffusée par la scène soit réceptionnée entre les temps d'ouverture et de fermeture de la porte temporelle. La gestion et la mesure des temps de vol étant effectuée par le plan focal, c'est ce dernier qui transmet l'ordre au laser de transmettre une impulsion (*i.e.* la caméra déclenche le laser). A chaque nouvelle acquisition, la caméra active la transmission d'une impulsion laser à un moment précis, pour que celle-ci soit réceptionnée au moment où le capteur devient actif, *i.e.* pendant la porte temporelle (sa durée est comprise entre 4 et 2000 ns ; une courte porte temporelle est choisie lorsqu'une estimation de la distance à la cible est connue). Les délais temporels (*timing jitters*)

évoqués précédemment concernent le décalage existant entre l'ordre émis par la caméra vers le laser de générer une impulsion, et sa transmission réelle. Il en résulte une imprécision sur la mesure du temps de vol (*jitter intra-frame*), de quelques dizaines à quelques centaines de ns, et légèrement variable d'une impulsion à l'autre (*jitter inter-frame*). Il est cependant impossible de corriger cette erreur pour chaque impulsion de manière précise. Dans notre cas, une valeur moyenne a été déterminée grâce à une comparaison des temps de vol mesurés par le PF3D et le laser scanner RIEGL VZ-1000, dont la précision en distance est garantie inférieure au cm par le constructeur. Le délai moyen a été estimé à 130 ns et est responsable des erreurs de mesure absolue de la distance par le capteur, de l'ordre de plusieurs dizaines de cm. Afin de réduire les erreurs temporelles de mesure, nous nous sommes donc basés sur cette estimation. La correction était faite par soustraction à toute mesure de temps de vol enregistrée par les pixels.

En sortie de la caméra, les acquisitions expérimentales (brutes) sont systématiquement enregistrées dans un fichier binaire et un fichier texte, pour une lecture et un traitement ultérieurs. Ils contiennent l'ensemble des paramètres définis avant l'acquisition, et pour le mode télémétrie, la position de la détection apparue dans une case-distance, pour l'ensemble des pixels et pour toutes les impulsions réceptionnées. Lorsqu'aucune détection n'a eu lieu sur le pixel, le numéro de la première case-distance (soit le numéro 0) est enregistré. Il est alors aisément identifiable lors de la visualisation du nuage de points sur le logiciel 3D, puis supprimé. Un code numérique en Python a été développé pendant la thèse pour lire les fichiers **.txt* contenant les paramètres d'entrée et la position de toutes les détections, et leur affecter des coordonnées spatiales (x, y, z) relatives (x et y étant les positions des pixels sur la matrice, et z le numéro du *bin* détecté converti par la suite en distance), pour construire le nuage en 3D. L'affichage de ce nuage de points brut (sans traitement numérique et possédant donc de nombreuses fausses alarmes) est le point de départ pour la formation d'une image 3D filtrée et exploitable.

4.3 Scénarios d'acquisitions réels et simulés

Deux scénarios ont été sélectionnés pour l'étape de validation expérimentale du simulateur à plan focal Geiger. Notre choix s'est porté sur deux objets pouvant être rencontrés lors d'opérations de reconnaissance de terrain ou de ciblage ("voir et éviter"), et où la scène a pu être maîtrisée à la fois sur le terrain et par simulation. Il s'agit d'un câble métallique suspendu horizontalement au dessus du sol et d'une voiture stationnée. Ces obstacles ont été placés à moyenne distance, environ 1 km de l'imageur 3D, dans le but d'obtenir suffisamment de pixels illuminés (un pixel a une largeur de 20 cm à cette distance), tout en évitant de provoquer une saturation de la caméra 3D compte-tenu du niveau d'énergie laser transmis. En effet, d'après la largeur de l'impulsion et la sensibilité de la matrice, le nombre de détections au sein de plusieurs cases-distance autour de la position réelle serait conséquent, empêchant une distinction fiable et précise du *bin* "cible" et de l'analyse du nuage de points.

4.3.1 Scénario 1 : câble en cuivre

Description de la scène expérimentale

Le premier objet mis en place sur le site d'essais est un câble en cuivre de 1 cm de diamètre et d'environ 5 m de long, suspendu entre 0,5 et 1 m au-dessus du sol. Il présente ainsi une légère courbure vers le bas en son centre (photo 4.8). Le câble est maintenu à ses extrémités par des piquets métalliques d'environ 1 m de haut et de quelques cm d'épaisseur, maintenus verticaux par des parpaings posés au sol, tous compris dans le champ de vue de la caméra 3D. Le plan focal étant fixé sur un trépied à 1,50 m du sol, la direction de visée est considérée horizontale. A environ 1 km du dispositif expérimental POMEROL 3D, la taille de l'image obtenue au niveau de l'objet, avec le télé-objectif de 500 mm et 200 μrad d'IFOV pour chaque pixel, est de 6,4 m x 6,4 m. A cette distance, le diamètre de l'objet est petit devant la dimension du pixel projeté (20 cm de côté).

FIGURE 4.8 – Photo de l'installation du câble en cuivre de 1 cm de diamètre pour les essais expérimentaux. L'instrument est situé 1 km en amont de cette position. La porte temporelle est sélectionnée de manière à exclure le bâtiment se trouvant en arrière-plan et ne détecter que le câble. L'objet, de 5 m de long environ, n'étant soutenu que par deux piquets métalliques à ses extrémités, présente une légère courbure vers le bas. A cette distance, le champ de vue de la caméra inclus les supports métalliques et les parpaings posés au sol.

Afin d'éviter une saturation au sein de chaque case-distance (de 250 ps) par les échos réceptionnés, l'énergie par impulsion délivrée par le laser a été abaissée à 100 μJ. Une sensibilité basse a été choisie pour limiter cette saturation et réduire l'influence du DCR (4,2 kHz), réduisant en même temps la PDE. Une accumulation de cent impulsions laser ont donc été utilisées pour générer les images 3D, revenant à acquérir les données pendant 5 ms à la fréquence de 20 kHz (adaptée à celle du laser). La scène est considérée comme figée et l'acquisition statique. Avec une porte temporelle de 133 ns (soit une profondeur de scène sondée de 20 m), aucun autre objet à part le câble ne se trouve dans la scène illuminée. Seul le sol recouvert d'herbe rase est présent dans le tiers inférieur du champ de vision. Les échos parasites le long de la ligne de visée en dehors de la durée d'acquisition sont alors écartés (ceux provenant du bâtiment en arrière plan par exemple).

Conditions d'acquisition réelles

Cette campagne de mesure a été réalisée en mars 2016 (fin d'hiver), en fin d'après-midi par une journée nuageuse (photo 4.8). L'impact des radiations solaires et de la turbulence atmosphérique était faible mais non négligeable. Ces perturbations n'ont pu être mesurées précisément et donc leurs contributions au signal enregistré sur chacun des pixels ont été estimées pour la simulation. La mise en place d'un scintillomètre aurait permis de mesurer le niveau de turbulence moyen, intégré sur le trajet de l'OEM au moment des acquisitions.

Par temps nuageux, le rayonnement solaire (à $\lambda = 1550$ nm) reçu sur une surface est de 250 W/m^2 [base de données ONERA]. Il est diminué par un facteur égal au cosinus de l'angle d'incidence formé entre la position du soleil et la surface recevant l'éclairement. Au mois de mars (en fin d'après-midi) et à nos latitudes, cet angle étant d'environ 23 $^\circ$, le facteur d'atténuation est 0,92. Concernant la turbulence atmosphérique, un niveau de Cn^2 égal à 1×10^{-14} a été pris en compte, ce qui correspond à une turbulence moyenne à faible, compte-tenu de cette période

de l'année et des conditions météorologiques au moment de l'acquisition. Il s'agit bien ici d'une approximation, puisqu'aucune mesure expérimentale n'a été réalisée. Au final, un équivalent DCR de 10 kHz a été pris en compte pour le fond solaire.

Modélisation du scénario et simulation

L'avantage de la simulation est de pouvoir agir sur la configuration d'une scène, de manière à reproduire les mêmes conditions d'acquisition que sur le terrain (figure 4.9). L'imageur est placé à 1 km de l'objet, et la direction de visée est orientée de 0,5 ° vers le sol, car les calculs numériques de la géométrie ne convergent pas lorsque le faisceau est parallèle au sol. Le centre du câble est visé, de manière à obtenir le même rayon de courbure de l'objet. Aussi, la hauteur de celui-ci par rapport au sol étant de plus de 4 m dans la scène modélisée (l'imageur est donc fictivement élevé d'autant, de sorte à garantir la visée quasi-horizontale), le sol n'est pas intégré dans l'image finale.

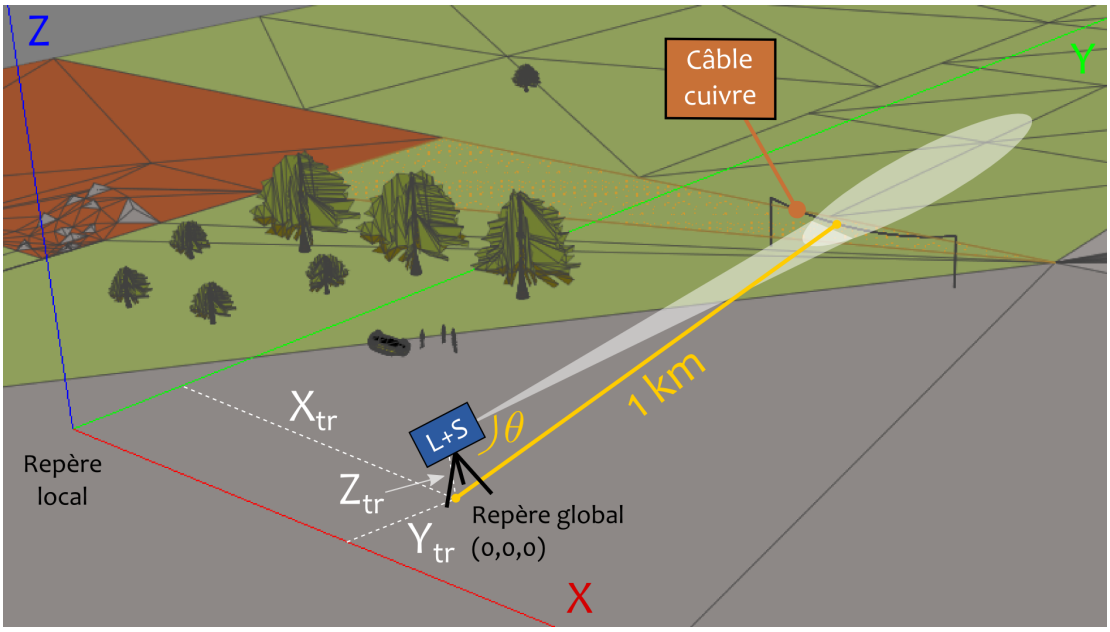


FIGURE 4.9 – Illustration de la configuration du scénario de simulation sur GFE pour l'imagerie du câble en cuivre, observé à 1 km de distance, depuis la position de l'imageur dans le repère global. Le diamètre de l'objet est de 1 cm, et sa longueur est supérieure au champ de vue du plan focal. Le câble est donc le seul objet présent dans l'image, contrairement au cas réel. La hauteur de l'imageur par rapport au sol est adaptée pour viser quasi-horizontalement.

Les caractéristiques techniques de l'imageur définies pour la simulation sont quant à elles identiques à celles du dispositif expérimental. Le tableau 4.3 dresse un récapitulatif des paramètres de la caméra et du laser utilisés pour l'imagerie du câble en cuivre.

Cependant, quelques différences notables subsistent. Des paramètres liés au système ou à l'environnement n'ont pas pu être caractérisés précisément au moment des acquisitions, ou n'avaient pas été intégrés dans le simulateur à ce stade de l'étude. Dans le premier cas, des valeurs approchées ont alors été rentrées dans le simulateur, devenant potentiellement sources d'imprécisions pour la mesure de distance finale, voire même pour le processus de détection lui-même. Dans le second, les facteurs n'ont tout simplement pas été pris en compte.

LASER	
Energie par impulsion	100 μJ (mesure Keopsys)
FWHM	6 ns
Divergence du faisceau	6.4 mrad
Fréquence de répétition (PRF)	20 kHz
CAMERA 3D	
Fréquence d'acquisition	20 kHz
Résolution temporelle	250 ps
Durée de la porte temporelle	133 ns
Nombre d'acquisitions N_a	100
DCR et PDE (sensibilité 37)	4,2 kHz et 5,0%

TABLE 4.3 – Caractéristiques techniques de POMEROL 3D utilisées pour la campagne d'essais sur le câble en cuivre.

On note :

- une impulsion laser dont la distribution temporelle a été approchée par une fonction gaussienne, afin de faciliter dans un premier temps l'analyse des données. Une forme proche de celle du laser de Keopsys (figure 4.4) pourra par la suite être utilisée,
- le décalage temporel (*jitter inter-frame*) rencontré d'une impulsion à l'autre lors des acquisitions réelles, lié à la synchronisation électronique de la caméra et du laser, n'a pas été considéré dans cette étude. En simulation, la réception de chaque impulsion laser débute après un temps de vol constant, donc l'ajout du *jitter intra-frame* moyen caractérisé expérimentalement (décalage de 130 ns) ne présente pas un grand intérêt ici,
- les probabilités de détections liées au *crosstalk*, bien que faibles, ne sont pas prises en compte dans le modèle Geiger à ce jour, car nous n'avons pas jugé cette source d'erreur comme prépondérante (comme les précédents paramètres, elle pourra cependant être ajoutée dans une version améliorée du mode de détection Geiger). Des travaux ont été publiés sur la compréhension et la modélisation de ce phénomène dans [Rech et al., 2008] et [Piccione et al., 2016],
- le niveau moyen de la turbulence atmosphérique le long de la ligne de visée a été estimé à 1×10^{-14} (valeur plutôt forte pour une journée d'hiver nuageuse et sans grand vent). Son profil le long de la ligne de visée et sa valeur moyenne pourront à l'avenir être déterminés expérimentalement en déployant un scintillomètre sur le site d'essai,
- de la même manière, une valeur approchée de l'intensité des radiations solaires au moment de l'acquisition, a été rentrée dans le modèle de bruit, afin de calculer le nombre de photoélectrons arrivant sur le capteur pendant la durée d'acquisition,
- enfin, compte-tenu de portée (1 km), la présence d'aérosols n'a pas été prise en compte.

Du point de vue de la scène modélisée elle-même, on note également quelques approximations :

- la position réelle de l'objet par rapport à l'imageur a été relativement bien estimée grâce à l'utilisation complémentaire du laser scanner VZ-1000, mais l'incertitude sur l'emplacement du capteur dans le boîtier de la caméra 3D peut vraisemblablement entraîner une erreur de plusieurs centimètres, en plus de l'erreur de la mesure intrinsèque au LS3D. La distance au câble dans le simulateur a au final été établie à 1002 m,
- lors des essais expérimentaux pour la détection du câble, sa suspension au dessus du sol a nécessité l'utilisation de barres métalliques et de parpaings, qui ne sont pas modélisés dans le simulateur. Ces éléments supplémentaires sont susceptibles de renvoyer un signal

inexistant dans le cas de la simulation, où seul le câble est présent dans le champ de vue de la caméra. De plus, la géométrie des objets modélisés en 3D est de fait approchée puisque ces derniers sont représentés sous forme de facettes.

La modélisation sous forme de facettes constitue effectivement une source d'erreur, au niveau du mode de réflexion du signal, *i.e.* leur valeur de réflectance. La valeur de rétrodiffusion du câble utilisée sur chaque facette, supposée lambertienne pour les simulations, se situe à 0,27 sr^{-1} (avec un coefficient de réflexion égal à 0,85). Dans la littérature, nous avons constaté le peu de données sur ce sujet : seules quelques mesures résolues (*i.e.* qui dépendent de l'angle d'incidence sur le câble, figure 4.10) donnent à 1,5 μm un coefficient de rétrodiffusion (non corrigé du cosinus) entre 0,3 et 0,1 sr^{-1} pour un câble sec et entre 0,1 et 0,01 sr^{-1} pour un câble mouillé.

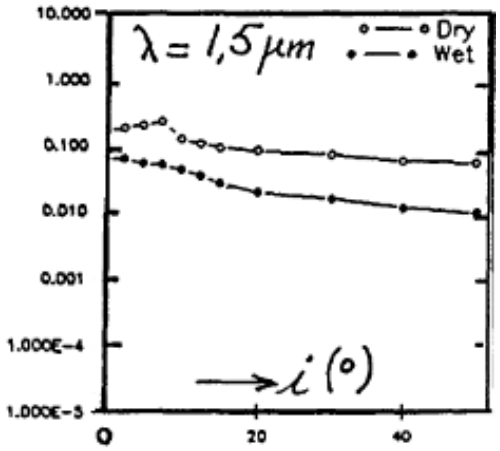


FIGURE 4.10 – Valeurs de rétrodiffusion, en [sr^{-1}], d'un câble électrique en fonction de l'angle d'incidence i et pour différentes longueurs d'onde laser λ.

Cette valeur de 0,27 sr^{-1} par facette correspond, si on l'intègre en suivant les travaux de [Carlsson et al., 2001], à une valeur moyenne de rétrodiffusion dans un cas de facette non résolue[4] de 0,11 sr^{-1}, si on suppose la surface totalement lambertienne (hypothèse de notre simulation), et jusqu'à 0.02-0.03 sr^{-1} si la surface est diffuse mais non totalement lambertienne (hypothèse la plus proche de la réalité). Nous sommes donc dans des valeurs voisines des mesures présentées préalablement.

Cette gamme de valeurs a été confortée par nos mesures terrains où les valeurs moyennes des câbles en aluminium et en cuivre sont respectivement de -7 et -6,5 dB (figure 4.11), ce qui correspond à un coefficient de rétrodiffusion voisin de 0,06-0,07 sr^{-1} (soit une réflectance de 0,2-0,25), ce qui tend à prouver que le câble agit comme une surface diffusante non totalement lambertienne.

L'ONERA a réalisé des essais de détection de câbles jusqu'à 800 m dans de bonnes conditions de visibilité avec le laser scanner VZ-1000 ayant une divergence de 300 μrad, dont on trouvera sur la figure 4.12 la performance décrite par le constructeur RIEGL. On constate alors sur la gamme de réflectance équivalente au câble que les portées atteignables correspondent bien à ce que nous avons pu observer sur le terrain.

4. Dans le cas d'une cible non résolue, le faisceau laser ou la surface projetée de l'IFOV sont plus grands que la surface du câble.

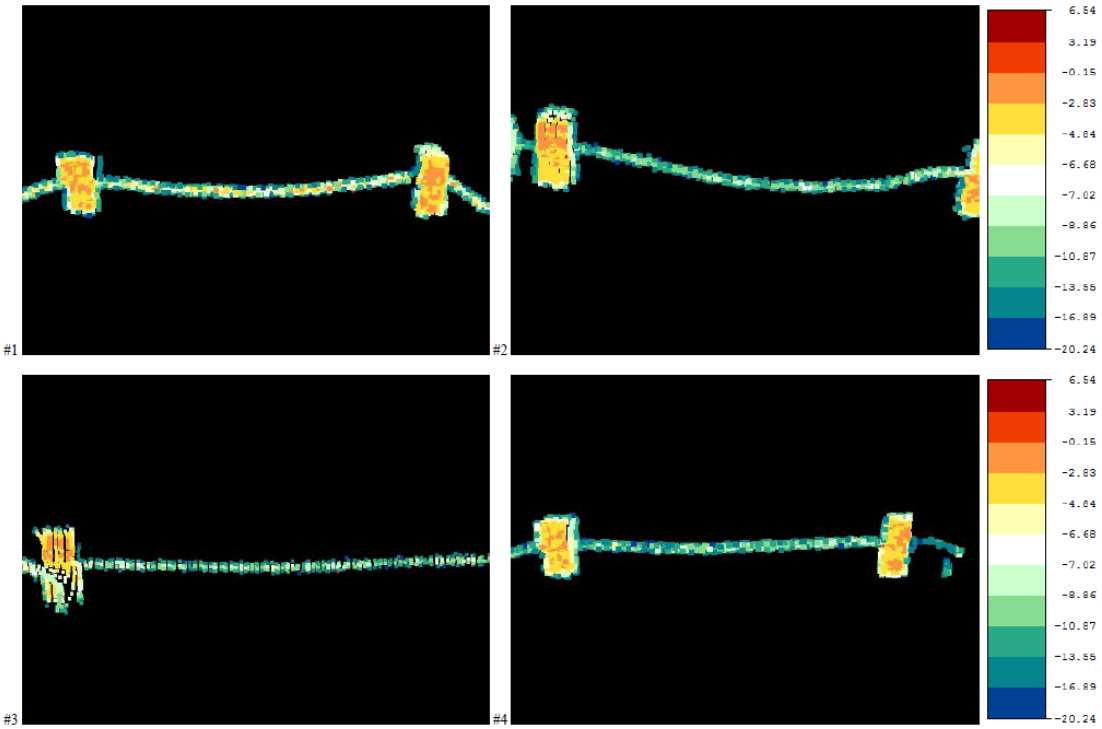


FIGURE 4.11 – Cartographie en réflectance [dB] des câbles en cuivre (#1) et en aluminium (#2, #3 et #4) à 200 m de distance avec le LS30 VZ-1000.

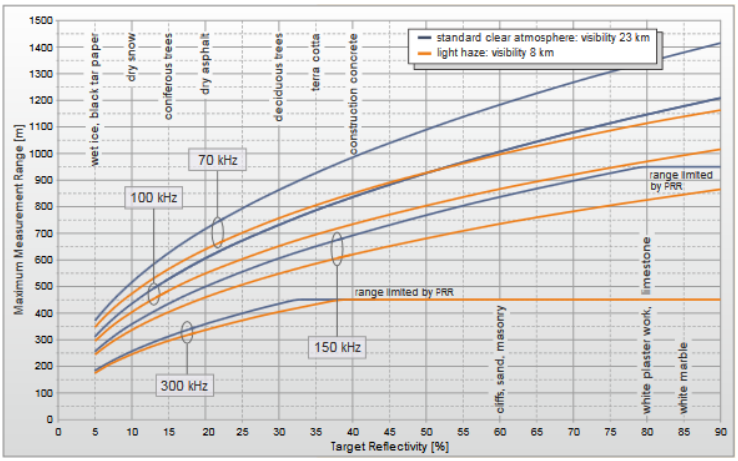


FIGURE 4.12 – Garanties du constructeur RIEGL sur les performances de télémétrie du VZ-1000 en fonction de la réflectance de la cible, du mode de fonctionnement et de la visibilité [Riegl].

Au regard de la similarité des valeurs et de la facilité d'utilisation dans les simulations d'un modèle lambertien, nous sommes restés sur cette hypothèse et avons défini une valeur de réflectance égale à 0,85. A ces niveaux de réflectance, le RSB est suffisamment important pour que la différence des probabilités de détection pour deux valeurs de réflectance relativement proches soit très faible.

La situation sur la scène modélisée en g3d par le logiciel GFE est donc légèrement différente. Ces points peuvent entraîner des erreurs d'appréciation de distance et/ou de capacité de détection. Les comparaisons des nuages de points simulés et expérimentaux sont donc réalisées en ayant à l'esprit les approximations faites pour s'approcher au maximum des conditions réelles en termes de géométrie, de radiométrie et de processus de détection. Malgré cela, des éléments pertinents sont attendus sur l'imagerie laser 3D à plan focal et des possibilités de celle-ci, de même que sur le fonctionnement du mode de détection probabiliste. Les résultats simulés et réels et leur comparaison selon les grandeurs d'évaluation sont présentés dans la partie 4.4.

4.3.2 Scénario 2 : voiture

Description de la scène expérimentale

L'objet à imager est cette fois une voiture (modèle Renault Mégane III break de couleur blanche, photo 4.13), placée à 1 km environ de la caméra 3D et vue de profil pour augmenter la surface d'illumination par le faisceau laser. La profondeur de la scène sondée est cette fois-ci de 30 m (soit une durée de porte temporelle équivalente à 200 ns), et la ligne de visée est également horizontale. La voiture étant plus volumineuse que le câble, l'énergie par impulsion a été de nouveau abaissée à 75 μJ pour éviter une saturation des pixels qui seraient exposés à un niveau de signal laser trop élevé. La valeur de sensibilité a été conservée basse, égale à 37.

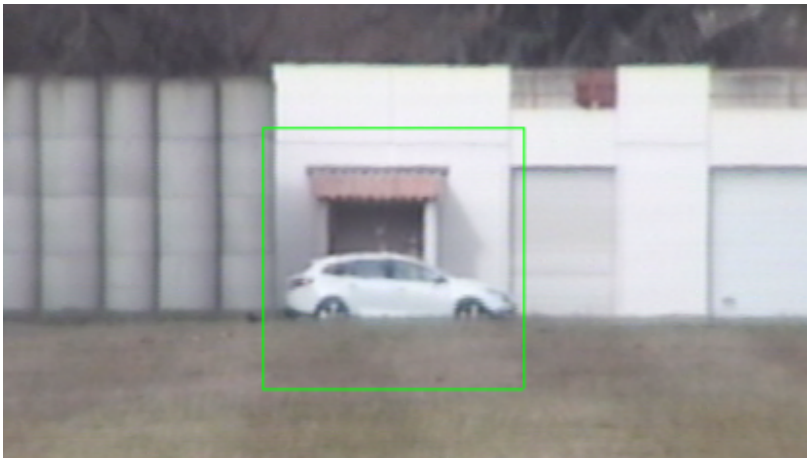


FIGURE 4.13 – Photo de la Renault Mégane blanche depuis le point d'observation de l'imageur, via la caméra contextuelle dans le visible. La voiture est située à 1 km de l'instrument. La porte temporelle exclut ici aussi le bâtiment d'arrière-plan. Le carré vert représente le champ de vue de la caméra 3D à travers le télé-objectif de 500 mm.

Conditions d'acquisition réelles

Les essais expérimentaux ont été réalisés en février 2016, en journée par temps nuageux (faibles turbulence et intensité solaire). Les niveaux de perturbations atmosphériques rencontrés sont similaires à ceux de l'imagerie du câble. Pour cet essai, seulement 50 impulsions laser ont été transmises, nécessitant une durée d'acquisition de seulement 2,5 ms.

Modélisation du scénario et simulation

Les différences majeures entre les scénarios réel et modélisé est l'angle de visée ($\approx 0\,^{\circ}$ pour le cas réel, et dirigé de $5\,^{\circ}$ vers le sol pour la simulation, car un élément gênant était situé sur le trajet de l'onde dans la scène 3D lors d'une visée parfaitement horizontale, occultant la cible d'intérêt à une distance de 1 km). Pour ce scénario, la réflectance de la peinture blanche a été définie comme

lambertienne et voisine de 0,6 (figure 4.14 [O'Keefe and Raven, 2006]). Les surfaces vitrées ont été traitées comme des surfaces opaques, ayant également une valeur de réflectance égale à 0,6.

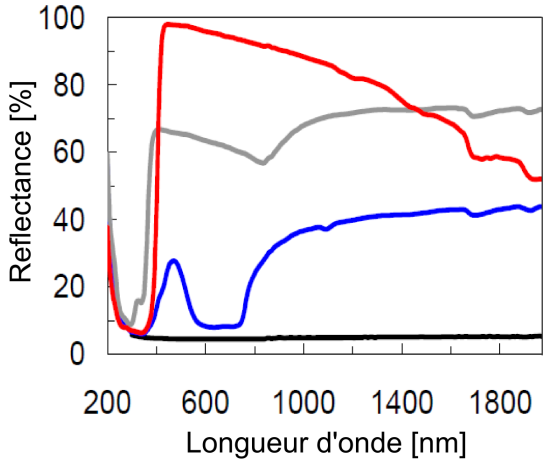


FIGURE 4.14 – Valeurs de réflectances hémisphériques directionnelles (en incidence quasi-normale) mesurées pour des peintures de voitures pour différentes couleurs [O'Keefe and Raven, 2006].

Cette même valeur a été considérée dans le modèle de la scène. Les sources d'incertitudes sont les mêmes que celles mentionnées pour la simulation précédente (figure 4.15).

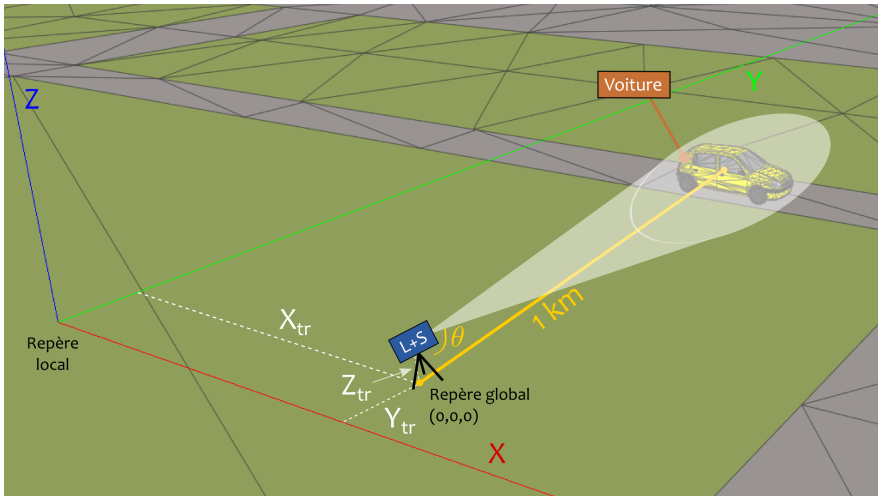


FIGURE 4.15 – Illustration de la configuration du scénario de simulation sur GFE pour l'imagerie de la voiture, observée à 1 km de distance, d'après la position de l'imageur dans le repère global. La voiture de 5 m de long occupe le centre du champ de vue de la caméra. Elle est le seul objet dans la porte temporelle.

Le tableau 4.4 dresse un récapitulatif des caractéristiques techniques de la caméra et du laser définies pour l'imagerie de la voiture.

LASER	
Energie par impulsion	75 μJ
FWHM	6 ns
Divergence du faisceau	6.4 mrad
Fréquence de répétition (PRF)	20 kHz
CAMERA 3D	
Fréquence d'acquisition	20 kHz
Résolution temporelle	250 ps
Durée de la porte temporelle	200 ns
Nombre d'acquisitions N_a	50
DCR et PDE (sensibilité 37)	4,2 kHz et 5,0%

TABLE 4.4 – Caractéristiques techniques de POMEROL 3D utilisées pour la campagne d'essais sur la voiture, vue de profil.

4.4 Comparaison des résultats simulés et expérimentaux

4.4.1 Scénario 1 : câble en cuivre

Les figures 4.16 à 4.19 présentent respectivement les nuages de points 3D du câble obtenus lors des essais sur le terrain et par simulation ainsi que leurs histogrammes de détections correspondants. L'image 3D 4.16 correspond à l'ensemble des détections survenues au cours des 100 acquisitions enregistrées sur le terrain pour ce scénario. Il est présenté brut, c'est-à-dire exempt de tout traitement, afin de visualiser la distribution et la densité de toutes les détections (objet et bruit). Le nuage de points est présenté en biais pour une meilleure visualisation de l'objet détecté, respectant la notion de profondeur. Les deux faces carrées, perpendiculaires à la direction de visée, correspondent à la dimension du capteur (32x32 pixels, soit 6,4 m x 6,4 m à 1 km de distance). L'espacement entre ces deux faces est fonction de la durée de la porte temporelle et de la distribution des détections au sein de celle-ci. Ici, la profondeur du nuage de points est de 19,31 m (129 ns d'acquisition), entre 991,8 et 1011,11 m.

Au total, sur 100 impulsions laser, 14810 détections réparties au sein de la porte temporelle ont eu lieu, soit 14,5% du nombre maximum de détections potentielles (32x32x100), dont 86% correspondent à des fausses alarmes. La distribution aléatoire des détections liées au bruit contribue à masquer les informations d'intérêt, notamment lorsque le RSB obtenu au niveau de l'objet est faible. C'est le cas sur les extrémités du câble (incluant les supports métalliques), où le niveau d'énergie laser disponible est plus faible. Mais l'accumulation des impulsions permet d'augmenter la densité de points au niveau de l'objet, puisque la probabilité de détection d'un photon réfléchi par le câble est plus élevée. Cette particularité est bien représentée sur l'image 3D, mais aussi sur l'histogramme de détections correspondant (figure 4.17). Il est clairement observé qu'un objet, correspondant au câble car unique cible dans la scène illuminée, est présent entre 1002 et 1003 m de distance du fait des pics de détections à cet endroit (jusqu'à un maximum de 156 détections par case-distance "cible" à 1002,45 m, contre une moyenne de 27 détections pour les *bins* considérés comme du bruit, avant et après la cible). Sur l'image 3D, le câble est aisément observé grâce à la plus grande densité de points (au centre de la porte temporelle,

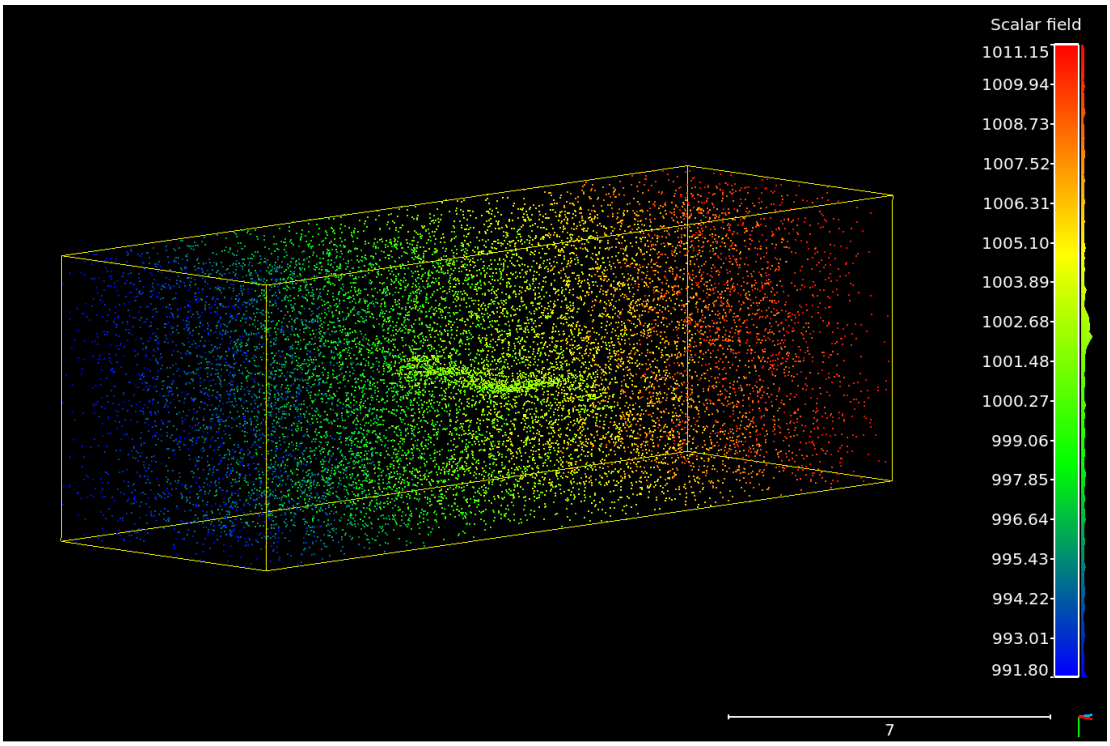


FIGURE 4.16 – Nuage de points 3D brut du câble en cuivre obtenu expérimentalement avec POMEROL 3D. Les contours jaunes indiquent les limites spatiales des données 3D. L'échelle de couleur représente la distance en [m] depuis le point d'observation, avec en bleu, les points acquis au niveau de l'ouverture de la porte temporelle et en rouge, au niveau de sa fermeture. Paramètres utilisés : $E_p = 100$ μJ, FWHM = 6 ns, $t_{gate} = 133$ ns, $N_a = 100$, $\phi = 6,4$ mrad, $t_{bin} = 250$ ps, sensibilité = 37.

coloré en vert). La précision d'ordre métrique de la distance mesurée du câble par rapport à l'instrument est due à la largeur de l'impulsion laser. Nous avons vu qu'une détection pouvait apparaître tout au long de la réception de l'impulsion rétrodiffusée, soit durant 8 ns environ (FWHM = 6 ns), correspondant à un étalement en distance de 1,24 m (en tenant compte de la modulation du signal transmis liée à son interaction avec la scène). Concernant la densité des mesures obtenue pour cet objet centimétrique, nous avons préféré calculer la quantité de points par mètre-linéaire [ml] plutôt que par m^2. En considérant 6 m de câble et que les 1992 détections présentes entre 1002 et 1003 m sont apparentées à la détection de l'objet, la quantité de points représentant l'objet atteint 332 points/ml.

Bien que le diamètre du câble soit petit devant la taille du pixel projeté (1 cm contre 20 pour le pixel), la totalité de l'objet a bien été détectée, grâce à sa nature fortement réfléchissante, alors que les supports situés à proximité ne sont quant à eux pas visibles dans le nuage brut, bien que métalliques mais ayant probablement un RSB plus faible.

La figure 4.18 est le résultat de la simulation réalisée sur le modèle du câble. Seul le câble, de diamètre identique à celui utilisé sur le terrain (1 cm), est visible sur cette image 3D simulée, comme attendu puisque les piquets verticaux n'étaient pas inclus dans le champ de vue. Il est centré verticalement sur l'image, et traverse le capteur de gauche à droite. Pour la simulation, la position du câble a été définie à 1002 m d'après le résultat expérimental. Le nuage brut comptabilise 14702 détections pour les 100 acquisitions, soit 14,4% du nombre total de détections potentielles, reparties sur toute la matrice entre 992 et 1011,91 m de distance. Ce pourcentage

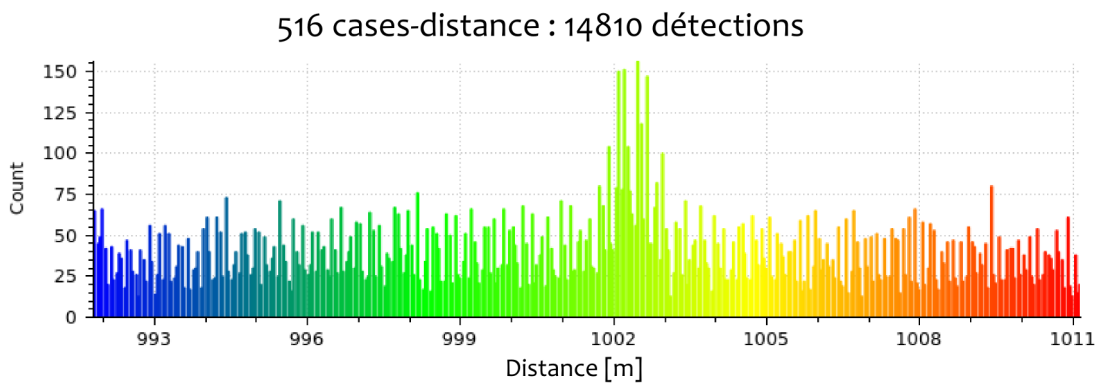


FIGURE 4.17 – Histogramme des détections survenues sur la totalité de la matrice lors de l'imagerie en conditions réelles du câble en cuivre. En abscisse, l'étendue de la porte temporelle, en [m], discrétisée en cases-distance de 3,75 cm chacune. En ordonnée, le nombre de détections apparues au sein de chaque case-distance, tout pixel confondu.

est très proche de celui obtenu expérimentalement. En ce qui concerne la quantité de points par mètre linéaire de câble, elle atteint 290, légèrement en-deça de l'image réelle.

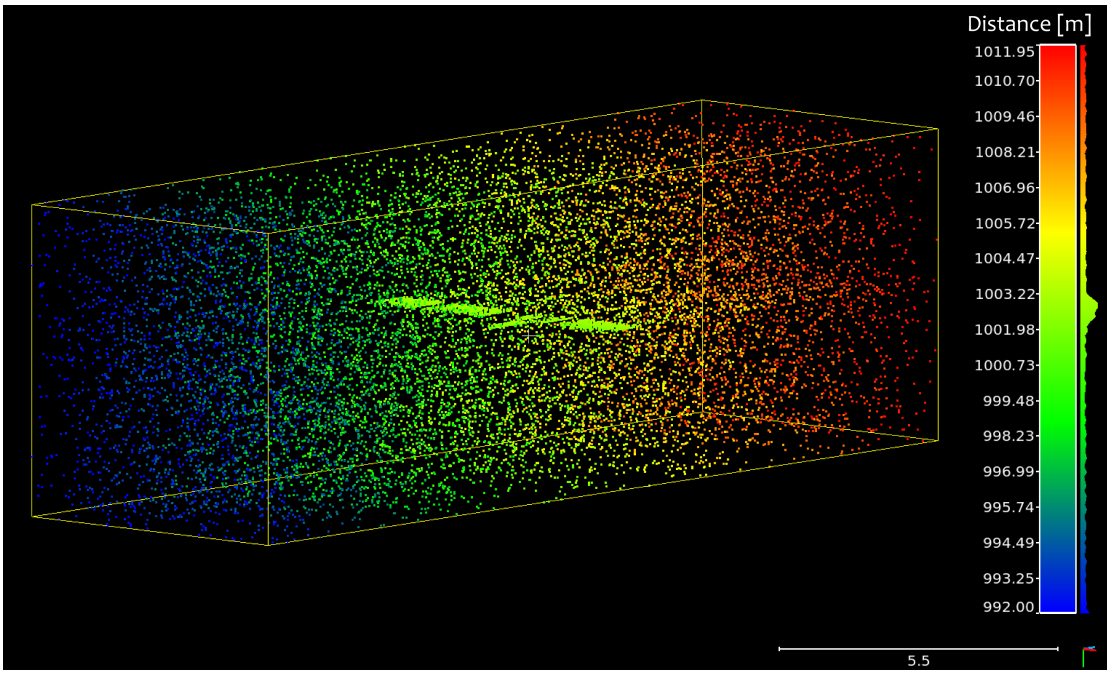


FIGURE 4.18 – Nuage de points 3D du câble en cuivre obtenu numériquement à partir du simulateur MATLIS + LANGDOC. Il est présenté selon une vue oblique.
Paramètres utilisés : $E_p = 100\ \mu J$, FWHM = 6 ns, $D = 1002$ m, $N_a = 100$, $\phi = 6,4$ mrad, $t_{gate} = 133$ ns, $t_{bin} = 250$ ps, sensibilité = 37.

On note sur l'histogramme des détections (figure 4.19), entre 1002 et 1003 m, une concentration de "pics de détections" notablement supérieurs à 60, et jusqu'à un maximum de 107 à 1002,69 m alors que la moyenne des détections liées aux fausses alarmes est d'environ 26 par case-distance

(avant et après la cible). Cette concentration signale ici aussi la détection du câble, avec le même étalement que les mesures expérimentales (1,05 m), lié à la durée de l'impulsion et à l'interaction avec l'objet. La comparaison des histogrammes permet de déduire que les niveaux de bruit entre simulation et mesures réelles sont équivalents. Le maximum de détection pour la simulation est en revanche légèrement plus faible que celui obtenu avec les mesures réelles. Cet écart peut facilement s'expliquer par les dimensions plus réduites de la voiture modélisée que celle utilisée sur le terrain, et par une légère incertitude sur la valeur de la réflectance utilisée dans le modèle.

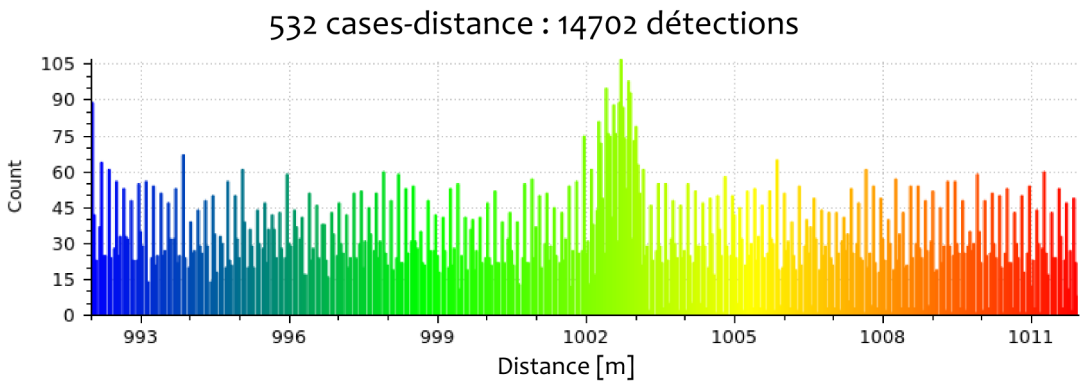


FIGURE 4.19 – Histogramme des détections survenues sur la totalité de la matrice lors de l'imagerie en conditions simulées du câble en cuivre, en fonction de la distance au capteur.

Le nombre de détections totales et celles apparues sur le câble sont globalement le mêmes entre la simulation et l'image réelle, tout comme les niveaux de bruit (taux de fausses alarmes), relativement bien estimés. En conclusion, le bilan radiométrique et le processus de détection Geiger sont correctement établis sur cette cible (à quelques erreurs de modélisation près, citées précédemment), bien qu'elle ne soit pas résolue par le capteur. En revanche, la distribution retardée de l'énergie au sein d'une impulsion gaussienne peut avoir un impact sur la répartition temporelle des détections plus étendue que dans la réalité.

4.4.2 Scénario 2 : voiture

L'étape de validation du simulateur se poursuit avec l'acquisition de mesures expérimentales avec la voiture comme unique cible. Elle a été placée à environ 1000 m de l'instrument, et centrée au sein de la porte temporelle, d'une durée de 200 ns (60 m A/R). Pour ce cas d'étude, 50 impulsions délivrant chacune 75 μJ ont été acummulées. La figure 4.20 présente le nuage de points obtenu sans traitement, tel qu'enregistré par le capteur de POMEROL 3D. La visualisation 3D de l'image met en évidence la plus grande densité de mesures au milieu du nuage de points, autour de 1001 m, représentant la cible. On note également qu'à incidence rasante, le sol ne réfléchit pas suffisamment de photo-électrons "laser" pour être détecté.

Au total, 20557 détections réparties parmi 792 cases-distance ont eu lieu, soit 40,2% du nombre maximal de détections potentielles (32x32x50), dont 80% de fausses alarmes. La quantité de points représentant l'objet (4101 détections sont associées à la voiture) est finalement préférée à la densité de points, car la résolution spatiale relativement faible du capteur GmAPD constitue une limite physique de cette technologie : 25 points/m^2 avec 1024 pixels de 20 cm de côté, à 1 km de distance. Le calcul de la densité de points pour ce cas d'étude en conditions statiques ne reflète pas les capacités d'un tel système en conditions dynamiques. On peut réellement parler de densité de points lorsque la plateforme se déplace au cours de l'acquisition, augmentant la résolution spatiale de l'image par rapport à celle offerte initialement par le détecteur. Ce

point est plus spécifiquement discuté dans le chapitre 5. La forte augmentation du nombre de détections par rapport au cas précédent est principalement liée aux dimensions plus importantes de l'objet illuminé. En effet, avec une valeur de réflectance légèrement plus faible, l'écart ne peut lui être attribué.

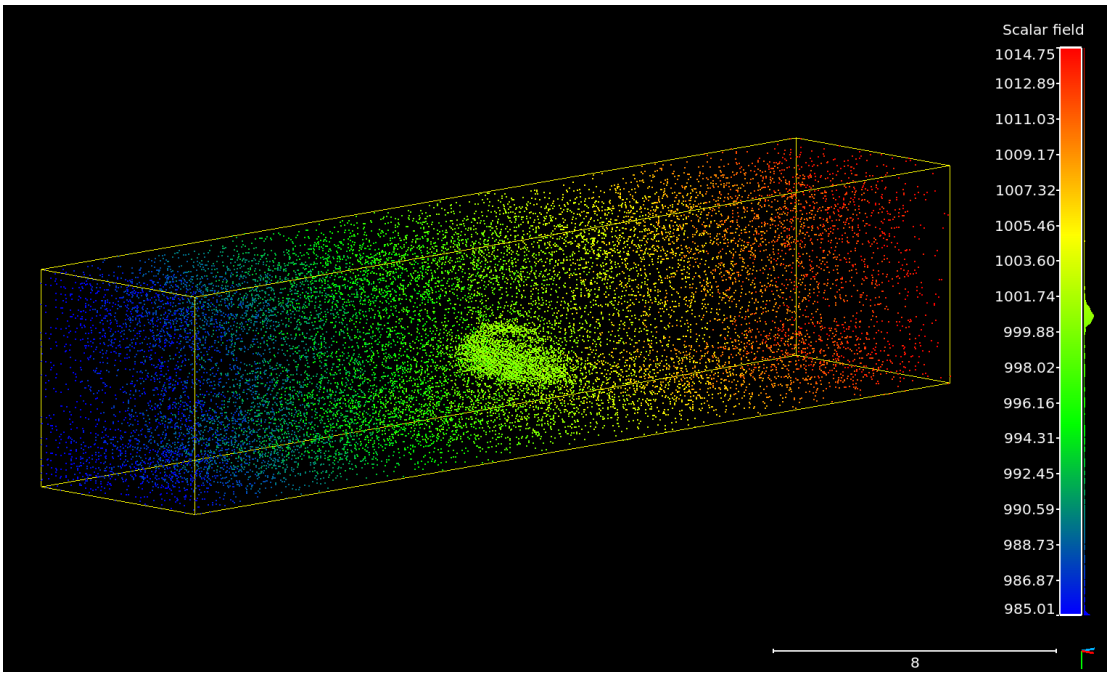


FIGURE 4.20 – Nuage de points 3D brut de la voiture obtenu avec le dispositif expérimental à partir de 50 impulsions laser, en mode statique. La voiture est détectée au centre du nuage de points, à une distance de 1000 m environ du capteur, où la densité des mesures est significative (en vert sur l'échelle de couleur). 80% de détections sont des fausses alarmes.
Paramètres utilisés : $E_p = 75\ \mu J$, FWHM = 6 ns, $D = 1000$ m, $N_a = 50$, $\phi = 6,4$ mrad, $t_{gate} = 200$ ns, $t_{bin} = 250$ ps, sensibilité = 37.

Pour avoir une meilleure estimation de la position de la cible dans la porte temporelle, il est plus aisé d'analyser l'histogramme des détections (figure 4.21). Il apparaît sans aucun doute que la voiture est bien détectée par l'instrument POMEROL 3D, étant le seul objet présent au sein de la porte temporelle. On aperçoit sur l'histogramme qu'un nombre important de détections a été enregistré entre 1000 et 1001 m. Entre 60 et 371 détections sont comptabilisées par case-distance supposée contenir la cible (dont le maximum a été enregistré à 1000,69 m), contre une moyenne de 25 détections par case-distance avant l'objet, et plus de 17 après celui-ci (détections dues aux photo-électrons générés thermiquement et/ou issus du rayonnement solaire). Cette légère diminution après la position de l'objet est liée au RSB élevé et donc à la forte probabilité de détecter au moins un photo-électron réfléchi sur la cible, limitant la probabilité d'en détecter un après celle-ci.

La durée minimale d'une case-distance étant 250 ps, la précision métrique de la position de l'objet pourrait être améliorée jusqu'à 3,5 cm, en fonction de la méthode de traitement et de sélection de la case-distance ayant la position la plus fiable. Un fort RSB et l'accumulation d'une grande quantité d'impulsions pour une plus grande fiabilité dans la détermination du *bin* "cible" favoriseraient une meilleure précision.

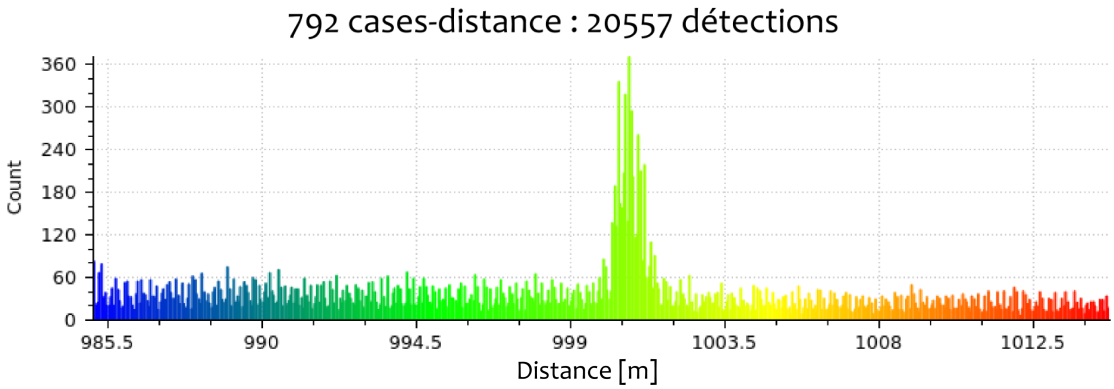


FIGURE 4.21 – Histogramme des détections correspondant au nuage de points 3D de la voiture, obtenu avec le dispositif POMEROL 3D. La détection de la voiture est confirmée au centre de la porte temporelle, entre 1000 et 1001 m de distance par rapport au point d'observation.

Du point de vue de la simulation, le nuage de points brut généré pour ce même scénario, et également obtenu à partir de 50 impulsions, est présenté sur la figure 4.22. Le pourcentage de détections est de 41,2% selon les 21105 points formant l'image 3D, avec 76,2% de fausses alarmes. On note que la voiture est représentée de manière satisfaisante, grâce aux 5030 points associés à la présence d'une cible. Ces proportions sont de l'ordre de grandeur de celles des mesures réelles, bien que légèrement meilleures en termes de "vraies détections". Cela est notamment dû à l'angle de visée par rapport au profil de la voiture, légèrement moins rasant que sur le terrain, et à ses surfaces vitrées, considérées comme un matériau opaque en simulation. Les surfaces du toit et du capot de la voiture ont en plus du flanc droit renvoyé une quantité supplémentaire de photons laser par rapport à la seule illumination du flanc, comme c'était le cas expérimentalement.

L'histogramme des données simulées (figure 4.23) affiche clairement la présence d'un objet au milieu de la porte temporelle, entre 1000 et 1001, comme sur les données réelles. Le nombre moyen de détections par case-distance liées au DCR et au flux solaire, avant et après la cible, sont respectivement de 24,7 et 17,1. Ces deux valeurs sont cohérentes avec celles provenant des essais sur le terrain, laissant supposer la bonne adéquation entre le modèle et le système de mesure. En revanche, le nombre maximal de détections rencontré pour une case-distance supposée correspondre à l'objet est légèrement inférieur à celui obtenu sur le terrain (275 à 1000,32 m, contre 371 à 1000,69 m). Cette observation a déjà été notée pour le cas d'étude précédent et pourrait être attribuée à la forme de l'impulsion laser, délivrant une importante quantité d'énergie plus rapidement dans le cas réel.

Mais la distribution de cet histogramme et le nuage de points brut correspondant ne permettent pas de fournir une interprétation approfondie et fiable sur la géométrie de l'objet rencontré. Seules des données moins bruitées peuvent révéler ces informations de distance précises. Des détections, étendues temporellement, issues d'une cible, peuvent être dues à une surface non perpendiculaire à la direction de visée, ou tout simplement à une surface plane mais dont la position de l'évènement détecté varie à cause d'une durée d'impulsion trop importante. La répétition de l'opération et la suppression d'un maximum de fausses alarmes peuvent alors contribuer à l'obtention d'informations supplémentaires quant à ces deux interprétations possibles.

Pour conclure, nous avons constaté des taux de détections et de fausses alarmes similaires entre les images simulées et réelles, mais la différence est légèrement plus marquée pour ce scénario que pour le câble en cuivre. C'est cette fois-ci le cas simulé qui présente des taux de détections supérieurs à ceux obtenus expérimentalement. Cela peut être lié à l'énergie du laser qui n'aurait

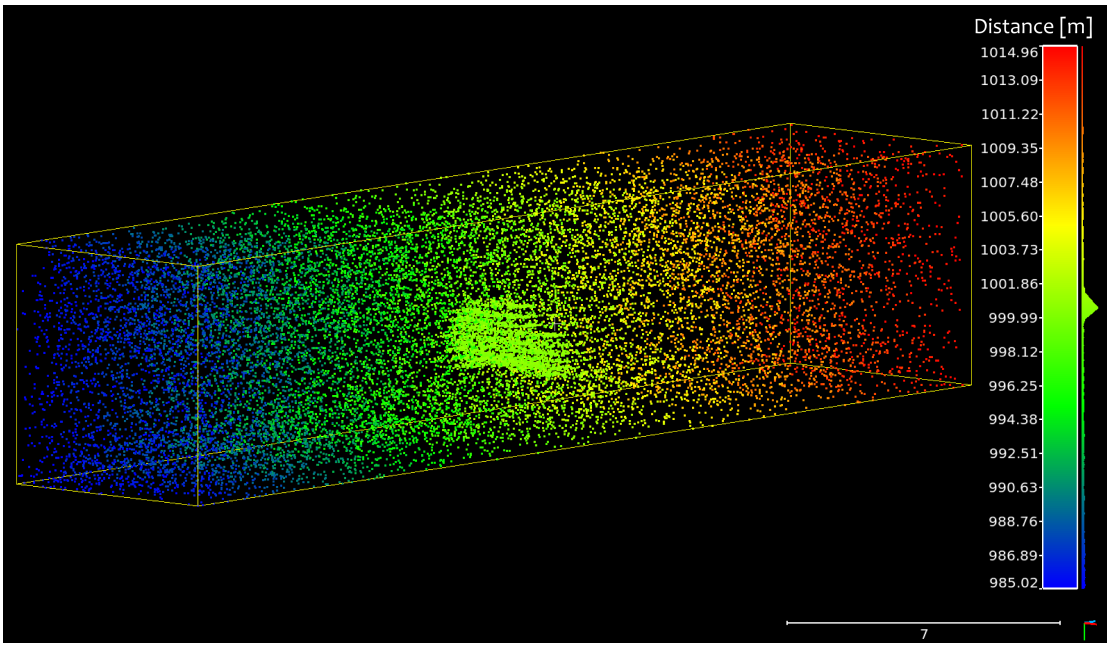


FIGURE 4.22 – Nuage de points 3D brut de la voiture située à 1 km du capteur, généré par simulation. On aperçoit sur la zone centrale une densité de points plus élevée, correspondant à la voiture détectée.
Paramètres utilisés : $E_p = 75\ \mu J$, FWHM = 6 ns, $D = 1000$ m, $N_a = 50$, $\phi = 6,4$ mrad, $t_{gate} = 200$ ns, $t_{bin} = 250$ ps, sensibilité = 37

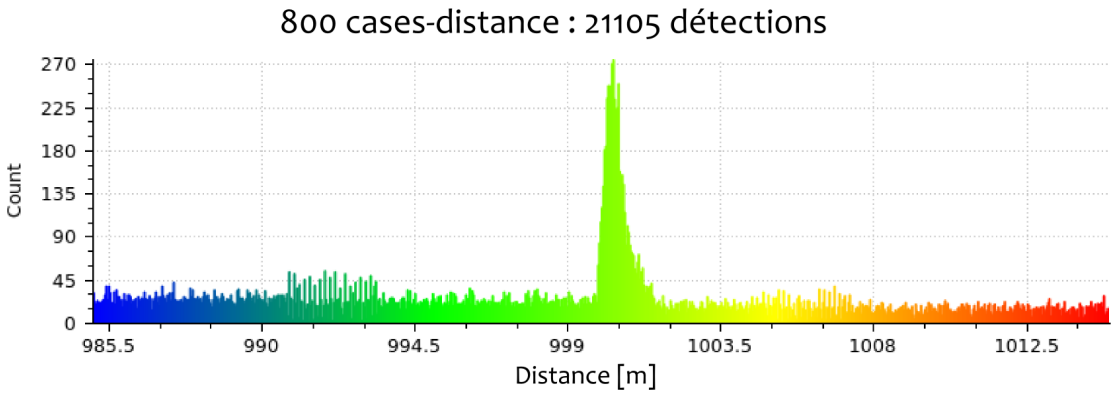


FIGURE 4.23 – Histogramme des détections issu du nuage de points de la voiture, obtenu par simulation. Au centre de la porte temporelle, entre 1000 et 1001 m, un large pic de forte amplitude. Le RSB est suffisamment élevé pour qu'il n'y ait aucun doute sur la détection et la position de l'objet. La largeur du pic nuit à la précision de la distance mesurée, mais peut également être due à une étendue temporelle de la voiture, due à l'angle de visée. Une partie du toit est visible puisqu'elle est légèrement observée de haut.

pas exactement atteint le seuil souhaité lors des expérimentations, ou encore à la modélisation des vitres et leurs propriétés optiques sur-évaluées (considérées comme un matériau opaque). Ces erreurs demeurent cependant acceptables.

4.4.3 Synthèse des résultats

Pour résumer, nous proposons le tableau 4.5 qui regroupe les résultats des grandeurs d'intérêt pour la validation du simulateur en mode Geiger, avec pour chaque scénario, les résultats de la simulation et des essais expérimentaux, extraits des nuages de points bruts.

	CÂBLE		**VOITURE**	
	Simulation	**Expérimental**	**Simulation**	**Expérimental**
Détections totales	14702 (14,4%)	14810 (14,5%)	21105 (41,2%)	20557 (40,2%)
Détections cible	1851	1992	5030	4101
Précision distance [m]	1	1	1	1
Taux FA par *bin*	26 (87,5%)	27 (86%)	25/17 (76,2%)	25/17 (80%)

TABLE 4.5 – Tableau récapitulatif des grandeurs utilisées pour la validation du simulateur Geiger (FA : fausses alarmes).

A ce stade, la précision en distance permet de renseigner sur l'adéquation du modèle par rapport aux données réelles, mais l'estimation de la distance à partir des données brutes (réelles ou simulées) est trop approximative et n'est pas révélatrice de la performance du dispositif POMEROL 3D. L'utilisation d'algorithmes de traitements des données 3D permet en revanche de mettre en évidence le signal d'intérêt en réduisant le taux de fausses alarmes. Les calculs statistiques opérés sur les données extraites permettent notamment de se rapprocher de la précision sub-décimétrique, en affinant la sélection de la case-distance "cible" la plus probable. Cet aspect est traité dans le chapitre suivant, lors de la démonstration de la technologie pour la cartographie aéroportée.

Le graphique 4.24 illustre la précision de la mesure de distance pour ce capteur GmAPD. Seules les détections supposées appartenir à l'objet recherché ont été prises en compte pour les calculs statistiques. Pour chaque cas, un seuil minimal de détections a été choisi et les cases-distance dont le nombre de détections était supérieur à ce seuil ont été sélectionnées. Après cette opération, la cible était extraite de la plupart des fausses alarmes. Compte-tenu des tendances approximativement gaussiennes des distributions (liées à la forme initiale de l'impulsion, gaussienne également), les calculs de la moyenne pondérée des distances mesurées et son écart-type étaient judicieux pour une première amélioration de la précision de la distance. Les résultats des cas réel (en bleu) et simulé (en rouge) pour chaque cas d'étude sont présentés sur le graphique suivant.

Pour le scénario "câble" par simulation, la distance moyenne (pondérée par le nombre de détections par case-distance) des détections est de 1002,63 m, soit 63 cm de plus que la distance définie dans le modèle. Ce résultat est cohérent car le maximum de détections correspond au maximum d'énergie délivré par impulsion, apparaissant 5 ns après le début de la transmission de l'impulsion gaussienne, *i.e.* avec un décalage de 75 cm environ. Pour le cas expérimental, la cible avait été placée approximativement à 1002 m du dispositif de mesure, et sa position moyenne affichée à 1002,33 m. Le maximum d'énergie étant contenu dans les premières ns de l'impulsion laser (forme pas tout à fait gaussienne), le décalage est moindre pour le cas réel, mais l'ordre de grandeur attendu est respecté. Les écarts-types sont eux assez proches, indiquant la même distribution du nuage de points autour de l'objet détecté, mais donnant une plus grande dispersion des données pour le cas expérimental (0,35 m et 0,29 m, respectivement pour les acquisitions réelle et simulée, pour une profondeur de scène imagée de 20 m).

Pour le scénario "voiture", les cas réel et simulé affichent une distance moyenne pondérée très proche de la distance supposée de la cible, et leurs écarts-types sont similaires (0,32 m pour le

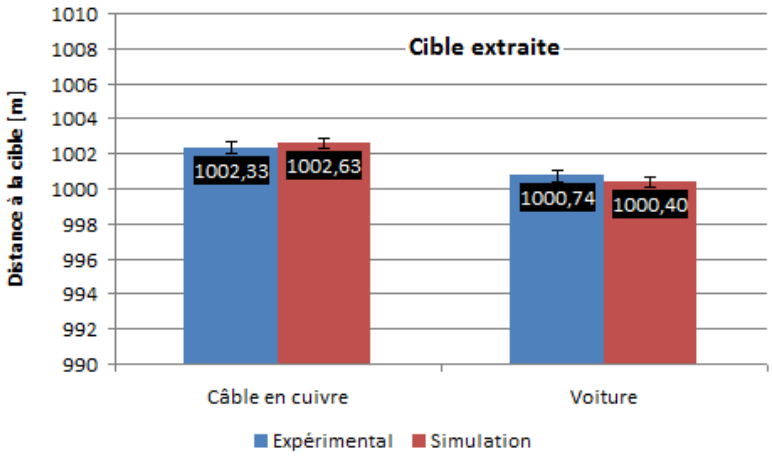


FIGURE 4.24 – Comparaison des mesures distance de chacun des scénarios, pour les cas réels et simulés, uniquement à partir des détections identifiées comme appartenant aux objets. Cette opération de moyenne pondérée est réalisée après un seuillage sur le nombre de détections. L'écart type des mesures est représenté par les barres d'erreur.

cas expérimental et 0,31 m pour la simulation, par rapport à la moyenne pondérée). La tendance est inversée par rapport au cas d'étude précédent, c'est-à-dire que l'estimation de la distance par les données expérimentales est cette fois-ci supérieure à celle déterminée par simulation. Cela peut s'expliquer par la définition de la distance de la voiture dans le modèle à 1000 m, plutôt qu'autour de 1000,50 m sur le terrain. Bien que le positionnement de la cible par rapport au dispositif de mesure peut être responsable des quelques centimètres d'écart existants entre les distances réelles et simulées, la précision de la distance mesurée par ce système 3D est demeure sub-décimétrique. Pour les futures acquisitions expérimentales, en vue d'approfondir la validation du module capteur LANGDOC, il conviendra de mesurer précisément la distance de l'objet avec le laser scanner VZ-1000, dont la précision millimétrique est connue, ce qui permettra de réduire les erreurs d'appréciation lors de l'interprétation des données, et de conclure plus exactement sur la précision de la distance mesurée. Les résultats des calculs statistiques sont regroupés dans le tableau 4.6.

					IMAGES 3D BRUTES	
Cible	**Scénario**	E_p	N_a	**DCR [kHz]**	$\bar{m}$ **pondérée [m]**	$\bar{\sigma}$ **pondéré [m]**
Câble	Expérimental	100	100	4,2	1002,33	0,35
Câble	Simulation	100	100	4,2	1002,63	0,29
Voiture	Expérimental	75	50	4,2	1000,74	0,32
Voiture	Simulation	75	50	4,2	1000,40	0,31

TABLE 4.6 – Calculs statistiques de chacun des scénarios, pour les cas réels et simulés, uniquement à partir des détections identifiées comme appartenant aux objets.

4.5 Conclusion sur la validation du simulateur à PF3D

Ce chapitre a eu pour but de démontrer la validation expérimentale du simulateur PF3D en mode de fonctionnement Geiger, développé au cours de la thèse. Pour cela, les images laser 3D simulées ont été comparées aux résultats obtenus avec le dispositif de mesure POMEROL 3D, sur deux scénarios caractéristiques : la détection d'un câble et l'imagerie d'un véhicule à 1 km (moyenne distance). Quatre grandeurs ont été quantifiées afin d'évaluer la pertinence des résultats de simulation par rapport aux données expérimentales :

- le **nombre total de détections** : les probabilités de détection régie par la loi de Poisson engendre un nombre de détections restreint par rapport au potentiel du capteur : 1024 pixels pouvant théoriquement répondre à chaque impulsion. La quantité de points représentant les images 3D simulées et réelles sont très similaires, avec une variation inférieure à 1%. Les statistiques des nuages de points bruts représentés sont très similaires, tant sur la position de la cible détectée que sur la distribution des points dans la porte temporelle. Le rendu des images 3D renseigne sur un des principaux atouts des plans focaux Geiger, à savoir la sensibilité des pixels et leur potentiel quant aux capacité de détections de faibles flux lumineux à plusieurs km de distance,
- la **quantité de détections** liées à l'objet d'intérêt : un plan focal génère un grand nombre de points, jusqu'à 5000 pour seulement 50 impulsions transmises dans le cas de la voiture. Entre les données simulées et réelles, nous avons observé un écart inférieur à 1% pour le câble, et inférieur à 4% pour la voiture,
- la **précision de la distance** de l'objet détecté : le capteur GmAPD est sensible même aux plus faibles flux lumineux. Statistiquement, des détections peuvent apparaître tout au long de la réception du signal rétrodiffusé. La durée d'impulsion représente donc un facteur limitant la précision de la position réelle, au niveau de chaque pixel. Les histogrammes des données brutes confirment une précision d'ordre métrique. L'utilisation d'algorithmes de traitement pourra contribuer à améliorer cette précision (des exemples concrets de données traitées sont présentés dans le chapitre suivant),
- et enfin, le **niveau de bruit** (quantité de fausses alarmes) avant et après la cible d'intérêt : les nuages de points bruts sont parasités par les fausses détections (effet significatif du DCR et du flux solaire), masquant partiellement les informations d'intérêt (la géométrie de l'objet notamment, lorsque le RSB est faible). La contribution des différents bruits représente jusqu'à plus de 85% des détections dans le cas d'un objet impliquant quelques pixels dans l'image (exemple du câble).

Les résultats 3D précédemment évoqués font avant tout état d'un simulateur à plan focal fonctionnel, depuis le module d'éclairement incluant les caractéristiques de la source jusqu'à la reconstruction fidèle de la scène modélisée. La géométrie des scènes et les conditions d'acquisition rencontrées sur le terrain ont été correctement reproduites dans le simulateur d'après la grande similarité des données simulées et réelles. Un point important a concerné la reproduction fiable du fonctionnement Geiger avec l'adéquation du calcul des probabilités de détections et des fausses alarmes au sein de chaque case-distance. La proximité des histogrammes simulés et réels en termes de distribution et de nombres de coups enregistrés pour chaque scénario permet de valider ce point essentiel. Aussi, les RSB obtenus témoignent de l'adéquation des impacts de l'atténuation atmosphérique et de la turbulence sur la propagation de l'énergie laser.

Passer par l'étape de la simulation permet dans le même temps de renseigner sur les principaux paramètres impactant particulièrement la qualité d'une image 3D, en termes de fiabilité et de précision des détections. Une étude de sensibilité permet de réaliser un meilleur dimensionnement du dispositif pour la génération de MNT et d'agir sur ces paramètres pour augmenter la qualité des résultats. Le simulateur MATLIS+LANGDOC constitue donc un outil numérique pertinent pour la démonstration de l'intérêt de l'imagerie laser 3D à plan focal, notamment pour l'étude de ses performances en cartographie aéroportée longue distance. A travers cette

comparaison qualitative et quantitative des résultats simulés et réels, nous avons démontré que l'ensemble de la chaîne numérique était maîtrisé et pouvait être employé à des fins de preuve de concept et de démonstration de faisabilité. Cependant, quelques points d'approfondissement peuvent être envisagés.

Les incertitudes mentionnées précédemment dans ce chapitre, dues aux paramètres approchés, inconnus ou estimés (largeur et forme de pulse, modélisation simplifiée de la turbulence et effets des radiations solaires, du *crosstalk* et du *jitter inter-frame*), sont autant de sources d'imprécision ayant un impact sur la qualité des données. Elles n'ont pas pu être considérées à ce stade de l'étude, mais devront l'être attentivement par la suite pour améliorer la fidélité et la fiabilité du simulateur en fonctionnement Geiger. Certains points du simulateur doivent donc être modifiés ou approfondis, mais les résultats 3D obtenus donnent clairement un aperçu sur le potentiel d'un plan focal Geiger : la haute résolution spatiale permet de couvrir une large zone plus rapidement et d'augmenter la densité de points grâce à la très haute fréquence de l'instrument (laser et capteur), une meilleure sensibilité permettant d'accroître la portée, tout en conservant une bonne précision sur la mesure de distance. Il a malgré tout la particularité d'être très sensible aux différents bruits (cf taux de fausses alarmes), mais les images 3D obtenues permettent de développer en parallèle des algorithmes de post-traitement efficaces (temps réel pour des acquisitions aéroportées).

Même si des points restent à améliorer, il permet d'ores et déjà de simuler le déplacement d'une plateforme aéroportée pour évaluer son apport pour réaliser une cartographie 3D à très longue distance, et à haute résolution spatiale. Le chapitre suivant présente des résultats d'images laser 3D appliqués à la cartographie et les paramètres prépondérants pour la génération de résultats exploitables : le nombre d'impulsions, l'énergie reçue par le capteur (liée à la distance d'observation) et la sensibilité.

Chapitre 5

Simulation d'images laser 3D à partir d'un GmAPD : application à la cartographie aéroportée

Sommaire

5.1 Description du scénario aéroporté 125
5.2 Etude de sensibilité pour l'imagerie PF3D longue distance 127
5.3 Apport de l'imagerie laser à PF3D en mode Geiger 132
5.4 Conclusion 137

Pour ce dernier chapitre, nous démontrons, à partir du simulateur dont les images générées sont désormais représentatives des résultats expérimentaux, l'intérêt d'un dispositif d'imagerie laser 3D utilisant un GmAPD pour la cartographie de terrain à haute résolution spatiale. Cette dernière signifie l'acquisition de plusieurs points/m^2, même en longue portée. La résolution physique du capteur est limitée (32x32 pixels) mais compensée par le déplacement de la plateforme aéroportée et la haute fréquence d'enregistrement du système (acquisition dynamique), permettant d'atteindre cet objectif. Dans le même temps, les grandes capacités de détection du mode Geiger sont démontrées numériquement pour cette imagerie à très longue distance, soit 5 km, depuis un avion, voire un drone, évoluant à une vitesse de quelques dizaines de m.s^{-1}. Nous verrons que ce cas d'étude concret apporte finalement de nombreux arguments en faveur de cette technologie pour l'imagerie haute résolution et temps-réel, plutôt qu'au laser scanner 3D dernière génération. Les parties suivantes présentent et détaillent la démarche et les résultats de cette preuve de concept.

5.1 Description du scénario aéroporté

Le scénario défini pour la génération d'un MNT est le suivant : le dispositif d'imagerie PF3D est embarqué à bord d'un aéronef (par exemple de type drone) de manière à obtenir une visée nadir (cette configuration a permis de négliger l'effet de la turbulence atmosphérique sur la propagation de l'énergie laser). La plateforme se déplace le long d'une trajectoire rectiligne et d'altitude constante à une vitesse de 50 km.h^{-1}, soit près de 14 m.s^{-1}. L'axe de la trajectoire passe par le centre du hangar représenté sur la figure 5.1, afin qu'il soit éclairé sur toute sa largeur. L'altitude de vol considérée pour les simulations est de 5 km. La superficie de la zone couverte par le champ de vue du système atteint 1024 m^2 (empreinte carrée de 32 m de côté), soit l'équivalent de 1 point/m^2/acquisition. La distance de 5 km correspond au cas d'imagerie

à très longue distance, distance que les performances théoriques des systèmes usuels (LS3D) communiquées par les fabricants ne permettent pas d'atteindre.

Nous avons également choisi d'analyser le nuage de points obtenu à partir d'un nombre restreint d'impulsions, permettant de considérer la scène comme "figée" pendant la durée d'acquisition. Ceci afin de pouvoir traiter simplement les données d'un pixel à l'autre, et pour étudier par la suite la sensibilité de ce paramètre avec un volume de données acceptables. Avec une cadence d'acquisition de 20 kHz (selon la fréquence du laser), la réception de 100 impulsions prend exactement 5 ms, pendant lesquelles le drone s'est déplacé de seulement 7 cm le long de la trajectoire, à une vitesse de 50 km.h^{-1}. Sachant que la dimension du côté d'un pixel projeté à 5 km de distance est de 1 m, sa position peut être considérée comme fixe au cours de la durée d'acquisition (un flou dans l'image est cependant inhérent au déplacement de la plateforme). Cela a permis d'appliquer l'algorithme de traitement basé sur le calcul de la médiane pondérée, qui s'effectue sur toutes les valeurs de z enregistrées possédant les mêmes coordonnées spatiales (x, y), *i.e.* sur chaque pixel. Pour réduire considérablement le volume des fausses alarmes d'une acquisition pendant laquelle la plateforme se serait déplacée de plusieurs m (générée avec plusieurs milliers d'impulsions), d'autres algorithmes devraient être utilisés, comme le traitement par voxel. Il a cependant l'incovénient de réduire la résolution spatiale des données si une suppression significative de fausses alarmes est attendue.

La scène modélisée en 3D observée par le champ de vue du capteur (et donc éclairée par le faisceau laser de forme spatiale gaussienne) au cours des 5 ms d'acquisition, comprend une partie du toit arrondi et bitumé d'un hangar de maintenance des aéronefs ainsi qu'un local accolé, plus petit (figure 5.1). Le premier a une largeur de 25 m et une hauteur comprise entre 6,5 m et 9,1 m par rapport au sol. Le second possède une emprise au sol de 15 m de long sur 5 m de large, et son toit plat métallique rouge est situé à une hauteur de 3 m par rapport au sol. Ce dernier est quant à lui recouvert d'herbe et entièrement plan, perpendiculaire à la direction de visée. Une porte temporelle de 200 ns (soit 30 m englobant toutes les hauteurs représentées dans la scène, entre 4980 et 5010 m de distance) était définie dans le but de réduire dans un premier temps la réception de photons parasites présents le long de la ligne de visée, en amont de la scène.

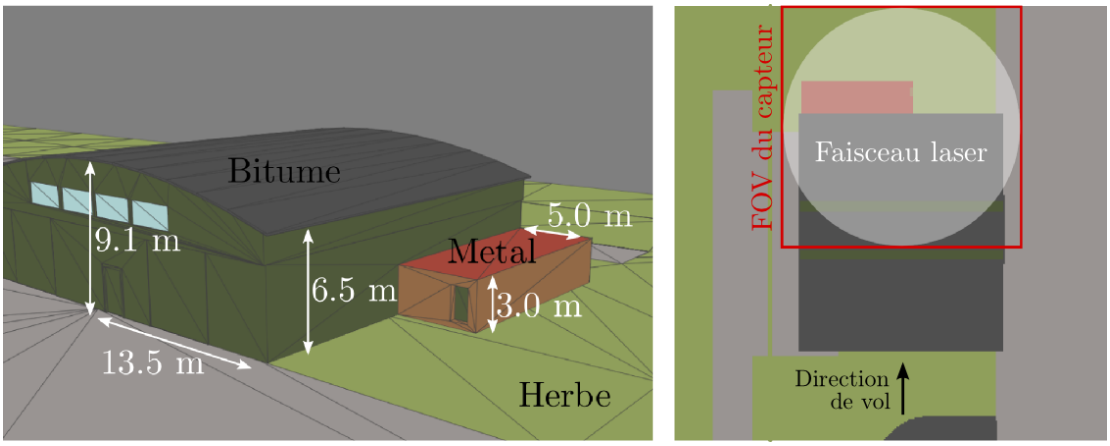


FIGURE 5.1 – Illustration de la scène "hangar" modélisée en 3D et de sa géométrie (à gauche) pour la démonstration de faisabilité de la cartographie aéroportée à partir d'un système laser 3D utilisant un GmAPD. L'image de droite présente la scène vue depuis la plateforme située à la verticale. Le FOV du capteur à 5 km de distance (carré rouge) et l'empreinte circulaire du faisceau laser (disque blanc semi-opaque) sont équivalents. Seuls les pixels situés dans les angles ne sont pas éclairés par la source.

Ce scénario a été choisi grâce à sa géométrie simple et ses surfaces planes et perpendiculaires à la direction de visée [1] afin de maximiser la proportion de rétrodiffusion. Il contient des variations de hauteur franches et significatives (plusieurs mètres), bien supérieures à la limite de résolution du capteur, de manière à ce qu'elles soient bien identifiées les unes par rapport aux autres. La légère pente permet quant à elle d'étudier localement des variations de hauteur plus douces. Par ailleurs, les dimensions des bâtiments sont suffisamment grandes pour occuper la majorité du plan focal et ainsi maximiser le RSB, pour de meilleures probabilités de détection. Comme illustré sur la figure 5.1 (à droite, en visée nadir), la forme circulaire du faisceau ainsi que sa divergence égale au FOV du capteur rendent une partie de celui-ci "aveugle" (au niveau des quatre angles). Aucune énergie laser n'est alors renvoyée sur les pixels concernés et de fait, aucune détection ne peut lui être attribuée. Seules les sources de bruit seront responsables des détections parasites enregistrées. Ce phénomène est d'ailleurs facilement identifié grâce à la distribution très aléatoire des différentes détections au sein du nuage 3D.

La scène observée regroupe quatre matériaux différents mais tous lambertiens, avec chacun leur propre valeur de réflectance. Ces coefficients provenant de notre base de données contribuent à atténuer le signal laser avant sa rétrodiffusion vers le capteur : 0,30 pour le toit en bitume gris, 0,50 pour le toit métallique rouge, 0,25 pour le sol enherbé, et 0,35 pour le sol bétonné. Ce dernier apporte cependant une plus faible contribution dans l'image. Les coefficients de rétrodiffusion, notamment celui du toit en béton, sont relativement faibles, mais restent caractéristiques des matériaux habituellement rencontrés en milieux rural et industriel.

5.2 Etude de sensibilité pour l'imagerie PF3D longue distance

Cette étude de sensibilité consiste à étudier l'influence de 3 paramètres "système" sur la qualité des résultats de simulation d'imagerie laser 3D à plan focal : il s'agit de l'énergie transmise par impulsion, le nombre d'impulsions (nécessaire pour chaque scène dite "figée"), et les niveaux de DCR et de PDE (lié au degré de sensibilité du capteur), caractéristiques des GmAPD. Ces paramètres semblent prépondérants pour l'optimisation des mesures expérimentales, et ont abouti à la définition d'un dimensionnement du dispositif adapté au cas de cartographie aéroportée à longue distance et haute résolution spatiale.

La qualité du nuage de points repose sur le potentiel de détection des objets parmi la présence des fausses alarmes, et de la détermination précise des distances mesurées après application d'un algorithme de post-traitement sur l'image 3D brute. Un nombre important de fausses alarmes résidant au sein du nuage de points après le filtrage des données, indique vraisemblablement un dimensionnement peu adapté, pouvant concerner un ou plusieurs paramètres clés.

Le code de traitement des données brutes est basé sur le calcul de la médiane, pondérée par l'ensemble des détections survenues sur chaque pixel après la réception d'un certain nombre d'impulsions, N_a. Ce dernier est limité par la vitesse de déplacement de la plateforme envisagée et de la cadence du laser utilisé, afin d'attribuer les mêmes coordonnées spatiales aux détections liées aux N_a impulsions et apparues sur le même pixel de la matrice. Nous avons fixé cette limite à 500 impulsions, considérant la scène comme "figée". A une vitesse de vol de 50 km.h^{-1} et une PRF de 20 kHz, le dispositif ne s'est déplacé que de 0,35 m pendant les 25 ms d'acquisition, lorsque l'empreinte du pixel projeté sur le sol depuis une altitude de 5 km est de 1 m x 1 m. Une valeur N_a plus faible serait néanmoins nécessaire en présence d'objets ou de pixels plus petits.

L'algorithme de traitement a alors été appliqué sur chaque nuage de points 3D simulé. La distance attribuée à chaque pixel après la réception des N_a impulsions laser a quant à elle été calculée à partir de la position temporelle de toutes les détections apparues sur le pixel

1. Excepté pour le toit arrondi qui présente une légère pente, du bord inférieur vers le centre de l'image.

concerné. L'écart-type moyen des distributions des détections calculé sur l'ensemble des pixels constituait la valeur seuil. Les pixels dont l'écart-type de leur distribution était inférieur à ce seuil étaient considérés comme non-porteurs d'information d'intérêt. Autrement dit, un écart-type trop important par rapport à la moyenne de la matrice témoignait probablement d'une grande dispersion des détections, synonyme d'une absence de cible. Aucun point de mesure n'était alors enregistré pour ce pixel. Dans le cas contraire, la médiane des temps de vol enregistrés sur le pixel, pondérés par le nombre de détections comptabilisées au sein de chaque case-distance, permettait d'attribuer au pixel en question la distance à la cible.

La précision de cette méthode de traitement est perfectible, surtout pour le calcul de la valeur seuil (écart-type moyen provenant de l'ensemble de la matrice), car elle a tendance à supprimer les points en limite de détection (faible RSB), mais elle a l'avantage d'être automatique et permet de supprimer un nombre significatif de fausses alarmes, sans l'intervention empirique d'un opérateur, aspect indispensable pour de l'imagerie "temps-réel".

Les résultats d'imagerie laser pour le scénario "hangar" sont présentés sur les figures 5.2 et 5.3. Elles regroupent respectivement les nuages de points obtenus par simulation avec des énergies par impulsion de 50 et 150 μJ. Sur chaque figure sont présents 6 tests comparant le nombre d'impulsions (500, 100 et 10 selon la ligne, de haut en bas) et le degré de sensibilité du capteur choisi (37 et 75 selon la colonne, de gauche à droite). Ces deux valeurs de sensibilité permettent de comparer l'impact d'un niveau de sensibilité au bruit réduit (4,2 kHz en moyenne par pixel) mais possédant de faibles probabilités de détections (5,0 % en moyenne), avec celui offrant de fortes probabilités de détections (19,1 % en moyenne) mais une sensibilité au bruit plus élevée (18,3 kHz).

Paramètre 1 : énergie par impulsion

Si l'on s'attarde sur le cas d'étude supposé le plus performant (images b. des figures 5.2 et 5.3, *i.e.* nombre maximal d'impulsions et forte probabilité de détections), on note que l'amélioration de la qualité du nuage de points lorsque l'on utilise une énergie par impulsion 3 fois plus élevée (de 50 à 150 μJ) est, comme attendue, significative :

- avec une énergie de 50 μJ par impulsion, les deux bâtiments sont détectés, mais un nombre important de fausses alarmes subsiste, même après l'étape de traitement des données brutes. On repère dans la moitié inférieure du FOV une surface continue ayant une légère variation de hauteur (couleur de pixel du bleu au vert) d'environ 2,2 m, qui correspond au plus gros hangar ayant le toit arrondi. Sa distance au point d'observation est mesurée entre 4991,6 m et 4993,8 m (*i.e.* entre 8,4 et 6,2 m du sol, ce dernier étant la référence à précisément 5000 m, contre 9,1 et 6,5 m d'après le modèle présenté sur la figure 5.1). Seul le centre du toit est bien résolu par un nombre important de pixels. Certains censés représenter le toit n'ont parfois comptabilisé aucune détection significative liée au signal laser. Le second bâtiment, au toit métallique rouge, est lui aussi correctement détecté (8 détections sur 100 potentielles pour une distance de 4997,47 m) mais une partie est fortement masquée par des détections parasites survenues plus tôt dans la porte temporelle. Sa hauteur par rapport au sol est estimée à 2,5 m, contre 3 m dans le modèle. De telles erreurs d'appréciation des distances sont dues à des probabilités de détections relativement faibles, entraînant une augmentation de la dispersion des cases-distance sélectionnées autour de la cible. Les contours cependant bien détectés permettent d'estimer son emprise au sol. Ce dernier, présent essentiellement dans le quart supérieur droit de l'image n'est pas détecté. Cet aspect est relié à la très faible probabilité de détection à ce degré de sensibilité des pixels (< 4 %),
- lorsque l'énergie transmise par impulsion atteint 150 μJ, l'image 3D obtenue est beaucoup plus exploitable. Le nombre de points représentant les bâtiments est beaucoup plus élevé (on comptabilise à l'inverse moins de fausses alarmes). La géométrie des objets est très bien représentée et l'information 3D est lisible. La pente du toit arrondi est parfaitement

dessinée (quelques pixels sont manquants mais la présence d'une surface continue est indiscutable), et est observée entre 4991,4 et 4993,75 m, soit entre 8,4 et 6,25 m par rapport au sol, valeurs équivalentes à celles de l'image précédente, sauf que le nombre de détections est plus important, apportant plus de fiabilité à la mesure de distance annoncée. Le petit bâtiment accolé indique quelques fausses alarmes à proximité du bord gauche de l'image, mais il reste parfaitement identifié. La suppression des fausses alarmes par l'algorithme de traitement s'est montrée efficace pour ce cas d'étude. La faible dispersion des détections enregistrées correspondant au toit métallique permet d'affirmer qu'il est plan. La position médiane déterminée est de 4997,20 m, soit 20 cm d'écart avec la distance renseignée dans le simulateur, dû essentiellement à la largeur de l'impulsion laser.

Finalement, accroître l'énergie transmise par impulsion permet d'augmenter la probabilité de détection, de réduire plus efficacement le taux de fausses alarmes et d'améliorer la précision dans la détermination des distances.

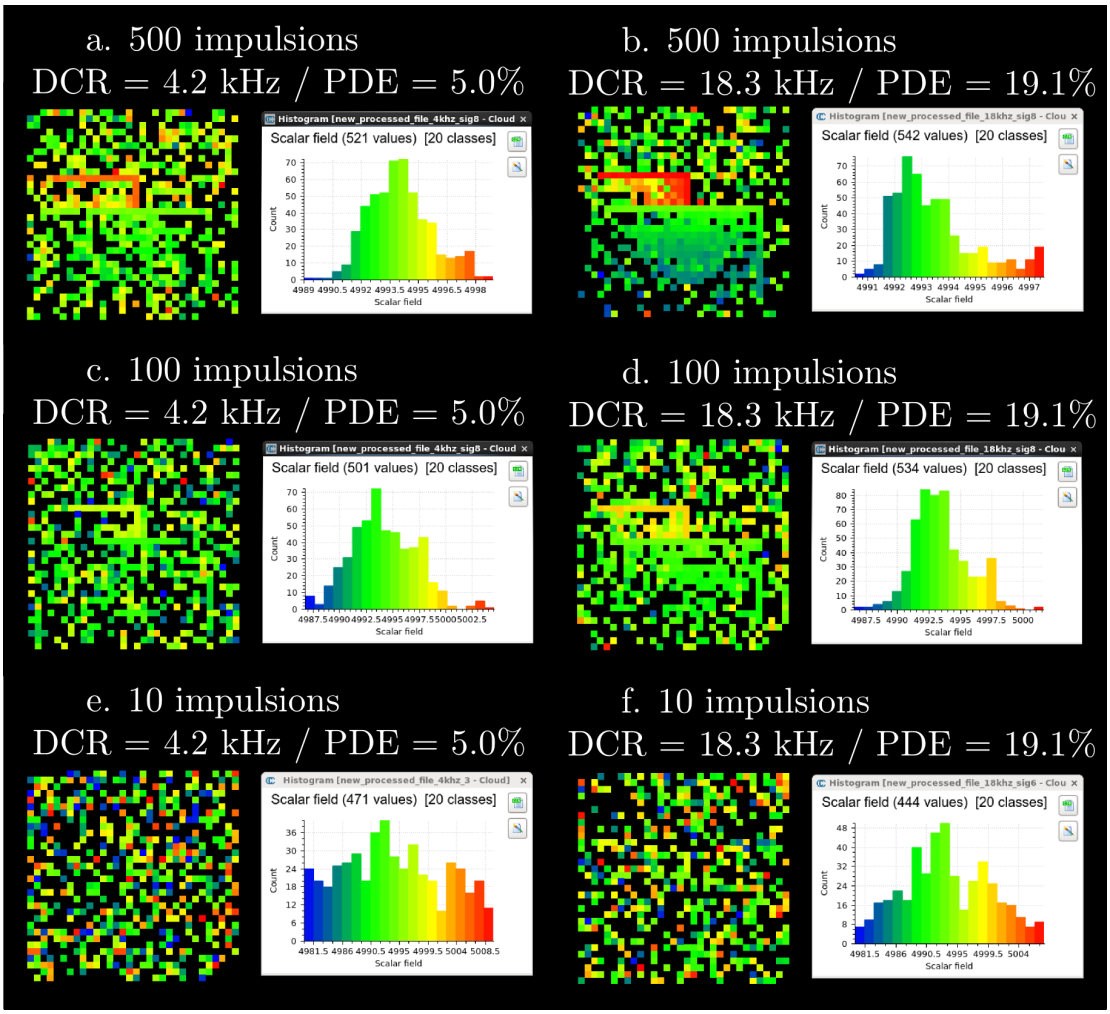


FIGURE 5.2 – Nuages de points 3D du scénario "hangar" obtenus par simulation, vu de haut depuis une distance d'observation de 5 km et une énergie par impulsion de 50 μJ. Le nombre d'impulsions (de haut en bas) et les niveaux de DCR et PDE (de gauche à droite) varient.

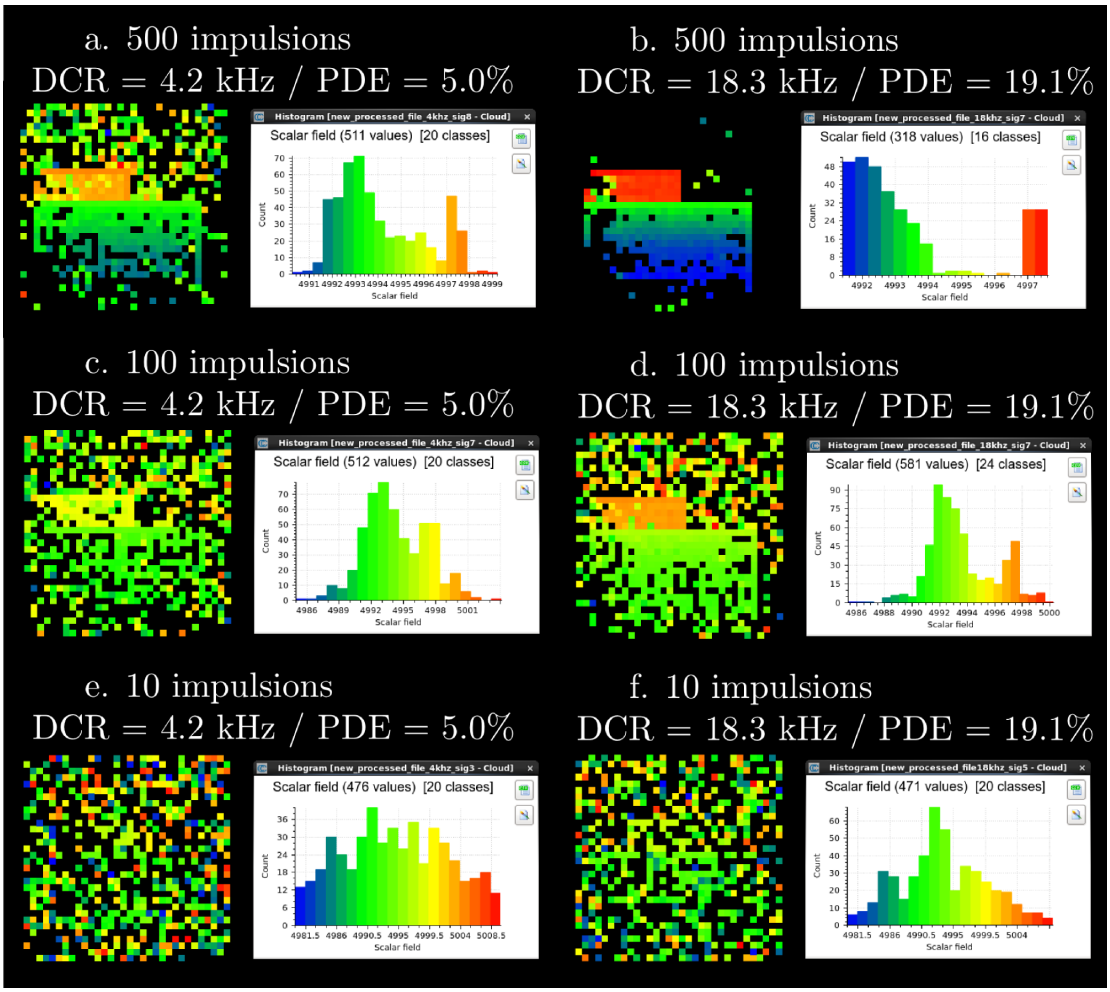


FIGURE 5.3 – Nuages de points 3D du scénario "hangar" obtenus par simulation, vu de haut depuis une distance d'observation de 5 km et une énergie par impulsion de 150 μJ. Le nombre d'impulsions (de haut en bas) et les niveaux de DCR et PDE (de gauche à droite) varient.

Paramètre 2 : nombre d'impulsions

Ce paramètre est important puisqu'il permet de déterminer la quantité minimale d'impulsions nécessaire pour obtenir une image 3D exploitable, en termes de fiabilité, de précision et de nombre de détections associées à la scène. Dans notre cas, nous avons choisi d'étudier l'influence du nombre d'impulsions sur l'imagerie pour une même scène observée, considérant durant le court laps de temps écoulé pendant l'acquisition de ces N_a impulsions, que les coordonnées spatiales (x et y) des pixels de l'image n'avaient pas changé. Trois simulations ont été réalisées, à partir de 500, 100 puis de seulement 10 impulsions. Utiliser un nombre réduit d'impulsions permettrait notamment d'augmenter la vitesse de déplacement de la plateforme tout en conservant une bonne capacité de détection, et par conséquent de couvrir une plus large scène encore, à haute résolution spatiale.

Les nuages de points générés et traités sont présentés sur les mêmes figures 5.2 et 5.3. Si l'on s'intéresse aux trois images 3D obtenues avec la plus grande énergie laser et le degré de sensibilité le plus élevé (images b, d et f), il est évident que le nombre d'impulsions permet d'améliorer la qualité du nuage de points et la fiabilité des détections. Avec seulement 10 impulsions laser (image f), le nuage après traitements contient essentiellement des fausses alarmes, réparties

aléatoirement dans la porte temporelle. Le RSB n'est pas suffisant après accumulations des impulsions pour distinguer les objets présents sur la scène, bien que la probabilité de détection du capteur soit forte. Les deux bâtiments sont correctement détectés seulement à partir de 100 impulsions (image d), malgré la présence de nombreuses fausses alarmes ou absence de détections sur des pixels censés contenir la scène. L'histogramme associé met en évidence la présence des deux bâtiments (large pic vert pour le toit arrondi, et pic étroit orange pour le toit métallique), aux distances attendues. Enfin, le MNT est encore plus représentatif et proche du modèle lorsque 500 impulsions sont utilisées pour reconstruire la scène en 3D (image b). Comme indiqué précédemment, ce cas d'étude permet de supprimer la grande majorité des fausses alarmes (plus de 80 % des détections) et d'apporter une grande précision dans la mesure des distances en chacun des pixels (distance du toit plan mesurée à 4997,16 m, soit une différence de seulement 16 cm avec la valeur du modèle 3D). Avec 10 impulsions, le nombre de détections associées à la scène est à peine plus élevé que celles provenant du bruit (4 contre 1), mais les pics de détections sont surtout plus larges, rendant difficile la sélection de la case-distance la plus fiable. Le toit rouge n'est quant à lui pas détecté, comme indiqué sur l'histogramme correspondant. Le nombre et la fiabilité des détections augmentent avec le nombre d'impulsions transmises : sur 100 impulsions transmises 9 détections indiquent la présence du toit du bâtiment à la distance de 4997,30 m, proposant un écart de 30 cm avec la vérité du modèle, mais l'on peut affirmer avec certitude qu'il s'agit bien de l'objet recherché. Enfin, c'est grâce à 500 impulsions que la précision de la mesure s'affine, avec une distance de 4997,16 m avec une très bonne fiabilité, puisque 14 détections sont apparues à cette distance précise à 250 ps près.

Cette tendance est retrouvée sur la figure 5.2 (colonne de droite, images b, d et f), alors que l'énergie par impulsion est 3 fois plus faible et les probabilités de détection réduites. Les objets sont cependant beaucoup moins bien détectés (donc les résultats moins exploitables). On note uniquement quelques vraies détections dessinant les contours des bâtiments à partir de 100 impulsions (image d), alors qu'avec seulement 10 impulsions (image f), le nuage de points est essentiellement constitué de fausses alarmes. Aucun objet n'est visible, même après l'étape de traitement des données 3D. L'effet de l'augmentation du nombre d'impulsions laser prises en compte pour l'imagerie haute résolution est donc le même quelle que soit la puissance délivrée par la source. Cependant, les faibles RSB empêchent la suppression d'un grand nombre de fausses alarmes. Les détections apparues au cours de la porte temporelle pour chaque pixel sont accumulées, ce qui permet d'augmenter la fiabilité des calculs statistiques et donc la probabilité de détecter la cible, même lors de faibles flux lumineux. Il existe cependant une limite inférieure pour laquelle il n'est pas possible de détecter la cible, la quantité de photons laser étant trop faible pour être à l'origine d'une vraie détection. Le taux de fausses alarmes reste prédominants. Dans les configurations utilisées pour notre cas de cartographie à très longue distance, 10 impulsions laser ne sont pas suffisantes pour générer un MNT.

Paramètre 3 : DCR et PDE (degré de sensibilité)

Nous avons voulu vérifier l'impact d'une plus grande probabilité de détection sur la discrimination des bâtiments, dans les cas où l'on se situerait en limite de détection. C'est le cas pour les simulations de MNT présentées sur la figure 5.2, où l'énergie laser délivrée par impulsion est faible par rapport au niveau de bruit généré par les sources parasites. Avec un faible degré de sensibilité, la probabilité de détection moyenne de la matrice est de seulement 5 %. Bien qu'associée à un courant d'obscurité limité (4,2 kHz par pixel), le nombre de détections parasites masquent la présence des objets d'intérêt, aussi imposants soient-ils (entièrement avec 10 impulsions, en quasi-totalité en-deça de 500). Ces conditions d'acquisitions ne sont pas optimales pour réaliser une cartographie aéroportée depuis une plateforme située à une aussi grande distance (5 km). Les mêmes simulations ont donc été opérées (même énergie, même nombre d'impulsions), en modifiant cette fois-ci le degré de sensibilité de la matrice. Le résultat est intéressant qu'à partir d'une accumulation de 100 impulsions, où la scène est partiellement détectée, en indiquant les limites des bâtiments et certaines zones continues indiquant les toits. Un meilleur traitement sur ce nuage de points en supprimant davantage de fausses alarmes permettrait sûrement de mettre

plus en évidence la géométrie et la configuration 3D de la scène. En revanche, les images 3D générées à partir de 10 impulsions ne sont pas exploitables, même avec un traitement plus performant. Le nombre de vraies détections n'est pas suffisant pour reconstruire convenablement la scène. Au final, l'impact de l'augmentation de la PDE du capteur lorsque l'on se situe en limite de détection n'est pas significatif comparé à celui de l'augmentation de la puissance laser ou du nombre d'impulsions.

En conclusion, les paramètres prédominants quant à la qualité d'un nuage de points 3D sont l'énergie disponible au sein de chaque impulsion transmise, et le nombre d'impulsions qu'il est possible d'accumuler sur une même zone afin d'augmenter la fiabilité des calculs statistiques liés au mode Geiger. Il a été vérifié que l'augmentation de la sensibilité du capteur en limite de détection n'a de réel impact qu'à partir du moment où l'on peut acquérir une grande quantité d'impulsions (> 100). Aussi, à cette distance de mesure et dans ces conditions d'acquisition (visée nadir donc sans turbulence), l'utilisation d'au moins 100 impulsions laser est recommandée pour bénéficier d'une bonne capacité de détection après les calculs statistiques, et d'une bonne précision sur la mesure des distances. Les MNT générés à partir de seulement 10 impulsions n'ont pas été concluants pour la reconstruction de la scène 3D. La génération d'un MNT pourrait être envisageable à partir d'un drone évoluant par exemple à une vitesse de 100 km.h^{-1}, avec un laser cadencé à 20 kHz et une énergie de 150 μJ par impulsion. Cette configuration permettrait d'acquérir 100 impulsions tous les 14 cm seulement, permettant de considérer la scène comme figée pour chaque série de calculs statistiques, et d'obtenir un résultat fiable, hautement résolu spatialement et précis en distance.

La solution la plus performante serait d'acquérir plusieurs centaines d'impulsions afin de maximiser les probabilités de détection et d'améliorer la précision des mesures de distance, mais cela impliquerait de réduire la vitesse de déplacement et donc la superficie de la zone couverte, ou bien d'augmenter la cadence du laser. La fréquence d'acquisition de la caméra autorise un taux jusqu'à 186 kHz, mais garantir une telle cadence tout en conservant une énergie par impulsion de 150 μJ n'est pas accessible techniquement à ce jour.

5.3 Apport de l'imagerie laser à PF3D en mode Geiger

Cette dernière partie a pour but de montrer l'apport d'un dispositif d'imagerie laser 3D utilisant un GmAPD pour l'amélioration de la cartographie haute résolution de terrain, par rapport aux capacités d'une technologie mature et déjà présente sur le marché, mise en avant par le constructeur pour ses performances pour la réalisation de cartographies aéroportées. Il s'agit du laser scanner 3D, et plus précisément de la dernière création de chez RIEGL : le scanner aéroporté VQ-1560i (figure 5.4), commercialisé en début d'année 2017. Ce système a été conçu pour être embarqué à bord d'un hélicoptère ou d'un avion de type DA42 MPP (*Multi Purpose Platform*), réputé pour son excellente précision pour des missions de DRI ou de relevés topographiques.

Le VQ-1560i est constitué de deux canaux laser à très haute fréquence (pouvant atteindre 2 x 1 MHz), générant chacun des lignes de scan parallèles (figure 5.5). Comme indiqué sur le schéma de droite, les lignes des scan des deux canaux ont une inclinaison différente (28 $^\circ$), permettant d'obtenir au niveau du sol une distribution optimisée des points de mesure. Grâce à ce concept de double canal, le maillage entrecroisé au sol est densifié. Les deux faisceaux laser opérant simultanément, un seul passage au dessus de la zone suffit. De plus, la fauchée assurée par ce système, perpendiculaire à la direction de vol, est très large (d'après le constructeur, 5120 m à 4570 m d'altitude avec un FOV effectif de 58 $^\circ$), ce qui permet de couvrir entre 400 et 1000 km^2 en fonction de la vitesse du porteur.

La fréquence des lasers est réglable en fonction des besoins de l'application. A fréquence maximale (2 MHz), le système peut générer jusqu'à 600 lignes par secondes, avec une résolution angulaire de 0,001 $^\circ$ entre deux points successifs sur une même ligne (environ 8 cm). Pour at-

FIGURE 5.4 – Photo du nouveau RIEGL VQ-1560i à double canal laser (à gauche), embarquable sur un avion de type DA42 MPP (à droite) pour des missions de *mapping* ou DRI [riegl.com][diamond-air.at].

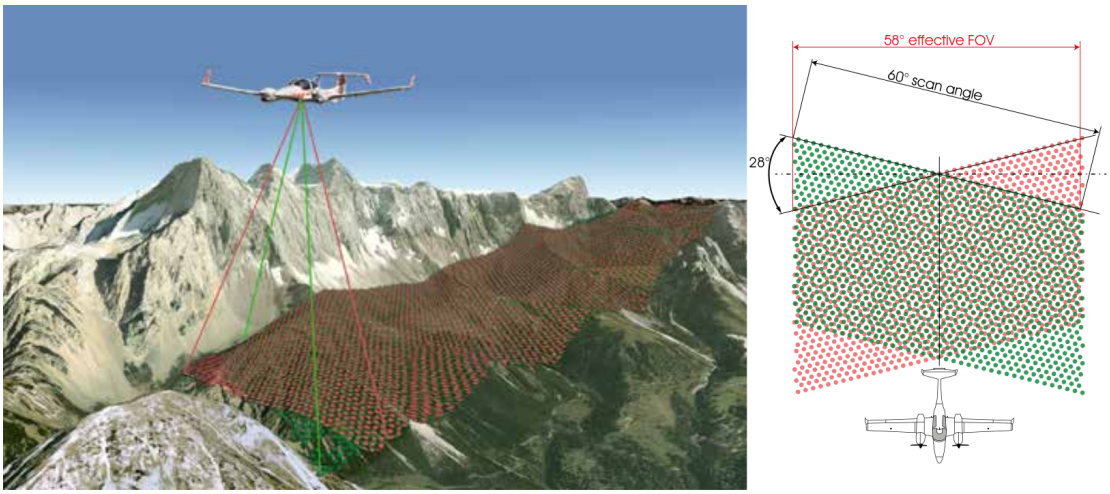


FIGURE 5.5 – Illustration du motif au sol obtenu à partir du double canal du nouveau RIEGL VQ-1560i. L'inclinaison de 28 ° entre les deux séries de lignes de scan offre une plus grande densité sur toute la fauchée du laser [riegl.com].

teindre une portée jusqu'à plus de 4500 m, une plus basse fréquence de 150 kHz par canal est nécessaire. Plus une haute cadence sera employée, moins la portée sera importante, comme indiqué sur la figure 5.6, issue des caractéristiques communiquées par le fabricant. Il est néanmoins possible d'atteindre 5000 m de portée avec ce système, en visée nadir et avec une réflectivité des cibles de 70 %. Concernant la scène précédemment évoquée, la valeur de réflectance maximale est celle du toit métallique rouge du petit bâtiment, et est égale à 50 %. La portée atteinte par le VQ-1560i serait donc légèrement inférieure pour notre cas d'étude.

A ce jour, ce type de laser scanner n'étant pas implémenté dans le simulateur, un laser scanner mono-canal a été utilisé pour simuler une acquisition, mais avec une fréquence de 300 kHz, équivalente aux 2 x 150 kHz du système dual. La différence majeure induite sur le résultat est le motif qui ne bénéficie pas d'une superposition des 2 séries de lignes selon des angles différents,

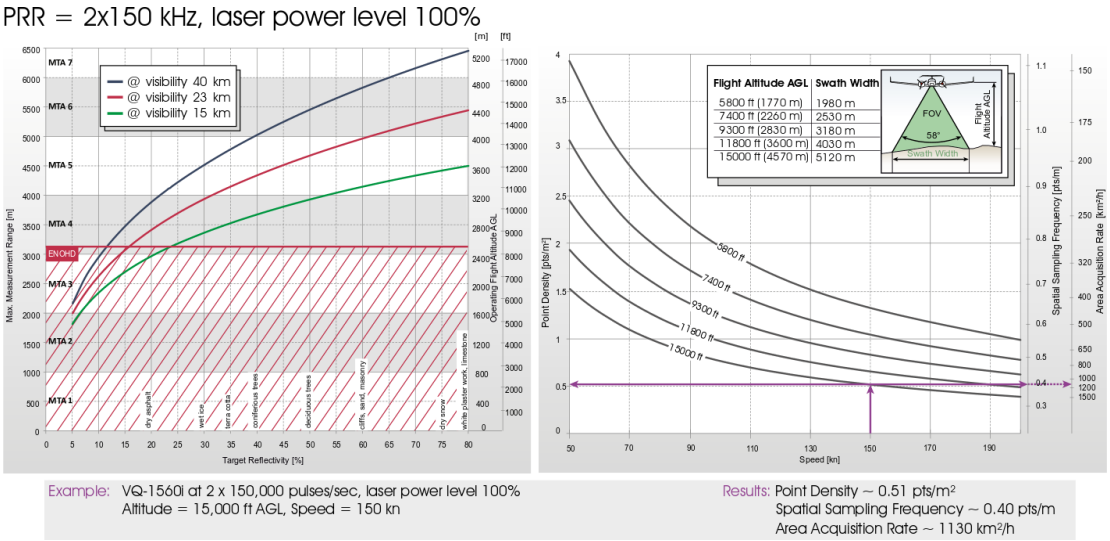


FIGURE 5.6 – Performances du nouveau laser scanner 3D RIEGL VQ-1560i pour une fréquence de 150 kHz par canal, à pleine puissance. La portée de 4570 m est atteinte, avec une densité maximale d'environ 1,5 point/m^2 lors d'une vitesse de vol de 100 km.h^{-1} (54 kt) [riegl.com].

mais d'une succession de lignes parallèles. La distribution spatiale des points de l'image 3D n'est donc pas identique, mais le nombre de points constituant cette image est bel et bien le même.

Afin d'étudier l'apport des plans focaux 3D pour la cartographie haute résolution de terrain, par rapport à un tel laser scanner, nous avons utilisé la même scène que celle présentée dans la partie 5.2, et opéré les simulations à partir de chaque instrument placés virtuellement sur la plateforme. La même configuration et les mêmes conditions d'acquisition ont également été conservées, à savoir une altitude de vol de 5 km au dessus du sol, une visée nadir et une vitesse de déplacement de 100 km.h^{-1}. Cependant, chaque dispositif bénéficiait de ses propres caractéristiques.

Les conditions opérationnelles pour la cartographie aéroportée à partir d'un PF3D étant lourdes et complexes à ce jour, des simulations d'images 3D uniquement peuvent être générées grâce au simulateur développé pendant la thèse. Cela permet notamment de démontrer la faisabilité du concept, de proposer une prédiction de résultats des scénarios souhaités. Pour cette preuve de concept et la comparaison des résultats des deux technologies, les contraintes de charges utiles, d'encombrement, ou tout autre limitation liée à l'embarquabilité n'ont pas été prises en compte. L'objectif était de comparer les images 3D générées par les deux technologies potentiellement intéressantes pour la reconstruction de MNT, en s'intéressant particulièrement à la résolution spatiale de l'image obtenue et à la vitesse d'acquisition des systèmes.

Les figures 5.7 et 5.8 présentent respectivement les images laser 3D simulées à partir du laser scanner équivalent au modèle VQ-1560i, puis à partir du PF3D en mode Geiger. La figure suivante représente le MNT de la scène "hangar" obtenu avec le laser scanner. Une énergie surdimensionnée de 250 μJ a été définie afin de s'assurer d'obtenir 100% de détections sur l'image (approximation d'un LiDAR parfait), afin que la résolution spatiale reste le facteur limitant. La fauchée, perpendiculaire à la direction de vol, s'étend sur 5443 m grâce à l'angle de scan du système de 58 $^\circ$ (seulement 470 m sont visibles sur la figure, correspondant à la largeur du modèle g3D). Avec la fréquence du laser équivalente à 300 kHz, la vitesse de rotation du polygone a été définie de manière à acquérir 300 lignes de scan par seconde, dont chacune est composé de 1000 points, espacés de 5,2 m environ le long de la ligne de scan. Le déplacement de la plateforme à la

vitesse de 100 km.h^{-1} est responsable de la formation des lignes apparaissant dans la direction de vol de la plateforme, constituées de points espacés successivement de 10 cm. L'acquisition a ici duré 1 s, pour une meilleure représentativité de la scène. En effet, en considérant un temps d'acquisition identique à celui utilisé avec le plan focal après l'accumulation de 100 impulsions (soit 5 ms), seulement 1 ligne, dans le sens de la fauchée, devrait représenter la scène 3D (une seule ligne églament passerait par le toit du hangar, soit 5 pixels représentés).

Malgré la très haute fréquence du laser permettant d'obtenir une très bonne résolution spatiale dans le sens de déplacement de la plateforme, le MNT souffre de la résolution angulaire du laser le long de la fauchée à cette distance d'observation. Les mesures perpendiculaires à la direction de vol sont trop espacées pour reconstruire de manière satisfaisante les objets de la scène d'intérêt, même les plus volumineux comme les bâtiments. Plusieurs centaines de points indiquent la présence du bâtiment grâce au déplacement du vecteur, mais la linéarité des détections empêchent la détermination de sa géométrie exacte. De ce fait, les plus petites variations de hauteur ou de forme des objets resteraient invisibles. En prenant également en compte les erreurs de pointage et de positionnement du mécanisme de scan, le maillage s'avère trop irrégulier pour une cartographie à haute résolution à cette distance de mesure. Une résolution angulaire beaucoup plus grande serait nécessaire afin de réduire l'écart entre les points de mesure. Une manière d'augmenter la densité de points et d'obtenir un MNT exploitable (avec les petits objets également détectés) serait de diminuer l'altitude de vol. En revanche, l'avantage de ce système laser scanner est de déterminer la position en distance des points avec une précision inférieure à 2 cm, même à longue portée. Les mesures de distance sont donc très précises. Aussi, le capteur est équipé d'un processus de traitement du signal FW, fournissant directement le nuage de points traités, exempt de fausse alarme.

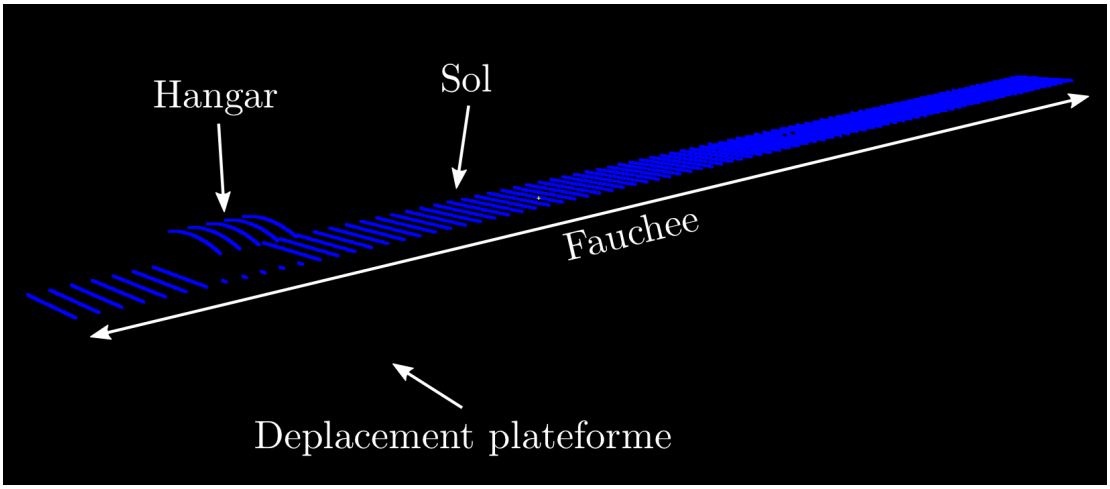


FIGURE 5.7 – Images laser 3D de la scène "hangar" générée par simulation à partir du LS3D RIEGL VQ-1560i. Les points représentant le hangar au cours des 5 ms d'acquisition seraient représentés par une seule ligne de scan le long de la fauchée, soit l'équivalent de 5 pixels seulement.

La figure 5.8 représente la scène "hangar" générée à partir du PF3D Geiger et après l'accumulation de 100 impulsions laser délivrant 150 μJ chacune. Le nuage de points de gauche (vue en coupe) est le nuage brut, vu à hauteur du sol et montrant la section des deux bâtiments. On aperçoit uniquement les toits à cause de la visée nadir, les murs ne sont pas visibles. Le toit arrondi du plus gros hangar est hautement résolu, de même que celui du petit local accolé. Le sol est également détecté sur cette image brute. On note également la quantité importante de fausses alarmes tout au long de la porte temporelle (de 4980 à 5010 m), mais dont la plupart

sont écartées simplement après l'étape de seuillage sur l'écart-type des distributions temporelles de chaque pixel. Le seul point, le cas échéant, enregistré par pixel, a ensuite été calculé à partir de la médiane des positions temporelles des détections sélectionnées. La valeur de seuil $\bar{m}$ sur l'ensemble de la matrice utilisée a été adaptée manuellement (7,7 m contre 7,85 m en moyenne) afin de supprimer le maximum de fausses alarmes, sans nuire à la reconnaissance de la scène. La différence de hauteur entre les deux hangars est bien identifiée sur les nuages traités (vue de haut et vue 3D). Quelques fausses alarmes subsistent à l'endroit où seul le sol, peu réfléchissant, est présent. Cet exemple illustre bien la limitation d'un seuillage automatique, parfois trop restrictif pour les zones situées en limite de détection. En effet, le sol est identifié sur la vue en coupe du nuage brut, mais est totalement supprimé après l'application du seuillage. Un compromis entre réduction du taux de fausses alarmes et perte d'information d'intérêt est donc important pour un résultat optimisé.

En ce qui concerne la précision des distances mesurées, le seuillage adapté a permis de déterminer la distance du toit du petit local à 4997,11 m, soit 11 cm d'écart entre le modèle et le calcul numérique. Cette incertitude à une telle distance est acceptable, sachant que seulement 100 impulsions ont été utilisées pour générer ce MNT. Une accumulation de plusieurs centaines d'impulsions, ainsi qu'un traitement statistiques plus approfondi, entraîneront inéluctablement la réduction de cette incertitude, en passant sous la limite de 10 cm.

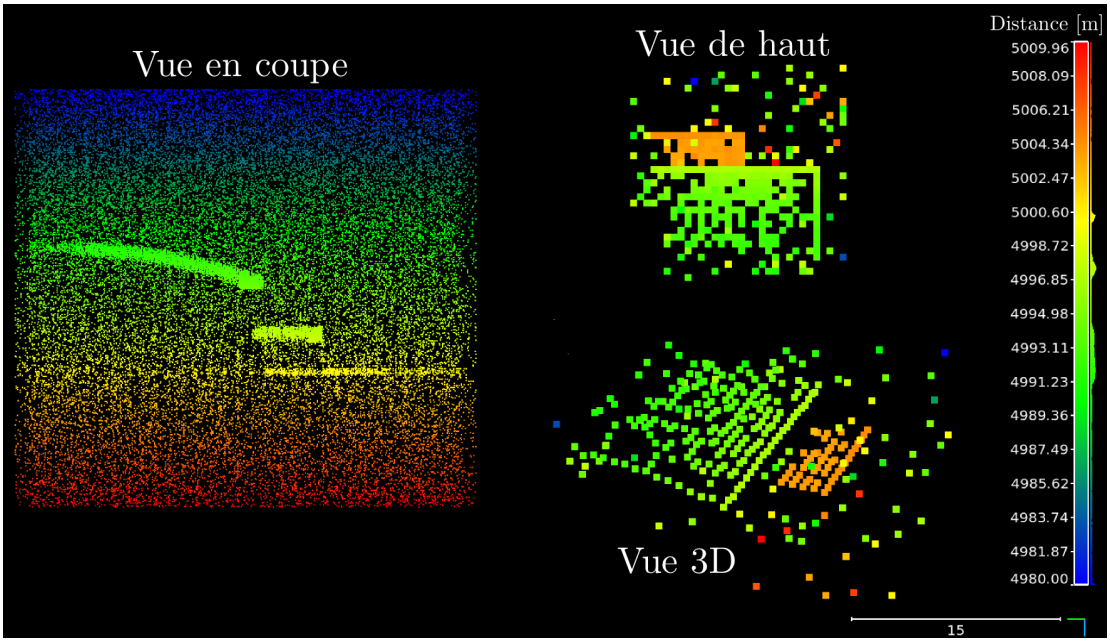


FIGURE 5.8 – Images laser 3D de la scène "hangar" générée par simulation à partir du PF3D Geiger. La vue en coupe présente le nuage brut, avec l'ensemble des fausses alarmes enregistrées. Le sol est visible, en jaune. Les vues de haut et 3D représentent la scène après seuillage et calcul de la médiane des détections en chacun des pixels. Les toits des bâtiments sont bien détectés à partir d'une acquisition de seulement 100 impulsions. Le sol n'est pas conservé, dû à un seuillage trop sévère ($\bar{m}$ = 7,7 m).

A 5 km de distance et en seulement 5 ms, un capteur GmAPD de 32x32 pixels est capable de fournir une image 3D avec un maillage régulier et une résolution spatiale de 1 point par m^2. La surface couverte à partir de 100 impulsions de 150 μJ chacune est donc de 1024 m^2. En acquérant pendant 5 secondes et en exploitant idéalement le déplacement du vecteur (non recouvrement des images acquises successivement), la superficie couverte atteint 1 km^2, contre 0,77 km^2 pour

le laser scanner VQ-1560i (5543 m de fauchée sur 140 m de long), de surcroît avec un maillage très irrégulier. En utilisant une nouvelle génération de laser commercialisée (puissance moyenne de 10 W, cadencé à 70 kHz), la densité de points de l'image serait fortement augmentée, grâce à un taux de recouvrement plus importants entre les images successives.

5.4 Conclusion

Un dispositif d'imagerie 3D à plan focal est donc bien adapté à la reconstruction de MNT à haute résolution, et présente plusieurs avantages majeurs par rapport à un laser scanner 3D :

- une résolution spatiale d'au moins 1 m^2 atteinte à 5 km de distance, davantage lorsque le déplacement de la plateforme est exploité,
- une précision décimétrique des mesures de distance, intéressante pour la construction de MNT, pouvant encore être réduite avec l'emploi d'algorithmes de traitement plus performants,
- une grande sensibilité du capteur permettant de détecter des objets même en limite de détection, grâce à l'accumulation de nombreuses impulsions pour augmenter la fiabilité et la performance des calculs statistiques,
- une vitesse de déplacement du porteur d'au moins 100 $km.h^{-1}$ ce qui permet de couvrir plusieurs km^2 par heure en garantissant une haute résolution spatiale et un maillage régulier.

Chapitre 6

Conclusion générale

6.1 Conclusion

Les MNT à haute résolution spatiale depuis une plateforme aéroportée représentent un moyen efficace de caractériser l'environnement ou une scène, et sont de plus en plus plébiscités, que ce soit pour des applications orientées Defense ou bien civiles. Ils sont un outil d'aide à la décision ou simplement un moyen de connaître la configuration d'une zone d'intérêt.

Nous avons d'abord vu que l'imagerie laser 3D présentait de nombreux avantages pour la génération de MNT, comme la possibilité d'acquérir des données par tout temps, et de fournir en plus une information de distance d'un objet, contrairement à l'imagerie passive (dans le visible ou l'IR thermique). Plusieurs technologies laser existent, dont la plus classiquement utilisée aujourd'hui reste le laser à balayage angulaire doté d'un mono-capteur capable d'enregistrer la totalité du signal temporel rétrodiffusé (onde complète). Les principaux inconvénients de ce dispositifs sont (i) une acquisition "discrète" (point par point), à l'origine d'un maillage irrégulier, ce d'autant plus lorsque la distance de mesure est importante, et (ii) une portée relativement restreinte à 3-4 km si une bonne résolution spatiale est souhaitée (la grande densité de points requise implique une très grande cadence du laser et donc une énergie par impulsion réduite, limitant donc la portée). Ces aspects peu adaptés à la cartographie 3D longue distance et à haute résolution d'une zone d'intérêt nous ont orientés vers les plans focaux 3D en mode Geiger, des capteurs matriciels permettant l'acquisition de centaines voire milliers de points simultanément, et offrant un maillage régulier et continu. Les progrès réalisés sur cette technologie permet de bénéficier d'une mesure temporelle indépendante sur chacun des pixels, ainsi que d'une très grande sensibilité, paramètres indispensables pour réaliser une cartographie à haute résolution à plus de 5 km de distance.

Compte-tenu de la configuration actuelle de notre prototype, qui ne nous a pas permis pendant la thèse de réaliser des essais aéroportés, et de l'absence d'outils numériques accessibles pour étudier ce système, nous avons décidé de développer notre propre simulateur à plan focal 3D en mode Geiger, afin de comprendre le fonctionnement d'un tel capteur et d'évaluer ses performances pour notre application, dans un but de preuve de concept. Nous nous sommes appuyés sur un code existant à l'ONERA, MATLIS 4D, basé sur le fonctionnement d'un mono-capteur, et avons adapté chacune des étapes de la chaîne d'acquisition pour créer notre simulateur *end-to-end* : un modèle d'éclairement adapté au large FOV du capteur GmAPD, un calcul du bilan radiométrique approfondi et fonction des nombreux objets rencontrés sur la scène au sein du faisceau laser, et un module de détection Geiger (LANGDOC) à partir du signal FW collecté par chacun des pixels, afin de fournir en sortie du simulateur une image 3D brute (non traitée).

Afin de pouvoir s'appuyer sur les résultats simulés pour la preuve de concept du dispositif et la prédiction de résultats pour un cas de cartographie, nous avons entrepris une étape de validation

expérimentale du simulateur. Grâce au prototype de caméra 3D Geiger acquis par l'ONERA au début de la thèse, nous avons pu effectuer des mesures réelles sur un site d'essais. Pour cette première approche de validation, nous avons choisi d'évaluer l'adéquation des images simulées et expérimentales, au niveau de 4 grandeurs (le nombre total de détections, la quantité de détections liées à l'objet, la précision en distance des détections, et le niveau de bruit) sur des scénarios statiques dont nous maîtrisions la configuration et les conditions d'acquisitions, et pouvant aisément être reproduits par simulation : la détection d'un câble métallique suspendu au-dessus du sol, et l'imagerie d'un véhicule, tous deux placés à 1 km du dispositif expérimental. L'analyse et la comparaison des nuages de points bruts ont permis de mettre en évidence une bonne adéquation des données simulées par rapport aux données réelles. Le nombre total de détections apparues ainsi que la proportion de fausses alarmes parmi ces détections sont respectivement très proches (moins de 1 % d'écart pour le nombre de détections, et moins de 4 pour le taux de fausses alarmes), attestant de la bonne modélisation du mode de détection probabiliste. Aussi, la précision en distance est équivalente pour les 4 cas d'études (câble et voiture par simulation et expérimentations) : les histogrammes de détections indiquent tous une précision inférieure à 1 m, liée essentiellement à la largeur de l'impulsion, mais les traitements des données utilisés par la suite ont permis de réduire considérablement cette imprécision.

Les résultats de simulation nous ont permis de valider globalement la chaîne de simulation, bien que des points restent à améliorer (voir partie 6.2). Un preuve de concept a donc été possible en réalisant une prédiction de résultats sur l'application visée : la cartographie 3D aéroportée d'une scène, depuis une très longue distance (5 km). Nous avons vu que les lasers scanner, même les plus récents, s'ils parviennent à atteindre ce genre de portée, n'offraient pas de résolution spatiale suffisamment grande pour caractériser précisément une scène urbaine, et surtout patissaient d'un maillage très irrégulier. De fait, les objets sont mal identifiés voire non-détectés par cette technologie. En exploitant le fonctionnement d'un dispositif matriciel 3D, nous avons apporté des éléments de réponses en faveur des plans focaux 3D, et plus spécifiquement en mode Geiger, pour l'amélioration de la cartographie haute résolution de terrain.

6.2 Perspectives

Plusieurs axes d'amélioration, d'approfondissement, voire de nouvelles recherches suite à ce travail de thèse sont possibles. Ils concernent autant le volet théorique, sur le développement du simulateur *end-to-end*, que la partie expérimentale, sur la caractérisation du système à plan focal et de nouveaux essais appliqués.

Du côté des simulations, même si l'étape de validation a permis de mettre en avant leur grande similarité avec les données réelles, la plus grande amélioration à apporter pour une meilleure adéquation concernerait le modèle de bruit dans sa globalité. Le flux solaire, actuellement calculé d'après une constante d'ensoleillement, et considéré fixe temporellement compte-tenu des temps d'acquisition de quelques ms pris en compte dans ce manuscrit, devrait prendre en compte l'instabilité temporelle de la lumière dans le cas d'acquisitions de plusieurs minutes voire dizaines de minutes, comme c'est le cas en cartographie aéroportée. A cela pourrait s'ajouter les phénomènes de *crosstalk* et d'*afterpulsing*, considérés comme secondaires dans le calculs des probabilités de détection pour les cas étudiés, mais cependant existants et contribuant au modèle de détection, même faiblement. Ensuite, nous avons vu que les distances des points mesurées issues des cases-distance "cible" sélectionnées après l'exécution du module de détection indiquaient une erreur relative au mieux d'une dizaine de centimètres par rapport au modèle numérique. Ceci est dû en particulier au modèle gaussien de l'impulsion et à l'algorithme de traitement "médiane" utilisés dans ce manuscrit. L'utilisation d'un montant plus abrupt au cours des premières ns de l'impulsion, plus proche de la forme d'impulsion de la source laser de Keopsys, permettrait de bénéficier du maximum d'énergie plus rapidement et donc de réduire l'étendue temporelle des détections. Un algorithme de traitement plus performant en terme de précision de la sélection du *bin* cible et de rapidité d'exécution permettrait en même temps de réduire les erreurs de

mesure de distance à quelques cm. Enfin, nous avons choisi dans le chapitre 5 d'utiliser une petite portion de scène pour démontrer l'intérêt des plans focaux. Il serait maintenant intéressant d'exploiter pleinement le déplacement de la plateforme pour démontrer le potentiel de résultat sur une large scène de plusieurs km^2. Un algorithme de traitement à la fois sur les données temporelles et spatiales serait donc nécessaire. Un développement de celui-ci en C++ serait d'ailleurs préférable au langage Python, sensiblement plus lent et peu adapté au temps-réel.

Du côté de la caractérisation du système expérimental, il serait nécessaire d'approfondir l'étape de validation, en comparant des scènes réelles et simulées d'autant plus similaires afin de réduire les sources d'erreurs lors des simulations (exactitude de la géométrie des objets et de la configuration de la scène, prise en compte de matériaux non-lambertiens, conditions environnementales identiques pour la turbulence atmosphérique, l'influence du fond solaire, le taux d'aérosols sur le trajet de l'impulsion). Leur reproduction la plus fidèle possible dans le simulateur permettrait d'améliorer davantage la fiabilité des résultats. D'autres paramètres "système" pourraient également faire l'objet d'une caractérisation plus fine : la détermination précise du comportement, lors de la transmission des impulsions, des décalages temporels (*offset*, *jitters*) inhérents au système, affinerait les mesures de distances et leur répétabilité dans le temps. La durée de la porte temporelle a elle aussi un impact sur la qualité du nuage de points enregistré (maximisation des probabilités de détection d'un objet tout en minimisant l'influence du fond solaire). En plus de la sensibilité du détecteur, du niveau d'énergie, du nombre d'impulsions, ce dernier paramètre pourrait alors venir étoffer l'étude de sensibilité entreprise dans ce manuscrit pour la cartographie 3D à haute résolution.

Les plus grandes avancées en termes de perspectives sont attendues du point de vue expérimental. Le prototype POMEROL 3D a permis de réaliser les premières démonstrations pour la détection et l'imagerie d'objets à plusieurs kilomètres de distance, mais depuis un point fixe au sol. Le dispositif en l'état n'étant pas embarquable sur une plateforme aéroportée, les futurs travaux devraient s'orienter vers la miniaturisation du système (aspect SWaP de la charge utile). Des lasers haute cadence offrant 300 μJ par impulsion sont d'ailleurs peu coûteux en énergie, et aujourd'hui suffisamment compacts et légers pour être embarqués à bord d'un aéronef à faible charge utile. Dernièrement, des essais en roulage sur un véhicule terrestre de l'ONERA ont constitué la première étape vers une utilisation aéroportée du dispositif expérimental. Les données acquises, actuellement en cours d'analyse, fourniront une appréciation de cette technologie en conditions dynamiques. Le développement d'une nouvelle interface graphique, plus fonctionnelle et adaptée aux acquisitions dynamiques aéroportées, ainsi que d'algorithmes de traitement "temps réel" seraient indispensables dans ce cas. Un traitement *a posteriori* entraînerait en effet une limitation pour un certain nombre d'applications, comme la surveillance de sites, l'aide à la navigation, etc.

Le dernier point intéressant pour la suite de ces travaux, peu abordé dans ce manuscrit et plutôt absent dans la littérature, concerne l'imagerie laser 3D utilisant les GmAPD en conditions de visibilité dégradées, *i.e.* en présence de fortes pluies, de neige, de nuages de poussière ou de brouillard épais. Il est évident que la sensibilité extrême des ces capteurs matriciels offre d'importantes capacités de détection des très faibles flux lumineux, autrement dit fortement atténués par les situations météorologiques précédemment citées, qu'il serait intéressant d'exploiter pour des besoins aéronautiques (aide à la navigation des aéronefs aux abords des aéroports, à la détection d'obstacles lors de manoeuvres d'hélicoptères à proximité du sol), mais également pour l'évolution en milieux hostiles ou pour garantir la sécurité de sites sensibles par un système de surveillance en toutes circonstances. Ces applications aussi bien civiles que militaires, sont aisément envisageables à partir de cette technologie d'imagerie 3D et constitueraient une réelle avancée dans le domaine de la vision augmentée. Et avant tout essai embarqué à bord d'une plateforme terrestre ou aérienne, l'utilisation du simulateur reste un bon moyen de dimensionner le système afin d'obtenir des résultats qualitatifs.

Annexe A

Cartographies du DCR et de la PDE

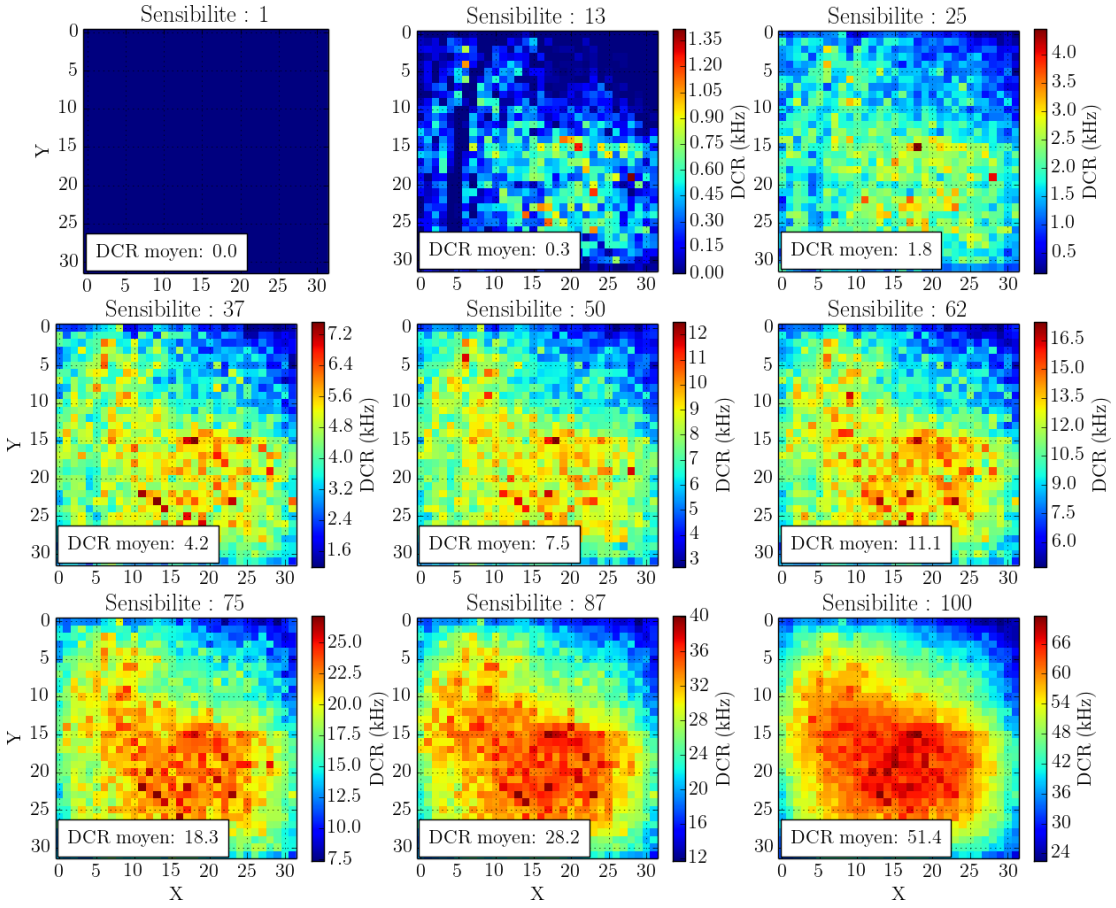


FIGURE A.1 – Cartographies du courant d'obscurité (DCR) du plan focal GmAPD, d'après les niveaux de sensibilité fournies par *Princeton Lightwave*.

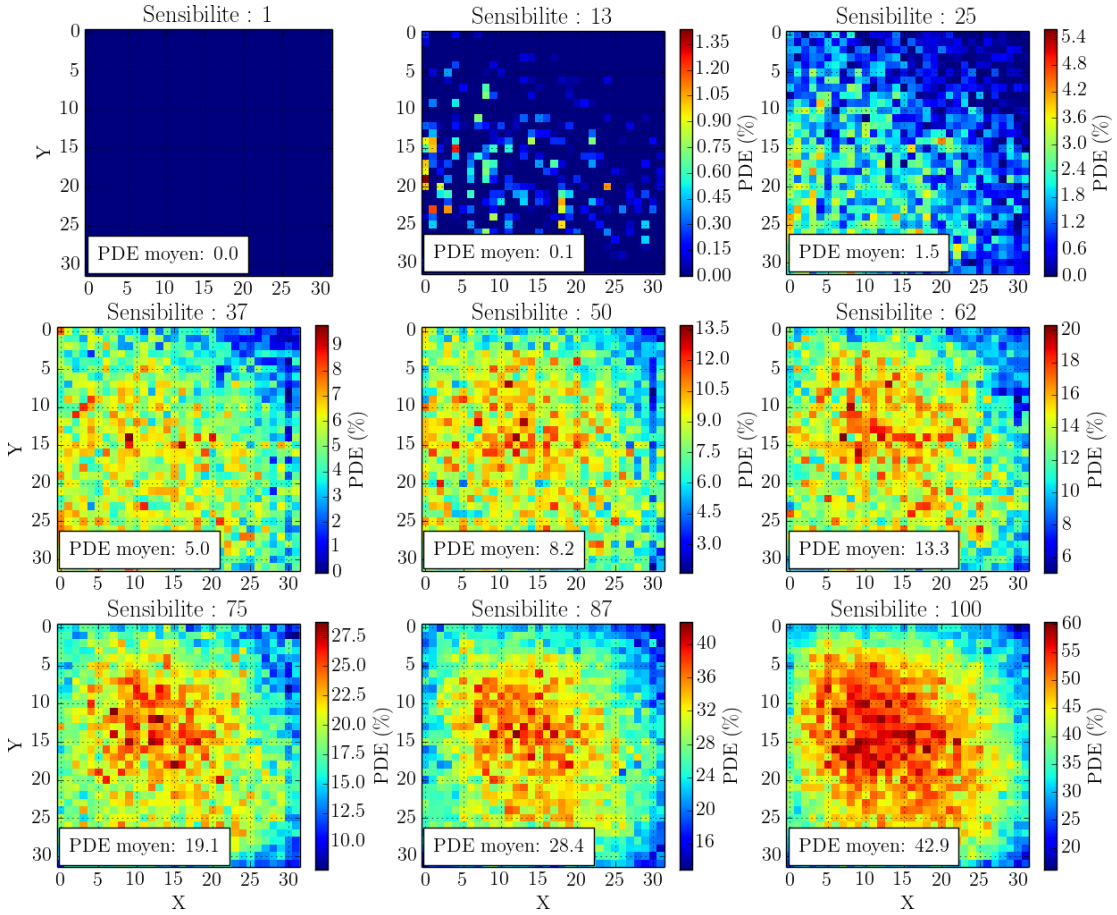


FIGURE A.2 – Cartographies de l'efficacité de détection d'un photon (PDE) du plan focal GmAPD, d'après les niveaux de sensibilité fournies par *Princeton Lightwave*.

Bibliographie

[Ahokas et al., 2003] Ahokas, E., Kaartinen, H., and Hyyppa, J. (2003). A quality assessment of repeated airborne laser scanner observations (PDF Download Available).

[Albota et al., 2002a] Albota, M. A., Aull, B. F., and Fouche, D. G. (2002a). Three-Dimensional Imaging Laser Radars with Geiger-Mode Avalanche Photodiode Arrays. 13(2) :351–370.

[Albota et al., 2002b] Albota, M. A., Heinrichs, R. M., Kocher, D. G., Fouche, D. G., Player, B. E., OBrien, M. E., Aull, B. F., Zayhowski, J. J., Mooney, J., Willard, B. C., and Carlson, R. R. (2002b). Three-dimensional imaging laser radar with a photon-counting avalanche photodiode array and microchip laser. *Applied Optics*, 41(36) :7671–7678.

[Anna et al., 2010] Anna, G., Hespel, L., Riviere, N., Hamoir, D., and Tanguy, B. (2010). Physical modelling of point-cloud (3d) and full-wave-form (4d) laser imaging. volume 7835, pages 78350A–78350A–15.

[Aull et al., 2002] Aull, B. F., Loomis, A. H., Young, D. J., Heinrichs, R. M., Felton, B. J., Daniels, P. J., and L, D. J. (2002). Geiger-mode avalanche photodiodes for three-dimensional imaging. *Lincoln Laboratory Journal*, pages 335–350.

[Baltsavias, 1999] Baltsavias, E. P. (1999). Airborne laser scanning : basic relations and formulas. *ISPRS Journal of Photogrammetry and Remote Sensing*, 54(2) :199–214.

[Blair et al., 1999] Blair, J. B., Rabine, D. L., and Hofton, M. A. (1999). The Laser Vegetation Imaging Sensor : a medium-altitude, digitisation-only, airborne laser altimeter for mapping vegetation and topography. *ISPRS journal of photogrammetry and remote sensing*, 54(2-3) :115–122.

[Brown et al., 2005] Brown, S. D., Blevins, D. D., and Schott, J. R. (2005). Time-gated topographic LIDAR scene simulation. pages 342–353.

[Bulyshev et al., 2014] Bulyshev, A., Amzajerdian, F., Roback, V. E., Hines, G., Pierrottet, D., and Reisse, R. (2014). Three-dimensional super-resolution : theory, modeling, and field test results. *Applied Optics*, 53(12) :2583–2594.

[Carlsson et al., 2001] Carlsson, T., Steinvall, O., and Letalick, D. (2001). *Signature simulation and signal analysis for 3D laser radar.*

[Chauve et al., 2008] Chauve, A., Mallet, C., Bretar, F., Durrieu, S., Pierrot-Deseilligny, M., and Puech, W. (2008). Processing Full-Waveform Lidar Data : Modelling Raw Signals. pages 102–107.

[Cho et al., 2006] Cho, P., Anderson, H., Hatch, R., and Ramaswami, P. (2006). Real-Time 3d Ladar Imaging. In *Proceedings of the 35th Applied Imagery and Pattern Recognition Workshop*, AIPR '06, pages 5–, Washington, DC, USA. IEEE Computer Society.

[Degnan, 2002] Degnan, J. J. (2002). Photon-counting multikilohertz microlaser altimeters for airborne and spaceborne topographic measurements. *Journal of Geodynamics*, 34(3) :503–549.

[Entwistle et al., 2012] Entwistle, M., Itzler, M. A., Chen, J., Owens, M., Patel, K., Jiang, X., Slomkowski, K., and Rangwala, S. (2012). Geiger-mode APD camera system for single-photon 3d LADAR imaging. volume 8375, pages 83750D–83750D–12.

[Fouche, 2003] Fouche, D. G. (2003). Detection and False-Alarm Probabilities for Laser Radars that Use Geiger-Mode Detectors. *Applied Optics*, 42(27) :5388–5398.

[Gatt et al., 2009] Gatt, P., Johnson, S., and Nichols, T. (2009). Geiger-mode avalanche photodiode ladar receiver performance characteristics and detection statistics. *Applied optics*, 48(17) :3261–3276.

[Grasso et al., 2006] Grasso, R. J., Dippel, G. F., and Russo, L. E. (2006). A model and simulation to predict 3d imaging LADAR sensor systems performance in real-world type environments. volume 6303, pages 63030H–63030H–12.

[Guo et al., 2010] Guo, Y., Huang, G., and Shu, R. (2010). 3d imaging laser radar using Geiger-mode APDs : analysis and experiments. volume 7684, pages 768402–768402–8.

[Haitz, 1964] Haitz, R. H. (1964). Model for the Electrical Behavior of a Microplasma. *Journal of Applied Physics*, 35(5) :1370–1376.

[Haitz, 1965] Haitz, R. H. (1965). Studies on optical coupling between silicon p- n junctions. *Solid State Electronics*, 8 :417–425.

[Hamoir et al., 2014] Hamoir, D., Grönwall, C., Lutzmann, P., Amselem, E., Barbé, S., Fraces, M., Göhler, B., Larsson, H., Repasi, E., Steinvall, O., Tanguy, B., Thouin, E., Vaudelin, O., and Willutsky, F. (2014). Analysis of multi-sensor, multi-spectral, active and passive imaging measurements.

[Henriksson, 2005] Henriksson, M. (2005). Detection probabilities for photon-counting avalanche photodiodes applied to a laser radar system. *Applied Optics*, 44(24) :5140–5147.

[Hofton et al., 2000] Hofton, M. A., Minster, J. B., and Blair, J. B. (2000). Decomposition of laser altimeter waveforms. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 38(4) :1989–1996.

[Hug et al., 2004] Hug, Ullrich, and Grimm (2004). *Litemapper-5600 - A Waveform-Digitizing Lidar Terrain and Vegetation Mapping System*, volume XXXVI-8/W2. ISPRS.

[Itzler et al., 2014a] Itzler, M., Entwistle, M., Jiang, X., Owens, M., Slomkowski, K., and Rangwala, S. (2014a). Geiger-mode APD single-photon cameras for 3d laser radar imaging. In *2014 IEEE Aerospace Conference*, pages 1–12.

[Itzler et al., 2010] Itzler, M. A., Entwistle, M., Owens, M., Patel, K., Jiang, X., Slomkowski, K., Rangwala, S., Zalud, P. F., Senko, T., Tower, J., and Ferraro, J. (2010). Geiger-mode avalanche photodiode focal plane arrays for three-dimensional imaging LADAR. volume 7808, pages 78080C–78080C–14.

[Itzler et al., 2014b] Itzler, M. A., Krishnamachari, U., Chau, Q., Jiang, X., Entwistle, M., Owens, M., and Slomkowski, K. (2014b). Statistical analysis of dark count rate in Geiger-mode APD FPAs. volume 9250, pages 925003–925003–12.

[Jiang and Kudryashov, 2012] Jiang, X. and Kudryashov, I. (2012). Time-Of-Flight Sensing For LIDAR Applications Using Negative Feedback Geiger Mode APDs.

[Jutzi and Stilla, 2003] Jutzi, B. and Stilla, U. (2003). Laser pulse analysis for reconstruction and classification of urban objects (PDF Download Available). In *ResearchGate*.

[Kim et al., 2013] Kim, S., Lee, I., and Kwon, Y. J. (2013). Simulation of a Geiger-mode imaging LADAR system for performance assessment. *Sensors (Basel, Switzerland)*, 13(7) :8461–8489.

[Kindt et al., 1998] Kindt, W. J., Zeijl, H. W. v., and Middelhoek, S. (1998). Optical Cross Talk in Geiger Mode Avalanche Photodiode Arrays : Modeling, Prevention and Measurement. In *28th European Solid-State Device Research Conference*, pages 192–195.

[Kong et al., 2011] Kong, H. J., Kim, T. H., Jo, S. E., and Oh, M. S. (2011). Smart three-dimensional imaging ladar using two Geiger-mode avalanche photodiodes. *Optics Express*, 19(20) :19323.

[Kukko and Hyyppa, 2009] Kukko, A. and Hyyppa, J. (2009). Small-footprint Laser Scanning Simulator for System Validation, Error Assessment, and Algorithm Development. *Photogrammetric Engineering & Remote Sensing*, 75(10) :1177–1189.

[Lafrique, 2015] Lafrique, P. (2015). *Lidar multispectral pour la caractérisation des aérosols*. Thèse de doctorat, Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace (ISAE).

[Ludwig et al., 2003] Ludwig, D., Kongable, A., Krywick, S., Albrecht, H. T., Kamrath, G., Milam, J., Brown, D., Fetzer, G. J., and Hanna, K. (2003). Identifying targets under trees : jigsaw 3d ladar test results. pages 16–26.

[Mallet and Bretar, 2009] Mallet, C. and Bretar, F. (2009). Full-waveform topographic lidar : State-of-the-art. *ISPRS Journal of Photogrammetry and Remote Sensing*, 64(1) :1–16.

[Marino et al., 2005] Marino, R. M., Davis, W. R., Rich, G. C., McLaughlin, J. L., Lee, E. I., Stanley, B. M., Burnside, J. W., Rowe, G. S., Hatch, R. E., Square, T. E., Skelly, L. J., O'Brien, M., Vasile, A., and Heinrichs, R. M. (2005). High-resolution 3d imaging laser radar flight test experiments. volume 5791, pages 138–151.

[Marino et al., 2003] Marino, R. M., Stephens, T., Hatch, R. E., McLaughlin, J. L., Mooney, J. G., O'Brien, M. E., Rowe, G. S., Adams, J. S., Skelly, L., Knowlton, R. C., Forman, S. E., and Davis, W. R. (2003). A compact 3d imaging laser radar system using Geiger-mode APD arrays : system and measurements. volume 5086, pages 1–15.

[McIntyre, 1961] McIntyre, R. J. (1961). Theory of Microplasma Instability in Silicon. *Journal of Applied Physics*, 32(6) :983–995.

[Means et al., 1999] Means, J. E., Acker, S. A., Harding, D. J., Blair, J. B., Lefsky, M. A., Cohen, W. B., Harmon, M. E., and McKee, W. A. (1999). Use of Large-Footprint Scanning Airborne Lidar To Estimate Forest Stand Characteristics in the Western Cascades of Oregon. *Remote Sensing of Environment*, 67(3) :298–308.

[Milstein et al., 2008] Milstein, A. B., Jiang, L. A., Luu, J. X., Hines, E. L., and Schultz, K. I. (2008). Acquisition algorithm for direct-detection ladars with Geiger-mode avalanche photodiodes. *Applied Optics*, 47(2) :296–311.

[Neuenschwander et al., 2010] Neuenschwander, A. L., Crawford, M. M., Magruder, L. A., Weed, C. A., Cannata, R., Fried, D., Knowlton, R., and Heinrichs, R. (2010). Terrain classification of ladar data over Haitian urban environments using a lower envelope follower and adaptive gradient operator. volume 7684, pages 768408–768408–9.

[Nicolas, 2000] Nicolas, J. (2000). *La Station Laser Ultra Mobile - De l'obtention d'une exactitude centimétrique des mesures à des applications en océanographie et géodésie spatiales*. Thèse de doctorat, Université Nice Sophia Antipolis.

[O'Brien and Fouche, 2005] O'Brien, M. E. and Fouche, D. G. (2005). Simulation of 3d Laser Radar Systems. 15(1) :37–60.

[O'Keefe and Raven, 2006] O'Keefe, E. S. and Raven, P. N. (2006). Infrared and visible cooperative vehicle identification markings. volume 6201, page 620125. International Society for Optics and Photonics.

[Persson et al., 2005] Persson, ., Söderman, U., Töpel, J., and Ahlberg, S. (2005). Visualization and analysis of full-waveform airborne laser scanner data.

[Piccione et al., 2016] Piccione, B., Jiang, X., and Itzler, M. A. (2016). Spatial modeling of optical crosstalk in InGaAsP Geiger-mode APD focal plane arrays. *Optics Express*, 24(10) :10635–10648.

[Prochazka et al., 2006] Prochazka, I., Hamal, K., Kral, L., and Blazej, J. (2006). Silicon photon counting detector optical cross-talk effect. volume 6180, pages 618001–618001–6.

[Rech et al., 2008] Rech, I., Ingargiola, A., Spinelli, R., Labanca, I., Marangoni, S., Ghioni, M., and Cova, S. (2008). Optical crosstalk in single photon avalanche diode arrays : a new complete model. *Optics Express*, 16(12) :8381–8394.

[Reitberger et al., 2006] Reitberger, J., Krzystek, P., and Stilla, U. (2006). Analysis of full waveform lidar data for tree species classification (PDF Download Available).

[Renker, 2006] Renker, D. (2006). Geiger-mode avalanche photodiodes, history, properties and problems. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 567(1) :48–56.

[Richmond and Cain, 2010] Richmond, R. D. and Cain, S. C. (2010). *Direct-Detection LADAR Systems*. SPIE, 1000 20th Street, Bellingham, WA 98227-0010 USA.

[Ristorcelli, 2013] Ristorcelli, T. (2013). *Evaluation de l'apport des visées multi-angulaires en imagerie laser pour la reconstruction 3D des couverts végétaux*. Thèse de doctorat, Institut supérieur de l'aéronautique et de l'espace, Toulouse ; 2007-...., France.

[Riviere et al., 2010] Riviere, N., Anna, G., Hespel, L., Tanguy, B., Velluet, M.-T., and FrÃ©dÃ©ric, Y.-M. (2010). Modeling of an active burst illumination imaging system : comparison between experimental and modelled 3d scene. volume 7835, pages 783509–783509–11.

[Riviere et al., 2011] Riviere, N., Hespel, L., Ceolato, R., and Drouet, F. (2011). Active imaging systems to perform the strategic surveillance of an aircraft environment in bad weather conditions. volume 8186, pages 81860H–81860H–12.

[Schwartz, 2009] Schwartz, N. (2009). *Précompensation des effets de la turbulence par optique adaptative : application aux liaisons optiques en espace libre*. Thèse de doctorat, Université Nice Sophia Antipolis.

[Shin et al., 2014] Shin, D., Kirmani, A., Goyal, V. K., and Shapiro, J. H. (2014). Photon-Efficient Computational 3d and Reflectivity Imaging with Single-Photon Detectors. *arXiv :1406.1761 [stat]*. arXiv : 1406.1761.

[Smith et al., 2001] Smith, D. E., Zuber, M. T., Frey, H. V., Garvin, J. B., Head, J. W., Muhleman, D. O., Pettengill, G. H., Phillips, R. J., Solomon, S. C., Zwally, H. J., Banerdt, W. B., Duxbury, T. C., Golombek, M. P., Lemoine, F. G., Neumann, G. A., Rowlands, D. D., Aharonson, O., Ford, P. G., Ivanov, A. B., Johnson, C. L., McGovern, P. J., Abshire, J. B., Afzal, R. S., and Sun, X. (2001). Mars Orbiter Laser Altimeter : Experiment summary after the first year of global mapping of Mars. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 106(E10) :23689–23722.

[Smullin and Fiocco, 1962] Smullin and Fiocco (1962). *Project Luna See*. MIT publications.

[Stilla et al., 2007] Stilla, U., Yao, W., and Jutzi, B. (2007). Detection of weak laser pulses by full waveform stacking.

[Sudharsanan et al., 2008] Sudharsanan, R., Yuan, P., Boisvert, J., McDonald, P., Isshiki, T., Mesropian, S., Labios, E., and Salisbury, M. (2008). Single photon counting Geiger mode InGaAs(P)/InP avalanche photodiode arrays for 3d imaging. volume 6950, pages 69500N–69500N–9.

[Sun et al., 2009] Sun, Z.-h., Deng, J.-h., and Yan, X.-w. (2009). Target detection and recognition techniques of line imaging ladar sensor. volume 7382, pages 73824C–73824C–12.

[Thouin, 2015] Thouin, E. (2015). *L'étude de performances d'une nouvelle technique d'imagerie flash laser : l'imagerie flash laser mosaïque*. Thèse de doctorat, Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace (ISAE)^2.

[Vaidyanathan et al., 2007] Vaidyanathan, M., Blask, S., Higgins, T., Clifton, W., Davidsohn, D., Carson, R., Reynolds, V., Pfannenstiel, J., Cannata, R., Marino, R., Drover, J., Hatch, R., Schue, D., Freehart, R., Rowe, G., Mooney, J., Hart, C., Stanley, B., McLaughlin, J., Lee, E.-I., Berenholtz, J., Aull, B., Zayhowski, J., Vasile, A., Ramaswami, P., Ingersoll, K., Amoruso, T., Khan, I., Davis, W., and Heinrichs, R. (2007). Jigsaw phase III : a miniaturized airborne 3-D imaging laser radar with photon-counting sensitivity for foliage penetration&lt ;/title&gt ;. pages 65500N–65500N–12.

[Vasile et al., 2012] Vasile, A. N., Skelly, L. J., O'Brien, M. E., Fouche, D. G., Marino, R. M., Knowlton, R., Khan, M. J., and Heinrichs, R. M. (2012). Advanced Coincidence Processing of 3d Laser Radar Data. In *Advances in Visual Computing*, pages 382–393. Springer, Berlin, Heidelberg.

[Velluet et al., 2007] Velluet, M.-T., Michau, V., Fusco, T., and Conan, J.-M. (2007). Coherent illumination for wavefront sensing and imaging through turbulence. pages 670808–670808–9.

[Wagner et al., 2006] Wagner, W., Ullrich, A., Ducic, V., Melzer, T., and Studnicka, N. (2006). Gaussian decomposition and calibration of a novel small-footprint full-waveform digitising airborne laser scanner. *ISPRS Journal of Photogrammetry and Remote Sensing*, 60(2) :100–112.

[Wehr and Lohr, 1999] Wehr, A. and Lohr, U. (1999). Airborne laser scanning—an introduction and overview. *ISPRS Journal of Photogrammetry and Remote Sensing*, 54(2) :68–82.

[Williams and Huntington, 2006] Williams, G. M. and Huntington, A. S. (2006). Probabilistic analysis of linear mode vs. geiger mode APD FPAs for advanced LADAR enabled interceptors. volume 6220, pages 622008–622008–14.

[Wyngaard et al., 1971] Wyngaard, J.-C., Coté, O.-R., and Izumi, Y. (1971). Local free convection, similarity, and the budgets of shear stress and heat flux.

[Yan and Deng, 2008] Yan, X. and Deng, J. (2008). Imaging simulation for 3-D laser radar based on target model. volume 7158, pages 71580P–71580P–8.

[Young, 1986] Young, M. (1986). *Optics and Lasers - Including Fibers and Optical Waveguides | Matt Young | Springer*.

[Younger et al., 2009] Younger, R. D., McIntosh, K. A., Chludzinski, J. W., Oakley, D. C., Mahoney, L. J., Funk, J. E., Donnelly, J. P., and Verghese, S. (2009). Crosstalk analysis of integrated Geiger-mode avalanche photodiode focal plane arrays. volume 7320, pages 73200Q–73200Q–12.